

# ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 43

НОЯБРЬ, 2000

ВЫПУСК 4

РАССТОЯНИЯ ДО 24 ГАЛАКТИК В НАПРАВЛЕНИИ НА  
СКОПЛЕНИЕ В ДЕВЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ  
ХАББЛА

*Н.А.Тихонов, О.А.Галазутдинова, И.О.Дроздовский* 503

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ГА-  
ЛАКТИКИ NGC 7468 (Mrk 314)

*Е.А.Евстигнеева* 519

КВАЗАРЫ В ОБЛАСТЯХ БОГАТЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

*Г.А.Арутюнян, Е.Г.Никогосян* 531

О СВЯЗИ ИНФРАКРАСНОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СЕЙ-  
ФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

*В.Г.Малулян, В.Г.Панаджян* 549

ЭЛЛИПТИЧНОСТЬ БЛИЗКИХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК,  
ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ С ПРОТЯЖЕННЫМИ ВНЕГАЛАКТИ-  
ЧЕСКИМИ РАДИОИСТОЧНИКАМИ

*Р.Р.Андреасян, Э.Сол* 561

ПЗС - ФОТОМЕТРИЯ КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ  
SW URSAE MAJORIS НА ПОЗДНЕЙ СТАДИИ СВЕРХ-ВСПЫШ-  
КИ 2000г.

*Е.П.Павленко, С.Ю.Шугаров, Н.А.Катышева* 567

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮ-  
ДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ SAO 124414

*Н.Д.Меликян, К.Маньян, М.А.Ерицян, А.А.Карпетян* 581

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

### Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Ս.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչևի (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Բալլոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Գ.Կարաչենցյան (Ռուսաստան), Գ.Կոնևտ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Ե.Թերչյան (ԱՄՆ):

### Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)

Заместители главного редактора: В.Г.Горбачкий (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնուրույն հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24'  
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38

e-mail: astro @ bao.sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2000



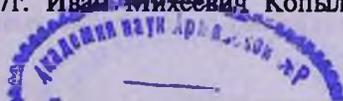
## ИВАН МИХЕЕВИЧ КОПЫЛОВ

29 июля 2000 года на 72 году ушел из жизни Иван Михеевич Копылов, выдающийся ученый России, главный научный сотрудник Главной астрономической обсерватории РАН.

И.М.Копылов окончил в 1950г. Ленинградский государственный университет по специальности "астрономия". С 1950г. по 1966г. он работал в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. В 1966г. И.М.Копылов был назначен директором Специальной астрофизической обсерватории (САО РАН). Он руководил этой молодой обсерваторией в течение 20 лет. Именно под его руководством в САО РАН сложился крепкий профессиональный научный коллектив и был введен в действие 6-метровый телескоп (БТА), который до недавнего времени оставался самым большим оптическим астрономическим инструментом в мире. Обсерватория под его руководством обрела мировую известность, в ней выполнен ряд фундаментальных программ исследований в области звездной спектроскопии и фотометрии, галактической и внегалактической астрономии.

Заслуги И.М.Копылова в деле становления и развития БТА-6м и самой обсерватории были отмечены высокой правительственной наградой - орденом Трудового Красного Знамени. Иван Михеевич был удостоен звания лауреата Премии Совета Министров СССР.

В течение 15 лет, с 1973г. по 1987г. Иван Михеевич Копылов яв-



лялся одним из активных членов редакционной коллегии журнала "Астрофизика".

С апреля 1985 года И.М.Копылов возглавлял лабораторию физики и эволюции звезд САО РАН, а с февраля 1988 года был переведен на работу в ГАО РАН, где он занимал сначала должность ведущего, а затем главного научного сотрудника. Здесь Иван Михеевич Копылов до конца своих дней плодотворно работал над проблемами астрономии в космосе по проекту СТРУВЕ (космическая астрометрия) и по проекту создания Межпланетной Солнечной Стереоскопической Обсерватории (СТЕРЕОСКОП-А).

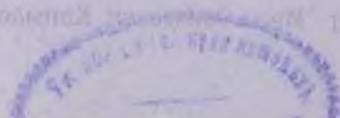
Научная деятельность И.М.Копылова связана с разработкой ряда проблем звездной астрономии, физики и эволюции звезд. Велик его вклад и в решение вопросов астрономического приборостроения. Им опубликовано свыше 160 научных работ, посвященных исследованию новых звезд, количественной спектральной классификации звезд, изучению химического состава звездных атмосфер, наблюдательным проявлениям эволюции звезд, исследованию химически пекулярных звезд, двойных нестационарных звезд с релятивистскими и вырожденными компонентами. И.М.Копылов внес важный вклад в создание входных бортовых и других специализированных массовых каталогов спектральных, фотометрических и астрометрических данных для целей астрометрии и ряда прикладных наук.

Иван Михеевич Копылов создал научную школу. Его многочисленные ученики работают в САО и ГАО РАН, в КраО Украины и в других астрономических учреждениях.

И.М.Копылов являлся членом Международного Астрономического Союза, членом редколлегии журнала "Письма в Астрономический журнал", был заместителем председателя Комитета по тематике больших телескопов Российской Федерации.

Уход из жизни Ивана Михеевича Копылова является тяжелой утратой для астрономической науки.

**Редакция журнала "Астрофизика"**



УДК: 524.77

РАССТОЯНИЯ ДО 24 ГАЛАКТИК В НАПРАВЛЕНИИ  
НА СКОПЛЕНИЕ В ДЕВЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ПОСТОЯННОЙ ХАББЛАН.А.ТИХОНОВ<sup>1</sup>, О.А.ГАЛАЗУТДИНОВА<sup>1</sup>, И.О.ДРОЗДОВСКИЙ<sup>2</sup>

Поступила 18 апреля 2000

Принята к печати 11 июля 2000

Для изучения пространственного распределения галактик, находящихся между скоплением в Деве и Местной группой, проведен поиск вероятных близких галактик. Использование метода ярчайших звезд, голубых и красных сверхгигантов, позволило определить расстояния до 24 галактик, среди которых выделено 6 относительно близких галактик. Результаты определения расстояний показали, что максимум распределения численности галактик находится на 17.0 Мпк, что мы принимаем за расстояние до скопления в Деве. Используя из литературных источников разность модулей расстояний между двумя скоплениями галактик, в Деве и в Волосах Вероники, и скорость последнего скопления, мы определили постоянную Хаббла  $H_0 = 77 \pm 7 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ .

1. *Введение.* Для определения пространственной структуры галактик Местного комплекса на 6-м телескопе САО РАН была проведена многолетняя программа получения глубоких многоцветных снимков всех галактик северного неба с лучевыми скоростями менее 500 км/с. Успешные результаты этой работы позволили на основе фотометрии ярчайших голубых и красных сверхгигантов определить расстояния до сотни галактик и получить основу для изучения кинематики и эволюции галактик Местного комплекса [1]. Однако в направлении на ближайшее богатое скопление галактик в Деве [2] осталась область, не охваченная этой программой наблюдений. Дело в том, что огромное число галактик, принадлежащих самому скоплению, делает задачу выявления среди них галактик Местного комплекса крайне затруднительной. В то же время, статистика распределения галактик в областях вокруг Девы указывает на то, что должны существовать галактики между Местной группой и скоплением в Деве. В настоящее время известна только одна галактика GR8 с расстоянием 2.2 Мпк, удовлетворяющая этому условию [3]. Выявление подобных галактик, расположенных между скоплением в Деве и Местной группой, позволило бы исследовать влияние массивного скопления на кинематику соседних галактик. Таким образом, задача поиска галактик вблизи Местной группы сводится к первичной селекции списка всех галактик в Деве и дальнейшему определению расстояний до

выбранных галактик.

Среди многочисленных методов определения расстояний до галактик метод, основанный на использовании ярчайших голубых и красных сверхгигантов, наилучшим образом подходит для названной задачи, как по точности результата, так и по длительности наблюдательного времени для всех избранных галактик. При выборе метода определения расстояний учитывался и тот факт, что большую часть списка составляют иррегулярные галактики, для которых иные методы определения расстояний дают малую точность. Поиск и наблюдения цефеид в этих галактиках, вероятно, решили бы проблему, но это совершенно нереально из-за огромной длительности наблюдательной программы.

2. *Составление списка галактик и наблюдения.* Галактики, находящиеся на расстояниях 1-10 Мпк и участвующие только в космологическом расширении Вселенной, должны иметь скорости от 0 до 700 км/с. Однако присутствие богатого и массивного скопления галактик искажает простую картину расширения [4]. Каждая галактика вблизи скопления может иметь сложную орбиту, а скорости таких галактик находятся в интервале от -700 до 2500 км/с [5], т.е. перекрывают положенный в основу выборки интервал скоростей. Поэтому для отбора галактик применялись дополнительные критерии: тип галактики, угловые размеры, скорость вращения, цвет, морфология.

Таким образом, цель наблюдательной программы состояла в том, чтобы не только выявить несколько сравнительно близких галактик, но и определить расстояние до скопления в Деве. Распределение выбранных галактик по расстояниям на основе применения зависимости Хаббла представлено на рис.1. Видно, что большая часть галактик имеет малые скорости и может находиться вблизи Местной группы.

Выбранные галактики фотографировались с ПЗС-камерой на 1-м телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории. Все снимки делались без фильтра, что в три раза увеличивало поток света и позволяло за 30 мин

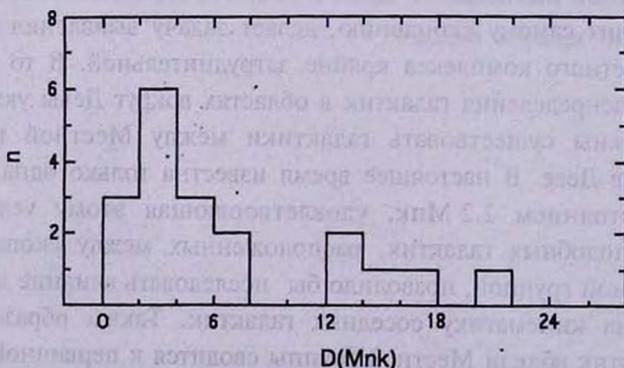


Рис.1. Распределение выбранных галактик по расстояниям на основе зависимости Хаббла.

экспозиции оценить степень разрешения на звезды галактик, находящихся на расстояниях 10-15 Мпк. Галактики, в которых были видны отдельные звезды или скопления, попадали в список для последующих наблюдений на 6-м телескопе (БТА). Для контроля получаемых результатов в список были включены несколько спиральных галактик, которые, как предполагалось, должны принадлежать самому скоплению в Деве.

Основные наблюдения проводились в 1997-1998гг. на БТА с помощью ПЗС-фотометра, установленного в первичном фокусе телескопа. Применяемая матрица обеспечивала поле  $2.5 \times 2.5$  при масштабе  $0.137''/\text{пикс}$ . Чтобы одинаковым образом выявлять как голубые, так и красные сверхгиганты, мы получали снимки галактик в фильтрах  $V(1200 \text{ с})$  и  $R(600 \text{ с})$ . Для нескольких галактик дополнительно были получены снимки в фильтрах  $B$  и  $I$ . В табл.1 представлен журнал наблюдений на БТА.

**3. Фотометрия звезд и выделение ярчайших сверхгигантов.**  
Первичная редукция наблюдательных данных делалась стандартным образом. После вычитания темнового кадра проводилось деление изображения на плоское поле и устранялись следы космических частиц. Полученные в разных фильтрах снимки центрировались между собой. Поиск и фотометрия звезд на всех снимках проводились программой DAORHOT II [6]. Предварительно все снимки проходили медианное сглаживание, т.е. из изображения вычитался его сглаженный медианой образ при использовании окна сглаживания, примерно в 10 раз большего, чем размер (FWHM) звезды. Полученные в результате такой процедуры снимки всех галактик представлены на рис.2.

Появление на снимках белых пятен (провалов интенсивности между яркими объектами) объясняется влиянием этих объектов на статистику вычисления медианы вблизи них. В то же время, использование достаточно большого окна медианы позволяет видеть реальные ослабления яркости в рукавах галактик вследствие поглощения света звезд газопылевыми облаками галактик. Практические измерения показали, что применение медианного сглаживания увеличивает точность фотометрии звезд и позволяет визуально контролировать результаты работы программы фотометрии. Для перевода инструментальных величин в систему Крона-Казинса ( $BVRI$ ), в каждую ночь наблюдений получались снимки стандартов из списка Ландольта [7], после фотометрии которых получались уравнения перехода к  $BVRI$  системе.

В результате фотометрии мы получили диаграммы цвет-величина ( $CM$ ) для всех звездообразных и диффузных объектов в исследуемых галактиках. При стандартной экспозиции 1200 с в  $V$  фильтре предельная звездная величина  $V = 26.0$ , а точность измерения таких звезд равна  $0.04$ . Для наших целей мы не использовали столь слабые звезды, однако их присутствие на  $CM$ -диаграммах помогало выявить положения ветвей

## ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ НА БТА

Название	Дата	Фильтр	$T_{\text{exp}}$	Воздушная масса	FWHM (")
NGC 4496A	06.03.1995	V	600 x 2	1.35	1.3
		R	600	1.37	
		I	600	1.41	
VCC 739	23.04.1996	V	600	1.35	1.4
		R	600	1.41	
		I	600 x 2	1.44	
DDO 139	23.04.1996	V	600	1.35	1.4
		R	600	1.39	
		I	600	1.44	
UGC 7557	11.03.1997	V	600 x 2	1.31	1.6
		R	600	1.29	
		I	600	1.25	
NGC 4523	11.03.1997	V	600	1.14	1.6
		B	600 x 2	1.14	
UGC 7567	11.03.1997	V	600 x 2	1.24	1.5
		R	600	1.25	
KP 364b	11.03.1997	V	600	1.21	1.4
		R	600	1.21	
IC 3355	12.03.1997	V	600 x 2	1.29	1.2
		R	600	1.24	
IC 3517	12.03.1997	V	600 x 2	1.22	1.6
		R	600	1.22	
NGC 4394	12.03.1997	V	600 x 2	1.14	1.6
		R	600 x 2	1.12	
		I	600	1.15	
NGC 4123	12.03.1997	V	600	1.54	1.8
		R	600	1.57	
NGC 4571	12.03.1997	V	600	1.54	1.8
		R	600	1.57	
NGC 4498	13.03.1997	V	600 x 2	1.19	1.6
		R	600	1.21	
NGC 4548	13.03.1997	V	600	1.19	1.7
		R	600	1.18	
IC 3576	13.03.1997	V	600 x 2	1.25	1.6
		R	600 x 2	1.26	
UGC 8061	13.03.1997	V	600	1.24	1.5
		R	600	1.23	
GR 8	13.03.1997	V	600	1.26	1.4
		R	600	1.28	
IC 3476	27.02.1998	V	600 x 2	1.16	1.2
		R	600	1.16	
NGC 4633	27.02.1998	V	600 x 2	1.17	1.1
		R	600	1.17	
NGC 4212	27.02.1998	V	600 x 2	1.31	1.1
		R	600	1.31	
UGC 7857	27.02.1998	V	600 x 2	1.19	1.0
		R	600	1.19	
NGC 4299	01.02.1998	V	600 x 2	1.18	1.1
		R	600 x 2	1.18	
IC 3036	01.02.1998	V	600 x 2	1.24	1.1
		R	600	1.24	
NGC 4178	01.02.1998	V	600 x 2	1.32	1.2
		R	600	1.32	

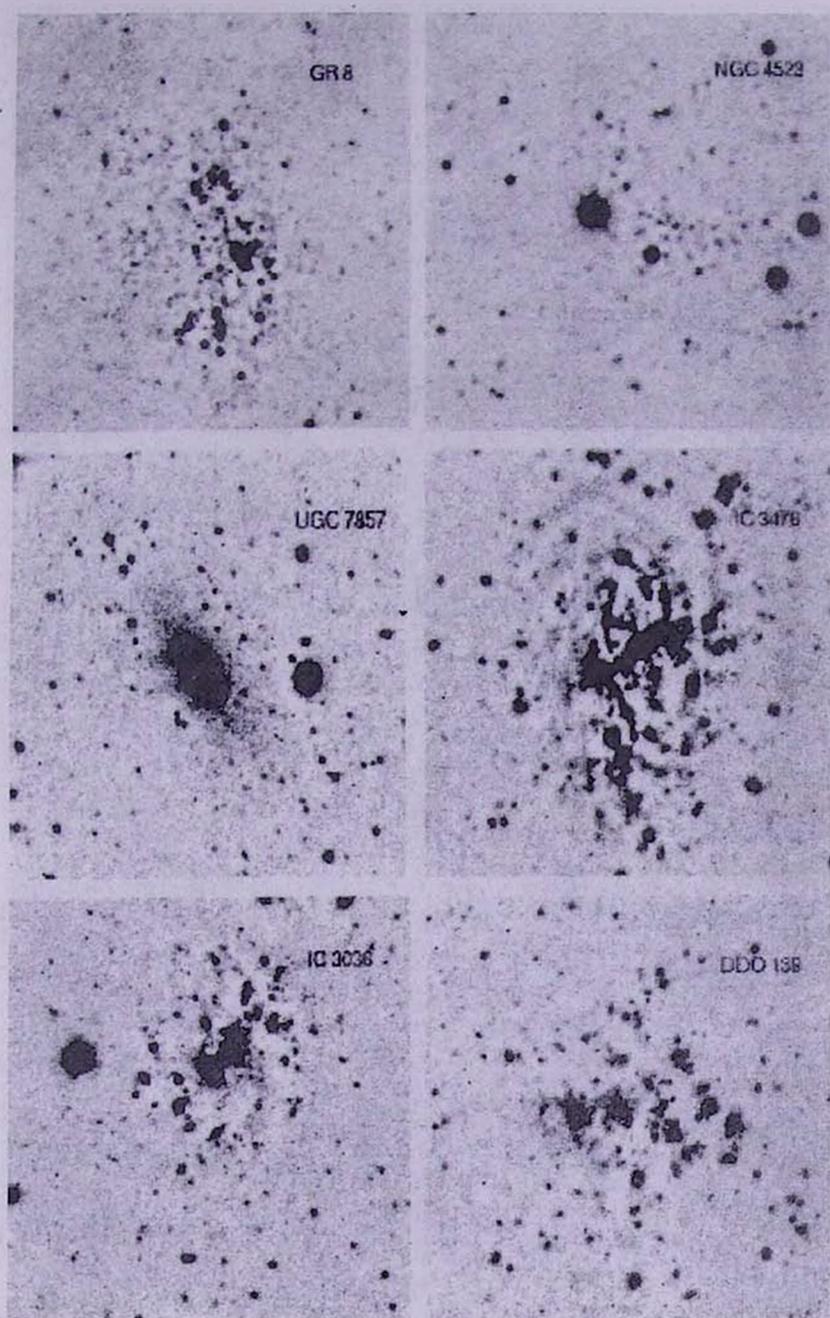


Рис.2. Изображения исследуемых галактик, полученные с применением медианной фильтрации.

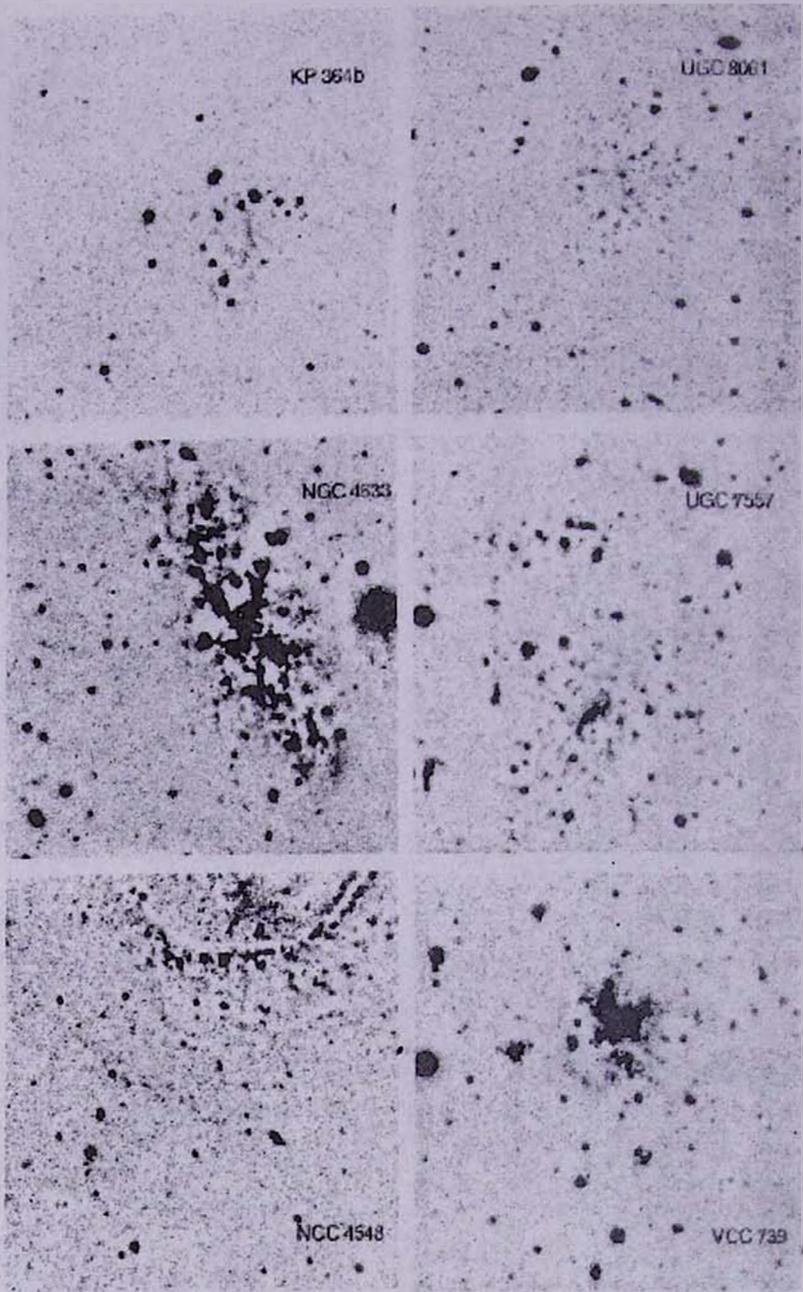


Рис.2. (Продолжение)

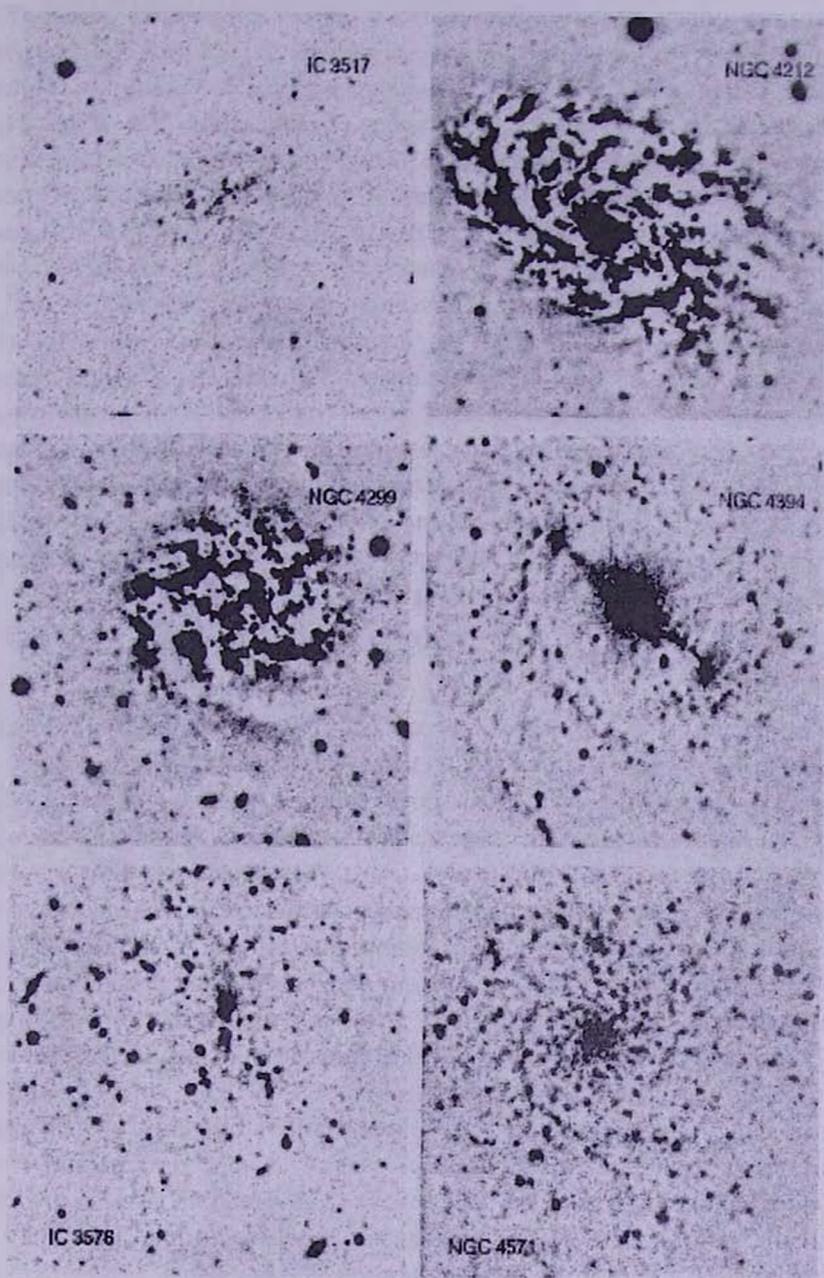


Рис.2. (Продолжение)

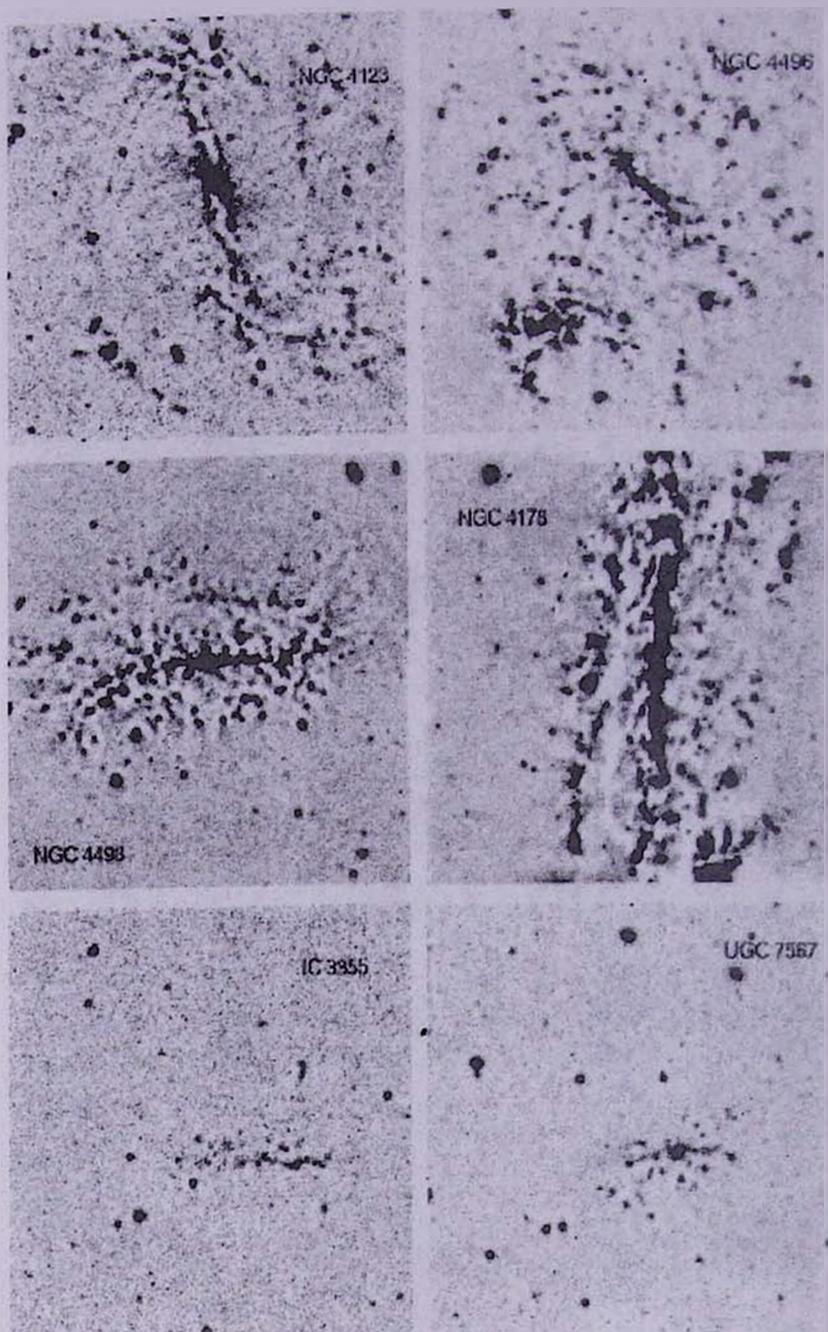


Рис.2. (Продолжение)

голубых и красных сверхгигантов.

Точность фотометрии самых ярких сверхгигантов на наших снимках не хуже, чем  $0.^m1$ , но при фотометрии звезд в очень густых звездных полях реальная точность может значительно ухудшаться. На первоначально получаемых СМ-диаграммах, кроме звезд, присутствуют компактные звездные скопления и даже целые комплексы. Поскольку для каждого объекта программа DAOPHOT II приводит степень отклонения профиля объекта от стандартного профиля звезды, то легко провести селекцию всех объектов снимка на предмет выделения действительно звездных объектов.

При анализе СМ-диаграмм и выделении ярчайших звезд мы отбрасывали те звезды, которые проецировались на диффузные области, где явным образом происходит звездообразование, т.к. в этом случае очень велика вероятность принять за звезду целое звездное скопление. В любом случае предпочтение отдавалось изолированным звездам. Для определения расстояния мы использовали средние величины трех ярчайших голубых ( $M_B(3B)$ ) и красных ( $M_V(3R)$ ) сверхгигантов. Зависимость между светимостями галактики  $M_B^T$  и ее ярчайших звезд взята из статьи Караченцева и Тихонова [8]:

$$\langle M_V(3R) \rangle = 0.19 \cdot M_B^T - 4.52,$$

$$\langle M_B(3B) \rangle = 0.35 \cdot M_B^T - 2.50,$$

$$\langle M_B(3B) \rangle = -0.51 \cdot \delta m(3B) - 4.14,$$

где  $\delta m(3B)$  - разность между светимостью галактики  $M_B^T$  и светимостью трех ярчайших голубых звезд  $\langle M_V(3B) \rangle$ . Использование аналогичных зависимостей, полученных другими авторами, список работ которых приведен в [8], мало изменяет результаты определения расстояний и не влияет на конечные выводы.

Самая близкая галактика из нашего списка показывает разрешение на красные гиганты и для нее применим более точный метод определения расстояний: использование верхней границы ветви красных гигантов (TRGB-метод). Этот метод развит в работах [9] и [10] и широко используется в настоящее время для определения расстояний до близких галактик.

Типы галактик UGC 7857 и UGC 8061 мы определили как S0 и Ir/S0. Не исключено, что UGC 8061 является все же иррегулярной галактикой, на что указывает большое количество водорода в ней, но с отсутствием звездообразования в настоящее время. Для оценки расстояния до обеих галактик мы использовали звездные величины ярких гигантов асимптотической ветви (AGB), которые видны на наших СМ-диаграммах.

Результаты наших измерений представлены в табл.2 и на диаграмме (рис.3). Табл.2 состоит из 12 столбцов, в которых приведены: 1 - название исследуемой галактики; 2 - идентичные названия; 2 - гелиоцентрическая скорость; 4 - угловые размеры галактики; 5 - тип галактики; 6 - светимость галактики, исправленная за поглощение; 7 - интегральный цвет галактики;

8 и 10 -средние цвета трех ярчайших голубых и красных сверхгигантов; 9 и 11 - средние звездные величины трех ярчайших голубых и красных сверхгигантов; 12 - расстояние до исследуемых галактик в Мпк. Значения,

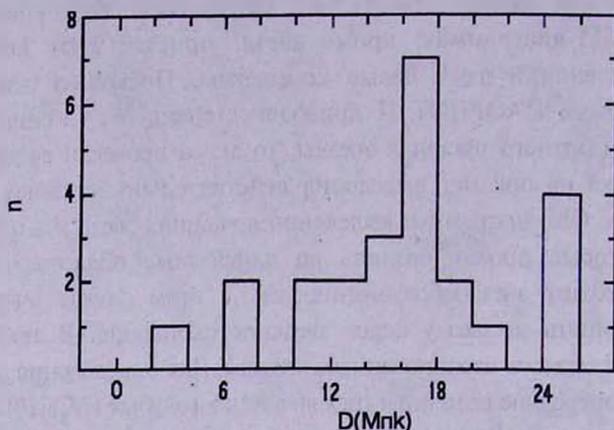


Рис.3. Распределение выбранных галактик по расстояниям, полученное нами.

приведенные в столбцах 2-6, взяты из [25].

4. *Точность полученных результатов.* На точность определения расстояний в максимальной степени влияют три причины: точность фотометрии звезд, ошибки зависимости, используемой при вычислении предполагаемой светимости сверхгигантов, а также возможные промахи при выявлении звездных объектов.

Точность фотометрии звезд на наших снимках не хуже, чем  $0.^m1$ . Значение второй ошибки не превышает  $0.^m4$  при использовании зависимости из [8]. Что касается третьей составляющей, то точной оценки здесь быть не может. Известно, что молодые звезды часто наблюдаются группами, которые на большом расстоянии могут казаться одиночной звездой. Если для определения расстояния мы будем использовать такие «звезды», то получим совершенно неверный результат. Отметим, что такой случай более вероятен в очень компактных галактиках (NGC 4299 и NGC 4212) с многочисленными областями звездообразования (рис.2). Качество наших снимков позволяло выявлять диффузный объект, если его профиль отличался на  $0.^m1$  от стандартного профиля звезды, что соответствует 8.0 пк, в проекции на скопление в Деве. То есть все объекты, размеры которых меньше, чем 8.0 пк, представляются нам как звездообразные. Принимая, что средние размеры ядра шаровых скоплений равны 15 пк, а размеры рассеянных звездных скоплений 5-10 пк [11], мы видим, что на наших снимках можно отличать звезды от шаровых скоплений, но не от малых молодых рассеянных скоплений. К счастью, красные сверхгиганты не образуют скоплений, и результат измерения расстояния по их светимости помогает контролировать результат, полученный при использовании голубых сверхгигантов.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДУЕМЫХ ГАЛАКТИК

Название	Другие названия	$V_A$ км/с	$a' \times b'$	Тип	$B_T^s$	$(B-V)_T^0$	$V-R$ голуб.	$V$ голуб.	$V-R$ красн.	$V$ красн.	$D$ Mpk
NGC4123	VCC07116	1327	4.4 x 3.2	SB(r)c	11.74	0.56	0.09	21.52	0.84	22.14	20.1
NGC4178	UGC07215 VCC0066	378	5.1 x 1.8	SB(rs)dm	11.35	0.49	0.17	22.84	0.65	22.99	25
NGC4212	UGC07275 VCC0175	-81	3.2 x 1.9	SAC.	11.83	0.57	0.18	22.07	0.94	22.58	17.5
NGC4299	UGC07414 VCC0491	232	1.7 x 1.6	SAB(s)dm	12.72	-	0.31?	22.66?	0.75	22.76	19.8
NGC4394	UGC07523 VCC0857	922	3.6 x 3.2	(R)SB(r)b Liner	11.51	0.82	0.17	24.83	0.97	21.58	24.7
NGC4496A	UGC07668 VV076	1738	4.0 x 3.2	SB(rs)m	11.94	-	0.02	21.86	1.00	23.00	17.5
NGC4498	UGC07669 VCC1379	1507	3.0 x 1.6	SAB(s)d	12.33	-	0.12	22.64	0.81	22.42	17.0
NGC4523	UGC07713 DDO135 VCC1524	262	2.0 x 1.9	SAB(s)m	14.05	-	0.08	20.80	0.85	22.00	6.4
NGC4548	UGC07753 VCC1655	486	5.4 x 4.3	SBb(rs) LinerSy	10.79	0.76	0.19	22.85	0.92	22.49	16.5
NGC4571	UGC07788 VCC1696	342	3.6 x 3.2	SA(r)d	11.73	0.49	0.16	21.97	0.53	22.18	19.4
NGC4633	IC3688 UGC07874 VCC1929	291	2.1 x 0.9	SAB(s)dm	13.26	0.63	0.14	22.27	0.92	22.61	16.3
IC3036	UGC07200 VCC0048	-53	1.5 x 1.2	Sm	14.3*	-	0.11	23.26	0.83	22.89	11.8
IC3355	UGC07548 VV511 DDO124	162	1.1 x 0.5	Im	14.72	-	-	-	-	-	25
IC3476	UGC07695 VV563 VCC1450	-169	2.1 x 1.8	IB(s)m	12.80	0.44	0.07	22.94	0.90	21.80	11.2
IC3517	VGC07733 VCC1566	433	1.1 x 0.7	Sdm	14.92	-	0.10	22.80	-	-	15.8
IC3576	UGC07781 DDO138 VCC1678	1075	2.3 x 2.1	Sm	13.94	0.53	0.06	23.14	0.52	23.24	16.7
UGC7557	VCC0975	933	3.0 x 2.8	Sm	13.35	-	0.15	22.86	1.22	22.94	15.7
UGC7567	VCC1011	867	1.1 x 0.6	Im	14.90	-	-	-	-	-	25
UGC7857	VCC1897 PGC42608	18	1.3 x 0.8	S0**	14.70*	-	0.29?	23.14?	0.98	21.66	6.3
UGC8061	-	562	0.9 x 0.9	Irr/S0**	16.54**	0.77**	-	-	-	-	14.5
DDO139	UGC07795 VCC1726	62	1.2 x 0.9	SdmIV	14.62*	-	0.05	22.82	1.01	22.91	12.9
GR8	UGC08091 DDO155 VV558	214	1.1 x 1.0	ImV	14.62	0.31	-	-	-	-	2.4
KP364b	PGC045370	934	0.7 x 0.5	I?	15.53	-	0.12	23.20	0.85	23.00	12.4
VCC739	-	926	1.6 x 1.6	S?	13.98	-	0.07	22.99	0.88	23.14	16.2

Примечание: \* - светимость галактик без учета поглощения.

\*\* - определенные нами типы галактик и значения интегральных величин.

5. *Сравнение результатов.* Сравнение полученных нами расстояний до галактик в Деве с результатами других авторов возможно для четырех галактик. Это галактики: GR 8, NGC 4496A, NGC 4523 и NGC 4571. Рассмотрим эти галактики более подробно.

*Галактика GR8* после ее открытия [12] считалась принадлежащей скоплению в Деве. После разрешения на звезды эту галактику стали относить к Местной группе. Несколько лет назад был получен цефеидный модуль расстояний [13], а позднее были выявлены красные гиганты и расстояние было определено на основе TRGB-метода. На полученной нами CM-диаграмме (рис.4) обрыв ветви красных гигантов происходит при  $V=24.^m4$  и  $V-R=0.^m65$ . Это позволяет определить металличность звезд-гигантов и расстояние до галактики. Не останавливаясь на подробностях вычислений, сразу указываем, что наше определение расстояния равно  $D=2.6$  Мпк, а у Дом-Палмера и др. [3] - 2.2 Мпк. Различие лежит в пределах ошибок обоих измерений.

Для галактики NGC 4496A на основе обработки HST-снимков расстояние определено по цефеидам [14]. Данный результат был опубликован после нашего доклада о расстоянии до NGC 4496A [15]. Разность определения расстояний составляет 7%, что можно считать хорошим подтверждением точности используемого нами метода ярчайших сверхгигантов.

*Галактика NGC 4523* исследовалась Шанксом и др. [16,17] при высоком качестве изображения, но с низким пределом фотометрии звезд и малым полем зрения. Учитывая несравненно более глубокие пределы наших снимков

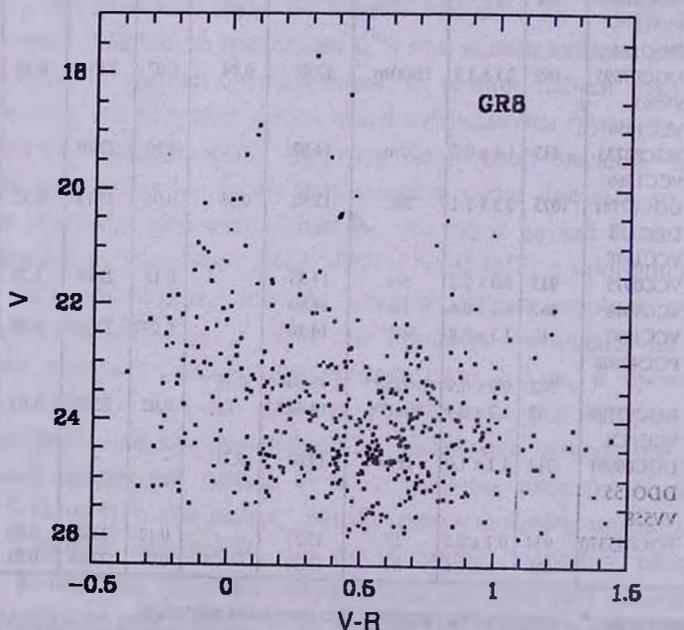


Рис.4. CM - диаграмма галактики GR8

этой галактики, где мы нашли и голубые и красные сверхгиганты, считаем, что наши определения более точны, и галактика находится ближе, чем принималось Шанксом и др. [16]. Разница в расстояниях равна 6.5 Мпк.

Снимки галактики NGC 4571 были получены с очень хорошими изображениями Пирсом и др. [18]. Однако авторы не отметили те звезды, которые они считают ярчайшими. Не приводится и СМ-диаграмма, т.к. все снимки были получены в одном цвете. Мы не смогли найти на наших снимках красные сверхгиганты указанной в [18] яркости, и по нашим измерениям галактика находится дальше:  $D = 19.4$  Мпк по сравнению с  $D = 13.9$  Мпк у Пирса и др. [18].

Для остальных галактик мы не нашли публикаций с надежно определенными расстояниями. Использование зависимости Талли-Фишера приводит к получению хороших средних значений расстояний при определении их для большого количества галактик, но для каждой конкретной галактики метод дает расстояние с большой неопределенностью, поэтому мы не приводим сравнение.

**6. Анализ полученных результатов.** Сравнение диаграмм рис.1 и рис.3 показывает, что большая часть галактик нашего списка является далекими объектами, принадлежащими самому скоплению в Деве. Галактики GR 8, NGC 4523, UGC 7857, IC 3476, IC 3036, DDO 139 оказались теми промежуточными по расстоянию объектами, поиск которых был нашей задачей. Скорости всех перечисленных галактик малы (табл.2), т.е. не противоречат условию их близости к Местному комплексу. Попытка разложить вектор скорости этих галактик на отдельные составляющие (космологическое расширение, пекулярную скорость и движение к скоплению Девы) для выявления «падения галактик» на скопление в Деве оказалась безуспешной. Частично это связано с недостаточной точностью полученных нами результатов, а в большей степени - с малой статистической выборкой, т. к. всего лишь шесть галактик из нашего списка попали в интервал от 2 до 12 Мпк.

Для нескольких галактик найденные нами ярчайшие сверхгиганты оказались вблизи предела фотометрии снимков, где результаты крайне неуверенны. Эти галактики, несомненно, находятся за пределами скопления, и мы условно приписали им расстояние 25 Мпк. На рис.3 они образуют отдельную группу из четырех галактик.

Основная часть галактик списка принадлежит скоплению в Деве, и это дает возможность определить расстояние до центра скопления. Хотя сгущения вокруг галактик M87 и M49 имеют размеры 1.5 - 2.0 градуса, все скопление имеет размер не менее 10 градусов, т. е. 3 Мпк. Можно предполагать, что и по лучу зрения скопление имеет такие же размеры. В скоплении наблюдается сегрегация галактик по типам [19] и это приводит к тому, что спиральные и иррегулярные галактики скорее образуют

периферию скопления, чем центральную часть. Поэтому, даже при абсолютно точном методе определения расстояний, мы имели бы на диаграмме (рис.3) разброс в расстояниях отдельных галактик из-за их действительных положений на ближнем или дальнем крае скопления. Кроме объяснимого разброса измеренных расстояний галактик, существует вторая особенность диаграммы (рис.3), а именно - ее асимметрия. Дальний край скопления в Деве имеет резкую границу, в то время как близкий край скопления не имеет четкой границы и галактики видны на расстояниях до 7 Мпк от центра скопления. Вероятно, скопление Дева не является компактным образованием, а представляет сгущение в пространственном волокне галактик. Совершенно аналогичную диаграмму получили Шонигер и Софу [20], используя для определения расстояний метод Талли-Фишера. Независимость двух методов и принципиально схожие результаты указывают на реальность асимметрии в пространственном распределении галактик.

*7. Определение постоянной Хаббла.* Скопление галактик в Деве не является однородным как по пространственному положению галактик, так и по распределению скоростей. Обычно выделяют несколько сгущений галактик, физически связанных с гигантскими галактиками скопления M87, M49 [21]. Скорости этих групп значительно различаются между собой, поэтому вычисление постоянной Хаббла на основе скоростей галактик в Деве не представляется нам корректным. Значительно проще использовать для этой цели скопление галактик в Волосах Вероники. Разность модулей расстояний двух скоплений вычислялась неоднократно: Вайтмор и др. [22] определили ее как  $3.71 \pm 0.10$ , Онофрио и др. [23] нашли, что эта разность равна  $3.55 \pm 0.15$ . Мы принимаем среднее значение равным  $3.63 \pm 0.13$ . Гелиоцентрическая скорость галактик в Волосах Вероники известна достаточно надежно и равна  $6663 \pm 17$  км/с [24]. Относительно микроволнового фона эта скорость равна  $V_{\text{жк}} = 6932$  км/с. Нами найдено, что расстояние до скопления в Деве на основе фотометрии ярчайших звезд равно 17.0 Мпк. Принимая приведенные выше значение скорости и разности модулей расстояний для скоплений в Деве и в Волосах Вероники, мы вычислили значение постоянной Хаббла. По нашим данным, скопление в Волосах Вероники имеет модуль расстояния  $(m-M) = 34.^m78$ , что соответствует 90.4 Мпк. Тогда постоянная Хаббла  $H_0 = 6932/90.4 = 76.7$  кмс<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>.

Имеются десятки работ по определению постоянной Хаббла. Мы не имеем возможности даже перечислить их. Отметим только обзорные работы, где приводятся результаты, полученные при использовании разнообразных методов, в том числе и по наблюдениям на космическом телескопе HST:  $H_0 = 81 \pm 8$  [25],  $H_0 = 71 \pm 6$  [26].

При определении величины постоянной Хаббла решающее значение имеет точность полученных результатов. Известно, что одна из главных задач космического телескопа HST состоит в определении постоянной Хаббла

с точностью измерений не хуже 10%. Наши измерения постоянной Хаббла содержат в себе ошибку определения расстояния до скопления в Деве, ошибку определения разности расстояний между скоплениями в Деве и в Волосах Вероники, а также ошибку в определении средней скорости галактик в скоплении Волосы Вероники. Две последние ошибки измерений приводятся в публикациях [22,23]. Что касается первой составляющей - точности определения расстояния до скопления в Деве, то мы полагаем, что распределение галактик скопления по расстояниям на рис.3 описывается гауссианой, на которую накладывается распределение галактик близкого фона. При таком предположении несложно вписать гауссиану в распределение галактик на рис.3 и получить значение ошибки для этого распределения, которое равно 1.3 Мпк или  $0.^m16$  звездной величины. Тогда общая ошибка определения расстояния до скопления Волосы Вероники равна  $0.^m21$  или  $\pm 9$  Мпк. Поскольку ошибка определения скорости скопления Волосы Вероники мала, то окончательный результат наших вычислений:  $H_0 = 6932/(90.4 \pm 9) = 77 \pm 7 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . Полученное значение мало отличается от средних результатов, приведенных в цитируемых выше публикациях. Поскольку для получения постоянной Хаббла мы применяли метод, калибровка которого осуществлялась на основе цефеидных модулей расстояний, то сходство результатов, полученных разными методами, подтверждает реальность значения постоянной Хаббла.

Работа над данной статьей поддерживалась грантом РФФИ 97-02-17163, за что авторы выражают Фонду свою благодарность.

<sup>1</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН.

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

## DISTANCES OF 24 GALAXIES IN THE DIRECTION TO THE VIRGO CLUSTER AND THE DETERMINATION OF THE HUBBLE CONSTANT

N.A.TIKHONOV, O.A.GALAZOUTDINOVA,  
I.O.DROZDOVSKY

To study the spatial distribution of galaxies between the Virgo cluster and the Local group, a search has been carried out for probable nearby galaxies. The method of the brightest stars, blue and red supergiants enabled determination of distances of 24 galaxies among which 6 relatively close galaxies have been found. The results of distance measurements have shown that the

distribution maximum is at 17.0 Mpc, which we assume to be the Virgo cluster distance. By using the difference of distance moduli between two clusters of galaxies, Virgo and Coma Berenices, and the velocity of the Coma Berenices, we derived the Hubble constant,  $H_0 = 77 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov*, *Astronomical Letter. And Communications*, **36**, 7, 1997.
2. *B.Binggeli, A.Sandage, G.A.Tamman*, *Astron. J.*, **90**, 1681, 1995.
3. *R.C.Domh-Palmer, E.D.Skillman, J.Gallacher, E.Tolstoy, M.Mateo, R.J.Dufour, A.Saha, J.Hoessel, C.Chiosi*, *Astron. J.*, **116**, 1227, 1998.
4. *R.B.Tully, E.Shaya*, *Astrophys. J.*, **281**, 31, 1984.
5. *B.Binggeli*, *Halitati onsschrift, Univ. Basel*, 1993.
6. *P.Stetson*, *User's Manual for DAOPHOT II*, Victoria, Dominion Astrophys. Observ., 1993.
7. *A.U.Landolt*, *Astron. J.*, **104**, 340, 1992.
8. *I.D.Karachentsev, N.A.Tikhonov*, *Astron. Astrophys.*, **286**, 718, 1994.
9. *M.G.Lee, W.L.Freedman, B.F.Madore*, *Astrophys. J.*, **417**, 553, 1993.
10. *G.S.Da Costa, T.E.Armandroff*, *Astron. J.*, **100**, 162, 1990.
11. *П.Н.Холопов*, *Звездные скопления*, Наука, М. 1981, с.324.
12. *G.Reaves*, *Astron. J.*, **61**, 69, 1956.
13. *E.Tolstoy, A.Saha, J.G.Hoessel, G.E.Danielson*, *Astron. J.*, **109**, 579, 1995.
14. *A.Saha, A.Sandage, L.Labhardt, G.A.Tamman, F.D.Macchetto, N.Panagia*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **107**, 693, 1996.
15. *Interacting Galaxies: in Pairs, Groups and Clusters*, Sant'Agata sui due Golfi, Napoli-Italy, September, 1995.
16. *T.Shanks, N.R.Tanvir, J.V.Major, A.P.Doel, C.N.Dunlop, R.M.Myers*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **256**, 29, 1992.
17. *T.Shanks, J.V.Major, A.P.Doel, C.N.Dunlop, R.M.Myers, A.Ratcliffe*, *Newletters Royal Greenwich observ.* **42**, 1, 1993.
18. *M.J.Pierce, R.D.McClure, R.Racine*, *Astrophys. J.*, **393**, 523, 1992.
19. *N.Caon, M.Einasto*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **273**, 913, 1995.
20. *F.Schoniger, Y.Sofue*, *Astron. Astrophys.*, **323**, 14., 1997.
21. *M.Federspiel, G.A.Tamman, A.Sandage*, *Astrophys. J.*, **495**, 115, 1998.
22. *B.C.Whitemore, W.B.Sparks, R.A.Lucas, F.D.Macchetto, J.A.Biretta*, *Astrophys. J.*, **454L**, 173, 1995.
23. *M.D.Onofrio, M.Capaccioli, S.R.Zaggia, N.Caon*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **289**, 847, 1997.
24. *NASA/IPAC Extragalactic Database* //http://nedwww.ipac.caltech.edu/.
25. *S. van den Bergh*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **108**, 1091, 1996.
26. *L.Ferrarese, B.K.Gibson, D.D.Kelson* at al, *Astrophys. J.* (in press) 2000.

УДК: 524.35:520.82

## ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 7468 (Mrk 314)

Е.А.ЕВСТИГНЕЕВА

Поступила 10 июля 2000

Принята к печати 11 августа 2000

Приведены результаты фотометрического исследования пекулярной галактики NGC 7468. По своим интегральным характеристикам NGC 7468 является относительно небольшой галактикой позднего морфологического типа, напоминающей Большое Магелланово Облако (LMC). Отличия NGC 7468 от LMC (более голубые показатели цвета, повышенную светимость, повышенное содержание HI, сильное излучение в FIR-диапазоне) можно связать с более высоким темпом звездообразования в ней. Повышенная звездообразовательная активность в центральных областях NGC 7468 и другие ее особенности могли быть вызваны гравитационным взаимодействием с небольшой соседней галактикой, остатки которой наблюдаются сейчас в виде спутника.

1. *Введение.* На рис.1 приведена репродукция изображения NGC 7468 в цветовой полосе *B*. В литературе нет ее однозначной морфологической классификации: галактику относят как к эллиптическим, так и к спиральным. Она имеет голубое ядро с высокой поверхностной яркостью, которое разрешается на три, подобные HII-областям, конденсации, разделенные несколькими угловыми секундами [1]. Галактика окружена гладкой и протяженной оболочкой. Оптический спектр NGC 7468 демонстрирует сильные эмиссионные линии ( $H_{\alpha}$  и др.) и похож на спектр HII-областей. В NGC 7468 обнаружено относительно низкое содержание металлов ( $\approx 40\%$  солнечного значения [2]).

Галактика NGC 7468 включена в каталог [3] как возможный кандидат в галактики с полярными кольцами. Предполагаемое кольцо наблюдается на картах изофот (рис.2) в виде внешних "вытянутостей" северной и южной частей галактики вдоль ее большой оси.

На снимках галактики к SW от главного тела заметен небольшой спутник. В литературе многие особенности NGC 7468 объясняют как результат взаимодействия со спутником. В частности, формирование кольца вокруг NGC 7468 можно объяснить захватом вещества от небольшой соседней галактики, остатки которой наблюдаются сейчас в виде спутника.

Необычная галактика NGC 7468 ранее детально не исследовалась. Основной целью данной работы является ее подробное фотометрическое изучение и анализ всех доступных о ней данных.

1. *Наблюдения и обработка.* Фотометрические наблюдения

галактики были выполнены В.П.Решетниковым и Ф.Комб в ночь с 23 на 24 июля 1993г. на 1.2-м телескопе обсерватории Верхнего Прованса (Франция). При наблюдениях использовалась ПЗС-матрица ТК512 форматом 512x512 пикс (1 пикс =  $0''.7506$ ), что позволило получить поле зрения  $6'.4 \times 6'.4$ .

N

E



Рис.1. Репродукция изображения NGC 7468 в цветовой полосе *B*.

Наблюдения были проведены в стандартных полосах *B*, *V* Джонсона и в *I* полосе Кузинса. Время экспозиции в фильтре *B* составляло 10 мин, в фильтрах *V* и *I* - 5 мин. Качество изображения во время наблюдений было  $2''$ . Для калибровки в течение каждой ночи наблюдались стандартные звезды из списков [4,5]. Для редукиции за атмосферу были взяты средние значения коэффициентов атмосферной экстинкции для ОНР согласно [6]. Обработка данных была выполнена с помощью пакета ESO-MIDAS.

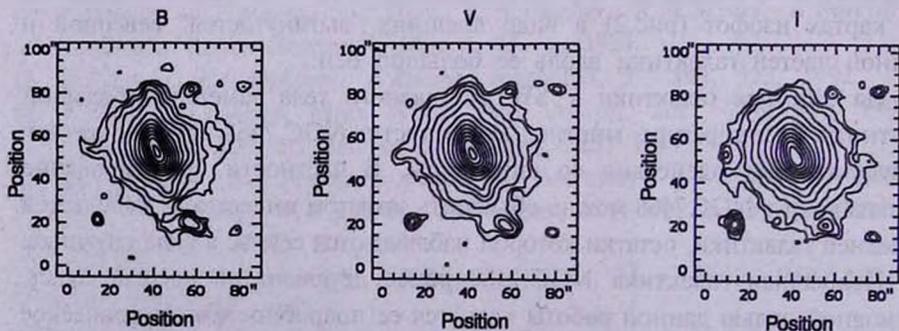


Рис.2. Карты изофот NGC 7468 в цветных полосах *B*, *V*, *I*. Север вверху, восток слева. Поверхностные яркости изофот следующие: внутренняя изофота:  $B=19$ ,  $V=19$ ,  $I=18$ ; внешняя изофота:  $B=25,5$ ,  $V=25$ ,  $I=24$ ; шаг во всех трех цветных полосах 0.5.

В дальнейшем везде принято значение постоянной Хаббла  $H_0 = 75$  км/с/Мпк. При расстоянии до галактики  $D = 30.9$  Мпк  $1''$  соответствует линейный размер 150 пк.

3. *Интегральные характеристики NGC 7468.* 3.1. *Фотометрические характеристики NGC 7468.* Интегральные асимптотические видимые звездные величины и показатели цвета галактики были найдены путем мультиапертурной фотометрии. На основе построенных зависимостей "звездная величина - размер диафрагмы" были найдены наблюдаемые значения интегральных величин и цветов NGC 7468, приведенные в табл.1.

В табл.2 для NGC 7468 приведены интегральные показатели цвета и абсолютная звездная величина  $M_B$ , исправленные за поглощение в Галактике, внутреннее поглощение и красное смещение таким же образом, как в RC3 (при этом для NGC 7468 было взято значение  $T=9$ , как и для LMC).

Результаты фотометрии галактики в цветовых полосах  $U$ ,  $B$  и  $V$  опубликованы в каталоге RC3. Найденное в данной работе значение

Таблица 1

## ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ NGC 7468

$\alpha, \delta$ (1950)	$23^{\circ}00'30''.460, +16^{\circ}20'08''.90$	NED <sup>1</sup>
$l, b$	$88^{\circ}.76, -38^{\circ}.96$	NED
Расстояние до галактики ( $H_0=75$ км/с/Мпк)	30.9 Мпк ( $1'' = 150$ пк)	NED
Поглощение в Галактике $A_B(B)$	0.24	[36]
$B_V$	$13.95 \pm 0.10$	
$(U - B)_V$	$-0.31 \pm 0.19$	RC3
$(B - V)_V$	$+0.48 \pm 0.05$	
$(V - I)_V$	$+0.80 \pm 0.05$	
$(V - R)_V$	$+0.61 \pm 0.05$	[37]
$(J - H)_V$	$+0.50 \pm 0.08$	[38]
$(H - K)_V$	$+0.09 \pm 0.08$	[38]
Большая ось, $a$ ( $\mu_B = 25''.25$ )	$66''.7(10 \text{ кпк})$	
$M_B^0$	-18.9	
$L(\text{FIR})$	$1.7 \times 10^9 L_{\odot}$	
$L(\text{FIR})/L_B$	0.59	
$M(\text{HI})$	$(2.8 \pm 0.5) \times 10^9 M_{\odot}$	
$M(\text{HI})/L_B$	$0.5 M_{\odot} / L_{\odot,B}$	
$M(\leq 33''.4)$	$4 \times 10^9 M_{\odot}$	
$M/L_B(\leq 33''.4)$	$0.71 M_{\odot} / L_{\odot,B}$	
$M/L_V(\leq 33''.4)$	$0.82 M_{\odot} / L_{\odot,V}$	
$M(\text{пыль})$	$1.5 \times 10^5 M_{\odot}$	
$M(\text{HI})/M(\text{пыль})$	$2 \times 10^4$	
$M(\text{H}_2)$	$3.1 \times 10^8 M_{\odot}$	[22]
$M(\text{H}_2)/M(\text{HI})$	0.11	
$M(\text{H}_2)/L_B$	$0.06 M_{\odot} / L_{\odot,B}$	

<sup>1</sup> База внегалактических данных NED (NASA/IPAC) работает под управлением Лаборатории реактивного движения в Калтехе, согласно контракту с Национальным управлением авиации и космических исследований (США)

## НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ LMC И NGC 7468

	LMC	NGC 7468
Тип	SBS9 [RC3]	
Расстояние до галактики	50 кпк ( $1'' = 0.24$ пк) [39]	30.9 Мпк ( $1'' = 150$ пк)
$(B - V)_0^o$	0.44 [RC3]	0.41
$(U - B)_i^o$	-0.05 [RC3]	-0.34 [RC3]
Большая ось, $a$ ( $\mu_s = 25''$ )	645'.65 (9.4 кпк) [RC3]	54".6 (8.2 кпк) [RC3]
$M_B^o$	-17.92 [RC3]	-18.9
$L_{FIR}$	$0.38 \times 10^9 L_\odot$	$1.7 \times 10^9 L_\odot$
$L_{FIR}/L_B$	0.32	0.59
$M(HI)$	$0.45 \times 10^9 M_\odot$ [RC3]	$2.8 \times 10^9 M_\odot$ [RC3]
$M(HI)/L_B$	$0.19 M_\odot/L_{\odot,B}$	$0.5 M_\odot/L_{\odot,B}$
$M_i$	$M(\leq 4 \text{ кпк}) = 3.5 \times 10^9 M_\odot$ [39]	$M(\leq 5 \text{ кпк}) = 4 \times 10^9 M_\odot$
$v_{rot}^{max}$	63 км/с [39]	80 км/с [16]
$M_i/L_B$	$1.52 M_\odot/L_{\odot,B}$	$0.71 M_\odot/L_{\odot,B}$
$M_{total}$	$1.2 \times 10^9 M_\odot$	$1.5 \times 10^9 M_\odot$

интегральной звездной величины NGC 7468 (табл.1) немного ярче приведенного в RC3:  $B_i = 14.16 \pm 0.13$ . Показатель цвета по данным RC3 составляет  $(B - V)_i = +0.46 \pm 0.01$ , что совпадает с найденной в данной работе оценкой  $B - V$  в пределах приведенных ошибок.

Как показывают данные табл.1 и 2, оптические показатели цвета NGC 7468  $(B - V)_i^o$ ,  $(V - I)_i^o$  соответствуют цветам галактик поздних морфологических типов Sm, Im (см. [7,8]), хотя  $(U - B)_i^o$  для NGC 7468 голубее этого показателя цвета для галактик данных типов. В [2] приведены средние значения  $U - B$  и  $B - V$  для Iг-галактик, которые согласуются с цветами для NGC 7468. Интегральные показатели цвета  $V - R$ ,  $H - K$  и  $B - I$  не противоречат данным показателям цвета для галактик поздних типов ( $8 \leq T \leq 10$ ) согласно [9]. Инфракрасные цвета также согласуются со средними значениями  $J - H$  и  $H - K$  для Iг-галактик (см. [10]).

На рис.2 приведены карты изофот NGC 7468 в трех цветовых полосах  $B$ ,  $V$ ,  $I$ . На этих картах хорошо видны основные особенности галактики: ориентация больших осей изофот и их сжатие меняются с изменением расстояния от центра, что наглядно проиллюстрировано на рис.3, где показаны зависимости позиционного угла и сжатия изофоты от ее большой полуоси в фильтре  $B$ ; большая ось галактики выглядит искривленной, изофоты во внешней части галактики вытянуты вдоль большой оси; к SW от главного тела видна структура, похожая на небольшой спутник. Большая ось спутника является продолжением искривленной большой оси NGC 7468.

На рис.4 приведены фотометрические разрезы NGC 7468 вдоль ее большой (P.A. =  $23^\circ$ ) и малой (P.A. =  $113^\circ$ ) осей в трех фильтрах ( $B$ ,  $V$ ,  $I$ ), а также распределение показателей цвета  $B - V$  и  $V - I$  вдоль большой и малой осей. Распределение яркости вдоль большой оси выглядит необычно.

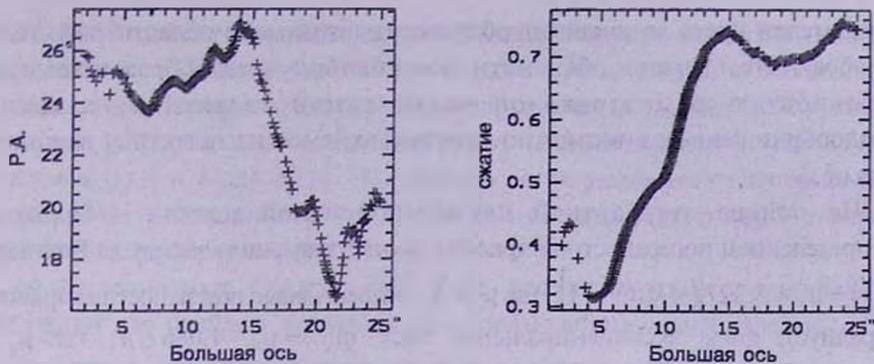


Рис.3. Зависимость позиционного угла и сжатия изофоты от ее большой полуоси.

В центральной части наблюдается депрессия (возможно из-за того, что в эту область проецируется предполагаемое кольцо). Другим возможным объяснением такой формы разреза может являться то, что ядро галактики окружено яркими областями HII (см. рис.1 в [11]). Усиление яркости в SW части разреза ( $r \approx -35''$ ) вдоль большой оси связано с тем, что разрез пересекает спутник.

Показатели цвета в центральной части галактики в среднем меньше

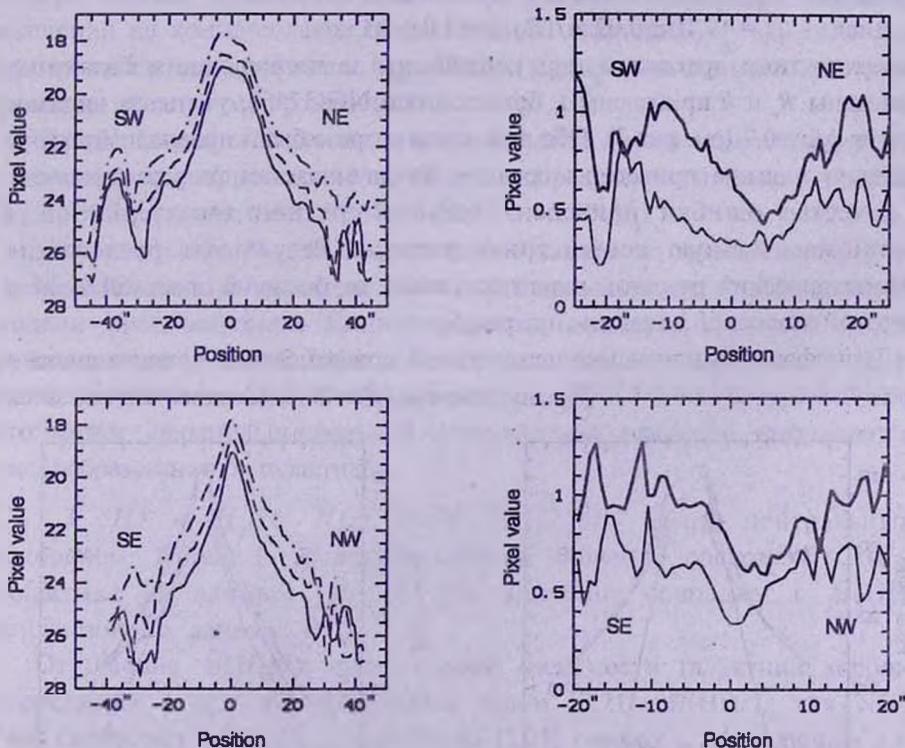


Рис.4. Фотометрические разрезы галактики вдоль большой (верхний левый рисунок) и малой (нижний левый рисунок) осей. Непрерывная линия соответствует фильтру *B*, пунктирная - *V*, пунктирная со штрихом - *I*. Распределение показателей цвета *B-V* и *V-I* (жирная линия) вдоль большой (вверху справа) и малой (внизу справа) осей.

показателей цвета во внешних областях (центральные области галактики голубее). Это можно объяснить повышенной звездообразовательной активностью в центральной части самой галактики, а также звездообразованием в возможно проецирующемся на галактику внешнем кольце.

На основе стандартной двухкомпонентной модели - балдж с распределением поверхностной яркости, соответствующим закону де Вокулера ( $\mu(r) = \mu_e + 8.327[(r/R_e)^{1/4} - 1]$ , где  $\mu_e$  и  $R_e$  - эффективные поверхностная яркость и радиус), плюс экспоненциальный диск ( $\mu(r) = \mu_0 + 1.086 r/h$ , где  $\mu_0$  - центральная поверхностная яркость диска, а  $h$  - его масштаб), было выполнено разделение фотометрических разрезов галактики в цветовой полосе  $I$  вдоль большой и малой осей.

Распределение яркости вдоль большой оси галактики, по-видимому, сильно искажено проецирующимся на эту область кольцом (параметры разложения разреза вдоль большой оси оказались неправдоподобными). Поэтому для анализа лучше использовать параметры разложения фотометрического разреза вдоль малой оси:

балдж -  $\mu_e = 20.5 \pm 0.5 \text{ m/}^{\circ}$ ,  $R_e = 1.4 \pm 0.5 \text{ кпк}$ ;

диск -  $\mu_0 = 19.10 \pm 0.02 \text{ m/}^{\circ}$ ,  $h = 1.0 \pm 0.1 \text{ кпк}$ .

Поверхностные яркости  $\mu_e$  и  $\mu_0$  исправлены за поглощение в Галактике. Величины  $R_e$  и  $h$  приведены к большой оси NGC 7468, учитывая видимое сжатие  $b/a = 0.7$  (см. рис.3). Обе половины разреза были проанализированы отдельно и выше приведены средние по двум частям разреза значения. В качестве ошибки приведена ошибка среднего, характеризующая крупномасштабную асимметрию разреза. Результаты разложения фотометрических разрезов галактики вдоль ее большой и малой осей в цветовой полосе  $I$  показаны на рис.5.

Трансформируя значение центральной поверхностной яркости диска в полосу  $B$  при  $B - I = +1.7$  [9], получаем  $\mu_0(B) = 20.8$ . Следовательно, диск

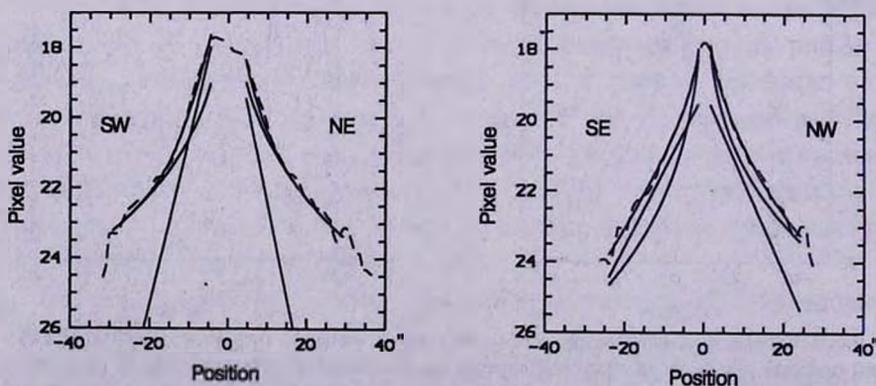


Рис.5. Результаты разделения разрезов галактики на балдж и диск вдоль большой (слева) и вдоль малой (справа) осей в фильтре  $I$ .

NGC 7468 имеет повышенную по сравнению с нормальными "фримановскими" галактиками [12] поверхностную яркость. Эта особенность - повышенная поверхностная яркость - характерна для взаимодействующих галактик [13], к которым, по-видимому, можно отнести и NGC 7468. Значения  $\mu_0(l)$  и  $h$  для NGC 7468 хорошо согласуются также со средними значениями, полученными в [14] для III-галактик (галактик с активно идущим звездообразованием).

Характеристики балджа NGC 7468 удовлетворяют соотношению Корменди для балджей нормальных и взаимодействующих галактик [13].

**3.2 Кривая вращения галактики, отношение масса-светимость.** В работе [16] приведена репродукция кривой вращения NGC 7468 по наблюдениям в HI. Кривая вращения прослежена до расстояния от ядра, примерно соответствующего двум оптическим радиусам галактики (в фильтре  $B$ ), и может быть использована для анализа крупномасштабного распределения массы.

NGC 7468 демонстрирует твердотельное вращение в области, где наблюдается оптическое излучение, на более далеких расстояниях от центра кривая вращения становится плоской. Значение скорости вращения на конце области твердотельного вращения  $V_{\text{tot}} = 80$  км/с. Вид кривой вращения и значение  $V_{\text{max}} \approx 80$  км/с характерны для маломассивных галактик поздних морфологических типов.

Приближенная оценка массы галактики (в предположении сферического распределения вещества) в пределах оптического радиуса ( $\mu_b = 25''.25$ ) равна:  $M(r \leq 33''.4) = V^2 r / G = 4 \times 10^9 M_{\odot}$ .

Согласно [15], где рассматривается эволюция со временем звездного населения, возникшего в ходе одиночной вспышки звездообразования (в модели предполагалась Солпитеровская начальная функция масс), наблюдаемые у NGC 7468 отношения  $M/L_b$  и  $M/L_r$  (см. табл.1) соответствуют звездному населению с промежуточным возрастом  $\approx 10^9$  лет, что может свидетельствовать об относительно недавнем интенсивном звездообразовании в галактике.

**3.3. HI и H<sub>2</sub> в NGC 7468.** NGC 7468 богата нейтральным водородом. В табл.1 приведено среднее значение содержания HI в галактике по данным [16-20]. Это значение совпадает с  $M(\text{HI})$ , найденной по данным RC3.

Отношение  $M(\text{HI})$  к интегральной светимости галактики хорошо коррелирует с ее морфологическим типом [7,21].  $M(\text{HI})/L_b$  для NGC 7468 составляет  $0.5 M_{\odot}/L_{\odot,b}$  и согласно [7,21] близко к нормальному для галактик поздних типов. (Sd, Sm).

В работе [22] приводится содержание молекулярного водорода в NGC 7468:  $M(\text{H}_2) = 0.31 \times 10^9 M_{\odot}$ . Значения  $M(\text{H}_2)/M(\text{HI}) = 0.11$  и  $M(\text{H}_2)/L_b =$

0.06  $M_{\odot}/L_{\odot}$ , характерны для галактик поздних морфологических типов Sd, Sm [21].

3.4. *Инфракрасное излучение и темп звездообразования.* Согласно данным спутника IRAS [23], NGC 7468 демонстрирует излучение на длинах волн 60 и 100 мкм. Предполагая, что источником инфракрасного излучения является пыль, переизлучающая в ИК-диапазоне существенную долю УФ- и видимого излучения молодых звезд в галактике, можно оценить темп звездообразования и количество пыли в ней.

Используя формулу [7]:

$$L_{FIR}(L_{\odot}) = 3.86 \times 10^5 D^2 [2.58 F_{60\mu} + F_{100\mu}],$$

где  $F_{60\mu}$  и  $F_{100\mu}$  - плотность потоков на 60 и 100 мкм соответственно (Jy),  $D$  - расстояние до галактики (Мпк), можно найти, что светимость NGC 7468 в FIR-диапазоне составляет  $1.7 \times 10^9 L_{\odot}$ . Согласно [2] существует следующее соотношение между  $L_{FIR}$  и интегральной скоростью звездообразования (SFR) в галактиках:

$$SFR(M_{\odot}/\text{год}) = 0.26 \times L_{FIR}^2,$$

где  $L_{FIR}^2$  - светимость галактики в FIR-диапазоне в единицах  $10^9 L_{\odot}$ . Темп звездообразования в NGC 7468, полученный по данным об ее инфракрасном излучении, оказался относительно невысоким:  $0.4 M_{\odot}/\text{год}$ .

Скорость звездообразования можно также оценить по светимости в линиях H $\alpha$  и [OII]. Согласно [24]:

$$\begin{aligned} SFR(M_{\odot}/\text{год}) &= 7.9 \times 10^{-42} L(\text{H}\alpha) (\text{эрг с}^{-1}), \\ SFR(M_{\odot}/\text{год}) &= (1.4 \pm 0.4) \times 10^{-41} L[\text{OII}] (\text{эрг с}^{-1}). \end{aligned}$$

По данным [25] светимость в линии H $\alpha$  NGC 7468 составляет  $L(\text{H}\alpha) = 6.41 \times 10^{41}$  эрг с $^{-1}$ , в линии [OII] -  $L[\text{OII}] = 5.87 \times 10^{40}$  эрг с $^{-1}$  [26]. Исходя из этого, получаем:

$$\begin{aligned} SFR &\approx 5 M_{\odot}/\text{год по светимости в H}\alpha, \\ SFR &\approx 0.8 M_{\odot}/\text{год по светимости в [OII]}. \end{aligned}$$

Значение светимости в H $\alpha$  было получено с диафрагмой небольшого размера - 0.38 кпк (с центром приблизительно в центре галактики) и, значит, соответствующий темп звездообразования - это темп звездообразования в центральной области галактики. Оценка излучения в [OII] была произведена в пределах большей диафрагмы - 3.31 кпк. Темп звездообразования, оцененный по инфракрасной светимости, - это темп звездообразования в галактике в целом. Исходя из этого, можно сделать заключение, что в центре галактики имеет место вспышка звездообразования.

Отметим также, что эквивалентная ширина линии H $\alpha$  довольно велика -  $W(\text{H}\alpha) = 100 \text{ \AA}$  [27]. В распределении "W $\lambda$ (H $\alpha$  + [NII]) - морфологический тип" это значение соответствует галактикам типа Sm/Im [24].

Простая оценка массы пыли в галактиках может быть получена по формуле [21]:

$$M_{\text{пыль}}(M_{\odot}) = 4.78 F_{100\mu} D^2 \left( \exp \left[ 2.94 \left( F_{100\mu} / F_{60\mu} \right)^{0.4} \right] - 1 \right).$$

Использование этой формулы дает массу пыли в NGC 7468  $M_{\text{пыль}} \approx 1.5 \times 10^3 M_{\odot}$ . Отношение масс нейтрального водорода и пыли в галактике  $\approx 2 \times 10^4$ .

4. *Спутник*. Для анализа фотометрической структуры спутника был рассмотрен разрез с Р.А. =  $57^{\circ}$ . Распределение яркости в этом направлении имеет максимум:  $\mu_B \approx 23^m.3$ ,  $\mu_V \approx 22^m.7$ ,  $\mu_I \approx 22^m$ , далее наблюдается немонокотное падение.

Интегральные показатели цвета спутника ( $\langle B - V \rangle = +0.36 \pm 0.08$ ,  $\langle V - I \rangle = +0.70 \pm 0.06$ ) оказались голубее интегральных показателей цвета NGC 7468. Такие показатели цвета характерны для объектов поздних морфологических типов, позднее Im ( $T=10$ ) (см., например, [8]), скорее всего Iп-галактик. Значение показателей цвета спутника близко к цветам главной галактики вдоль ее искривленной большой оси (где находится предполагаемое кольцо), на продолжении которой наблюдается спутник. Этот факт может являться аргументом в пользу образования предполагаемого кольца из вещества спутника.

Линейный размер спутника вдоль большой оси (Р.А. =  $57^{\circ}$ ) - 3 кпк ( $\mu_B \approx 25^m.25$ ). Интегральная видимая звездная величина (в пределах диафрагмы с радиусом 11")  $B_I = 18^m.3$ . Абсолютная звездная величина  $M_B \approx -14^m.3$ . Светимость спутника в полосе I составляет примерно 2% от полной светимости галактики.

В работах [3,18] NGC 7468 относят к возможным кандидатам в галактики с полярными кольцами. Согласно стандартным представлениям, полярные кольца могут представлять собой остаток богатой газом карликовой иррегулярной галактики, которая была захвачена и "разорвана" дифференциальным вращением.

Если посмотреть на рис.2, то видно, что спутник соединен с главным телом галактики небольшой перемычкой. Это позволяет выдвинуть еще одно предположение о происхождении предполагаемого кольца галактики и ее спутника. Возможно, что NGC 7468. окружена протяженным приливным хвостом, окружающим галактику вдоль ее большой оси, а спутник представляет собой уярчение на его конце. Как было показано в [28], интегральные фотометрические характеристики приливных образований часто очень похожи на карликовые галактики с низкой поверхностной яркостью. Характеристики предполагаемого спутника NGC 7468 близки к параметрам приливных хвостов галактик из работы [28]. Если это так, то вблизи NGC 7468 должна находиться другая галактика, взаимодействием

с которой можно было бы объяснить существование этого хвоста. Согласно [29], где было исследовано пространственное окружение галактик с полярными кольцами, ближайшая к NGC 7468 яркая галактика находится относительно далеко - на расстоянии  $\sim 250$  кпк. Следовательно, причиной формирования кольца или изогнутого хвоста скорее всего является разрушение спутника вблизи галактики или его аккреция на нее.

5. *NGC 7468 и Большое Магелланово Облако.* По своим интегральным характеристикам NGC 7468 является относительно небольшой галактикой позднего морфологического типа. Для того, чтобы сделать этот вывод более наглядным, NGC 7468 сравнивается в табл.2 с ближайшей галактикой пожожего типа - Большим Магеллановым Облаком (LMC). Как видно из данных таблицы, обе галактики имеют сходные размеры, относительно близкие показатели цвета и массы. Однако, в сравнении с LMC, NGC 7468 имеет более голубой показатель цвета  $U-B$ , повышенную светимость и повышенное содержание HI. NGC 7468 демонстрирует также более сильное излучение в FIR-диапазоне. Многие отличия галактики от LMC можно, вероятно, связать с более высоким темпом звездообразования в ней.

6. *Обсуждение результатов.* Авторы работ [30-32] относят NGC 7468 к HII-галактикам. NGC 7468 обнаруживает следующие свойства, характерные для данных объектов: в центре галактики наблюдается несколько ярких конденсаций (HII-областей) с активно идущим звездообразованием, у самой галактики отсутствует четкая структура, в NGC 7468 обнаружено низкое содержание металлов (по сравнению с солнечным), она содержит большое количество нейтрального водорода и имеет протяженное HI-гало (газ, падающий из таких гало в центральные области, может служить топливом для вспышек звездообразования, этим также можно объяснить низкую металличность некоторых HII-галактик в предположении, что падающий газ не обогащен элементами),  $UBV$ -цвета NGC 7468 голубые.

Вспышки звездообразования в центральных компактных областях галактик могут быть вызваны гравитационным взаимодействием с близлежащими объектами, например, с карликовой галактикой [33]. В [34,35] моделировалось поведение газа в галактике, испытывающей возмущение со стороны другой. Оказалось, что возмущение вызывает или усиливает бароподобную неустойчивость, приводя в результате к скапливанию газа в центральных областях галактики. (Согласно [16], NGC 7468 имеет в центре бароподобную структуру. На наличие бара указывает также исследование поля скоростей). Это может привести впоследствии к центральной вспышке звездообразования.

Работа выполнена в рамках программы "Интеграция" (проект N 578),

а также при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 98-02-18178). Автор благодарит В.П.Решетникова за предоставление наблюдательного материала и помощь в подготовке статьи.

Санкт-Петербургский государственный университет,  
Россия

## PHOTOMETRIC STUDY OF PECULIAR GALAXY NGC 7468 (Mrk 314)

E.A.EVSTIGNEEVA

The results of photometric studies of the peculiar galaxy NGC 7468 are presented. The overall characteristics are consistent with those for a small late-type galaxy, resembling Large Magellanic Cloud (LMC). NGC 7468 is bluer, more luminous, more gas rich in comparison of LMC. It can be associated with a high star formation rate in NGC 7468. The high star-formation activity in the central regions of the galaxy might be triggered through gravitational interaction with nearby small galaxy, whose remnants can be seen now as the companion.

## ЛИТРАТУРА

1. *T.E.Nordgren et al*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **99**, 461, 1995.
2. *D.A.Hunter, J.S.Gallagher*, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, **98**, 5, 1986.
3. *B.C.Whitmore, R.A.Lucas, D.B.McElroy et al*, *Astron. J.*, **100**, 1489, 1990.
4. *A.U.Landolt*, *Astron. J.*, **88**, 439, 1983.
5. *P.S.Smith, B.T.Jannuzi, R.Elston*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **77**, 67, 1991.
6. *C.Chevalier, S.A.Ilovaisky*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, **90**, 225, 1991.
7. *M.S.Roberts, M.P.Haynes*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **32**, 115, 1994.
8. *R.Buta et al*, *Astron. J.*, **107**, 118, 1994.
9. *R.S. de Jong*, *Astron. Astrophys.*, **313**, 377, 1996.
10. *D.A.Hunter, J.S.Gallagher*, *Astron. J.*, **90**, 1475, 1985.
11. *J.M.Mazzarella, T.A.Boroson*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **85**, 27, 1993.
12. *K.C.Freeman*, *Astrophys. J.*, **160**, 811, 1970.
13. *E.A.Евстигнева, В.П.Решетников*, *Письма в Астрон. ж.*, **25**, 673, 1999.
14. *E.Telles, R.Terlevich*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **286**, 183, 1997.

15. *G.Worthey*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **95**, 107, 1994.
16. *C.L.Taylor et al*, *Astron. J.*, **107**, 971, 1994.
17. *W.K.Huchtmeier, L.J.Sage, C.Henkel*, *Astron. Astrophys.*, **300**, 675, 1995.
18. *O.G.Richter, P.D.Sackett, L.S.Sparke*, *Astron. J.*, **107**, 99, 1994.
19. *N.Y.Lu et al*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **88**, 383, 1993.
20. *T.X.Thuan, G.E.Martin*, *Astrophys. J.*, **247**, 823, 1981.
21. *J.S.Young, P.M.Knezek*, *Astrophys. J.*, **347**, 55L, 1989.
22. *T.Wiklind, S.Combes, C.Henkel*, *Astron. Astrophys.*, **297**, 643, 1995.
23. *Infrared Astronomical Satellite Catalogs, 1990, The Faint Source Catalog, Version 2.0.*
24. *R.C.Kennicutt*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 189, 1998.
25. *H.-J.Deeg, N.Duric, E.Brinks*, *Astron. Astrophys.*, **323**, 323, 1997.
26. *J.S.Gallagher, D.A.Hunter, H.Bushouse*, *Astron. J.*, **97**, 700, 1989.
27. *R.Augarde et al*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, **104**, 259, 1994.
28. *В.П.Решетников*, *Письма в Астрон. ж.*, **24**, 189, 1998.
29. *C.Brocca, D.Bettoni, G.Galletta*, *Astron. Astrophys.*, **326**, 907, 1997.
30. *C.L.Taylor, E.Brinks, E.D.Skillman*, *Astron. J.*, **105**, 128, 1993.
31. *T.X.Thuan, G.E.Martin*, *Astrophys. J.*, **247**, 823, 1981.
32. *D.Gordon, S.T.Gottesman*, *Astron. J.*, **86**, 161, 1981.
33. *E.Brinks*, in "Dynamics and Interactions of Galaxies", ed. R.Wielen, Springer, Berlin, 1990, p.146.
34. *M.Noguchi*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **228**, 635, 1987.
35. *M.Noguchi*, *Astron. Astrophys.*, **203**, 259, 1988.
36. *D.Burstain, C.Heiles*, *Astron. J.*, **87**, 1165, 1982.
37. *J.P.Huchra*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **35**, 171, 1977.
38. *T.X.Thuan*, *Astrophys. J.*, **288**, 667, 1983.
39. *S.Kim et al*, *Astrophys. J.*, **503**, 674, 1998.

УДК: 524.77

## КВАЗАРЫ В ОБЛАСТЯХ БОГАТЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Г.А.АРУТЮНЯН, Е.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 14 июня 2000

Принята к печати 10 августа 2000

В работе исследуются некоторые характеристики квазаров, наблюдаемых в областях трех богатых скоплений галактик. Показано, что функции светимости, построенные для выборок квазаров из областей скоплений в Virgo и Fornax, похожи между собой и показывают очень острый максимум на звездной величине  $18^m.0 + 18^m.3$ . Максимум функции светимости квазаров из области скопления Coma (A1656) смещен в сторону слабых величин и наблюдается на  $21^m$ . Этот эффект объясняется принадлежностью большинства квазаров соответствующим скоплениям. Показано, что абсолютная звездная величина этих квазаров составляет  $-13^m$ , что соответствует светимости карликовых галактик низкой светимости. Выдвигается гипотеза о том, что "локальные" квазары формируются двумя путями — вследствие выброса из ядер галактик, а также в "квазарных ассоциациях" без материнской галактики, непосредственно из дозвездного вещества.

**1. Введение.** Непрерывающийся по сей день спор о местонахождении и природе квазаров начался сразу после открытия этих объектов. В настоящее время чисто космологическое происхождение красного смещения в спектрах квазаров не вызывает сомнения у большинства исследователей. Однако, несмотря на твердую уверенность этих исследователей в своей правоте, указанное утверждение пока еще не может считаться доказанным и, образно говоря, доминирует лишь на основе "голосования большинства". Скептическое отношение к идее, предполагающей, что некоторая часть квазаров может иметь локальное происхождение, на наш взгляд, базируется на интуитивном стремлении не выходить из рамок привычного мышления.

С другой стороны, ряд авторов в течение нескольких десятилетий скрупулезно собирает факты о физической связи квазаров с близлежащими галактиками, тем самым последовательно защищая концепцию локального происхождения квазаров. Но и в этом случае утверждение о "чистой локальности" остается на уровне необоснованной декларации. Ясно, что даже неоспоримое доказательство локальности некоторой части квазаров означает лишь то, что квазары не являются чисто космологическими объектами. Но из этого отнюдь не следует, что все они являются локальными объектами. Наиболее преданными идее локального происхождения квазаров, систематически и последовательно доказывающими свою правоту, следует, по-видимому, считать Арпа и Бербиджа.

В этом противостоянии “миротворческим” можно было назвать работу Бербиджа [1], в которой автор отказывается от первоначальной парадигмы об исключительной локальности квазаров. Он предлагает новую концепцию, согласно которой красное смещение квазаров может быть обусловлено как космологическим расширением Вселенной, так и гравитационными и, может быть, иными, неизвестными пока еще эффектами. Другими словами, квазары могут быть как локальными, так и космологическими объектами.

К аналогичному заключению пришел один из авторов настоящей работы [2,3] на основе анализа некоторых результатов исследования зависимости светимостей квазаров от красного смещения [4]. По всей видимости, вся совокупность квазаров в первом приближении может быть разделена на два типа объектов. К первому типу относятся космологические квазары, которые иначе могут быть названы “квазарами первого поколения”. Квазары, которые выброшены из ядер близлежащих галактик, являются “квазарами второго поколения” [3].

В настоящей работе делается еще одно статистическое исследование семейства квазаров. С этой целью изучаются характеристики квазаров в направлениях некоторых богатых скоплений галактик.

2. *Квазары в областях скоплений.* Допустим, что концепция о локальности некоторой части квазаров верна, и действительно квазары этого типа были выброшены из ядер галактик. Тогда естественно предположить, что математическое ожидание обнаружения квазаров должно быть достаточно высоким в областях богатых скоплений галактик, где плотность галактик гораздо больше по сравнению с общим галактическим полем. Эта идея не нова, и к настоящему моменту выполнен ряд исследований для выявления статистически ощутимой пространственной корреляции между совокупностью галактик некоторых скоплений и квазарами. Целью первых работ в данной области был поиск корреляции между местонахождениями скоплений галактик и квазаров (см., например, [5-7]). В дальнейшем авторы стали исследовать более детальную корреляцию между отдельными галактиками - членами скоплений и квазарами. Наиболее интенсивно была исследована область известного скопления в созвездии Дева. Промежуточным можно считать результат Сулентика [8], который показал, что в направлении этого ближайшего к нам скопления поверхностная плотность ярких квазаров примерно в пять раз больше по сравнению с другими направлениями. С помощью кросс-корреляции в области этого же скопления значительно высокую степень ассоциации между галактиками - членами скопления и квазарами недавно нашли Жу и Чу [9].

Для исследований нами были выбраны области хорошо известных

скоплений в созвездиях Дева, Печь и Волосы Вероники (Coma), которые в настоящей работе кратко называются областями Virgo, Fornax и Coma (A1656). Выбор этих скоплений сделан по следующим причинам. Во-первых, все три скопления входят в число наиболее детально исследованных систем. Во-вторых, первые два скопления находятся примерно на одинаковом расстоянии от нас и, следовательно, любые зависимости от расстояния должны быть выражены примерно одинаковым образом. В-третьих, будучи объектом пристального внимания и многостороннего исследования, скопление Coma находится более чем в пять раз дальше по сравнению с двумя первыми, что делает легко исследуемыми эффекты расстояния, если таковые существуют.

Данные о квазарах взяты из седьмого издания каталога Верон-Сети и Верона [10], а также, с целью увеличения количества объектов, использованы возможности электронного каталога NED. Так как полученные результаты с применением каталога [10] и электронного каталога NED качественно не отличаются друг от друга, мы не считаем необходимым в каждом отдельном случае ссылаться на каталог, данные из которого использованы.

В табл.1 приведены данные о трех областях, в которых расположены рассматриваемые скопления галактик, а также соответствующие количества каталогизированных квазаров и плотность этих объектов для

Таблица 1

### ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВЫБОРКАХ ИССЛЕДУЕМЫХ КВАЗАРОВ ИЗ ОБЛАСТЕЙ ТРЕХ БОГАТЫХ СКОПЛЕНИЙ

Скопление	Площадь ( $\text{J}$ )	Количество	Средняя поверхн. плотность	Средняя звездн. величина
VIRGO	300	415	1.4	18.35
a	220	292	1.4	18.27
b	29	58	2.0	18.98
FORNAX	150	48	0.3	18.03
COMA	24	154	6.4	20.12
a	1.5	90	60.0	20.56
b	2.5	26	10.4	19.85
c	0.8	12	15.0	19.47
d	1.2	15	12.5	19.70

каждой области. Так как в областях Virgo и Coma большая часть квазаров достаточно четко концентрируется, соответственно, в двух и четырех подгруппах (см. рис.1), то соответствующие величины приведены также для этих отдельных подгрупп.

Нередко справедливо отмечается, что выборки квазаров неполны и неоднородны, и их использование для статистических исследований очень

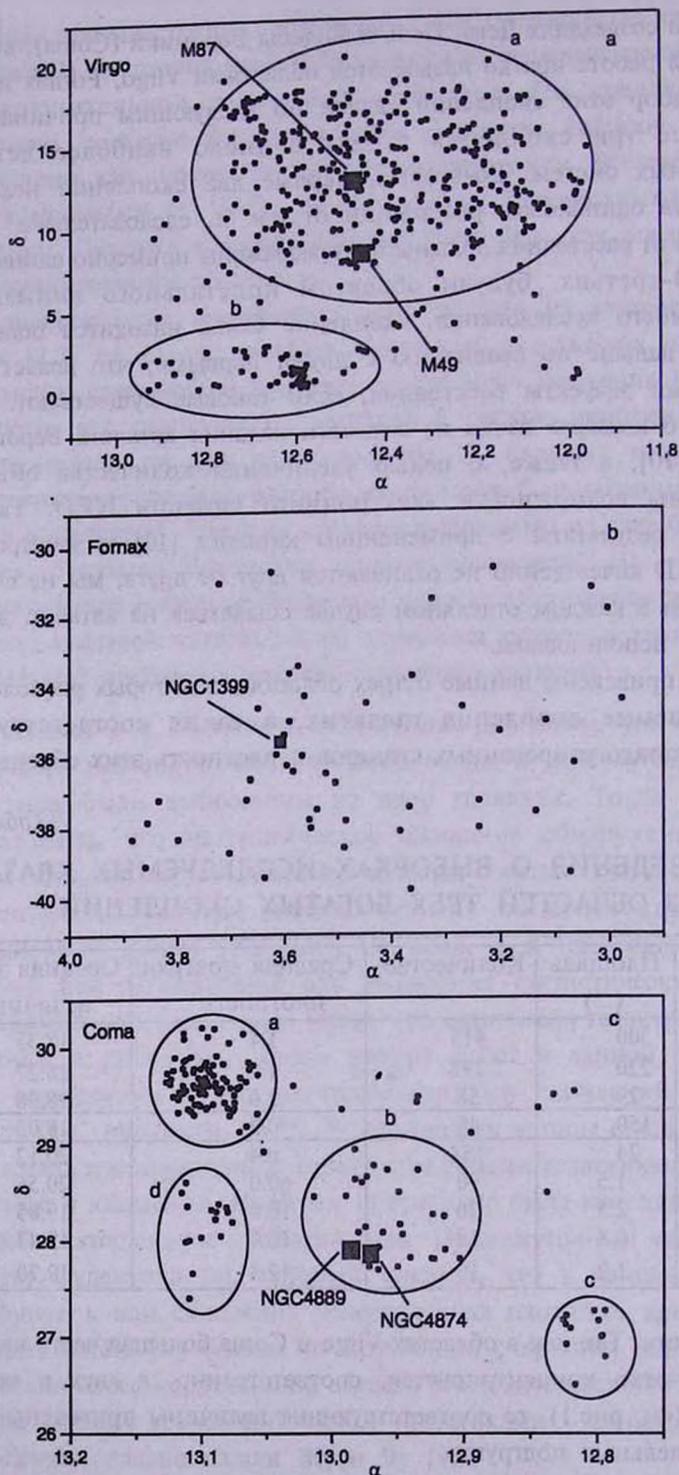


Рис.1. Карты распределения квазаров в областях скоплений галактик: а) Virgo, б) Fornax, в) Coma.

часто ограничивается именно из-за различных селекционных эффектов. Однако, как будет видно из дальнейшего изложения, те вопросы, которые ставят перед собой авторы настоящей работы, сравнительно менее чувствительны по отношению к подобного рода селекционным эффектам. Тем не менее, мы постараемся обратить внимание на некоторые эффекты, которые могли считаться результатом селекции.

Как явствует из табл.1, плотность квазаров в области Virgo является некоторой средней для трех рассматриваемых скоплений. Наименьшая среди трех плотность квазаров наблюдается в области Coma, где обнаружен лишь один квазар на площади 3.3 кв. градуса. Это значение не очень отличается от средней плотности квазаров по всей небесной сфере. Хотя, следует отметить, что *такое утверждение не вполне корректно, пока не сделан детальный анализ с четким разделением "скоплений квазаров" от квазарного поля.* Это становится понятным уже из беглого взгляда на данные, касающиеся области Coma, где, как нетрудно проверить по данным из используемых каталогов, средняя плотность выше среднего значения по всему небосводу примерно в 50 раз (см. данные NED или [10]). Более того, детальное исследование показывает, что в областях Virgo и Coma, в непосредственном окружении доминантных галактик M 87 и NGC 1399, поверхностная плотность квазаров гораздо выше и доходит до 4.1 объектов в первом и 1.9 во втором случае.

Ситуация оказывается еще более сложной, когда детальнее анализируется распределение квазаров на рассматриваемой площади размером двадцать квадратных градусов в области Coma. Во-первых, как уже было замечено выше, на общей картине распределения квазаров достаточно четко выделяются четыре уплотнения (см. рис.1), три из которых (a, b, c) расположены на одной линии. К скоплению A1656 ближе всего расположена центральная группировка b, которая, кроме того, по внешнему виду является наиболее "диффузной". Ее центр находится примерно на расстоянии  $0^{\circ}.5$  от центра масс дублета галактик NGC 4889, и NGC 4874, причем большая полуось скопления A1656 параллельна линии, соединяющей упомянутые три уплотнения квазаров. В этих подгруппах поверхностная плотность квазаров доходит до 10 объектов на кв. градус. Исключительно высокая плотность наблюдается в подгруппе a, где на площади 1.5 квадратных градусов насчитывается 90 квазаров.

Давно замеченное значительное увеличение поверхностной плотности квазаров в направлениях богатых скоплений галактик интерпретируется по-разному. Такие нарушения изотропности распределения квазаров часто объясняются, например, увеличением яркости слабых объектов фона вследствие гравитационной фокусировки (см., например, [11]). Хотя следует также отметить, что по оценке специалистов, вследствие указанного эффекта, лишь 3% квазаров могли бы увеличить блеск в

несколько раз [12]. Вышеуказанный факт нередко объясняется также и тем обстоятельством, что области скоплений галактик исследованы наиболее тщательно.

Указанная подгруппа квазаров, на наш взгляд, никак не может быть результатом селекции из-за *“более внимательного исследования области скопления галактик”*, так как эта подгруппа находится вне основной площади, занимаемой скоплением галактик. Вряд ли может быть найдена также какая-нибудь неискusstvenная схема для объяснения этой огромной плотности с помощью гравитационной линзы. Но, с другой стороны, такая огромная плотность не может быть следствием флуктуации. По-видимому, исключается также и эффект *“более глубокого обзора”* этой области. Исследование динамики *“пополнения”* объектами данной области показывает, что квазары обнаружены различными группами исследователей в течение достаточно длительного времени. Это хорошо видно уже на основе анализа ссылок, приведенных в [10]. Мало вероятно также и случайное совпадение направления линии, соединяющей уплотнения  $a$ ,  $b$  и  $c$ , с ориентацией большой полуоси скопления A 1656.

С другой стороны, как известно, скопление A1656 находится в составе большой сверхсистемы, составляющие части которой находятся на расстоянии примерно  $z = 0.23 - 0.30$ . Это сверхскопление на проекции имеет растянутую форму, причем его направление совпадает с направлением большой полуоси скопления A 1656 (см., например, [13]). Более того, ориентация большой полуоси изофот рентгеновского излучения, идущего из этой области, также совпадает с указанным направлением [14,15]. Именно на этой выделенной линии и находятся указанные три подгруппы квазаров.

Таким образом, из сказанного уже можно сделать следующие заключения. *В исследованных областях скоплений галактик, в среднем, наблюдается повышенное количество квазаров, где плотность последних может быть на один или два порядка выше средней плотности.* Из исследованных трех случаев в одном, где отчетливо выслеживается сложная структура, состоящая из подгрупп квазаров, *направление большой полуоси скопления галактик совпадает с направлением взаимной ориентации групп квазаров.* Указанные факты, очевидно, уже свидетельствуют о *возможной* связи некоторой части квазаров со скоплениями галактик. Однако для более детального анализа обратим внимание на очень интересную корреляцию, которая существует между видимыми звездными величинами (функциями светимости) квазаров и расстояниями скоплений галактик.

3. *Наблюдаемые звездные величины.* Продолжим строить логику исследований на основе рабочей гипотезы, что в области данного скопления галактик действительно существуют группы квазаров второго

поколения, физически связанных тем или иным образом со скоплением. Тогда очевидно, что их поведение с увеличением расстояния скопления резко должно отличаться от поведения космологических квазаров, являющихся объектами фона. А именно, если большая часть квазаров принадлежит скоплениям, то с увеличением расстояния скоплений должны наблюдаться следующие эффекты. Во-первых, видимая яркость квазаров в среднем должна уменьшаться для более далеких скоплений. Во-вторых, выборки квазаров в областях далеких скоплений должны быть неполными со стороны слабых объектов.

Учитывая, что скопления Virgo и Fornax находятся примерно на одинаковом расстоянии, а скопление A 1656 находится почти в пять раз дальше от нас, нетрудно проверить эту гипотезу. Для этого сначала сравним распределения видимых звездных величин квазаров, находящихся в областях скоплений Virgo и Fornax.

На рис.2 приведены гистограммы, показывающие распределения квазаров в зависимости от видимой звездной величины. Как это хорошо видно из приведенных гистограмм, в случае квазаров из областей двух указанных скоплений, находящихся на одинаковом расстоянии, *подавляющая часть квазаров имеет звездную величину  $17^m.5-18^m.5$* . Причем в обоих случаях распределение имеет достаточно хорошо выраженный максимум и квазиганссовскую форму. Следует отметить, что аналогичность двух распределений очевидна, несмотря на огромную (почти на порядок) разницу между количествами квазаров в этих двух областях. Единственное различие заключается в том, что совокупность квазаров из области Fornax в среднем чуть ярче по сравнению с квазарами из области Virgo. По данным каталога [10] средние значения звездных величин этих двух совокупностей составляют  $18^m.6$  и  $17^m.8$  соответственно для областей Virgo и Fornax. Данные

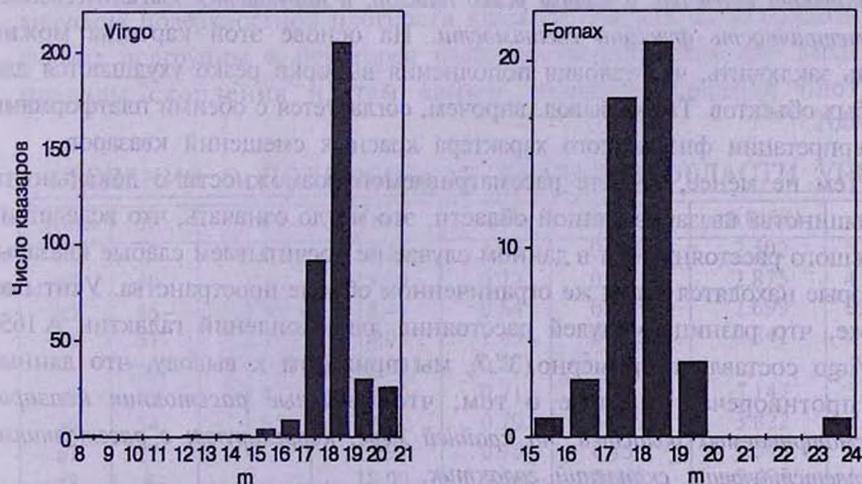


Рис.2. Распределение квазаров по звездным величинам для областей Virgo и Fornax.

электронного каталога для этих же величин дают значения  $18^m.4$  и  $18^m.0$ . Более того, если в области Virgo подгруппы a и b (рис.1) рассматриваются в отдельности, то среднее значение звездных величин для основного уплотнения a составляет  $18^m.3$ , что еще ближе к соответствующему значению области Fornax. Не исключено, что со временем, по мере открытия квазаров в этой области, указанные две величины станут еще ближе друг к другу.

Ситуация сравнительно более сложна в случае области Coma (рис.3). Здесь пик количества квазаров не так ярко выражен, как в двух первых случаях, но, тем не менее, большинство квазаров имеет звездную величину  $19^m-21^m$  с максимумом распределения ближе к  $21^m$ . Более того, создается

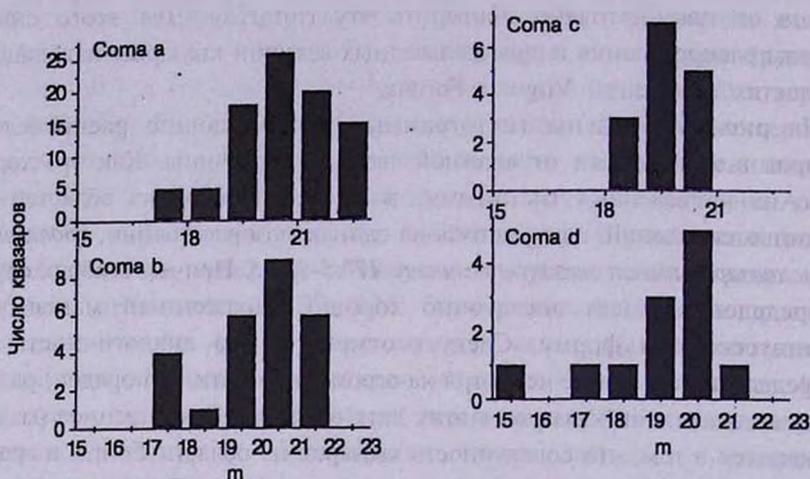


Рис.3. Распределение квазаров по звездным величинам для подгрупп области Coma.

впечатление, что после максимума количество квазаров сначала уменьшается достаточно медленно, а потом резко падает, и нарушается квазигауссовская симметричность функции светимости. На основе этой картины можно лишь заключить, что условия поподнения выборки резко ухудшаются для слабых объектов. Такой вывод, впрочем, согласуется с обеими платформами интерпретации физического характера красных смещений квазаров.

Тем не менее, в свете рассматриваемой возможности о локальности большинства квазаров данной области, это могло означать, что вследствие большого расстояния мы в данном случае не досчитываем слабые квазары, которые находятся в том же ограниченном объеме пространства. Учитывая также, что разница модулей расстояния для скоплений галактик A 1656 и Virgo составляет примерно  $3^m.7$ , мы приходим к выводу, что данные не противоречат гипотезе о том, что реальные расстояния квазаров рассматриваемых областей, по крайней мере, коррелируют с расстояниями соответствующих скоплений галактик.

При этом следует учитывать то обстоятельство, что при удалении

физической группы квазаров, принадлежащих, скажем, скоплению Virgo, до расстояния  $A 1656$  (ослабление видимых звездных величин на  $3^m.7$ ) новый максимум функции светимости будет смещен в направлении слабых объектов не на величину разницы модулей расстояния ( $3^m.7$ ), а меньше. Это происходит из-за того, что вероятность обнаружения квазаров резко падает с ростом их видимых звездных величин. Несмотря на математическую очевидность, практическое применение этой модели для соответствующих вычислений и оценок связано с большими трудностями, в первую очередь, из-за неоднозначной прогнозируемости обнаружения объектов в зависимости от звездной величины.

4. *Распределение звездных величин квазаров в области Virgo.*

Теперь, для более подробного анализа вновь вернемся к данным, относящимся к области Virgo. Достаточно большое число квазаров в этой области позволяет рассматривать некоторые характеристики совокупности квазаров как функцию от координат (расстояния от центра скопления, в качестве которого выбрана центральная галактика скопления  $M 87$ ). Несмотря на очевидную нерегулярность распределения и продолговатую структуру "облака квазаров" данной области (рис.1а), подсчеты показывают, что по мере удаления от  $M 87$  четко прослеживается уменьшение поверхностной плотности квазаров.

В табл.2 приведены данные о подвыборках квазаров из концентрических колец с шириной в один градус вокруг выбранного центра. Таких колец семь, они обозначены через  $an$ , где  $n = 1, 2, \dots, 7$  есть номер кольца и совпадает со значением внешнего радиуса кольца, измеренным в угловых градусах. Через  $a8$  обозначена подвыборка квазаров, которые находятся вне указанных колец (на расстоянии, превышающем  $7^\circ$ ), а также не входят в подгруппу  $b$ . Для зон  $a7$  и  $a8$  в табл.2 не даны значения поверхностной плотности квазаров, так как из-за продолговатой формы подгруппы  $a$  некоторая часть соответствующих зон выходит за пределы скопления и, тем самым, значение средней плотности

Таблица 2

СВЕДЕНИЯ О ПОДВЫБОРКАХ КВАЗАРОВ ОБЛАСТИ VIRGO

Зона	$N$	$n$	$\langle m \rangle$	$sd$	$z(\min)$	$z(\max)$	$\Delta m$
a1	13	4.1	19.18	1.03	0.061	2.502	5.78
a2	30	3.2	18.39	0.72	0.15	2.875	4.00
a3	45	2.9	18.41	0.64	0.168	2.699	3.74
a4	51	2.3	18.05	1.45	0.122	2.841	4.41
	(50)		(18.24)	(0.47)			
a5	69	2.4	18.30	0.71	0.07	3.147	5.60
a6	54	1.6	18.22	0.79	0.087	3.822	5.21
a7	22	-	17.97	0.76	0.13	2.543	4.23
a8	8	-	18.00	0.56	0.548	3.493	1.71
b	58	2.0	18.98	1.48	0.158	2.798	3.88

занижается. Остальные данные (обозначенные через b) относятся к подгруппе b. В первом столбце табл.2 обозначена зона, N — общее число квазаров в зоне,  $\bar{m}$  — средняя поверхностная плотность квазаров в данной зоне,  $\langle m \rangle$  и  $sd$  — средняя звездная величина и соответствующая дисперсия,  $z(\min)$ ,  $z(\max)$  — минимальное и максимальное значения красного смещения квазаров данной подвыборки,  $\Delta m$  — максимальная разница между модулями расстояния квазаров, если красные смещения считаются космологическим.

На рис.4а-4с приведена зависимость числа квазаров от видимой звездной величины для 9-и подвыборок. Уже беглым взглядом можно уловить главные особенности приведенных гистограмм. В центральном круге,

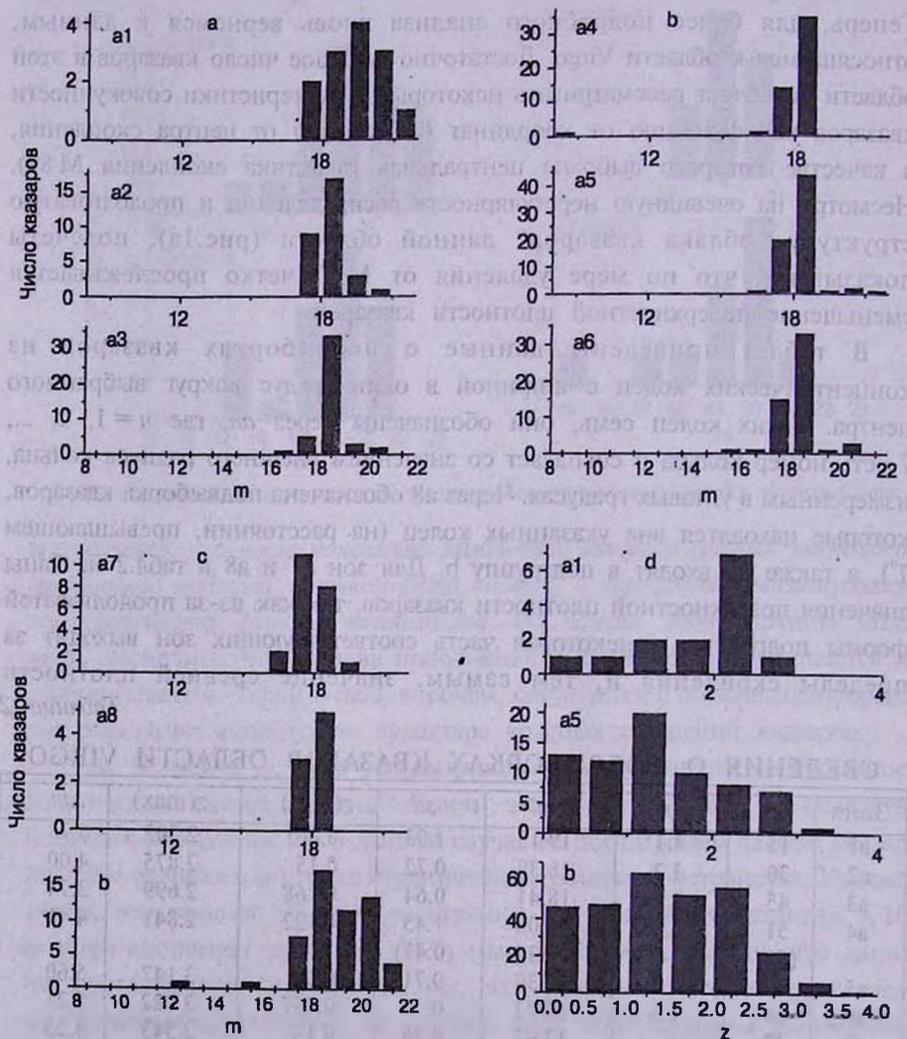


Рис.4. Распределение квазаров, расположенных в области Virgo, по значениям звездной величины и красного смещения для различных подгрупп (см. текст).

где поверхностная плотность наибольшая, дисперсия звездных величин также максимальная. Помимо этого, объекты в среднем более слабые, чем в остальных кольцах. Легко видеть, что в остальных кольцах, а также в зоне  $a_8$ , дисперсия звездных величин меньше, квазары показывают примерно одинаковую функцию светимости и подавляющее большинство квазаров имеет почти одну и ту же звездную величину. Лишь в четвертом кольце наблюдается резкое увеличение дисперсии звездных величин, однако это является результатом попадания в это кольцо одного (из 51) очень яркого объекта, а именно, квазара LBQS 1233 + 1532. Поэтому соответствующие данные для зоны  $a_4$  приведены как с учетом этого квазара, так и без него. Во втором случае дисперсия звездных величин уменьшается в более чем три раза.

Следует отметить, что, в отличие от звездных величин, красные смещения этих же объектов имеют достаточно широкий спектр. В табл.2 приведены минимальное и максимальное значения красного смещения для каждой зоны, а также разница соответствующих модулей расстояния при предположении, что красные смещения имеют космологическое происхождение. А в качестве иллюстрации на рис.4d приведены также соответствующие гистограммы для численных значений красного смещения, построенные для квазаров из центрального круга, пятого кольца и подгруппы b.

Как это хорошо видно из приведенных гистограмм, нет никакого намека на то, что выборки квазаров могут быть различимы на основе распределения значений красных смещений. Некоторую уникальность показывают лишь квазары из центрального круга, в том смысле, что распределение квазаров по красным смещениям показывает отчетливый пик на больших значениях аргумента. Об этом эффекте мы поговорим ниже. Из табл.2 явствует, что если красные смещения считаются космологическими, то максимальная разница между модулями расстояния для объектов из каждой подвыборки больше  $3^m$  (кроме самой внешней зоны  $a_8$ ) и доходит до  $5^m$ .8. С другой стороны, из математической статистики хорошо известно, что наложение двух случайных эффектов непременно увеличивает погрешность и, следовательно, дисперсию окончательных измерений. Таким образом, если красные смещения всех квазаров считаются космологическими, то в данном случае следует признать, что светимости и расстояния этих объектов "подобраны" самым тщательным образом так, чтобы уменьшить дисперсию видимых звездных величин. Очевидно, что такое предположение лишено смысла. Тем более, что статистика достаточно обширная и охватывает около 290 квазаров на площади более чем 220 квадратных градусов.

Поэтому, более правдоподобным кажется предположение, что вышеуказанные квазары находятся на одном расстоянии, а именно, на

расстоянии скопления *Virgo*. Более того, из приведенных фактов следует также, что, по крайней мере, в скоплении *Virgo* квазары "второго поколения" рождаются примерно с одной и той же светимостью. Принимая константу Хаббла  $H = 75$  км/с/Мпк, нетрудно будет вычислить эту стандартную светимость. Простое вычисление позволяет заключить, что абсолютная звездная величина квазаров, являющихся членами скопления *Virgo* составляет  $M = -12^m.8 \pm 0^m.7$ . Такой светимостью обладают карликовые галактики, количество которых в скоплении очень велико. Придерживаясь концепции, что квазары являются ранней стадией развития обычных галактик, можно заключить, что в настоящее время в скоплении *Virgo* формируются в основном карликовые галактики. Это заключение является наиболее естественным и приемлемым также и с точки зрения энергетики и масс объектов второго поколения.

Остановимся на анализе первой гистограммы рис.4, которая описывает самое близкое окружение галактики M 87, т.е. центральную часть скопления. Эта подвыборка квазаров состоит из сравнительно более слабых объектов, со средней звездной величиной, равной  $19^m.18$  (см. табл.2). Кроме этого, по сравнению с подвыборками из других колец, диапазон звездных величин квазаров из центрального круга в полтора раза шире, если сравниваются среднеквадратичные отклонения звездных величин от среднего значения. Более того, несмотря на некоторые колебания, можно заметить также незначительную тенденцию увеличения средней яркости квазаров с удалением от центральной галактики. Один этот факт уже говорит о том, что мы имеем дело с поглощением излучения квазаров межгалактическими поглощающими облаками скопления, плотность которых максимальна в центре скопления, а по мере удаления от центра быстро падает.

В работе [9] уже было отмечено отсутствие квазаров в центральном круге с радиусом  $0.5$ , и этот факт был справедливо интерпретирован как прямое следствие межгалактического поглощения, учитывая, что плотность поглощающего (рассеивающего) вещества увеличивается в направлении к центру. Но данные, используемые в настоящей работе, позволяют делать также и другие выводы, в том числе и о том, что эти квазары находятся внутри поглощающей среды, а не являются объектами фона.

Очевидно, что если бы квазары были объектами фона, межгалактическое поглощение уменьшило бы их яркость без "индивидуального подхода" к каждому. Однако, если квазары находятся внутри скопления и имеют какое-то пространственное распределение по лучу зрения, то оптическая толщина поглощающего вещества, естественно, для каждого квазара будет иметь разное значение, что может, в конечном счете, привести к наблюдаемой нами картине.

Конечно, может быть предложено и другое объяснение, предположив, что квазары являются космологическими объектами, которые имеют именно то распределение по звездным величинам, которое мы наблюдаем после прохождения их излучения через межгалактическую среду. Но в таком случае мы снова приходим к мистической зависимости параметров космологических объектов от "локальных" систем и объектов, в данном случае от координат центра скопления Virgo или гигантской галактики M 87. В связи с этим интересно отметить, что аналогичная картина, несмотря на гораздо меньшее количество квазаров, обнаруживается также и в области Fornax. Здесь в центральном круге с радиусом  $1^\circ$  вокруг NGC 1399 находятся 6 квазаров, средняя звездная величина которых составляет  $18^m.57$ , что на  $0^m.5$  слабее, чем средняя по всей выборке величина.

По-видимому, следует более внимательно относиться и к другому наблюдательному факту, который был мельком упомянут в самом начале этого параграфа. Это касается распределения квазаров по красным смещениям (рис.4d) для центрального круга радиусом один градус. Среди аналогичных гистограмм она резко отличается тем, что показывает отчетливый пик количества квазаров в интервале красных смещений  $z = 2.0 \div 2.5$ . Достаточно сказать, что в этот интервал попадает половина всех квазаров, а еще один квазар находится вне указанного интервала со стороны больших значений, показывая при этом  $z = 2.502$ . Нет сомнения, что по сравнению с остальными подвыборками, где квазары распределены более или менее однородно по значениям красного смещения, здесь, именно в центре скопления, наблюдается повышенное количество квазаров с большими значениями красного смещения.

Этот факт естественным образом согласуется с концепцией, принятой за основу в настоящей работе. Для этого достаточно исходить из того соображения, что M 87 является мощным генератором формирования квазаров второго поколения, что не кажется маловероятным, учитывая широкий спектр проявлений активности M 87. Во-первых, в таком случае пространственная близость квазара к M 87 может быть интерпретирована как признак его недавнего формирования. С другой стороны, следует признать, что наиболее вероятным результатом эволюции квазаров являются звездные системы галактического типа, которые, согласно современным представлениям, не обладают аномальным красным смещением. Тогда естественно предположить, что аномальное красное смещение имеет свое максимальное значение в самом начале эволюции квазара, после чего оно монотонно уменьшается (см. также [2,3]). Такая логическая цепь рассуждений позволяет заключить, что *чем ближе квазар к центральной галактике, тем моложе он в среднем, и, следовательно, тем больше значение его аномального красного смещения.*

Ситуация совершенно иная в случае подвыборки квазаров из зоны в. Здесь функция светимости снова показывает не отчетливый максимум на  $18^m$ , хотя параллельно наблюдается рост относительного числа более слабых квазаров. По своему внешнему виду соответствующая гистограмма имеет некоторое сходство с распределением, построенным для квазаров из центрального круга  $\alpha 1$ . Это можно было бы объяснить увеличением относительного количества объектов фона, что может быть следствием более детального исследования этой области неба, где находится известный квазар 3С 273. Однако для более обоснованной интерпретации наблюдаемой картины следует подвергнуть скрупулезному анализу все данные об этой области, в том числе и на предмет существования поглощающих облаков. Это тем более важно, если учитывать возможную связь квазара 3С 273 с водородным облаком, находящимся на расстоянии скопления Virgo (см., например, [16]).

5. Скопления квазаров. Вызывает большой интерес тот факт, что в исследованных областях наблюдаются различные уплотнения квазаров. Таким примером могут служить четыре уплотнения квазаров в области скопления Coma. Здесь особое место занимает подгруппа а, со своей огромной плотностью. Обращает на себя внимание и тот факт, что по красному смещению квазары (как и в остальных уплотнениях) распределены достаточно равномерно. Если считать, что красные смещения имеют космологическое происхождение, то, учитывая диапазон их значений ( $z_{\min} = 0.065$  и  $z_{\max} = 3.36$ ), напрашивается заключение о том, что в данном случае мы наблюдаем некоторый космический конус, имеющий по лучу зрения высоту в более чем три тысячи мегапарсек. Интервал значений красных смещений тогда обуславливает разницу модулей расстояний  $\Delta r$  равной примерно  $5^m.8$ , вследствие чего следовало бы обнаружить ослабление видимых яркостей квазаров с ростом красных смещений.

На рис.5 приведены звездные величины квазаров указанной подвыборки в зависимости от их красных смещений. Несмотря на огромную разницу модулей расстояний, на визуальном уровне не наблюдается никакой корреляции между этими величинами. Тем не менее, применение метода наименьших квадратов позволяет найти следующую линейную зависимость между этими величинами:  $m = -0.23z + 20.94$ . Таким образом, можно придти к выводу, что наблюдательные данные для квазаров из указанной подгруппы а показывают незначительную обратную корреляцию ( $R = -0.15$ ) между звездными величинами и красными смещениями. Во всяком случае, нет никакого намека на наличие положительной корреляции, что было бы естественным, если бы красные смещения квазаров были космологическими и определялись их расстояниями.

Учитывая также факты, приведенные в предыдущих разделах, мы

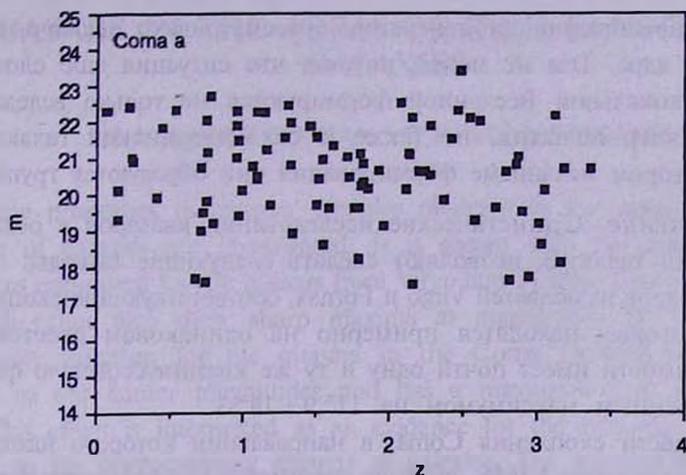


Рис.5. Зависимость звездной величины от красного смещения для квазаров из подгруппы Coma a.

приходим к выводу, что рассматриваемая совокупность данных в этом случае также не поддерживает гипотезу о космологическом происхождении красных смещений квазаров. Гораздо более правдоподобным кажется вывод о том, что данное уплотнение квазаров в действительности является физической группой, которая находится примерно на одном расстоянии со скоплением A 1656 и входит в сверхсистему A 1367-A 2199/97.

С другой стороны, если здесь мы действительно имеем пример физического сгущения квазаров на расстоянии скопления A 1656, где основным населением являются достаточно хорошо оформившиеся скопления галактик, то факт приобретает совершенно иное космогоническое значение. Помимо того, что в скоплениях галактик наблюдается рождение новых карликовых галактик, каковыми в дальнейшем станут нынешние квазары этих скоплений, *в данном случае мы наблюдаем формирование группы квазаров без участия родителей-галактик*. В некотором смысле подобное "квazarообразование", если сделано правомерное заключение, напоминает образование звезд в звездных ассоциациях. В такой трактовке очень заманчивым кажется также и нахождение данной группы в области сверхскопления галактик.

Если подойти к проблеме более или менее объективно, то следует признать, что мы, в действительности, не знаем, как образуются галактики. Но, с другой стороны, если доводы о локальном образовании, по крайней мере, некоторой части квазаров не лишены здравого смысла, о чем совершенно однозначно свидетельствуют приведенные в настоящей работе данные, то следует признать существование "квazarообразующей" материи в локальной Вселенной. Основные факты, накопленные до настоящего времени, в качестве складов такой материи указывают на галактические ядра. Поэтому сторонники локальной природы квазаров в

качестве “квazarообразующих” генераторов рассматривают исключительно галактические ядра. Тем не менее, похоже, что ситуация еще сложнее, и квазары в локальной Вселенной формируются не только вследствие выбросов из ядер галактик, но также и без материнской галактики, причем при втором механизме формирования они образуются группами.

6. *Заключение.* Статистические исследования квазаров в областях трех скоплений галактик позволяют сделать следующие выводы:

а) Для квазаров из областей Virgo и Fornax, соответствующие скопления галактик в которых находятся примерно на одинаковом расстоянии, функция светимости имеет почти одну и ту же квазигауссовскую форму, с ярко выраженным максимумом на  $17^m.9 + 18^m.3$ .

б) Для области скопления Coma, в направлении которого находится более далекое скопление A 1656, функция светимости квазаров перемещается в сторону более слабых объектов, показывая при этом максимум на  $21^m$ .

в) При космологическом происхождении квазаров функции светимости этих объектов не должны были быть чувствительны к расстоянию скоплений галактик. Положительная корреляция среднего и наиболее вероятного значений звездных величин квазаров с расстоянием скоплений галактик, в областях которых они наблюдаются, может быть объяснена лишь как следствие принадлежности этих квазаров скоплениям галактик.

г) Основная часть квазаров второго поколения рождается с незначительным разбросом светимостей. Для квазаров из области скопления галактик Virgo эта стандартная светимость составляет  $M = -12^m.8 \pm 0^m.7$ , что соответствует светимости карликовых галактик, являющихся самой многочисленной подсистемой скопления. Из этого следует, что в настоящее время в скоплениях галактик продолжается формирование карликовых галактик.

д) Существуют очаги “квazarообразования” или квазарные ассоциации, которые в иерархическом классе галактик играют ту же роль, что звездные ассоциации в мире звезд. В таких очагах формируется сразу достаточно большое количество квазаров, которые в дальнейшем могут формировать группу или скопление галактик.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,  
Армения

## QUASARS IN THE AREAS OF RICH CLUSTERS OF GALAXIES

H.A.HARUTYUNIAN, E.H.NIKOGOSSIAN

Some properties of quasars' samples observed in the areas of three rich clusters of galaxies are investigated. It is shown that the quasar luminosity functions composed for the quasars from Virgo and Fornax areas are very similar to each other and show sharp maxima at magnitudes  $18^m.0 \div 18^m.3$ . The luminosity function for the quasars in the Coma (A1656) cluster area is shifted to the fainter magnitudes and has a maximum near the magnitude  $21^m$ . This effect is interpreted as an evidence for the majority of quasars to belong to the corresponding clusters of galaxies. The absolute magnitudes of quasars are estimated and shown to be equal in average to  $-13^m$  which is typical for low luminosity dwarf galaxies. A hypothesis is suggested that the formation of "local" quasars takes place in two different ways – both due to an ejection from galactic nuclei and directly from a pre-stellar matter in "quasar associations" without any maternal galaxy.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Burbidge*, *Astron. Astrophys.*, 309, 9, 1996.
2. *Г.А.Арутюнян*, *Астрофизика*, 41, 217, 1998.
3. *Н.А.Нарутюниан*, *Active Galactic Nuclei and Related Phenomena*, eds. Ye.Terzian, D.Weedman, E.Khachikian, ASP Publ., 422, 1999.
4. *А.Ф.Дравских, З.В.Дравских*, *Астрон. ж.*, 73, 19, 1996.
5. *R.S.Bogart, R.V.Wagoner*, *Astrophys. J.*, 181, 609, 1973.
6. *D.H.Roberts, S.L.O'Dell, G.R.Burbidge*, *Astrophys. J.*, 216, 227, 1977.
7. *D.H.Roberts, S.L.O'Dell*, *Astron. Astrophys.*, 76, 254, 1979.
8. *J. Sulentic*, *Physics Lett. A*, 131, 227, 1988.
9. *X.-F.Zhu, Y.-Q.Chu*, *Astron. Astrophys.*, 297, 300, 1995.
10. *M.-P.Veron-Cetty, P.Veron*, *A Catalogue of Quasars and Active Nuclei*, ESO, 1996.
11. *A.K.Kemhavi, J.V.Narlikar*, *Quasars and Active Galactic Nuclei*, Cambridge Univ. Press, 1999.
12. *D.Tytler*, *Quasars and Cosmology*, ASP Conf. Series, 162, 449, 1999.
13. *M.J.West*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 268, 79, 1994.
14. *S.L.W.McMillan, M.P.Kowalski, M.P.Ulmer*, *Astrophys. J. Suppl.*, Ser 70, 723, 1989.
15. *D.A.Buote, C.R.Canizares*, *Astrophys. J.*, 400, 385, 1992.
16. *H.C.Arp, G.Burbidge*, *Astrophys. J. Lett.*, 353, L1, 1990.

УДК: 524.74

О СВЯЗИ ИНФРАКРАСНОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ  
СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В.Г.МАЛУМЯН, В.Г.ПАНАДЖЯН

Поступила 24 мая 2000

Принята к печати 11 августа 2000

Исследованы зависимости между монохроматической светимостью на частотах 0.408; 1.49 и 4.85 ГГц и интегральной светимостью в далекой инфракрасной (ИК) области галактик Сейферта. На всех радиочастотах они линейные и одинаково тесные. Часть сейфертовских галактик морфологических типов S0/a, E, и S0 по сравнению со спиральными галактиками Сейферта с такой же ИК-светимостью обладает гораздо более высокой радиосветимостью. У большинства обнаружены компактные центральные радиокомпоненты. Спиральные галактики Сейферта следуют той же зависимости между радио- и ИК-излучением, что и не сейфертовские спиральные галактики. Связи между радио- и ИК-светимостью групп галактик спектральных типов Sy 1 - Sy 1.5 и Sy 1.8 - Sy 2 в отдельности также линейные.

1. *Введение.* Известно, что тесная корреляция между радиосветимостью и светимостью в инфракрасной (ИК) области существует не только для нормальных спиральных галактик. Она имеет место для целого ряда объектов других типов. Например, для галактик Маркаряна и Сейферта, эллиптических галактик, галактик с мощным ИК-излучением, мегамазерных галактик, радиогалактик и т.д. [1-10].

Причина тесной корреляции радио- и ИК-излучения, несмотря на то, что радиоизлучение носит нетепловой характер, а ИК-излучение - тепловой, кроется в том, что процессы, генерирующие ИК и радиоизлучение физически связаны. Как ультрафиолетовое и оптическое излучение, нагревающее пыль, которая ответственна за тепловое излучение галактик в далекой ИК-области, так и релятивистские электроны, которые ответственны за нетепловое радиоизлучение, генерируются, главным образом, молодыми, горячими, массивными звездами. Следовательно, как ИК-излучение, так и радиоизлучение в галактиках, где они в конечном счете генерируются молодыми массивными звездами, которые в конце своего эволюционного пути могут взрываться как сверхновые, пропорциональны темпу образования звезд в них [11-13]. В галактиках же, где часть ИК и радиоизлучения генерируется в их активных ядрах, а не обусловлена звездами, корреляция между ИК и радиосветимостью может быть не столь тесной, как для нормальных спиральных галактик [2-5,11-14].

В ряде работ, где исследуется связь ИК и радиоизлучения галактик

Сейферта показано, что, по сравнению с нормальными спиральными галактиками с такой же ИК-светимостью, часть сейфертовских галактик обладает значительно более мощным радиоизлучением [3-5,15-17]. Рассеяние точек в зависимости  $\log L_r - \log L_{\nu}$  ( $L_r$  - радиосветимость на какой-нибудь частоте,  $L_{\nu}$  - светимость в далекой ИК-области) вокруг среднего у галактик Сейферта также больше.

Повышенное, по сравнению с нормальными спиральными галактиками, радиоизлучение части сейфертовских галактик объясняется вкладом их центральных областей в общее радиоизлучение. Эти центральные компактные компоненты, включающие и ядра галактик, которые отсутствуют или слабы в нормальных галактиках, согласно [3], обладают более высоким отношением радио- и ИК-потокков, чем протяженные компоненты, связанные с дисками галактик Сейферта. Последние по этому отношению не отличаются от дисковых компонентов нормальных (не сейфертовских) спиральных галактик. Таким образом, повышенное радиоизлучение галактик Сейферта, по сравнению с нормальными галактиками, имеющими такую же ИК-светимость, согласно [3], обусловлено их центральными радиокомпонентами. В [3] показано, что сейфертовские галактики на частоте 5 ГГц в среднем обладают приблизительно в два раза более мощным радиоизлучением, чем нормальные галактики той же ИК-светимости на 60 мкм.

Согласно [5], причиной большого рассеяния точек вокруг линии регрессии зависимости  $\log L_r - \log L_{\nu}$  сейфертовских галактик, по всей вероятности, является именно радиоизлучение (возможно и ИК-излучение) их центральных компактных радиокомпонентов. Там же показано, что галактики Сейферта, имеющие такие компоненты, значительно отклоняются от зависимости  $\log L_r - \log L_{\nu}$  нормальных галактик. Между тем, сейфертовские галактики, у которых нет центральных компактных радиокомпонентов, существенных отклонений от зависимости радио- и ИК-светимостей для нормальных галактик не показывают.

В вышеуказанных работах сейфертовские галактики разных морфологических типов рассматриваются вместе. В качестве галактик Сейферта рассматриваются и радиоспокойные квазизвездные объекты и некоторые радиогалактики, как, например, 3C 120, OJ 287 (объект типа BL Lac!), квазар 3C 273 и т.д. По этой причине не совсем ясно, какими именно объектами обусловлены указанные отклонения от зависимости  $L_r - L_{\nu}$  нормальных галактик. Показывают ли отклонения спиральные сейфертовские галактики? Такие вопросы в [3,5] и в других аналогичных работах не обсуждаются.

С целью выяснения этих и других вопросов, касающихся связи радио- и ИК-излучения галактик Сейферта, мы составили выборку из 84 объектов этого типа, большинство которых спиральные галактики. Они взяты из каталога сейфертовских галактик [18]. Использовались объекты

с надежно измеренными с помощью IRAS плотностями ИК-потоков и потоками на нескольких радиочастотах.

Интегральные плотности потоков  $S_{FIR}$  в диапазоне 40-120 мкм вычислялись, согласно [19], как

$$S_{FIR} = 1.26 \times 10^{-14} (2.58 S_{60} + S_{100}) \text{ Вт м}^{-2},$$

где  $S_{60}$  и  $S_{100}$  спектральные плотности потоков в янских на волнах 60 и 100 мкм соответственно. Интегральные плотности потоков галактик в этом диапазоне практически нечувствительны к коррекциям, обусловленным различием цветов галактик, которые надо вводить в ИК-потоки, измеренные с помощью IRAS. Морфологические и спектральные сейфертовские типы, красные смещения галактик, плотности потоков на 60 и 100 мкм и на частотах 0.408, 1.49 и 4.85 ГГц брались из NED\*. Если плотности потоков на этих радиочастотах отсутствовали в NED, использовались данные из [20-26].

Названия галактик, их морфологические и сейфертовские типы, светимости в диапазоне 40-120 мкм и на частоте 1.49 ГГц приведены в табл.1. Постоянная Хаббла  $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . В последнем столбце таблицы указаны отношения интегральных плотностей ИК-потоков и потоков на частоте 1.49 ГГц.

2. Зависимость  $L_r$  -  $L_{FIR}$  галактик Сейферта. Угловые коэффициенты  $m$  линейной регрессии зависимости  $\log L_r = m \log L_{FIR} + b$  и

Таблица 1

ГАЛАКТИКИ СЕЙФЕРТА

N	Название	Мар- карян	Морф. Тип	Sy	$\log L_r$ (Вт Гц <sup>-1</sup> )	$\log L_{FIR}$ (Вт)	q
1	2	3	4	5	6	7	8
1	NGC 262	348	SA0/a	2	23.1	36.41	0.74
2	NGC 449	1	SB0/a	2	22.58	36.81	1.66
3	NGC 931	1040	Sbc	1.5	21.88	36.86	2.41
4	NGC 985	1048	Sa	1	22.76	37.38	2.05
5	NGC 1068		SAa	2	23.1	37.4	1.68
6	NGC 1097		SBb	1	22.2	36.95	2.21
7	NGC 1229		SBb	2	22.68	37.28	2.03
8	NGC 1365		SBb	1.8	22.4	37.4	2.35
9	NGC 1386		Sa	2	20.75	35.68	2.36
10	NGC 1566		SABbc	1	22.26	36.71	1.88
11	NGC 1667		SBb	2	22.08	36.73	2.13
12	NGC 1672		SBbc	2	22.08	36.73	2.08
13	NGC 2110		SAB0	2	22.5	36.37	1.30
14	NGC 2273	620	SBa	2	21.91	36.38	1.90
15	NGC 2639		SAa	1.9	22.4	36.6	1.63
16	NGC 2691	391	SB0a	1	21.4	36.52	2.55
17	NGC 2782		Sa	1	22.1	36.8	2.13

\* This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
18	NGC 2992		Sa	2	22.26	36.66	1.83
19	NGC 3080	1243	Sa	1	21.87	36.73	2.29
20	NGC 3227		SABa	1.5	21.6	36.2	2.02
21	NGC 3281		SABa	2	22.22	36.93	2.14
22	NGC 3393		SBab	2	22.03	36.47	1.87
23	NGC 3516		SB0/a	1.5	21.14	36.1	2.39
24	NGC 3718		SBa	1	20.75	35.06	1.74
25	NGC 3758	739	Sab	1	22.27	37.08	2.24
26	NGC 3783		Sab	1	21.5	36.42	2.35
27	NGC 3982		Sbc	2	21.2	36.03	2.25
28	NGC 4051		SABbc	1.5	20.9	35.75	2.34
29	NGC 4235		SAA	1	21.14	35.43	1.71
30	NGC 4253	766	SBa	1.5	22.09	36.78	2.13
31	NGC 4258		SABbc	2	21.49	35.87	1.81
32	NGC 4388		SBb	2	22.3	36.9	2.02
33	NGC 4507		SBab	2	22.16	36.68	1.95
34	NGC 4594		SAA	1.9	21.0	35.3	1.69
35	NGC 4785		Sa	2	22.42	36.82	1.83
36	NGC 4939		SAbc	2	21.7	36.52	2.26
37	NGC 4945		SBcd	2	22.28	37.04	2.19
38	NGC 5005		SABbc	2	21.6	36.5	2.31
39	NGC 5033		SAc	2	21.5	36.2	2.17
40	NGC 5135		Sab	2	22.81	37.49	2.11
41	NGC 5256	266	Sa	2	23.26	37.75	1.92
42	NGC 5427		SAc	2	22.22	36.67	1.88
43	NGC 5506	1376	SB0a	2	22.27	36.42	1.58
44	NGC 5643		Sbc	2	21.63	36.37	2.17
45	NGC 5674		Sb/bc	1.9	22.63	37.04	1.84
46	NGC 5728		SABa	2	22.02	36.85	2.26
47	NGC 5929		Sab	2	21.95	36.79	2.28
48	NGC 5940	1511	SBab	2	22.27	37.0	2.16
49	NGC 5953	1512	SAA	2	22.03	36.79	2.19
50	NGC 6217		SBbc	2	21.51	36.39	2.31
51	NGC 6221		SBc	2	22.1	36.92	2.24
52	NGC 6300		SBb	2	21.24	36.21	2.4
53	NGC 6814		Sbc	1.5	21.45	36.35	2.33
54	NGC 7130		Sab	2	22.93	37.63	2.13
55	NGC 7172		Sa	2	21.6	36.65	2.48
56	NGC 7214		SBbc	1.2	22.42	37.08	2.09
57	NGC 7314		SBbc	1.9	21.32	36.28	2.39
58	NGC 7410		Sba	2	20.54	35.52	2.42
59	NGC 7469	1514	SABa	1	23.0	37.84	2.29
60	NGC 7496		SBbc	2	21.19	36.32	2.56
61	NGC 7582		SBab	2	22.07	37.04	2.4
62	NGC 7592	928	SAb	2	22.96	37.66	2.13
63	NGC 7603	530	SAb	1.5	22.68	36.95	1.7
64	NGC 7674	533	SAbc	2	23.52	37.67	1.58
65	IC 450	6	SAB0a	1.5	23.22	<36.6	<0.8
66	IC 4329A		S0/a	1.2	22.48	36.64	1.59
67	II Zw 1	1503	SBa	1	22.36	37.5	2.57
68	M8-11-11		SB0	1	23.35	37.09	1.17

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
69	ESO362-G18		S0/a	1	21.52	36.33	2.24
70	00488 + 2907		SBbc	1	22.27	37.14	2.3
71	F13349 + 2438		?	1	23.68	<37.94	<1.69
72		79	SBb	1	22.28	36.88	2.03
73		231	SAc	1	24.08	38.66	2.01
74		279	SBb	1	22.6	37.09	1.92
75		335	S0/a	1	21.72	36.37	2.08
76		359	SB0/a	1	21.48	36.53	2.47
77		507	?	2	22.3	37.26	2.39
78		618	SBa	1	22.65	37.54	2.32
79		993	Sa	2	21.28	36.16	2.31
80		1014	?	1	24.12	38.71	2.0
81		1066	SB0	2	22.43	37.17	2.16
82		1220	comp.	1	23.59	37.52	1.36
83		1239	E/S0	1	22.71	<36.78	<1.5
84		1388	E?	1	21.94	<36.05	<1.54

коэффициенты  $b$  с их среднеквадратическими ошибками, коэффициенты корреляции  $r$ , их уровни значимости  $p$  и величины рассеяния вокруг среднего (стандартные отклонения)  $SD$  на частотах 0.408; 1.49 и 4.85 ГГц даны в табл.2. Параметры линейной регрессии определялись на основании данных 80 галактик из табл.1. Четыре объекта, для которых в NED указаны верхние пределы ИК-потоков на 60 или (и) 100 мкм, при составлении линейной регрессии не учитывались.

Как видно из табл.2, на всех трех радиочастотах зависимости между радио- и ИК-светимостями галактик Сейферта линейные, а коэффициенты корреляций высокие. Тесно коррелируют между собой также плотности потоков на радиочастотах и в далекой ИК-области. Например, для связи  $\text{Log}S_r - \text{Log}S_{Fr}$  ( $S_r$  - плотность потока радиоизлучения) на частоте 1.49 ГГц имеем  $m = 0.93 \pm 0.06$ ,  $r = 0.87$ ,  $p < 0.01\%$ ,  $SD = 0.33$ .

Результаты сравнения логарифмов монохроматических светимостей на 1.49 ГГц и интегральных ИК-светимостей для 84 галактик Сейферта представлены на рис.1. На нем проведена прямая линейной регрессии зависимости  $\text{log}L_r - \text{log}L_{Fr}$ .

Из 80 сейфертовских галактик с измеренными  $S_{Fr}$  33 объекта спектральных типов Sy 1, Sy 1.2 или Sy 1.5. Остальные 47 объектов типа Sy 2. Пять галактик типа Sy 1.8 и Sy 1.9 нами рассматривались как Sy 2.

Таблица 2

### ЗАВИСИМОСТЬ $\text{log}L_r - \text{log}L_{Fr}$ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК НА РАЗНЫХ РАДИОЧАСТОТАХ

Частота (ГГц)	$m$	$b$	$r$	$p\%$	$SD$
0.408	$1.05 \pm 0.06$	$-16.02 \pm 2.15$	0.90	< 0.01	0.34
1.49	1.00 0.06	-14.80 2.14	0.89	< 0.01	0.34
4.85	1.00 0.06	-15.04 2.30	0.88	< 0.01	0.36

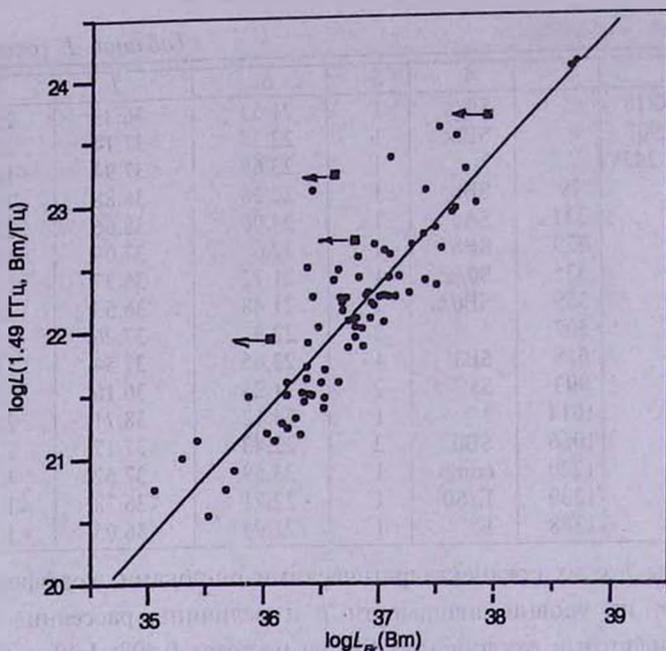


Рис. 1. Зависимость логарифмов монохроматических светимостей на частоте 1.49 ГГц и интегральной светимости в далекой ИК-области сейфертовских галактик. Прямая представляет линию линейной регрессии зависимости (без учета объектов с верхними пределами ИК-светимости). Коэффициент корреляции  $r = 0.89$ , наклон  $m = 1.00 \pm 0.06$ .

Хотя, согласно [27], объекты спектральных типов Sy 1.8 и Sy 1.9 скорее являются галактиками типа Sy 1, Sy 1.2 или Sy 1.5, видимыми с ребра. На частоте 1.49 ГГц для галактик типа Sy 1 - Sy 1.5 и Sy 1.8 - Sy 2, имеем  $m = 1.00 \pm 0.05$ ,  $r = 0.92$  и  $m = 1.02 \pm 0.09$ ,  $r = 0.85$  соответственно. Как видим, у галактик разных сейфертовских спектральных типов в отдельности связи  $\log L_r$  -  $\log L_{IR}$  также линейные.

3. *Учет влияния зависимости светимости галактик от их массы.* Как известно, потоки излучения галактик зависят от их массы. Чем больше масса галактик, тем выше их светимость как в видимой, так и в других интервалах спектра (эффект "богатства"). Из-за этого могут возникнуть искусственные корреляции между светимостями галактик в разных интервалах спектра. С другой стороны, известно, что связь между радио- и ИК-излучением галактик обусловлена главным образом внутренними причинами, на которых мы вкратце остановились во введении настоящей работы.

Для исключения влияния зависимости светимости галактик от их массы на связь  $L_r$  -  $L_{IR}$ , мы исследовали эти связи на перечисленных выше частотах с помощью нормализованных по площади поверхности галактик  $L_r/ab$  и  $L_{IR}/ab$ , где  $a$  и  $b$  линейные размеры больших и малых осей галактик в кпк. Для их определения использовались угловые размеры

больших и малых осей галактик, указанных в NED.

Для 77 сейфертовских галактик (угловые размеры 3 объектов в NED не указаны) после нормализации по площади поверхности параметры зависимости  $\log L_r - \log L_{FR}$  на частоте 1.49 ГГц получаются следующими:  $m = 0.95 \pm 0.06$ ,  $b = -12.84 \pm 2.07$ ,  $r = 0.87$ ,  $p < 0.01\%$ ,  $SD = 0.32$ . Таким образом, после нормализации по площади поверхности для учета влияния зависимости светимости галактик от их массы, параметры связи  $\log L_r - \log L_{FR}$  на частоте 1.49 ГГц практически не меняются. Они мало меняются также на частотах 0.408 и 4.85 ГГц. Нормализованная по площади поверхности зависимость светимостей на 1.49 ГГц и в далекой ИК-области сейфертовских галактик показана на рис.2.

4. *Учет эффекта селекции.* Важно также выяснить, насколько зависимость между  $L_r - L_{FR}$  подвержена эффекту селекции. Этот эффект связан с тем, что из-за ограниченной чувствительности телескопов на больших расстояниях обнаруживаются только те объекты, светимость которых превосходит предельное значение чувствительности телескопа. По этой причине может возникнуть искусственная связь между исследуемыми параметрами выборок различных объектов, что приводит к повышению коэффициента корреляции.

Для учета эффекта селекции применяются различные способы [28]. Нами использован метод частных (или условных) коэффициентов корреляции [29]. Частный коэффициент корреляции связи

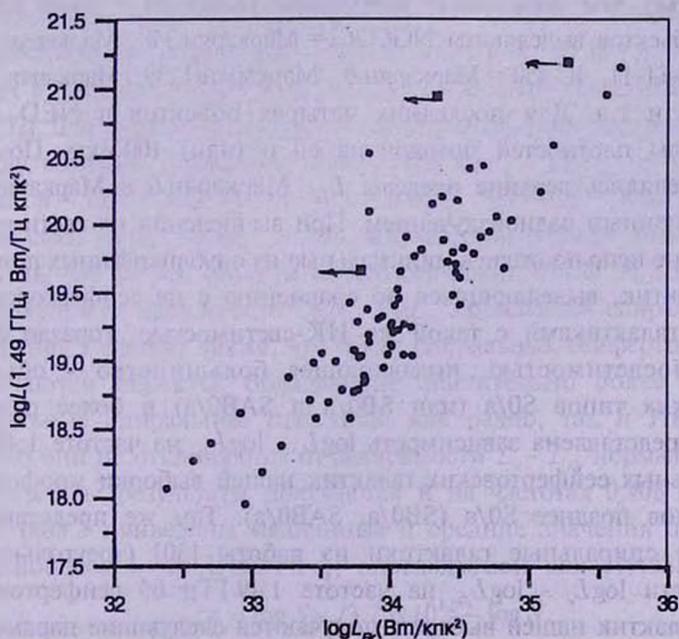


Рис.2. Зависимость нормализованной по площади поверхности  $\log L_r$  от  $\log L_{FR}$  сейфертовских галактик на частоте 1.49 ГГц.

нормализованных по площади поверхности значений  $\log L_r/ab - \log L_{Fr}/ab$  на частоте 1.49 ГГц равен 0.86 с уровнем значимости меньше 0.01%.

Таким образом, после учета эффекта селекции, то есть зависимости  $L_r/ab$  и  $L_{Fr}/ab$  от расстояния, теснота связи радиосветимости на 1.49 ГГц и интегральной светимости в далекой ИК-области для галактик Сейферта не ухудшается. Это имеет место и на частотах 0.408 и 4.85 ГГц.

5. *Сравнение с нормальными спиральными галактиками.* В работе одного из авторов [30] исследуется зависимость радиосветимости на частотах 0.408; 1.49; 2.38; 5.0 и 10.7 ГГц от  $L_{Fr}$  спиральных галактик. Там показано, что существует тесная корреляция между светимостью на перечисленных радиочастотах и ИК-светимостью. Наклоны зависимостей (угловые коэффициенты) на всех частотах меньше единицы, но в пределах ошибок мало отличаются от нее.

Из 61 объекта, использованного в [30], 9-сейфертовские галактики. После их исключения для оставшихся 52 нормальных (не сейфертовских) спиральных галактик на частоте 1.49 ГГц имеем следующие параметры зависимости  $\log L_r - \log L_{Fr}$ ,  $m = 0.97 \pm 0.06$ ,  $r = 0.93$ ,  $p < 0.01\%$ ,  $SD = 0.19$ .

Как видно из сравнения стандартных отклонений в зависимости  $\log L_r - \log L_{Fr}$  на частоте 1.49 ГГц сейфертовских галактик  $SD = 0.33$  (табл.2) и нормальных (не сейфертовских) спиральных галактик  $SD = 0.19$ , галактики Сейферта показывают значительно больший разброс.

Часть галактик Сейферта обладает значительно более высокой радиосветимостью, чем нормальные спиральные галактики с такой же  $L_{Fr}$ . Среди таких объектов выделяются NGC 262 = Маркарян 348, Маркарян 1220, NGC 2110, M8-11-11, IC 450 = Маркарян 6, Маркарян 1239, Маркарян 1388, F 13349 + 2438 и т.д. Для последних четырех объектов в NED даны верхние пределы плотностей потоков на 60 и (или) 100 мкм. Поэтому для них определялись верхние пределы  $L_{Fr}$ . Маркарян 6 и Маркарян 348 обладают переменным радиоизлучением. При вычислении их светимостей в радиодиапазоне использовались минимальные из опубликованных потоков.

Среди галактик, выделяющихся по сравнению с не сейфертовскими спиральными галактиками с такой же ИК-светимостью, гораздо более высокой радиосветимостью, подавляющее большинство - объекты морфологических типов S0/a (или SB0/a и SAB0/a) и более ранних.

На рис.3 представлена зависимость  $\log L_r - \log L_{Fr}$  на частоте 1.49 ГГц для 65 спиральных сейфертовских галактик нашей выборки морфологических подтипов позднее S0/a (SB0/a, SAB0/a). Там же представлены и нормальные спиральные галактики из работы [30] (треугольники). Для зависимости  $\log L_r - \log L_{Fr}$  на частоте 1.49 ГГц 65 сейфертовских спиральных галактик нашей выборки получаются следующие параметры:  $m = 0.99 \pm 0.05$ ,  $r = 0.94$ ,  $p < 0.01\%$ ,  $SD = 0.24$ .

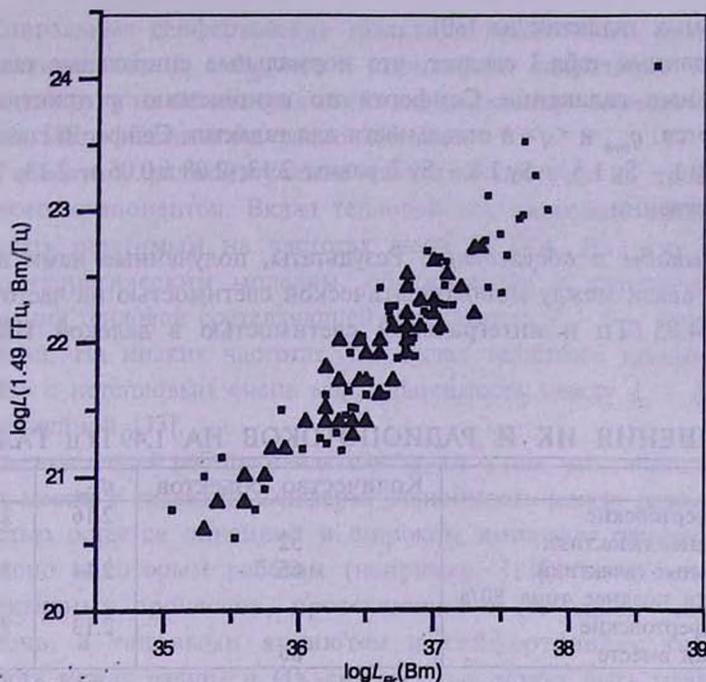


Рис.3. Зависимость  $\log L_r - \log L_{Fr}$  на 1.49 ГГц спиральных галактик Сейферта (квадратики) и нормальных (не сейфертовских) спиральных галактик (треугольники).

Из сравнения рис.1 и 3 следует, что отклонения в зависимости  $\log L_r - \log L_{Fr}$  сейфертовских галактик по сравнению с нормальными спиральными галактиками обусловлены, главным образом, объектами морфологических типов S0/a и более ранних E, S0 и т.д. У очень многих из них в радиодиапазоне обнаружены центральные компактные компоненты [5,31,32]. Для 15 галактик вышеупомянутых морфологических типов, входящих в нашу выборку, параметры зависимости  $\log L_r - \log L_{Fr}$  на частоте 1.49 ГГц равны  $m = 1.01 \pm 0.23$ ,  $r = 0.77$ ,  $p = 0.07\%$ ,  $SD = 0.57$ . Как видно, в этом случае связь между радио- и ИК-светимостями гораздо слабее. Необходимо отметить, что не все объекты морфологических типов S0/a и более ранних отклоняются от зависимости  $\log L_r - \log L_{Fr}$  нормальных спиральных галактик.

Из рис.3 следует также, что среди спиральных сейфертовских галактик встречаются объекты, обладающие значительно более высокой, чем нормальные спиральные галактики, как радио, так и ИК-светимостью. Однако они не отклоняются от зависимости  $L_r - L_{Fr}$  нормальных галактик. Аналогичные результаты получаются и на частотах 0.408 и 4.85 ГГц.

В табл.3 приведены медианные и средние значения отношений ИК и радиопотоков на 1.49 ГГц  $q$ , определяемой как [19,33]

$$q = \log S_{Fr} / 3.75 \times 10^{12} - \log S_r,$$

для галактик, рассматриваемых в настоящей работе, и для 52 нормальных

спиральных галактик из [30].

Из данных табл.3 следует, что нормальные спиральные галактики и спиральные галактики Сейферта по отношению  $q$  практически не отличаются.  $q_{med}$  и  $\langle q \rangle$  в отдельности для галактик Сейферта спектральных типов Sy 1 - Sy 1.5 и Sy 1.8 - Sy 2 равны 2.13;  $2.08 \pm 0.06$  и 2.13;  $2.05 \pm 0.05$  соответственно.

6. *Выводы и обсуждение.* Результаты, полученные нами на основе анализа связи между монохроматической светимостью на частотах 0.408; 1.49 и 4.85 ГГц и интегральной светимостью в далекой ИК-области

Таблица 3

## ОТНОШЕНИЯ ИК И РАДИОПОТОКОВ НА 1.49 ГГц ГАЛАКТИК

	Количество объектов	$q_{med}$	$\langle q \rangle$
Не сейфертовские спиральные галактики	52	2.16	$2.15 \pm 0.03$
Спиральные галактики Сейферта поздние типа S0/a	65	2.14	2.11 0.03
Все сейфертовские галактики вместе	80	2.13	2.06 0.04

сейфертовских галактик, согласуются со сделанным ранее во многих работах заключением об универсальности связи  $L_r - L_{IR}$  [34-38].

Основные выводы настоящей работы следующие:

1. В широком интервале частот радиоизлучения (по крайней мере в диапазоне 0.408 - 4.85 ГГц) зависимость между радио- и ИК-светимостью галактик Сейферта имеет линейный характер. Теснота связи одинакова на частотах интервала 0.408 - 4.85 ГГц.

2. Для групп объектов спектральных типов Sy 1 - Sy 1.5 и Sy 1.8 - Sy 2 в отдельности зависимость  $L_r - L_{IR}$  на частотах диапазона 0.408 - 4.85 ГГц также линейная.

3. Часть сейфертовских галактик значительно отклоняется от зависимости  $L_r - L_{IR}$  нормальных (не сейфертовских) спиральных галактик. По сравнению с последними, имеющими такую же ИК-светимость, они обладают гораздо более мощным радиоизлучением.

Сейфертовские галактики, сильно отклоняющиеся от нормальной зависимости  $L_r - L_{IR}$ , это главным образом объекты морфологических типов S0/a (включая также SAB0/a и SB0/a), эллиптические, линзовидные и компактные галактики. У подавляющего большинства из них обнаружены центральные компактные радиокомпоненты [5,31,32]. Однако важно подчеркнуть, что не все сейфертовские галактики указанных морфологических типов отклоняются от зависимости  $L_r - L_{IR}$  нормальных галактик.

4. Спиральные сейфертовские галактики практически подчиняются той же зависимости  $L_r - L_{FR}$ , что и нормальные спиральные галактики. Они от последних не отличаются также по отношению потоков излучения в далекой ИК-области и на радиочастотах.

Как известно, радиоизлучение галактик состоит из теплового и нетеплового компонентов. Вклад тепловой составляющей согласно [33] может стать ощутимым на частотах выше 30 ГГц. На этих частотах, согласно теоретическим моделям, обсуждаемым в литературе, из-за преобладания тепловой составляющей зависимость  $L_r - L_{FR}$  будет близка к линейной. На низких частотах, где вклад теплового компонента по сравнению с нетепловым очень мал, зависимость между  $L_r - L_{FR}$  может быть нелинейной [33].

Результаты нашей работы свидетельствуют о том, что такая тенденция не имеет места. У галактик Сейферта зависимость между радио- и ИК-светимостью остается линейной в широком интервале радиочастот.

Согласно некоторым работам (например, [14]), в галактиках, где ролью активных процессов, протекающих в их ядрах, уже нельзя пренебречь, а таковыми являются и сейфертовские галактики, зависимость между радио- и ИК-светимостью может быть нелинейной. Результаты, полученные нами, не говорят в пользу этого предположения.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,  
Армения

## ON THE RELATIONSHIP OF INFRARED AND RADIO EMISSION OF SEYFERT GALAXIES

V.H.MALUMYAN, V.G.PANAJYAN

The dependence of monochromatic luminosity at frequencies 0.408; 1.49 and 4.85 GHz and integral luminosity in the far infrared range of seyfert galaxies has been investigated. Dependences are linear and have the same tightness at all radio frequencies. The part of seyfert galaxies of the morphological types S0/a, E, S0 are much more radio luminous than spiral galaxies of the same FIR luminosity. Most of them reveal compact central radio components. The spiral seyfert galaxies follow the same radio - FIR correlation as non-seyfert normal spiral galaxies. It is shown, that the relationship between radio and FIR luminosities among seyfert galaxies of spectral types Sy 1 and Sy 2 separately are linear as well.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *M.D.Bicay et al.*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **98**, 369, 1995.
2. *H.M.Sopp, P.Alexander*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **251**, 14p, 1991.
3. *B.Rush, M.A.Malkan, R.A.Edelson*, *Astrophys. J.*, **473**, 130, 1996.
4. *S.A.Baum et al.*, *Astrophys. J.*, **419**, 553, 1993.
5. *A.L.Roy et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **301**, 1019, 1998.
6. *Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян*, *Астрофизика*, **41**, 349, 1998.
7. *Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян*, *Астрофизика*, **41**, 599, 1998.
8. *Р.А.Кандалян*, *Астрофизика*, **39**, 327, 1996.
9. *Р.А.Кандалян*, *Астрофизика*, **39**, 417, 1996.
10. *Р.А.Кандалян*, *Астрофизика*, **37**, 383, 1994.
11. *C.Xu et al.*, *Astron. Astrophys.*, **282**, 19, 1994.
12. *U.Lisenfield et al.*, *Astron. Astrophys.*, **306**, 677, 1996.
13. *J.M.Jioia et al.*, *Astron. Astrophys.*, **116**, 164, 1982.
14. *S.Niklas*, *MPIFR, prepr.*, N 686, 1996.
15. *D.Sanders, J.F.Mirabel*, *Astrophys. J.*, **298**, L31, 1985.
16. *R.P.Norris et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **234**, 773, 1988.
17. *A.S.Wilson*, *Astron. Astrophys.*, **206**, 41, 1988.
18. *В.А.Липовецкий, С.Н.Неизвестный, О.М.Неизвестная*, *Сообщ. спец. астрофиз. обсерв.*, **55**, 5, 1987.
19. *G.Helou et al.*, *Astrophys. J.*, **298**, L7, 1985.
20. *J.J.Condon*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **65**, 485, 1987.
21. *J.J.Condon, Q.F.Yin*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **65**, 543, 1987.
22. *F.P.Israel, J.M.van der Hulst*, *Astron. J.*, **88**, 1736, 1983.
23. *J.M.Jioia, L.Gregorini*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **41**, 329, 1980.
24. *J.J.Harnet*, *Austr. J., Phys.*, **35**, 321, 1982.
25. *J.Pfleiderer*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **28**, 313, 1977.
26. *R.Sramek*, *Astron. J.*, **80**, 771, 1975.
27. *R.Mailino, C.H.Rieke*, *Astrophys. J.*, **454**, 95, 1995.
28. *F.Verter*, *Astrophys. J.*, **402**, 141, 1993.
29. *В.Иванова и др.*, *Математическая статистика. Высшая школа. М.* 1975.
30. *В.Г.Малумян*, *Астрофизика*, **43**, 33, 2000.
31. *R.Morganti et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **137**, 457, 1999.
32. *N.M.Nagar et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **120**, 209, 1999.
33. *J.J.Condon*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **30**, 575, 1992.
34. *R.Price, N.Duric*, *Astrophys. J.*, **401**, 81, 1992.
35. *G.Helou, M.D.Bicay*, *Astrophys. J.*, **415**, 93, 1993.
36. *C.Xu et al.*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 19, 1994.
37. *S.Niklas et al.*, *Astron. Astrophys.*, **293**, 56, 1995.
38. *H.Volk*, *Astron. Astrophys.*, **218**, 67, 1989.

УДК: 524.728

## ЭЛЛИПТИЧНОСТЬ БЛИЗКИХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК, ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ С ПРОТЯЖЕННЫМИ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИМИ РАДИОИСТОЧНИКАМИ

Р.Р.АНДРЕАСЯН<sup>1</sup>, Э.СОЛ<sup>2</sup>

Поступила 5 апреля 2000

Принята к печати 11 августа 2000

Рассмотрен вопрос о зависимости эллиптичности близких оптических галактик, связанных с внегалактическими радиоисточниками, от типа радиогалактики. Показано, что эллиптические галактики, отождествленные с радиогалактиками типа FRI и с радиоисточниками малой вытянутости радиоизображения, в среднем обладают меньшей эллиптичностью, чем те, которые связаны с радиогалактиками типа FR II и с радиоисточниками большей вытянутости. В качестве одного из возможных объяснений этого явления можно, предположительно, считать, что оптические галактики, связанные с радиогалактиками типа FRI и с радиоисточниками малой вытянутости, в пространстве сориентированы таким образом, что они относительно редко наблюдаются с ребра.

1. *Введение.* Известно, что внегалактические радиоисточники в основном идентифицируются с гигантскими эллиптическими галактиками. Гигантские эллиптические галактики, связанные с протяженными внегалактическими радиоисточниками, богаты быстровращающимся газом в их центральных областях [1-3], что является одной из главных особенностей активных галактических ядер. Ядерная область активных галактик интенсивно изучается во всем диапазоне электромагнитных волн, в том числе в оптическом и радиодиапазоне. Для понимания образования и эволюции внегалактических радиоисточников очень важно изучение связи оптических и радиохарактеристик этих объектов. Одной из таких характеристик являются морфологические особенности радио и оптических изображений этих объектов. Во многих работах [4-7] показано, что области оптических эмиссионных линий вытянуты по радиоосям далеких внегалактических радиоисточников. Были также многочисленны попытки анализировать относительные ориентации радио и оптических изображений радиогалактик с малыми красными смещениями [8-11]. Однако полученные результаты в основном находились в противоречии друг с другом. В нашей работе [12] был исследован этот вопрос отдельно для разных классов радиогалактик, классифицированных по признакам, предложенным Фанаровом и Рили [13], и по альтернативной классификации, предложенной нами в [14]. По нашей классификации радиогалактики можно разделить на два типа: 1) Более вытянутые, для которых  $K$  - отношение

большой и малой радиоосей больше 2.5 ( $K > 2.5$ ) и 2) менее вытянутые, для которых  $K < 2.5$ .

В работе [12] было показано, что в более вытянутых радиоисточниках и радиогалактиках типа FR II большие радиооси хорошо коррелируют с малыми оптическими осями, а в менее вытянутых и FRI-радиогалактиках большие радиооси коррелируют с направлениями больших оптических осей. Несмотря на то, что наша классификация по вытянутостям радиоизображений хорошо коррелирует с классификацией Фанарова-Рили, во всех случаях вышеупомянутая корреляция между радио и оптическими осями более существенна для отдельных типов нашей классификации, чем для FR классификации. Из этого следует, что классификация радиогалактик по вытянутостям, которая основана на теоретических соображениях [12], важна для понимания образования и эволюции, а также глобальных свойств внегалактических радиоисточников. В настоящей работе изучается другая связь между радио и оптическими свойствами внегалактических радиоисточников, а именно, корреляция между типом радиогалактик и эллиптичностью связанных с ними оптических галактик.

*2. Используемые данные.* Давно известно, что найденные в Бюраканской обсерватории активные галактики с избытком коротковолнового оптического излучения - галактики Маркаряна в пространстве в основном сориентированы таким образом, что редко встречаются галактики Маркаряна, видимые с ребра или, иначе говоря, к наблюдателю они направлены лицевой стороной [15], вследствие чего упомянутые объекты обладают малой эллиптичностью. Это в основном объясняется тем, что при такой ориентации коротковолновое оптическое излучение активного центрального ядра меньше поглощается в межзвездной среде, чем если бы они были направлены к наблюдателю боком. С другой стороны, во многих теоретических и наблюдательных работах указывается на то, что объекты типа BL Lac - тоже как бы сориентированы лицевой стороной к наблюдателю и, в основном, отождествляются с радиогалактиками типа FRI (см., например, [16-17] и ссылки в них). Вышесказанное наводит на мысль исследовать вопрос об ориентации других активных оптических галактик, связанных с внегалактическими радиоисточниками разных типов. Поскольку нет наблюдательных данных об ориентации эллиптических галактик по отношению к наблюдателю, то мы будем использовать данные об эллиптичности этих галактик. Ясно, что при одинаковом распределении действительных эллиптичностей двух выборок эллиптических галактик, связанных с внегалактическими радиоисточниками разного морфологического типа, у той выборки, в которой галактики больше сориентированы к наблюдателю лицевой стороной, максимум наблюдаемого распределения эллиптичностей будет перемещаться в сторону малых эллиптичностей.

В нашей работе [12] были собраны и частично уже использованы данные о физических и морфологических особенностях оптических и радиокомпонентов почти 300 близких радиогалактик (оптические изображения ярче 18 величины). Из этих радиогалактик эллиптичности оптического изображения определены для 165 объектов. По вытянутостям их радиоизображения из этих 165 объектов классифицированы 163, а по Фанарову-Рили - 94 радиогалактики. Данные о всех 165 близких радиогалактиках с известными значениями эллиптичности  $E$  оптического изображения приведены в табл.1. Параметр  $K$  (больше или меньше 2.5) указывает на тип радиогалактики, классифицированной по вытянутости радиоизображения, а  $FR$  - классификация по Фанарову-Рили. Ссылки на работы, откуда взяты данные табл.1, можно найти в [12].

3. *Анализ данных.* Используя табл.1, мы анализировали данные отдельно для радиогалактик, классифицированных по вытянутостям их радиоизображений (табл.2), и по Фанарову-Рили (табл.3). В табл.2 и 3 представляется распределение эллиптичности  $E$  оптических галактик, отождествленных, соответственно, с более вытянутыми ( $K > 2.5$ ) и с менее

Таблица 1

## ПАРАМЕТРЫ РАДИОИСТОЧНИКОВ

Объект	$E$	$K$	FR	Объект	$E$	$K$	FR
1	2	3	4	1	2	3	4
0005-199	2.8	>2.5		0314+412	3.0	>2.5	I
0013-316	1.0	>2.5		0314+416	3.0	>2.5	I
0018-194	4.0	<2.5	II	0320-374	3.8	>2.5	I
0023-33	1.7	<2.5		0325+023	3.0	>2.5	II
0034+254	2.0	>2.5	I	0326+396	1.0	<2.5	II
0039+211	2.0	>2.5		0331+391	1.0	>2.5	
0055+300	3.1	<2.5	I	0332-39	1.7	>2.5	
0106+130	1.0	>2.5	II	0336-355	1.2	<2.5	I
0108-142	1.0	>2.5	I	0344-345	1.8	<2.5	I
0109+492	1.0	>2.5	II	0356+102	2.0	>2.5	II
0043+201	2.0	>2.5		0429-51	2.6	<2.5	
0043-424	2.0		II	0434-225	0.6	<2.5	I
0124+189	1.0	<2.5		0446-208	0.6	<2.5	
0131-367	3.2	>2.5	II	0449-175	1.7	<2.5	I
0153+053	2.0	<2.5		0452-190	3.1	>2.5	*
0154+54	0.2	<2.5		0453-206	0.4	<2.5	I
0214-480	1.0	>2.5	I	0511-305	1.3	>2.5	II
0220+427	2.0	<2.5	I	0518-458	3.0	<2.5	II
0229-208	1.6	>2.5	II	0521-365	2.6	<2.5	I
0239-85	3.1	<2.5		0523-327	1.7	>2.5	II
0247-207	0.2	>2.5	I	0546-329	1.8	<2.5	I
0255+133	4.0	>2.5	II	0548-317	2.4	>2.5	II
0257-398	2.0	<2.5		0632+263	0.1	>2.5	
0258+435	2.0	>2.5		0634-206	1.6	>2.5	II
0300+162	2.0	<2.5	I	0652+426	2.0	<2.5	
0305+039	2.0	<2.5	I	0712-349	1.8	<2.5	
0307-305	3.4	<2.5	II	0712+534	1.0	<2.5	I
0312-343	1.2	<2.5		0714+286	3.0	>2.5	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	1	2	3	4
0718-340	0.9	>2.5	II	1414+110	1.0	<2.5	I
0744+559	2.0	<2.5	II	1422+268	2.0	<2.5	I
0745+521	1.0	>2.5	II	1433+553	1.0	>2.5	
0802+243	0.1	>2.5	II	1452+165	3.0	<2.5	II
0818+472	1.0	>2.5	II	1509+059	3.3	>2.5	
0836+299	2.0	<2.5	I	1514+004	3.0	>2.5	II
0844+540	1.0	>2.5		1514+072	3.0	<2.5	I
0844+319	1.0	<2.5	I	1553+245	3.0	>2.5	I
0915+320	1.0	<2.5	I	1556+274	2.0	<2.5	
0924+302	1.0	<2.5		1559+021	3.0	>2.5	II
0938+399	3.0	>2.5	II	1601+173	2.0	<2.5	
0940-304	5.0	>2.5		1602+178	1.0	<2.5	I
1002-320	1.9	>2.5		1604+183	2.0	>2.5	
1003+351	3.0	>2.5	II	1610+296	3.0	<2.5	I
1005+007	1.0	<2.5		1610-607	2.0	>2.5	II
1005+282	2.0	>2.5	II	1615+351	1.0	>2.5	I
1033+003	2.0	<2.5	*	1621+380	5.0	>2.5	I
1053-282	3.3	>2.5	II	1636+379	1.0	<2.5	I
1102+304	2.0	>2.5	II	1637-771	4.0	>2.5	II
1107-372	2.3	<2.5	*	1640+826	2.0		I
1113+295	2.0	>2.5	II	1658+326	2.0	<2.5	
1122+390	2.1	>2.5	I	1710+156	4.0	<2.5	
1123-351	1.8	<2.5		1712+641	1.0	>2.5	
1127+012	3.0	>2.5		1744+557	2.0	>2.5	
1137+123	2.0	<2.5		1759+211	2.0	<2.5	
1142-341	2.1	>2.5		1820+689	2.0	<2.5	
1154-038	2.0	>2.5		1833+326	2.0	>2.5	II
1216+061	3.0	>2.5	II	1834+197	1.0	>2.5	
1218+296	0.7	<2.5		1928-340	1.3	>2.5	II
1222+131	1.0	<2.5	I	1929-397	1.2	<2.5	
1227+83	1.8	<2.5		1940+504	1.0	<2.5	I
1228-335	2.0	<2.5		2013-308	1.9	>2.5	I
1228+127	1.4	<2.5	I	2031-359	1.1	<2.5	
1240+029	1.9	>2.5		2040-267	0.1	>2.5	II
1249+035	2.0	>2.5		2058-135	1.0	<2.5	II
1250-102	1.0	>2.5		2058-282	0.8	>2.5	I
1251+278	0.1	<2.5	I	2059-311	3.7	>2.5	
1254+277	3.0	<2.5	I	2103+124	2.0	>2.5	
1256+281	2.0	>2.5	I	2116+262	5.0	<2.5	I
1257-253	2.4	>2.5		2117+605	2.0	>2.5	II
1258-321	3.2	<2.5		2128-388	1.3	>2.5	
1317+258	2.0	>2.5		2158-380	2.7	>2.5	
1318-434	2.0	>2.5	I	2225-308	0.3	>2.5	I
1322-428	2.0	<2.5	I	2229+391	2.0	<2.5	I
1322+366	3.0	>2.5	II	2236-176	1.3	>2.5	I
1323-271	3.9	>2.5	II	2236-364	4.6	<2.5	
1323+370	2.0	>2.5	II	2247+113	1.0	<2.5	I
1333-337	0.9	>2.5	II	2318+079	1.7	>2.5	I
1344-241	3.9	<2.5		2333-327	1.9	<2.5	
1354-251	3.9	>2.5		2350-374	2.4	>2.5	
1358-113	2.0	>2.5	II	2353-184	0.9	<2.5	
1400-337	2.1	<2.5		2353+56	4.0	>2.5	
1407+177	2.0	<2.5	I	2354-351	2.4	>2.5	
1413-36	2.6	>2.5		2354+471	1.0	<2.5	I
				2356-611	2.0	>2.5	II

вытянутыми ( $K < 2.5$ ) внегалактическими радиоисточниками и с радиогалактиками типа FR II и FRI. Диапазон эллиптичности  $E$  этих галактик от 0.3 до 4.0 разделен на три интервала таким образом, чтобы в каждом интервале было достаточное количество объектов. Из рассмотрения исключены несколько галактик с эллиптичностью меньше 0.3 из-за их больших относительных ошибок определения и объекты с эллиптичностью больше 4.0.

Из табл.2 и 3 видно, что в радиогалактиках разных типов распределения по эллиптичности оптических галактик сильно отличаются. Тогда как в объектах с более вытянутыми радиоизображениями и в радиогалактиках типа FR II распределение по эллиптичности более или менее равномерно; в объектах с менее вытянутыми радиоизображениями и в радиогалактиках типа FRI это распределение имеет ярко выраженный максимум на малых значениях

Таблица 2

	$0.3 \leq E < 2.0$	$2.0 \leq E < 3.0$	$3.0 \leq E \leq 4.0$	Все
$K > 2.5$	30	31	23	84
$K < 2.5$	33	24	12	69
Все с изв. $K$	63	55	35	153

Таблица 3

	$0.3 \leq E < 2.0$	$2.0 \leq E < 3.0$	$3.0 \leq E \leq 4.0$	Все
FR II	13	13	16	42
FRI	24	15	8	47
Все с изв. FR	37	28	24	89

эллиптичности  $E$ . Анализ по  $\chi^2$  показал, что распределения по эллиптичности оптических галактик у радиогалактик с  $K > 2.5$  и  $K < 2.5$  отличаются друг от друга с вероятностью более чем 80 %. У радиогалактик же FRI и FR II эти распределения отличаются с вероятностью более чем 95 %.

4. **Заключение.** Полученный выше из анализа данных результат может быть интерпретирован двояким образом:

1. Либо эллиптичности указанных типов радиогалактик действительно отличаются друг от друга, и этот вывод сам по себе является интересным результатом.

2. Либо это является следствием эффекта проектирования на небесной сфере, и тогда можно с уверенностью утверждать, что менее вытянутые радиогалактики и радиогалактики типа FRI в пространстве сориентированы таким образом, что они, в основном, направлены лицевой стороной к наблюдателю. Поскольку второй из этих выводов качественно согласуется с выводами, сделанными в [15-17], то он нам представляется более правдоподобным.

<sup>1</sup>Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

<sup>2</sup>Медонская обсерватория, Париж, Франция

# ELLIPTICITY OF NEARBY ELLIPTICAL GALAXIES, IDENTIFIED WITH EXTENDED EXTRAGALACTIC RADIOSOURCES

R.R.ANDREASYAN<sup>1</sup>, H.SOL<sup>2</sup>

The relation between the ellipticity of nearby optical host galaxies of extragalactic radiosources and the types of radiogalaxies is considered. It is shown that elliptical galaxies, identified with radiogalaxies of FRI type and radiosources of small elongations in the mean have smaller ellipticities, than that connected with the radiogalaxies of FR II types and more elongated ones. As a possible explanation one can suggest that the optical host galaxies of FRI type radiogalaxies and radiosources of smaller elongations are rarely seen edge-on.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *M.Franx, G.D.Illingworth*, *Astrophys. J.*, **327**, L55, 1988.
2. *S.A.Baum, T.Heckman, W.van Breugel*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **74**, 389, 1990.
3. *M.P.Veron-Cetty, L.Woltjer, R.D.Ekers, S.Smith*, *Astron. Astrophys.*, **297**, L79, 1995.
4. *P.N.Best, M.S.Longair, H.J.A.Rottgering*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **292**, 758, 1997.
5. *K.C.Chambers, G.K.Miley, W.J.M.Van Breugel, M.A.R.Bremer, J.-S.Huang, N.A.Trentham*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **106**, 247, 1996.
6. *H.J.A.Roettgering, M.J.West, G.K.Miley, K.C.Chambers*, *Astron. Astrophys.*, **307**, 376, 1996.
7. *P.J.McCarthy, H.Spinrad, W.Van Breugel*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **99**, 27, 1995.
8. *J.Palimaka, A.H.Bridle, E.B.Fomalont, G.W.Brondie*, *Astrophys.J.*, **231**, L7, 1979.
9. *P.Bottistini, F.Bonoli, S.Silvastro, R.Fanti, J.M.Gioia, G.Giovannini*, *Astron. Astrophys.*, **85**, 101, 1980.
10. *M.J.Valtonen*, *Astrophys. Space Sci.*, **90**, 207, 1983.
11. *A.E.Sansom, I.J.Danziger, R.D.Ekers, R.A.E.Fosbury, W.M.Goss, A.S.Monk, P.A.Shaver, W.B.Sparks, J.V.Wall*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **229**, 15, 1987.
12. *Р.Р.Андреасян, Э.Сол*, *Астрофизика*, **42**, 365, 1999.
13. *B.L.Fanaroff, J.M.Riley*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **167**, 31p., 1974.
14. *Р.Р.Андреасян*, *Астрофизика*, **21**, 93, 1984.
15. *М.М.Джоевер*, *Сообщ. САО АН СССР*, вып. **50**, 67, 1986.
16. *J.E.Conway, D.W.Murphy*, *Astrophys. J.*, **411**, 89, 1993.
17. *C.L.Sarazin, M.W.Wise*, *Astrophys. J.*, **411**, 55S, 1993.

УДК: 524.337:520.82

## ПЗС - ФОТОМЕТРИЯ КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ SW URSAE MAJORIS НА ПОЗДНЕЙ СТАДИИ СВЕРХВСПЫШКИ 2000г.

Е.П.ПАВЛЕНКО<sup>1</sup>, С.Ю.ШУГАРОВ<sup>2</sup>, Н.А.КАТЫШЕВА<sup>2</sup>

Поступила 12 мая 2000

Принята к печати 21 июля 2000

ПЗС - фотометрия катаклизмической переменной SW UMa во время угасания последней (февраль - апрель 2000г.) сверхвспышки была проведена нами в Крымской астрофизической обсерватории, Крымской лаборатории ГАИШ и в студенческой обсерватории в Москве на Воробьевых горах (ГАИШ, МГУ). Получена подробная картина поздней эволюции сверхгорбов, анализ которой дал величину периода "поздних" сверхгорбов 0.1197 суток и позволил сделать вывод об увеличении их периода с течением сверхвспышки. Такое поведение сверхгорбов воспроизводится от одной сверхвспышки к другой и происходит с одинаковой скоростью. Наши наблюдения также не противоречат существованию 15.9 - мин колебаний, по крайней мере в течение нескольких циклов.

1. *Введение.* Переменность звезды SW UMa была открыта еще в 1909г. Церасской [1]. Позже Паренаго [2] из анализа 57 пластинок Московской обсерватории 1906-1937гг. пришел к выводу, что звезда принадлежит к редкому тогда классу звезд типа U Geminae. Последние исследования показали, что диапазон изменения ее яркости составляет 9.7-17.0 зв. величин в фильтре *V*.

Этот класс еще называют карликовыми новыми, которые представляют собой тесные двойные системы, где маломассивная звезда позднего спектрального класса, заполняющая свою полость Роша, вращается вокруг более массивного белого карлика [3,4]. Эта звезда, называемая вторичным компонентом системы, теряет свое вещество через внутреннюю точку Лагранжа, которое, прежде чем попасть на белый карлик, образует вокруг него аккреционный диск. Газовая струя, ударяя в диск, образует на нем горячее пятно. Если белый карлик обладает магнитным полем порядка (7-8) МГаусс, то оно препятствует образованию диска и вещество струи выпадает на полюса белого карлика. Такие объекты называются полярами. В промежуточном случае, когда магнитное поле имеет величину (0.1-4) МГаусс, может наблюдаться и та и другая аккреция, а тесные двойные, содержащие такой белый карлик, называются промежуточными полярами. Период вращения белого карлика обычно много меньше орбитального периода системы.

Как и классические новые звезды, карликовые новые также вспыхивают, однако амплитуда их вспышек в целом ниже, чем у классических новых и составляет 2 - 6 зв. вел., а частота вспышек - выше: от нескольких недель до 300 дней [3]. Если вспышка классической новой вызвана взрывом во внешних слоях белого карлика, то вспышка карликовой новой - аккреционными процессами в диске. Вообще же аккреционные диски карликовых новых и в низком состоянии яркости вносят основной вклад в изучение системы в видимом диапазоне.

К какому точно классу взрывных переменных относится SW UMa, пока неизвестно.

С одной стороны, она обладает чертами звезд типа SU UMa, для которых характерны два вида вспышек: обычные, более частые, и, так называемые сверхвспышки, которые на 0.5-1.0 зв. вел. ярче, длятся дольше, воспроизводятся реже. Во время сверхвспышек у звезд типа SU UMa наблюдается модуляция блеска - так называемые сверхгорбы, или суперхампы, которые на несколько минут больше орбитального периода. Согласно современным представлениям [5,6], в результате приливной неустойчивости в тесных двойных с отношением масс компонентов  $q < 0.25$  ( $q = M_2/M_1$ , где  $M_1$  - масса белого карлика, а  $M_2$  - вторичного компонента системы), аккреционный диск во время сверхвспышки становится эллиптическим и начинает медленно процессировать. Сверхгорбы возникают в результате периодических приливных сотрясений диска, вызываемых вторичным компонентом. Их период  $P_{свг}$  связан с орбитальным периодом  $P_{орб}$  и периодом прецессии  $P_{пр}$  соотношением  $P_{пр}^{-1} = P_{орб}^{-1} - P_{свг}^{-1}$ .

Для SW UMa эти периоды составляют:  $P_{орб} = 81.8$  мин [7,8] (минимальное состояние блеска) и  $P_{свг} = 83.8$  мин [9] (по сверхвспышке 1986г.). У SW UMa такие явления случаются примерно каждые 950 дней, когда яркость звезды увеличивается на 6.6 зв. вел. и длятся около двух недель [10]. Обычные вспышки происходят примерно через 14 дней. Хоуэлл и др. [11] полагают, однако, что у SW UMa бывает также и третий - "промежуточный" тип вспышек, подобный сверхвспышкам, но на 1-1.5 зв. вел. слабее и более короткий по продолжительности. Период же между сверхвспышками они считают равным примерно 1500 дням, а между "промежуточными" - 200-600 дням. Период между вспышками в 523 дня (от 366 до 804 дней) был обнаружен также по 711 Зоннебергским пластинкам (1928-1982гг.) Рихтером [12] и Венцелем и Рихтером [13].

В процессе развития сверхвспышки период сверхгорбов, как правило, уменьшается. Этот факт связывают с уменьшением аккреционного диска по мере развития сверхвспышки или с распространением эксцентрисических возмущений во внутренние части диска [14]. У SW UMa (также как у других звезд типа SU UMa: AI Com, V1028 Cyg, T Leo и HV Vir),

наоборот, период сверхгорбов во время сверхвысшики увеличивается.

С другой стороны, SW UMa - рентгеновский объект [8,9,15]. В отдельные ночи Шафтер и др. [8] и Робинсон и др. [9] обнаружили у звезды колебания рентгеновского и оптического потока с периодом 15.9 мин и предположили, что это связано с периодом вращения белого карлика, а SW UMa может быть промежуточным поляром. Однако Розен и др. [15] не подтвердили их результат. Других свидетельств замагниченности белого карлика у этой звезды до сих пор не найдено, поэтому природа объекта остается неизвестной. Так, в каталоге [16] она отнесена к возможным промежуточным полярам. Одна из последних интерпретаций - что 16- минутные осцилляции являются пульсациями белого карлика (типа ZZ Ceti) [17].

Измеренное расстояние до SW UMa составляет примерно 140 пк [16].

Во время сверхвысшики 1992г. Като и др. [18] открыли квазипериодические осцилляции (QPOs) с периодом 6 мин с огромной амплитудой до  $0.2$  зв. вел., в сверхвысшике 1996г. подобные QPOs не наблюдались [10]. После сообщения об очередной сверхвысшике этой звезды, произошедшей весной 2000г. (начало высшики 12 февраля), была предпринята международная многодолготная компания по фотометрическому исследованию этой системы, в которой мы также приняли участие. Ниже представлены результаты и анализ только наших наблюдений, которые были начаты нами на нисходящей ветви сверхвысшики и закончены, когда звезда достигла своего минимального блеска.

**2. Наблюдения.** Наблюдения SW UMa проводились нами с 29 февраля по 10 апреля 2000г. в Крымской астрофизической обсерватории на телескопе К-38 и на телескопе Цейсс-600 Крымской лаборатории ГАИШ, на которых в качестве светоприемника использовалась ПЗС SBIG ST7, а также на рефракторе Цейсс-300 студенческой обсерватории ГАИШ в Москве на Воробьевых горах с помощью ПЗС-камеры ST-6. Температура ПЗС камер во время наблюдений поддерживалась около  $-20^{\circ}\text{C}$ . Большинство наблюдений выполнено в инструментальной фотометрической полосе  $g$ . Несколько измерений блеска получено также в системах  $v$  и  $i$ . Далее результаты были пересчитаны в величины  $VRI$  Джонсона. Привязка осуществлялась к стандартным звездам № 954 и 955 из работы [19]. Сводка наблюдений дана в табл.1, где приведены дата, интервал наблюдений, количество кадров, время экспозиции и телескоп. Всего за 13 ночей было получено 794 измерения блеска переменной и звезды сравнения, что в сумме составило более 40 часов мониторинга.

Карта окрестностей, включающая переменную и звезду сравнения, приведена в каталогах [16 и 20]. Отметим, что в [16, часть II] на с. 219 для звезды SW UMa вместо  $\alpha = 10^{\text{h}}36^{\text{m}}$ ... следует читать  $8^{\text{h}}36^{\text{m}}$ ... Наша звезда сравнения (N10 в соответствии с обозначениями, данными в этих каталогах)

находилась в 90 секундах к востоку (по  $\alpha$ ) и 42 секундах к северу (по  $\delta$ ) от переменной, а контрольная (N15) - в 119 секундах к востоку и 12 секундах к югу. Измеренные нами и Мисслет в [21] величины звезды сравнения даны ниже. Различие для системы  $R$  объясняется тем, что Мисслет дает привязку к фотометрической системе  $R$  Кузинса ( $R_c$ ), мы же приводим наблюдения к системе Джонсона ( $R$ ).

Мисслет приводит:  $B=15.04$ ;  $V=13.506$ ;  $R_c=12.608$ . Наше определение:  $V=13.48$ ;  $R=12.35$ ;  $I=11.40$ .

Таблица 1

## ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ SW UMa

Дата	HJD	$N$	Эксп. (с)	Телескоп
29.02	51604.4067 - .5315	57	120	30 см, Москва
2.03	51606.2799 - .4037	64	100	38 см, КраО
3.03	51607.2581 - .2755	7	120	30 см, Москва
4.03	51608.2833 - .4447	98	120	38 см, КраО
5.03	51609.3107 - .5321	79	120	38 см, Москва
6.03	51610.3616 - .4446	43	120	38 см, Москва
8.03	51612.3011 - .4174	67	100	38 см, КраО
9.03	51613.2384 - .2676	17	120	38 см, КраО
10.03	51614.4032 - .5554	56	120	30 см, Москва
11.03	51615.2161 - .3610	66	120	38 см, КраО
13.03	51617.3951 - .5129	62	150	38 см, Москва
14.03	51618.2271 - .4579	99	180	38 см, КраО
15.03	51619.2231 - .4461	79	180	38 см, КраО
23.03	51627.4913 - .5147	9	60	60 см, ГАИШ
27.03	51631.2769	1	120	60 см, ГАИШ
6.04	51641.3411	1	60	60 см, ГАИШ
10.04	51645.3125	1	90	60 см, ГАИШ

3. *Обработка изображений.* Обработка изображений проводилась по программе апертурной фотометрии, любезно предоставленной В.П.Горанским (ГАИШ). После процедуры исправления изображений за плоское поле (которое мы получали, как правило, по сумеречному безоблачному небу), измерялась яркость переменной звезды и звезды сравнения внутри диафрагмы, размер которой составлял 8-15" в зависимости от качества изображения и яркости объектов в кадре. Для контроля точности наблюдений в некоторых случаях измерялась также контрольная звезда.

Оценку точности измерений слабых звезд мы получали как среднеквадратичное (стандартное) отклонение для ряда разностей между контрольной звездой (15<sup>m</sup>) и звездой сравнения (12<sup>m</sup>) и ("дифференциальная" фотометрия). Звезда сравнения была самым ярким объектом в поле зрения и для нее точность вычислялась "абсолютным" способом. Чтобы свести к минимуму вклад прозрачности атмосферы и изменений воздушной массы в разброс измерений яркости, мы выбирали по 10-15 наблюдений этой звезды

для каждой безоблачной ночи во время прохождения наблюдаемой области через зенит. Вычисленная точность являлась, таким образом, нижним пределом точности измерений яркой звезды.

Согласно полученным нами данным, характерная точность одного измерения звезды 15-й зв. вел. на телескопе К-38 в полосе  $R$  составляла  $0^m.03$  за 100 с экспозиции, а 12-й -  $0^m.01$ . Самая высокая точность достигалась в ночи с наилучшим качеством изображений (около  $2''$ ):  $0^m.005$  для 12-й величины за 100 с. Точность одного наблюдения на 30-см телескопе в условиях Москвы из-за сильной городской подсветки неба была хуже в 2-3 раза.

По нашим измерениям, за время наблюдений разность блеска контрольной и стандартной звезды не превышала  $0^m.02$ , что свидетельствует о постоянстве блеска обеих звезд на нашем интервале наблюдений.

4. *Сверхвспышка.* Кривая блеска сверхвспышки приведена на рис.1. Она построена по данным VSNET и нашим наблюдениям. На основании анализа кривой можно детально описать все фазы развития сверхвспышки. Менее чем за сутки блеск звезды возрос на  $6^m$ , достигнув  $10^m.5$  в шкале визуальных зв. вел. Максимальный блеск держался около двух суток, после чего SW UMa еще 12 суток пребывала на плато вспышки, ослабевая со скоростью  $0^m.14$  в сутки. Фаза медленного ослабления сменилась стремительным падением блеска со скоростью  $1^m$  в сутки - этот процесс длился всего два дня. Такое поведение характерно практически для всех звезд со сверхвспышками, и в литературе часто состояние звезды после стремительного ослабления на несколько зв. вел. уже называют низким, или неактивным состоянием, подчеркивая тем самым, что вспышка уже закончилась. Однако мы видим, что после указанного ослабления на  $2^m$  SW UMa продолжала ослабевать с почти такой же скоростью, как и

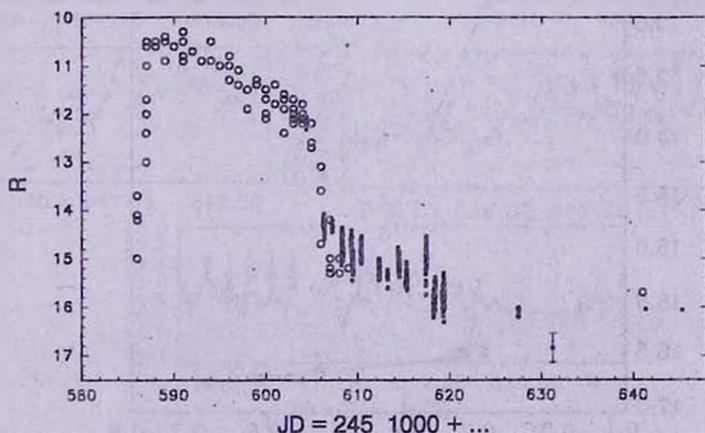


Рис.1. Кривая блеска сверхвспышки SW UMa. Открытыми кружками обозначены данные, взятые из всемирной сети наблюдателей переменных звезд (VSNET), заполненными кружками показаны наши данные.

находясь на плато вспышки (в среднем  $0^m.14$  в сутки). Это состояние мы бы назвали поздней стадией сверхвспышки. Ослабление яркости во время поздней стадии не было монотонным: в дату JD...617 было зарегистрировано кратковременное увеличение блеска почти на одну звездную величину, длившееся по крайней мере несколько часов, после чего звезда вернулась к предыдущему уровню яркости, который она имела до поярчания и продолжала ослабевать в прежнем темпе. Как показывают наши одиночные оценки, в минимуме звезда ослабела до величины  $R=16^m.5$ . Похоже, это уже "истинное" низкое состояние: Шафтер и др. [8] получили, что в 1983г. блеск SW UMa в низком состоянии колебался в полосе  $R$  от  $16^m.5$  до  $17^m$ .

В целом нынешняя сверхвспышка длилась около 40 суток.

В табл.2 собраны все доступные нам многоцветные измерения SW UMa,

Таблица 2

### ДАННЫЕ МНОГОЦВЕТНОЙ ФОТОМЕТРИИ SW UMa

Дата	$U$	$B$	$V$	$R$	$I$	$J$	$K$	Ссылка
Май 1981	15.82	16.92	16.50	-	-	14.0	13.0	[23]
49413.76	-	15.69	15.56	15.22	-	-	-	Мисслет
51604.54	-	-	12.42	12.15	-	-	-	наши измерения
51627.51	-	-	16.55	16.02	-	-	-	"-
51641.34	-	-	16.66	16.04	-	-	-	"-
51645.31	-	-	16.39	16.06	15.48	-	-	"-

включая и наши. На рис.2 представлено изменение показателя цвета  $V-R$  от  $V$  по мере угасания сверхвспышки, полученное по нашим данным. Точки на графике соединены в хронологическом порядке. Хорошо видно, что ослабление

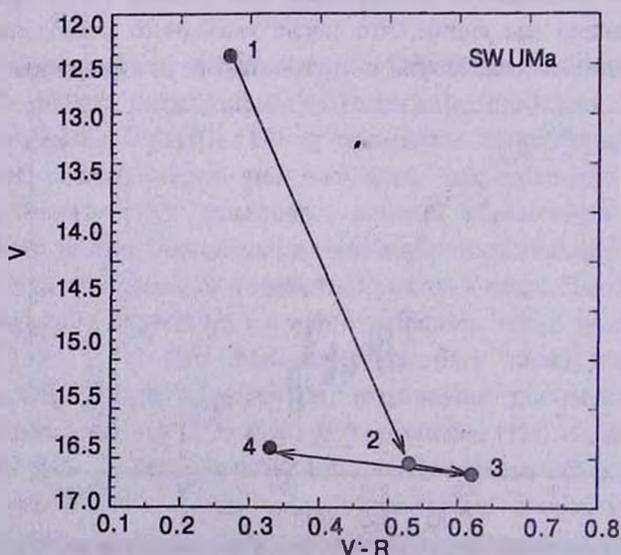


Рис.2. Изменение показателя цвета  $V-R$  с изменением блеска  $V$ . Точки, полученные последовательно во времени, соединены линией. Хронология изменений указана стрелкой.

блеска сопровождается покраснением системы, а уже в низком состоянии показатель цвета начинает уменьшаться. По всей видимости, данные цветовые изменения SW UMa указывают на то, что мы заметили часть петли, которую описывают показатели цвета карликовых новых в цикле вспышка - низкое состояние - вспышка [22].

5. *Поздняя эволюция сверхгорбов.* Наиболее продолжительные ряды наблюдений в течение ночи показаны на рис.3. Видно, что во время наших наблюдений по мере угасания сверхвспышки "классические" сверхгорбы уже, очевидно, разрушились, и наблюдаемая картина представляла сложную

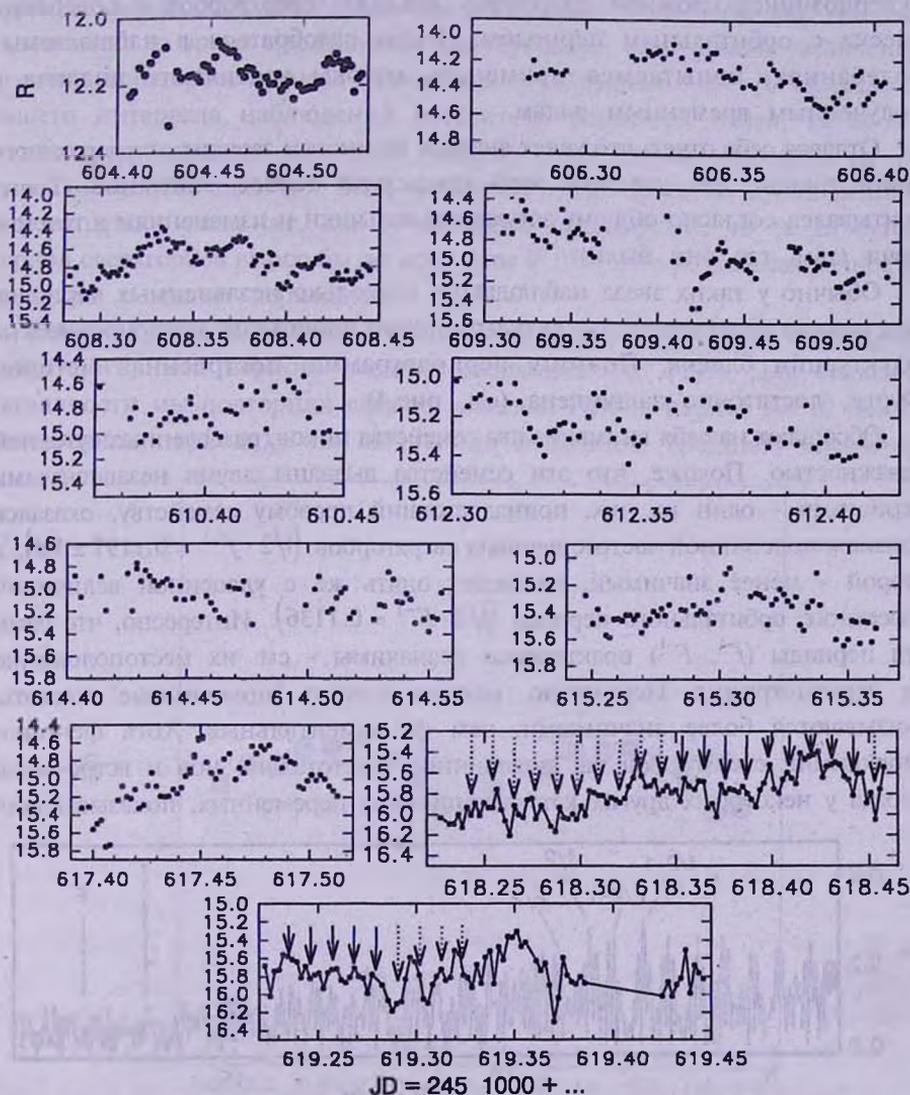


Рис.3. Изменения блеска SW в течение отдельных ночей. Приведены наиболее продолжительные ряды наблюдений. Для двух последних ночей стрелочками отмечены моменты времени, отстоящие через 15.9 мин.

структуру колебаний. Для всех без исключения ночей видна модуляция блеска с характерным временем либо около  $0^d.06$  (например, JD ...618, 619), либо с вдвое большим (JD ...606, 615, 617), а иногда - и с вдвое меньшим (JD ...612). В дату JD ...612 наблюдался одновременно набор указанных периодов. Амплитуда изменений блеска колебалась от нескольких сотых до почти  $0^m.4$ . Иногда дополнительно к указанным колебаниям наблюдался и более долгопериодический тренд: так, в одну из ночей (JD ...618) за 5 часов наблюдений звезда поярчала на  $0^m.4$ .

Можно предположить, что такое поведение SW UMa вызвано суперпозицией сложной структуры "поздних" сверхгорбов и колебаний блеска с орбитальным периодом. Чтобы разобраться в наблюдаемых колебаниях, попытаемся применить методы частичного анализа к полученным временным рядам.

Отдавая себе отчет, что успех анализа во многом зависит от корректного учета тренда, мы уделили этой процедуре особое внимание. Тренд учитывался согласно общему затуханию вспышки и изменениям в течение ночи (там, где они были).

Обычно у таких звезд наблюдается несколько независимых периодов или циклов переменной амплитуды, а также происходят неперiodические флуктуации блеска. Поэтому периодограмма, построенная методом Фурье, достаточно зашумлена (см. рис.4).

Обращают на себя внимание два семейства пиков, разделенных суточной скажностью. Похоже, что эти семейства вызваны двумя независимыми периодами - один из них, принадлежащий первому семейству, оказался близким половинной частоте периода сверхгорбов ( $1/2 \cdot f^{-1} = 0.1197 \pm 1d$ ), а второй - менее значимый, совпадает опять же с удвоенной величиной известного орбитального периода ( $1/2 \cdot F^{-1} = 0.1136$ ). Интересно, что сами эти периоды ( $f^{-1}$ ,  $F^{-1}$ ) практически незначимы - см. их местоположение на периодограмме. Непонятно, однако, почему "половинные" частоты оказываются более значимыми, чем фундаментальные. Хотя феномен наблюдений сверхгорбов на "половинных" частотах не нов и встречается иногда у некоторых других катаклизмических переменных, показывающих

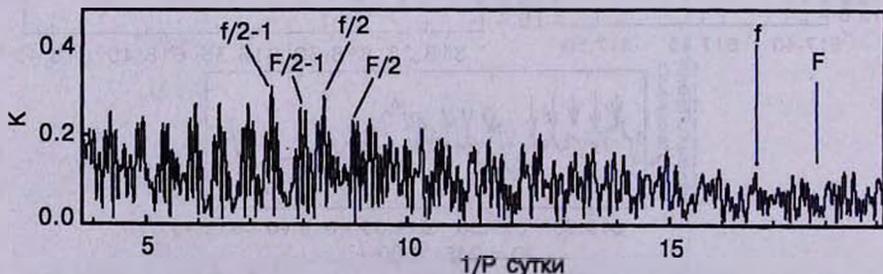


Рис.4. Периодограмма, построенная методом Фурье в интервале JD 2451606-620, тренд снят. Обозначения на рисунке:  $F$  и  $f$  - частоты и их гармоники, соответствующие орбитальному периоду, и периоду суперхампов.

сверхгорбы - об этом упомянули Гарвей и др. [24]. Объяснений такому явлению пока нет.

Отметим, что для всех пиков на периодограмме наблюдается также более тонкое расщепление, для которого разность частот соседних компонентов равна  $0.1d^{-1}$ . Это связано с важностью наблюдений: в спектре "спектрального окна" кроме характерных частот в 1 и  $2d^{-1}$  проявляется также и указанная выше величина.

Обратимся опять к частоте  $2f$ . Период, соответствующий частоте  $f$ , равен  $0^d.05985$ . Это несколько больше известной величины (среднего) периода сверхгорбов ( $0^d.05818$ ). Однако Ногами и др. [10], как мы уже упоминали, во время предыдущей сверхвспышки обнаружили увеличение периода сверхгорбов по мере их развития со скоростью  $=5.1 \cdot 10^{-6}$ . Середина нашего интервала наблюдений отстоит от середины плато, которому соответствует средняя величина периода сверхгорбов, примерно на 20 суток (около 300 циклов). Если поведение сверхгорбов во время данной сверхвспышки такое же, как и во время предыдущей, то за 20 суток период сверхгорбов вырос бы до величины  $0^d.0597$ , что в пределах точности совпадает с нашим периодом.

На рис.5 приведена свертка данных после вычета тренда с величиной найденного нами периода поздних сверхгорбов ( $0^d.1197$ ). Для большей наглядности мы повторили свертку дважды. Разбив период на 10 бинов (интервалов периода), мы вычислили в каждом среднюю величину

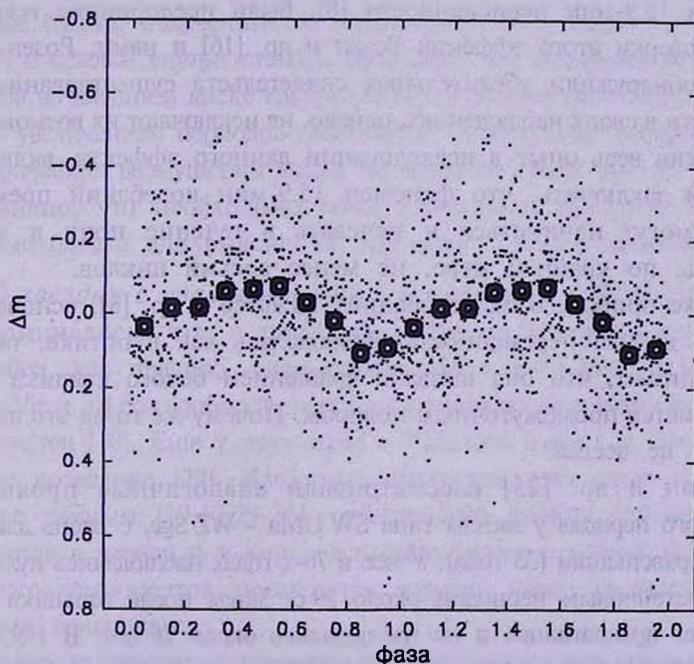


Рис.5. Свертка данных SW UMa с периодом "поздних" сверхгорбов 0.1179 дней. Открытыми кружками дана средняя кривая блеска. Ошибка среднего не превышает размер кружка.

блеска и также нанесли на график. Видно, что средняя амплитуда данного сигнала составила  $0^m.2$ .

6. *Быстрая переменность*. Мы также проанализировали наши данные на предмет существования 15.9-мин периодичности, о которой упоминали выше. Для этого были отобраны только две самые продолжительные ночи, максимально приближенные к низкому состоянию яркости (в котором и были впервые открыты эти колебания). Просматривая кривые, можно заметить существование короткопериодической переменности блеска с искомым характерным временем, однако не на всем протяжении кривых, а только на определенных их участках. Например, в ночь JD ...618 характер быстрой переменности согласуется с 15.9-мин колебаниями, начиная где-то с середины ряда на протяжении 8 циклов, а для даты JD ...619 похожие колебания наблюдались в начале ночного ряда наблюдений и существовали на протяжении всего 4 циклов. На рис.4 колебания, неплохо согласующиеся с 15.9-мин периодом, отмечены сплошными стрелочками, а плохо или совсем не согласующиеся - пунктирными. Амплитуда этих колебаний составляет  $0^m.2-0^m.3$ . Отметим, что такую же амплитуду в полосе R наблюдали Шафтер и др. [8]. Кстати, максимальная продолжительность ряда наблюдений в течение ночи у них как раз была около восьми 15.9-мин циклов, поэтому трудно заключить, сколь устойчивы эти колебания.

7. *Обсуждение: загадка 15.9-мин колебаний*. Итак, после обнаружения 15.9-мин периодичности [8], были предприняты всего две попытки проверки этого эффекта: Розен и др. [16] и нами. Розен и др., хотя и не обнаружили убедительных свидетельств существования этой периодичности в своих наблюдениях, однако, не исключают их возможности.

Подытожив весь опыт в исследовании данного эффекта, включая и наш, можем заключить, что феномен 15.9-мин колебаний преходящ, колебания могут начинаться и исчезать в течение ночи и иногда существовать, по крайней мере, не менее восьми циклов.

Какова же природа этих колебаний? Шафтер и др. [8], основываясь на том, что данная переменность наблюдалась как в оптике, так и в рентгене, считают, что она вызвана вращением белого карлика и что SWUMa является промежуточным поляром. Почему же тогда это явление наблюдается не всегда?

Паттерсон и др. [25] рассматривали аналогичные проявления пульсационного периода у звезды типа SWUMa - WZ Sge, с очень длинным периодом сверхвспышки (33 года). У нее в 70-х годах наблюдались пульсации с довольно устойчивым периодом около 29 с. Затем после вспышки 1978г. эти пульсации прекратились и не наблюдались около 16 лет. В 1995г. они вновь проявились как в оптике, так и в рентгеновском диапазоне (спутник ASCA). Анализировались два предположения о возникновении данного периода

- нерадиальные пульсации белого карлика (типа ZZ Ceti) и его вращение. Авторы склоняются к версии, что все-таки WZ Sge имеет слабое магнитное поле  $\sim (1-5) \cdot 10^4 G$  и полагают, что отсутствие пульсаций во время вспышки и после нее связано именно с незначительностью магнитного поля и быстрым вращением белого карлика, когда магнитное поле не может удержать большой поток вещества в канале аккреции. Возможно, что подобное происходит и в случае SW UMa: белый карлик обладает слабым магнитным полем, которое во время сверхвспышки подавляется веществом диска, а в минимальном состоянии блеска, когда аккреция стабилизируется, появляется возможность для аккрецирующего вещества падать на магнитные полюса. При этом пульсации могут начаться через достаточно большое время после вспышки. Так, для WZ Sge прошла половина периода сверхвспышки (16 лет) перед обнаружением вновь короткопериодических пульсаций.

Есть и третья возможность. Не могут ли данные колебания представлять собой также некие квазипериодические колебания блеска с преимущественной частотой, воспроизводящейся от года к году - как это наблюдается, например, у новоподобной MV Lyr с появлением 20 и 48-мин колебаний, которые связываются с неустойчивыми процессами в аккреционном диске [26,27]? Для SW UMa периоду 15.9 мин соответствует кепплеровская орбита с радиусом  $0.34a$ , где  $a$  - расстояние между компонентами. Если эта переменность связана с неустойчивостью в диске, то она локализована во внешних его частях, так как имеющиеся оценки размеров аккреционных дисков в минимуме блеска, полученные из наблюдений, составляют  $0.22-0.35a$  (см. [28], [27] и ссылки внутри статьи). Возможно, что появление неустойчивых процессов во внешнем диске как-то связано с другим необычным свойством звезды - увеличением периодов сверхгорбов со временем (распространением эксцентрических возмущений также во внешние части диска).

Очевидно, что необходимо более длительное изучение SW UMa в минимуме блеска для выяснения природы 15.9-мин колебаний.

8. *О звездах с увеличивающимся периодом суперхампов.* Ранее уже упоминалось, что в процессе развития сверхвспышки период сверхгорбов, как правило, уменьшается. Но у SW UMa, AL Com, V1028 Sgr, HV Vir и T Leo, наоборот, период сверхгорбов во время сверхвспышки увеличивается [10]. Еще у двух звезд - V436 Cen и OY Car предполагается такое же поведение [29]. Известные параметры этих звезд приведены в табл.3 по данным [10,17,29-35]: орбитальный период, средний период суперхампов в начале и в конце вспышки, масса и радиус первичного и вторичного компонентов, промежуток времени между сверхвспышками и обычными вспышками.

Отклонение периодов суперхампов от орбитальных у всех вышеприведенных звезд очень мало - всего 0.09-1.02%.

**ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД С ВОЗРАСТАЮЩИМИ ПЕРИОДАМИ  
СВЕРХГОРБОВ**

Объект	$P$ орб	$P$ свг	$M1$	$R1$	$M2$	$R2$	$T$	$t$
SW UMa	0.05681	0.05818 0.05985	0.7	0.014	0.10	0.14	950	14
AL Com	0.05666	0.05729 0.05735	-	0.004	-	-	7300	325
V1028 Cyg	0.0607*	0.06154 0.06181	-	-	-	-	1000	-
HV Vir	0.05799	0.05833 0.05865	-	-	-	-	3500	-
T Leo	0.05882	0.06025	0.6	0.01	0.02	-	-	450
V436 Cen	0.06250	0.06379	-	-	-	-	-	-
OY Car	0.06312	0.06454	0.68	-	-	-	346	25-50

Что можно сказать об этих звездах.

1. Их периоды очень малы (81-91мин), т.е. все они находятся на краю распределения периодов звезд, в то же время у них достаточно длинные промежутки между сверхвысшками. Возможно, что они принадлежат подтипу звезд типа WZ Sge. Относительно AL Com это обсуждалось в работах [30-32].

2. Принадлежность к промежуточным полярам: у AL Com наблюдается период 42 мин с амплитудой 0.1-0.25 зв. вел. Через год после сверхвысшки 1995г., как отмечают [30], были найдены периоды от 12 до 50 мин, что позволило делать предположение о магнитной природе объекта [30-32].

У SW UMa иногда наблюдается период 15.9 мин с амплитудой 0.2-0.3 зв. вел. [8,9, наст. статья].

Паттерсон и др. [25] отмечают, что также сама WZ Sge может являться промежуточным полярмом, несмотря на исчезновение периода вращения белого карлика во время сверхвысшки и в течение длительного срока (16 лет) после нее.

9. *Заключение.* Детальный мониторинг угасания сверхвысшки катаклизмической переменной SW UMa, проведенный нами в феврале-апреле 2000г., позволил выявить особенности поздней стадии эволюции сверхгорбов - их сложную форму и переменную амплитуду. Кроме того, эффект сверхгорбов оказывается более значителен на половинной частоте, соответствующей 0.1197 дням. Поведение сверхгорбов согласуется с картиной увеличивающегося периода сверхгорбов по мере угасания сверхвысшки, с той же скоростью, которая была найдена для предыдущего события. Найденное нами фотометрическое поведение звезды является скорее типичным для звезд типа SU UMa, нежели для промежуточных полярмов, а наличие рентгеновского излучения встречается у обеих групп звезд.

Авторы выражают искреннюю признательность В.П.Горанскому за предоставление программы обработки ПЗС-изображений, С.Н.Фабрике за обсуждение проблемы звезд типа ZZ Ceti и Д.Ю.Цветкову за помощь в наблюдениях. Данная работа была частично поддержана грантами РФФИ 00-15-96553 (Ведущие научные школы), 99-02-17589а и 00-02-16471 (Инициативные проекты).

<sup>1</sup>Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

<sup>2</sup>Государственный астрономический институт им. Штернберга, Россия

## CCD PHOTOMETRY OF THE CATAclySMIC VARIABLE SW URSAE MAJORIS DURING THE LATE DECLINE OF 2000 SUPEROUTBURST

E.P.PAVLENKO, S.Yu.SHUGAROV, N.A.KATYSHEVA

CCD photometry of the cataclysmic variable SW UMa has been carried out in the Crimean Astrophysical Observatory, Crimean Laboratory of the Sternberg Astronomical Institute and in Moscow during the 2000 superoutburst (February-April). The detail analysis of the old superhumps evolution gave the late superhump period 0.1197 days. We conclude that the superhump period increases during the course of every superoutburst with the same rate. Our data which are obtained at the low brightness stage are consistent with the 15.9-min light modulation at least over several cycles.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *L.P.Ceraski*, *Astron. Nachr.*, **183**, 110, 1909.
2. *P.Parenago*, *Перем. зв.*, **5**, 217, 1938.
3. *M.Hack, C. la Dous.*, *Cataclysmic variables and related objects*, NASA, 1993.
4. *S.Yu.Shugarov*, *Eruptivnie zvezdy (Eruptive Stars)*, Masevich, A.G., Ed., MID RF, 1996.
5. *R.Whitehurst*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **232**, 35, 1988.
6. *M.Hirose, Y.Osaki*, *Publ. Astron. Soc. J.*, **42**, 135, 1990.
7. *A.W.Shafter*, *IBVS*, №2354, 1983.
8. *A.W.Shafter, P.Szkody, J.Thorstensen*, *Astrophys. J.*, **308**, 765, 1986.

9. *E.L.Robinson, A.W.Shafter, J.A.Hill et al*, *Astrophys. J.*, **313**, 772, 1987.
10. *D.Nogami, H.Baba, T.Kato, R.Novak*, *PASJ*, **50**, 297, 1998.
11. *O.S.B.Howell, P.Szkody, G.Sonneborn et al*, *Astrophys. J.*, **453**, 454, 1995.
12. *G.A.Richter*, *Astron. Nachr.*, **4**, 221, 1986.
13. *W.Wenzel, G.A.Richter*, *Astron. Nachr.*, **3**, 209, 1986.
14. *Y.Osaki*, *PASP*, **108**, 39, 1996.
15. *S.R.Rosen, K.L.Clayton, J.P.Osborne, P.A.McGale*, *Mon. Notic. Astron. Soc.*, **269**, 913, 1994.
16. *A.M.Cherepashchuk, N.A.Katysheva, T.S.Khruzina, S.Yu.Shugarov*, *Highly Evolved Close Binary Stars: Catalog. Part I; Finding Charts. Part II*. Ed. A.M.Cherepashchuk. Brussel: Gordon and Breach Science Publishers, 1996.
17. *B.Warner*, In: "13th North Americal Workshop on Cataclysmic Variables and Related Objects", eds. S.B.Howel, E.Kuulkers, C.Woodward. p.2., San Francisco: 1998.
18. *T.Kato, R.Hirata, S.Mineshige*, *PASJ*, **44**, L215, 1992.
19. *T.Persinger, M.W.Castelaz*, *Astron. J.*, **100**, 1621, 1990.
20. *Т.С.Хрузина, С.Ю.Шугаров*, Атлас катаклизмических переменных. Звезды типа U Geminorum. ч.2, М., Изд-во МГУ, 1991.
21. *K.A.Misselt*, *PASP*, **108**, 146, 1996.
22. *G.Tovmassian, J.Echevarria, E.Perez et al*, *Cataclysmic Variables and Related Objects*, *Proc. IAU Coll. №158*, Evans, A. and Wood, J.H., Eds., Dordrecht: Kluver, 1996.
23. *M.R.Sherrington, R.F.Jameson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **205**, 265, 1983.
24. *D.Harvey, D.S.Skillman, J.Kemp et al.*, *Astrophys. J. Letters*, in press.
25. *J.Patterson, H.R.Richman, J.Kemp*, *PASP*, **110**, 403, 1998.
26. *G.V.Borisov*, *ААр*, **261**, 154, 1992.
27. *Е.П.Павленко*, *Астрон. ж.*, **75**, 231, 1998.
28. *И.Б.Волошина, Т.С.Хрузина*, *Астрон. ж.*, **77**, 109, 2000.
29. *P.Szkody, D.W.Hoard, E.M.Sion et al*, *Astrophys. J.*, **497**, 928, 1998.
30. *I.Semiuk, A.Olech, T.Kwast, M.Naleztyt*, *Acta Astron.*, **47**, 201, 1997.
31. *H.Baba, T.Kato, D.Nogami, R.Hirata*, *PASJ*, in press, 2000.
32. *D.Nogami, T.Kato, R.Hirata*, *PASJ*, **48**, 607, 1996.
33. К.: *T.Kato*, *PASJ*, **49**, 583, 1997.
34. *T.Kato, D.Nogami, H.Baba*, *PASJ*, **48**, L21, 1996.
35. *D.Nogami, T.Kato, H.Baba et al*, *Astrophys. J.*, **490**, 840, 1997.

УДК: 524.3:520.82

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ  
НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ SAO 124414Н.Д.МЕЛИКЯН<sup>1</sup>, К.МАНЬЯН<sup>2</sup>, М.А.ЕРИЦЯН<sup>1</sup>,  
А.А.КАРАПЕТАН<sup>1</sup>

Поступила 10 мая 2000

Принята к печати 11 августа 2000

В настоящей работе приводятся результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений звезды SAO 124414 одновременно в BVR-областях спектра. Наблюдения проводились в течение 3 лет в Бюраканской астрофизической обсерватории. При постоянном блеске звезды в течение наблюдений зарегистрированы сильные изменения степени поляризации света во всех трех областях спектра. Подтверждено, что зарегистрированная поляризация света имеет звездный характер. Анализ результатов поляриметрических измерений не позволяет обнаружить периодичность в изменениях степени поляризации света.

1. *Введение.* Наши знания о средней эволюционной стадии между известными эволюционными стадиями AGB (Asymptotic Giant Branch) и планетарными туманностями значительно расширились после публикации данных IRAS. Звезды, находящиеся на этой стадии эволюции, принято называть пост-AGB-звездами. Поиски кандидатов в пост-AGB-звезды были основаны на обнаружении далекого IR-избытка, наличие которого обусловлено мощными выбросами вещества на всей продолжительности AGB-стадии [1-3]. Отметим, что почти во всех исследованиях ключевым параметром эволюции пост-AGB-звезд считается потеря массы, о чем свидетельствуют часто встречающиеся P-Cyg профили линии  $H_{\alpha}$ . Интересные результаты были получены на основе спектроскопических наблюдений пост-AGB-звезды SAO 96709 = IRAS 07134 + 1005 [4]: в частности зарегистрирована переменность профилей линии  $H_{\alpha}$  и переменность яркости в V-лучах с амплитудой  $m = 0^m.15$ .

Пост-AGB-звезды принято называть также протопланетарными туманностями. Звезды, находящиеся на этой стадии эволюции, очень малочисленны, поскольку продолжительность жизни звезд в стадии пост-AGB очень коротка:  $10^3 - 10^4$  лет [5].

Изучение пост-AGB-звезд интересно и тем, что они часто встречаются в двойных системах. Часто, вместе с характерными температурами расширяющихся пылевых оболочек  $T = 100 - 200$  К [6,7], встречаются и горячие компоненты пыли с  $T = 500 - 1300$  К [8,9]. Отметим, что замечается положительная корреляция между вероятностью встречи

горячей околозвездной пыли и двойственностью звезды [10].

Предполагается, что звезда SAO 124414 = HD 179821 является кандидатом этой группы звезд. Эта звезда включена в список 25 вероятных кандидатов в пост-AGB и имеет спектральный класс F8 Ia [11]. Распределение 25 вероятных кандидатов в пост-AGB по спектрам показывает максимум в спектральном классе F: больше половины звезд (16 из 25) принадлежит спектральному классу F. Наблюдения показывают также наличие холодной пыли вокруг звезды SAO 124414 [11]. Она является одной из самых малоизученных среди вероятных пост-AGB-звезд, и, следовательно, фотометрические и поляриметрические наблюдения этой звезды могут привести к интересным результатам.

Начиная с 1996г., в Бюраканской астрофизической обсерватории проводятся фотометрические и поляриметрические наблюдения этой звезды. Первые же результаты оказались интересными [12].

В настоящей работе приводятся результаты наших наблюдений, выполненных за последние 3 года.

**2. Наблюдения.** Настоящие наблюдения проводились в период 1996-1998гг. с помощью фотополяриметра, установленного на 50-см телескопе АЗТ14 системы Кассегрена Бюраканской астрофизической обсерватории. Был использован фотоумножитель ФЭУ-79. Наблюдения проводились в *BVR*-областях спектра методом непосредственного измерения отсчета. Время одного поляриметрического наблюдения в одном цвете составляло 2.5 мин, приблизительно столько же продолжались фотометрические наблюдения. Отметим, что полная серия фотометрических и поляриметрических наблюдений изучаемой звезды и звезд сравнения во всех цветах выполнена в течение приблизительно 90 мин.

Ошибки измерения параметров поляризации и яркости звезды во всех наблюдаемых областях спектра почти одинаковы и соответственно равны:  $\sigma_{P\%}(BVR) = 0.2\%$ ,  $\sigma_{\theta}(BVR) = 2^\circ$  и  $\sigma_m(BVR) = 0^m.01-0^m.02$ .

Во время наблюдений, для исследования поляризации света области вокруг изучаемой звезды, а также для фотометрии были выбраны несколько звезд в непосредственном окружении SAO 124414. Ни у одной из этих звезд не зарегистрирована поляризация света, превышающая ошибки измерений.

Более подробно о методе наблюдений и об использованной аппаратуре ранее было описано в [13].

**3. Результаты наблюдений.** В течение 21 ночи наблюдений получены 30 фотометрических и поляриметрических измерений во всех *BVR*-областях спектра. В табл.1 приводятся результаты этих наблюдений. В соответствующих столбцах таблицы приводятся: юлианские дни (JD), степень поляризации света -  $P\%$ , значения угла плоскости поляризации -  $\theta^\circ$  и звездная величина -  $m$  в *BVR*-областях спектра.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И  
ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ SAO 124414

N	JD 2450+	$P_B\%$	$P_V\%$	$P_R\%$	$\theta_B^\circ$	$\theta_V^\circ$	$\theta_R^\circ$	$m_B$	$m_V$	$m_R$
1	603.330	3.00	2.00	1.80	124	132	127	9.58	8.61	8.42
2	603.390	3.00	2.00	1.80	124	132	127	9.58	8.61	8.42
3	604.270	3.00	2.00	1.70	125	130	127	9.58	8.60	8.41
4	613.230	3.50	2.00	2.00	129	129	126	9.62	8.61	8.40
5	613.270	3.50	2.00	2.00	129	129	126	9.61	8.61	8.40
6	613.320	3.50	2.00	2.00	128	127	126	9.60	8.59	8.42
7	613.360	3.50	2.00	2.00	129	128	126	9.60	8.60	8.40
8	613.420	3.50	2.00	2.00	129	128	127	9.62	8.61	8.40
9	637.290	2.70	2.10	1.60	138	129	128	9.59	8.60	8.40
10	638.310	2.80	2.20	1.50	124	148	138	9.59	8.60	8.41
11	640.300	2.10	1.60	0.80	140	135	135	9.60	8.62	8.40
12	640.380	2.10	1.60	0.80	139	135	133	9.61	8.60	8.40
13	640.500	2.20	1.60	0.80	140	135	135	9.60	8.61	8.40
14	641.250	3.70	3.10	1.30	143	138	129	9.58	8.59	8.42
15	641.390	3.70	3.10	1.30	142	137	126	9.58	8.59	8.40
16	641.470	3.70	3.10	1.30	142	137	127	9.58	8.60	8.40
17	729.000	4.40	2.40	1.20	134	138	138	9.60	8.60	8.40
18	731.000	4.00	1.90	1.00	135	135	135	9.57	8.57	8.43
19	733.000	4.00	2.00	1.20	135	136	138	9.59	8.61	8.42
20	778.000	1.90	$\leq 3.0$	$\leq 3.0$	155	-	-	9.62	8.60	8.42
21	779.000	1.90	$\leq 3.0$	$\leq 3.0$	157	-	-	9.61	8.60	8.42
22	780.000	2.00	$\leq 3.0$	$\leq 3.0$	155	-	-	9.59	8.62	8.40
23	781.000	1.80	$\leq 3.0$	$\leq 3.0$	155	-	-	9.60	8.62	8.40
24	784.000	4.60	3.10	1.70	134	135	135	9.61	8.60	8.42
25	786.000	4.20	3.00	1.50	134	135	135	9.62	8.62	8.40
26	1073.000	2.60	1.90	2.30	154	147	147	9.60	8.62	8.40
27	1079.000	2.60	1.96	2.33	154	147	147	9.61	8.62	8.43
28	1102.000	2.20	2.15	2.17	135	135	127	9.57	8.61	8.40
29	1108.000	4.10	3.47	2.55	142	138	130	9.59	8.62	8.42
30	1109.000	4.19	3.10	2.48	142	138	132	9.60	8.59	8.40

Как видно из данных табл.1 никаких изменений блеска у звезды SAO124414 в период наших наблюдений не зарегистрировано: все колебания яркости находятся в пределах ошибок измерений. По-видимому, или звезда имеет практически постоянный блеск, или же амплитуда изменений блеска меньше величины  $0^m.06$ , т.е. порядка или меньше величины  $3\sigma$ .

Зарегистрированы сильные изменения степени поляризации света во всех наблюдаемых областях спектра. Зависимость степени поляризации света от длины волны(см. рис.1), отсутствие поляризации света звезд в окрестности звезды SAO 124414 и сильные изменения степени поляризации света в течение нескольких дней показывают, что зарегистрированная

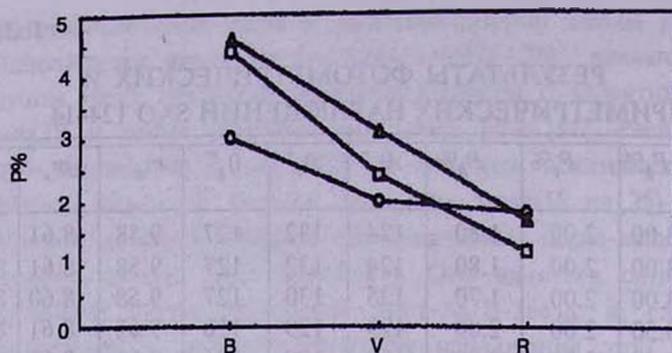


Рис.1. Зависимость степени поляризации света от длины волн.

поляризация света звезды имеет звездный характер, наличие которой ранее было отмечено[14].

На рис.2 для иллюстрации приводится ход изменения степени поляризации света в течение наблюдательного периода в *BVR*-областях спектра. Зарегистрированные изменения в разных лучах в основном повторяют друг друга. Попытки обнаружить периодичность в изменениях степени поляризации света звезды с помощью Фурье-анализа на основе настоящих наблюдений не привели к положительным результатам.

4. *Заключение.* На основе настоящих наблюдений предполагаемой пост-AGB-звезды SAO 124414 можно перечислить следующие интересные результаты:

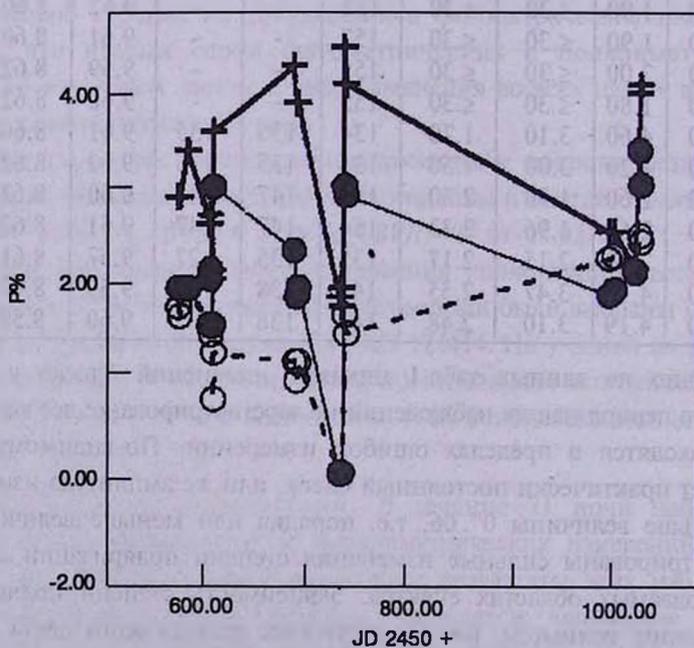


Рис.2. Ход изменения степени поляризации света. Крестиками обозначены наблюдения в *B*-лучах, черными кружками - в *V*-лучах и светлыми кружками - в *R*-лучах.

а) В течение всего наблюдательного периода яркость звезды во всех наблюдаемых областях спектра в пределах ошибок фотометрических измерений остается практически постоянной.

б) Впервые зарегистрированы сильные изменения степени поляризации света звезды SAO 124414 и подтверждено, что зарегистрированная поляризация имеет звездный характер. Показано также, что, по крайней мере на основе настоящих наблюдений, изменения степени поляризации света звезды не имеют периодического характера.

Одним из самых интересных результатов является то, что сильные изменения степени поляризации света зарегистрированы на фоне практически постоянного блеска звезды.

Таким образом, несмотря на то, что изучаемая звезда по многим параметрам считается кандидатом в пост-AGB и, в частности, обладает протяженной околосредной оболочкой[15], во время наших фотометрических и поляриметрических наблюдений она не показала изменения яркости, тем более периодического характера, как, например, в случае пост-AGB-звезды SAO 96709[4]. Зарегистрированные сильные изменения степени поляризации света также не показывают периодический характер, какой мы имеем в случае долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита[16].

Результаты наших наблюдений не позволяют уверенно отнести изучаемую звезду к числу пост-AGB-звезд, несмотря на наличие бурных процессов в атмосфере звезды, о чем свидетельствуют сильные изменения степени поляризации света и наличие протяженной околосредной оболочки[8,9,14]. С другой стороны, согласно разработанным моделям для пост-AGB-звезд ключевым параметром в их эволюции является интенсивная потеря массы [5,17]. Известно, что амплитуда изменения степени поляризации света коррелирует с размерами потери массы как в случае двойных звезд[18], так и в случае одиночных звезд[19]: большие изменения степени поляризации света соответствуют большим размерам потери массы. С этой точки зрения изучаемая звезда вполне может быть хорошим кандидатом в пост-AGB.

Для решения вопроса об эволюционном статусе звезды SAO 124414 необходимо провести спектральные наблюдения с высоким разрешением. Вполне возможно, что сильные изменения степени поляризации света звезды могут быть связаны с изменениями интенсивностей спектральных линий, что не регистрируется в интегральном свете.

<sup>1</sup> Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

<sup>2</sup> Университет Монпелье 2, Франция

## PHOTOMETRIC AND POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF THE STAR SAO 124414

N.D.MELIKIAN<sup>1</sup>, C.MAGNAN<sup>2</sup>, M.A.ERITSIAN<sup>1</sup>,  
A.A.KARAPETIAN<sup>1</sup>

The results of photometric and polarimetric observations of the star SAO 124414 simultaneously in *BVR* bands of the spectrum are presented. The observations were carried out during 3 years in the Byurakan Astrophysical Observatory. At constant brightness of the star during our observations the strong changes of light polarization in all three bands of the spectrum were detected. It is shown, that the detected light polarization has a stellar character. The analysis of results of polarimetric measurements do not allow to find out periodicity in changes of the degree of light polarization.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *W.E.C.J. Van der Veen, H.J.Habing, T.R.Geballe*, *Astron.Astrophys.*, **226**, 108, 1989.
2. *K.Volk, S.Kwok*, *Astrophys.J.*, **342**, 345, 1989.
3. *R.D.Oudmajer, W.E.C.J. Van der Veen, L.B.F.M.Waters, N.R.Trans, C.Waelkens, E.Engelsman*, *Astron.Astrophys., Suppl., ser.*, **96**, 625, 1992.
4. *A.Lebre, N.Mauron, D.Gillet, D.Barthes*, *Astron.Astrophys.*, **310**, 923, 1996.
5. *T.Blocker*, *Astron. Astrophys.*, **299**, 755, 1995.
6. *B.J.Hrivnak, S.Kwok, K.M.Volk*, *Astrophys.J.*, **346**, 265, 1989.
7. *R.Szczerba, A.Omont, K.M.Volk, P.Cox, S.Kwok*, *Astron. Astrophys.*, **317**, 859, 1997.
8. *N.R.Trans, L.B.F.M.Waters et al.*, *Astron.Astrophys.Suppl., ser.*, **87**, 361, 1991.
9. *L.B.F.M.Waters, C.Waelkens, M.Mayor, N.R.Trans*, *Astron. Astrophys.*, **269**, 242, 1993.
10. *L.B.F.M.Waters, C.Waelkens, H.Van Winckel*, *IAU Symp.*, **180**, 211, 1997.
11. *L.B.F.M. Waters, C.Waelkens, N.R.Trans*, "From Miras to Planetary Nebulae", eds. M.-O. Mennessier, A.Omont, 1989, p.449.
12. *N.D.Melikian, M.A.Eritsian, A.A.Karapetian, A.Lebre*, *IBVS*, №4523, 1997.
13. *М.А.Ерицян, С.Е.Нерсисян*, *Астрофизика*, **20**, 355, 1984.
14. *S.R.Trammell, H.L.Dinerstein, R.W.Goodrich*, *Astron.J.*, **108**, 984, 1994.
15. *G.W.Hawkins et al.*, *Astrophys.J.*, **452**, 314, 1995.
16. *Н.Д.Меликян*, *Астрофизика*, **39**, 541, 1996.
17. *D.Schonberner*, "From Miras to Planetary Nebulae", ed. M.-O. Mennessier, A.Omont., 1989, p.355.
18. *Н.М.Шаховской*, *Астрон.ж.*, **41**, вып.4, 1042, 1964.
19. *Э.А.Витриченко, Ю.С.Ефимов*, *Изв.Крым. астрофиз. обсерв.*, **34**, 114, 1965.

УДК: 524.338.7

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ  
ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД С ПЕРЕМЕННОСТЬЮ ТИПА R  
СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ

А.Э.РОЗЕНБУШ

Поступила 13 февраля 2000

Принята к печати 10 августа 2000

По спектральным наблюдениям R CrB в минимуме 1985г. прослежено преобразование линейчатого и молекулярного спектра звезды из абсорбционного в эмиссионный и впервые из сопоставления с кривыми блеска и показателей цвета сделан вывод, что быстрая вариация показателя цвета  $U-B$  на  $-0^m.6$  при падении блеска была вызвана исключительно этой трансформацией. Преобразование спектра может приводить к увеличению блеска звезды в фотометрических полосах  $UBV$  примерно на  $1^m.4$ ,  $0^m.75$  и до  $0^m.75$ , соответственно. Это снимает одно из основных возражений против использования представления об однородной сферической оболочке при интерпретации явления R Северной Короны. Спектральные наблюдения высокого разрешения SV Sge, звезды с переменностью типа R Северной Короны, показали наличие интенсивного околозвездного компонента в линиях D Na I с фиолетовым смещением, соответствующим  $240$  км/с, которое не связано с минимумами визуального блеска. Высказывается предположение, что поток вещества с подобной скоростью через околозвездные окрестности является причиной возбуждения не только широких эмиссий, наблюдаемых во время минимумов блеска при ослаблении фотосферного излучения, но и узких. В предположении, что минимум блеска связан с временным образованием еще одной сферической, экранирующей оболочки, определены некоторые характеристики перманентной оболочки. Оптическая и геометрическая толщины равны соответственно  $0.2-0.7$  и не менее  $0.4$  собственного радиуса.

1. *Введение.* Глубокие продолжительные ослабления визуального блеска у звезд с переменностью типа R Северной Короны (RCB), вызванные конденсацией пыли на луче зрения, продолжительное время остаются феноменом со многими вопросами, включая даже просто геометрическую модель явления [1-4]. Основой современной рабочей модели является представление об облачной структуре околозвездной пылевой оболочки [2,3]. Существование этой перманентной оболочки поддерживается интенсивной потерей массы, в потоке которой постоянно образуются облака пыли. Если какое-либо облако образуется на луче зрения, то наблюдается минимум блеска характерной формы. Этим объяснялось отсутствие антикорреляции между изменением визуального и инфракрасного (ИК) блеска во время минимума. Отсутствие явного влияния перманентной оболочки, в которой преобразуется до 50% болометрической светимости звезды, на видимые характеристики звезды в максимуме блеска подкрепляло идею ее облачной структуры. Основная трудность, стоящая перед облачной моделью, заключается в необходимости конденсации пыли на удалении не более 2-3 звездных радиусов у звезды с

эффективной температурой около 7000 К (см. обзор [3]).

Недавно мы предложили связать минимум блеска с образованием еще одной пылевой сферической оболочки, объясняя этим отсутствие упомянутой антикорреляции [5]. Тогда ИК-поток новой, экранирующей оболочки временно компенсирует ИК-поток перманентной: обе оболочки образуются в одном и том же потоке вещества, но на разных уровнях и перерабатывают излучение одного и того же источника. Этим мы предлагаем вернуться к отклоненной почти 30 лет назад модели сферической оболочки, модифицировав ее.

Один из основных выводов данного исследования опирается на результаты наблюдений R CrB в минимуме 1985г., опубликованных нами ранее, которые дали некоторые сведения об условиях образования спектральных линий в атмосфере звезды [6]. Общее поведение спектра во время минимума в общих чертах было подобным предыдущим минимумам, и поэтому мы его не описывали. Но теперь мы находим необходимым вернуться к этим наблюдениям и сопоставить поведение спектра с фотометрическим поведением звезды, чтобы попытаться ответить на вопрос: что все-таки ответственно за изменение показателей цвета звезды во время минимума блеска? Последнее играет важную роль в выборе модельного подхода при интерпретации явления RCB [7]. Спектральные наблюдения высокого разрешения одной из звезд данного типа переменности в максимуме блеска обнаружили одну интересную характеристику околосредных окрестностей. Некоторые характеристики околосредных оболочек мы выведем, опираясь на опубликованные наблюдения других авторов.

**2. Наблюдения.** В минимуме 1985г. R CrB ослабела всего лишь на  $4^m.3$ , что позволило нам на 60-см телескопе со спектрографом UAGS детально проследить изменение спектра от первых признаков ослабления блеска до наметившегося восстановления блеска. Наблюдениями охвачен спектральный диапазон от 330 до 670 нм с дисперсией 4.4-16.7 нм/мм.

Каких-либо заметных устойчивых изменений в линейчатом спектре, кроме небольших вариаций в центральной части профиля линий H и K Ca II, до падения блеска на  $\Delta m \approx 1^m.6$  найдено не было. Дальнейшее ослабление блеска сопровождалось уменьшением интенсивности абсорбций и исчезло, в основном, при  $\Delta m \approx 3^m$ , уступив место эмиссиям. Эмиссии достигли максимальной интенсивности к моменту наибольшего ослабления блеска в данном минимуме  $4^m.3$ , следующий единственный спектр уже относится к началу восстановления нормального блеска, и он показал ослабление интенсивности эмиссий более резкое, чем ее рост при такой же разности блеска звезды.

Молекулярный спектр до ослабления  $\Delta m \approx 1^m.4$  оставался абсорбционным, и интенсивность по сравнению с максимумом блеска не изменилась. При

$\Delta m \approx 1^m.5$  интенсивность уменьшилась, а при  $m \approx 2^m.9$  появилась эмиссия в полосе молекулы  $C_2$   $\lambda 563.5$  нм, в остальных полосах, в частности, на  $\lambda 473.7$  нм, абсорбции только исчезли. Эмиссии CN  $\lambda 388.2$  нм при этом

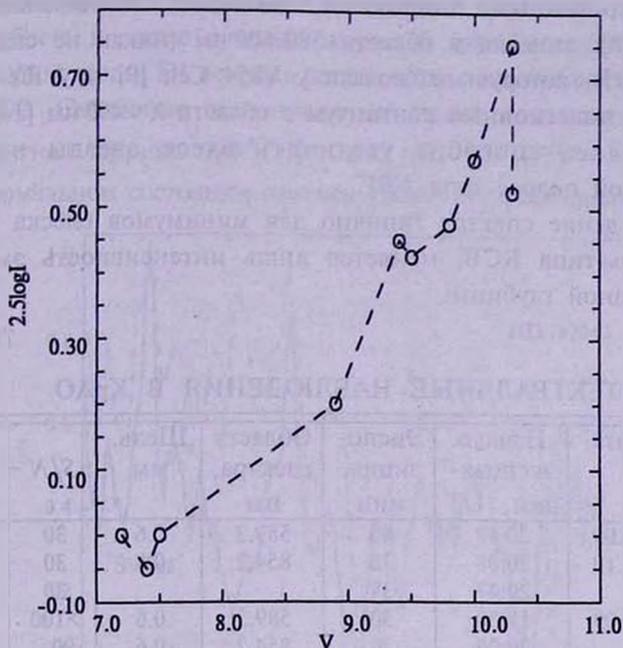


Рис.1. Сопоставление изменения интенсивности  $\log I$  молекулярной полосы  $C_2$   $\lambda 473.7$  нм с блеском  $V$  у R CrB в минимуме 1985г. Интенсивность определялась как отношение "центральной" глубины полосы в минимуме и максимуме блеска.

уровне блеска еще не было. Следующая спектрограмма, которая показывает дальнейшее усиление молекулярных эмиссий, относится к  $m \approx 3^m.4$ . Полоса  $C_2$   $\lambda 438.2$  нм не выделяется на фоне многочисленных интенсивных эмиссионных линий в этом участке спектра. Наибольшей интенсивности

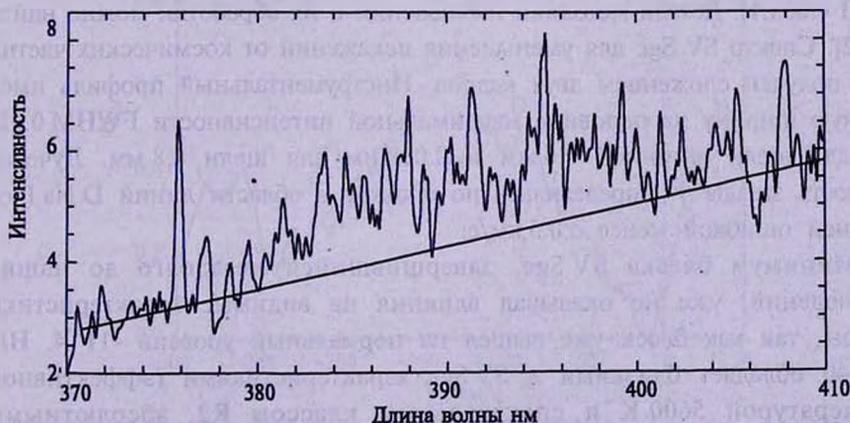


Рис.2. Участок спектра R CrB в минимуме 1985г. с неидентифицированной эмиссионной полосой в области  $\lambda < 400$  нм. Показан уровень континуума. На полосу наложены многочисленные линейчатые эмиссии.

эмиссии достигли к минимальному блеску ( $\Delta m = 4.3$ ). Затем они начали быстро ослабевать (рис.1), подобно линейчатому эмиссионному спектру.

Кроме полос молекулы  $C_2$ , спектр изобиловал известными, но неидентифицированными широкими эмиссиями, наблюдавшимися у других звезд [8]: эмиссия в области 580-600 нм (никак не связанная с линиями D Na I), которую наблюдали у V854 Cen [9] и у RY Sgr [10]. Присутствовал эмиссионный континуум в области  $\lambda < 400$  нм [11] (рис.2); подобная полоса способна увеличить блеск звезды на  $0^m.2$  в фотометрической полосе типа *UBV*.

Такое поведение спектра типично для минимумов блеска звезды с переменностью типа RCB, меняется лишь интенсивность эмиссий в минимумах разной глубины.

Таблица 1

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ В КраО

Звезда	Дата	Начало экспозиции, UT	Экспозиция, мин	Область спектра, нм	Щель, мм	S/N	$V_p$ , км/с
SV Sge	23.09	20:48	40	589.3	0.6	30	3.2
	01.10	20:08	38	854.2	0.8	30	0.7
HD 182040	23.09	20:47	38			30	
		18:30	30	589.3	0.6	>100	-40.4
		20:00	20	854.2	0.6	90	

Наблюдения другого рода, предоставившие информацию о структуре околосредных окрестностей, были выполнены осенью 1999г. Участки спектров в области линий D Na I и одной из линий ИК-триплета Ca II  $\lambda$  854.2 нм для SV Sge, звезды с переменностью типа RCB, и HD 182040, малопеременной углеродной звезды с дефицитом водорода, были получены в Крымской астрофизической обсерватории в фокусе Куде 2.6-м телескопа ЗТШ (табл.1). Детали методики наблюдений и их обработки можно найти в [12]. Спектр SV Sge для уменьшения искажений от космических частиц был получен сложением двух кадров. Инструментальный профиль имел полную ширину на половине максимальной интенсивности FWHM 0.028 нм для щели шириной 0.6 мм и 0.038 нм для щели 0.8 мм. Лучевая скорость звезды  $V_p$  определялась по спектру в области линий D Na I со средней ошибкой менее  $\pm 0.5$  км/с.

Минимум блеска SV Sge, завершившийся незадолго до наших наблюдений, уже не оказывал влияния на видимые характеристики звезды, так как блеск уже вышел на нормальный уровень  $-11^m.4$ . HD 182040 обладает близкими к SV Sge характеристиками (эффективной температурой 5600 К и спектральным классом R2, абсолютными звездными величинами  $-2 + -4^m$ ), но без признаков интенсивной потери массы, и поэтому может служить стандартом при выявлении спектральных

деталей, связанных с околозвездной оболочкой.

Сравнение спектров SV Sge и HD 182040 в области дублета натрия обнаружило присутствие околозвездных компонентов в линиях дублета (рис.3). Подтверждает такую интерпретацию и сравнение профилей обеих линий дублета в шкале лучевых скоростей (рис.3); к счастью смещение околозвездной линии D1 не столь велико, чтобы она наложились на звездную линию D2. Смещение околозвездных линий соответствует  $-240$  км/с. Эквивалентная ширина  $EW(D1) \approx 0.033$  нм,  $EW(D2) \approx 0.059$  нм. У V854 Cep в нормальном состоянии отмечен узкий околозвездный компонент со

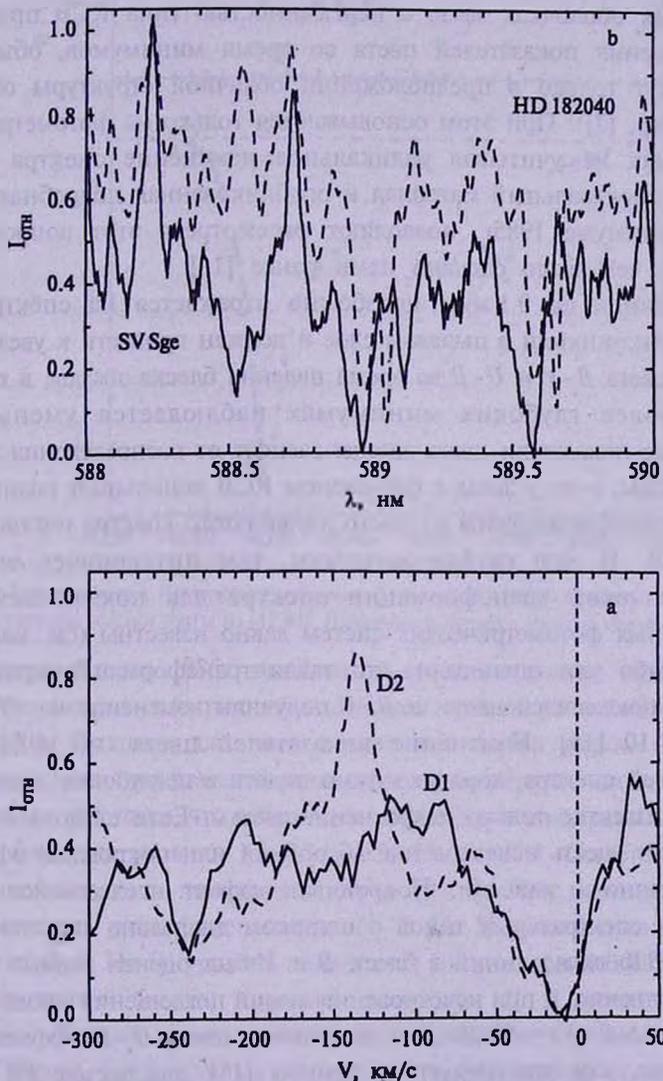


Рис.3. Участок спектра SV Sge в области линий D1 и D2 Na I в шкале скорости (а) и он же в сравнении с HD 182040 в шкале длин волн, скорректированной за лучевые скорости звезд (б). Отметим интенсивные межзвездные компоненты D Na I с красным смещением у HD 182040.

скоростью  $-209$  км/с [13]. Интенсивная околосредная абсорбция ( $-168$  км/с) зафиксирована у DY Per в максимуме блеска [14].

Отметим асимметрию и отрицательное смещение (около  $-12$  км/с) звездных линий D Na I у SV Sge. Аналогичное смещение отмечено у S Aps, R CrB, V482 Cyg, RZ Nor (всех звезд с соответствующими наблюдениями) (для ссылок см. [12]).

### 3. Обсуждение.

#### а) *Вариации показателей цвета и спектр звезды в минимумах блеска.*

Одним из аргументов против однородного распределения пыли в околосредных оболочках звезд с переменностью типа RCB приводится факт уменьшения показателей цвета во время минимумов, объяснение которого ищут только в предположении облачной структуры оболочки (см., например, [7]). При этом основываются только на фотометрических данных, никак не учитывая радикальное изменение спектра звезды. Имеющиеся спектральный материал и опубликованная подробная кривая блеска в минимуме 1985г. позволяют рассмотреть этот вопрос более обоснованно, чем было сделано нами ранее [15].

Рост пылинок до  $0.1$  мкм неизбежно отражается на спектральной зависимости экстинкции в пылевом слое и должен привести к увеличению показателей цвета  $B-V$  и  $U-B$  во время падения блеска звезды, в то время как в наиболее глубоких минимумах наблюдается уменьшение. Неискаженные показатели цвета звезды зависят от распределения энергии в спектре звезды, а он у звезд с феноменом RCB испытывает радикальные изменения: трансформируется из чисто линейчатого спектра поглощения в эмиссионный. И чем глубже минимум, тем интенсивнее эмиссии. Последствия такой трансформации спектра для показателей цвета широкополосных фотометрических систем давно известны (см. например, [16]). Мы грубо уже оценивали, что такая трансформация приводит к уменьшению показателей цвета: в  $B-V$  получили изменение на  $-0^m.25$  и в  $U-B$  на  $-0^m.10$  [15]. Изменение показателей цвета, не искаженное трансформацией спектра, хорошо можно видеть в неглубоких минимумах, для которых известно только покраснение звезды. Если следовать [17], то сначала следует учесть исчезновение абсорбций или покровный эффект, а затем аналогично - эмиссии. Покровный эффект исследовался у ряда звезд средних спектральных типов в широком диапазоне спектра [18,19]. Для звезды F8 Ib вклад линий в блеск  $B$  и  $V$  был оценен равным  $0^m.45$  и  $0^m.17$ , соответственно, и при исчезновении линий поглощения звезда должна поглотить на  $\Delta(B-V) = -0^m.28$ . Для показателя цвета  $U-B$  эффект может быть и больше, как это следует из данных [18]: для звезды F8 Ib доля энергии, задержанной линиями поглощения в области  $360$  нм достигает 60% (расчет изменения блеска не проводился).

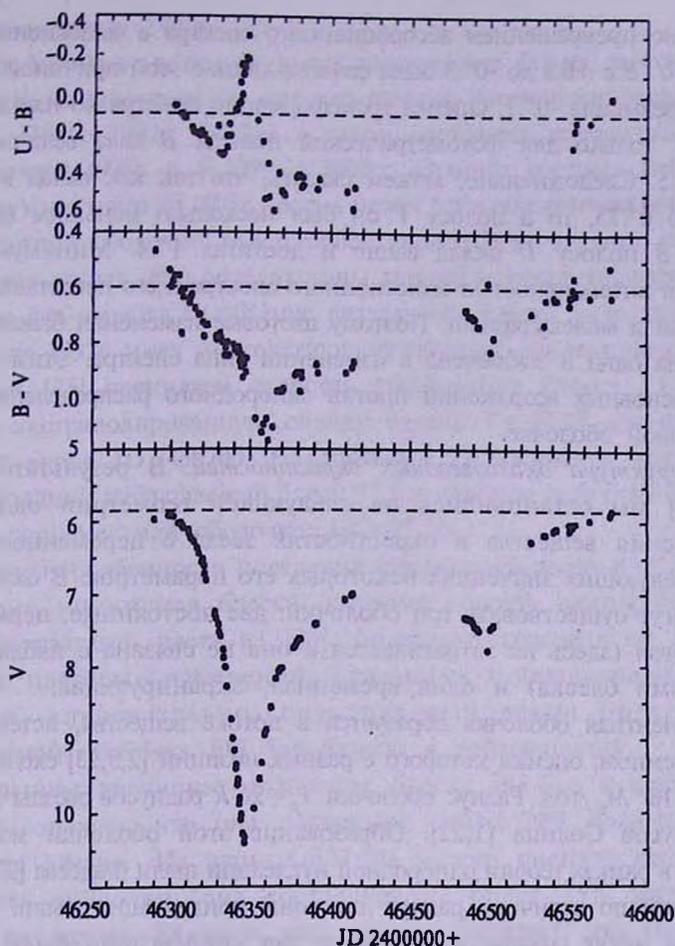


Рис.4. Кривые блеска  $V$  и показателей цвета  $B-V$  и  $U-B$  у R Cr B в минимуме 1985г. Данные и все необходимые ссылки взяты из [41,42]. Штриховые линии - уровень нормальных значений.

Минимум блеска 1985г. выделяется среди остальных плавной кривой блеска, что можно связать с образованием одного пылевого слоя на луче зрения [20]. Поэтому для него достаточно полно можно восстановить картину изменения показателей цвета с преобразованием линейчатого спектра.

Выше мы получили, что реперными точками для спектральных изменений является блеск на уровнях  $1.4 - 1^m.6$ ,  $2.9 - 3^m.4$  и  $4^m.3$ . Остается сопоставить их с кривой блеска и показателей цвета (рис.4). При падении блеска до I уровня началось резкое уменьшение  $U-B$ . На II уровне произошло резкое увеличение  $B-V$ . На III уровне приходится минимальный блеск, поворотная точка для кривой блеска, и резкий экстремум  $U-B$ , поведение  $B-V$  не изменилось. Первый уровень можно также привязать к изменению скорости падения блеска. Следовательно, поведение эмиссионного спектра наиболее представлено показателем  $U-B$  и в меньшей степени  $B-V$ . Отсюда делаем обратное заключение: изменение показателей цвета в существенной степени

обусловлено превращением абсорбционного спектра в эмиссионный, и вся вариация  $U-B$  с  $+0.3$  до  $-0^m.3$  была связана лишь с этой причиной. Вариация  $B-V$  не превысила  $-0^m.1$ . Оценка трансформации спектра по нашим данным для 1985г. только для фотометрической полосы  $B$  дала величину вклада около  $0^m.75$ . Следовательно, можем сказать, что так как вклад в полосу  $B$  был около  $0^m.75$ , то в полосу  $V$  он был несколько меньшим (см. начало раздела). В полосу  $U$  вклад выше и достигал  $1^m.4$ . Минимумы блеска отличаются интенсивностью эмиссионного спектра и его представителем: линейчатый и молекулярный. Поэтому цветовые изменения бывают разные, но причина одна и заключена в изменении типа спектра. Этим снимается одно из основных возражений против однородного распределения пыли в околосредной оболочке.

б) *Структура околосредных окрестностей.* В результате поисков [1,5,21,22] мы остановились на следующей геометрии однородного распределения вещества в окрестностях звезд с переменностью типа RCB и следующих значениях некоторых его параметров. В окрестностях звезды могут существовать три оболочки: две постоянные, перманентная и реликтовая (здесь не затрагивается и она не связана с наблюдаемыми минимумами блеска) и одна временная, экранирующая.

Перманентная оболочка образуется в потоке вещества, истекающего с высоким темпом, оценки которого с разных позиций [2,5,23] сходятся около величины  $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ . Радиус оболочки  $r_p \approx 26 R$  радиусов звезды или около 2340 радиусов Солнца [1,22]. Образование этой оболочки может быть объяснено в рамках теории однородной нуклеации пыли Фадеева [23], которая дает близкий по величине радиус для зоны конденсации пыли.

Иногда могут создаваться условия для конденсации пыли на более близких к звезде расстояниях и образования экранирующей оболочки с радиусом  $r_s \approx 4 - 10 R$  [1,22]. Массу оболочки мы оценили около  $10^{-7} M_{\odot}$  [5]. Именно эта оболочка ответственна за минимумы визуального блеска.

в) *Оптическая толщина перманентной оболочки.* Образование перманентной и экранирующей пылевых оболочек в одном потоке вещества позволяет допустить одинаковые оптические свойства пылинок. Оптическая толщина  $\tau$  пылевой оболочки, согласно определению, пропорциональна плотности пылинок на луче зрения, которая имеет обратную квадратичную зависимость от радиуса оболочки, поэтому будем иметь соотношение  $\tau_p/\tau_s = (r_s/r_p)^2$ . Тогда, полагая, что максимальной глубине минимума  $\Delta m = 1.086\tau \approx 8^m$  соответствует  $r_s \approx 4 - 10 R$ , находим  $\tau_p \approx 0.2 + 1.2$ . С другой стороны известно, что перманентная оболочка переизлучает до 50% болометрической светимости собственно звезды [24]. Если допустим, что оболочка только переизлучает, то имеем еще одну косвенную близкую оценку  $\tau_p \approx 0.7$ .

Более прямую оценку нам предоставляет FG Sge, с 1992г. демонстрирующая переменность типа RCB, что позволяет сопоставить параметры

звезды до и после 1992г. [25-28].

Кривая блеска в минимуме имеет характерную форму, и стабилизация блеска после минимума может означать полную диссипацию экранирующей оболочки. После 1992г. FG Sge в таком состоянии находилась в конце 1997г. - начале 1998г. и в 1999 и 2000гг. Отличие среднего блеска в эти периоды от известного до 1992г. уровня может быть обусловлено поглощением в перманентной оболочке. Будем ориентироваться на первый период, так как пока только для него опубликованы данные многоцветной фотометрии, и в другие два периода ослабление визуального блеска было даже больше.

Блеск до 1992г. имел многолетнюю устойчивую тенденцию к падению. Из данных [25] оцениваем скорость уменьшения блеска  $3 \times 10^{-5} m/d$  и получаем экстраполированную оценку блеска  $V = 9^m.24$  для спокойного состояния около JD 2450700. Из данных [27] оцениваем для этого же времени средний наблюдаемый блеск  $9^m.5$  и находим величину ослабления блеска в перманентной оболочке  $\Delta V \approx 0^m.26$ .

Известные особенности поведения показателей цвета  $B-V$  и  $U-B$  вне и во время минимумов блеска, которые хорошо видны на сводной кривой показателей цвета из [28], позволяют говорить об отсутствии заметных цветовых изменений, связанных с появлением пылевой оболочки, следовательно, спектральный закон поглощения в перманентной оболочке FG Sge близок к нейтральному.

Полученная величина ослабления блеска FG Sge в перманентной оболочке означает, что она поглощает около 20% болометрической светимости звезды. Из данных [27,28] можно оценить интегральную светимость оболочки, она составляет не более 25% интегральной светимости звезды. Близость двух оценок означает, что поглощенная энергия полностью переизлучается в ИК-диапазоне.

Одним из аргументов [24] в пользу облачной модели было отсутствие изменений визуального блеска в ответ на увеличение ИК-блеска, когда ИК-светимость оболочки увеличилась с 17% болометрической светимости звезды до 42%. Но это поведение можно объяснить и в рамках однородной оболочки.

Оптическая толщина пылевого слоя  $\tau$  в общем виде может быть записана как

$$\tau = \pi a^2 \times Q_{ext} \times d \times n \quad (1)$$

или

$$\tau \propto d \times n, \quad (1a)$$

где  $a$  - радиус пылинки,  $Q_{ext}$  - планковский средний фактор эффективности экстинкции,  $d$  - геометрическая толщина слоя,  $n$  - объемная плотность пылинок.

Светимости пылевой оболочки  $L$  в общем виде имеет выражение

$$L = N \times 4\pi \times a^2 \times Q_{em} \times T^4 \quad (2)$$

или

$$L \propto N \propto d \times r_p^2 \times n, \quad (2a)$$

где  $N$  - полное число пылинок в оболочке,  $Q_{em}$  - планковский средний фактор эффективности излучения,  $T$  - температура пылинки.

Видно, что, меняя только радиус перманентной оболочки при постоянных остальных параметрах, мы можем получить наблюдаемую независимость визуального и инфракрасного блеска звезды.

Сделанный выше вывод о нейтральном характере спектрального закона поглощения в углеродном пылевом веществе в видимом диапазоне спектра требует присутствия частиц с радиусом не менее 0.1 мкм [29]. В то же время, согласно расчетам [30], эффективность выметания за пределы атмосферы звезды углеродных пылинок при этом размере наибольшая, и только пылинки с размерами более 5 мкм могут задерживаться в окрестностях звезды. Такое противоречие снимается или существенно ослабляется, если поглощающий слой имеет большую геометрическую толщину. Скорость выметания пылинок не зависит от расстояния от звезды [30], поэтому они приобретают ту же скорость, что и во время минимума блеска, 200 км/с и более (см. также ниже). При данной скорости пылинка за 40 суток (типичный период пульсаций звезд с переменностью типа RCB, а пульсации управляют конденсацией пыли [23,31]) удалится на расстояние 11 радиусов звезды, что при радиусе перманентной оболочки  $26R$  приводит к уменьшению ее оптической толщины только в два раза. Полученная величина, 11 радиусов звезды, одновременно характеризует толщину перманентной оболочки, и поэтому вполне возможно, что экранирующая оболочка образуется на внутренней границе перманентной или немного ниже ее.

г) *Пульсации блеска звезды в УФ и минимумы визуального блеска.* RY Sgr, благодаря ее устойчивым пульсациям, является очень удобным объектом для исследования причин минимумов блеска. Она имеет достаточное для

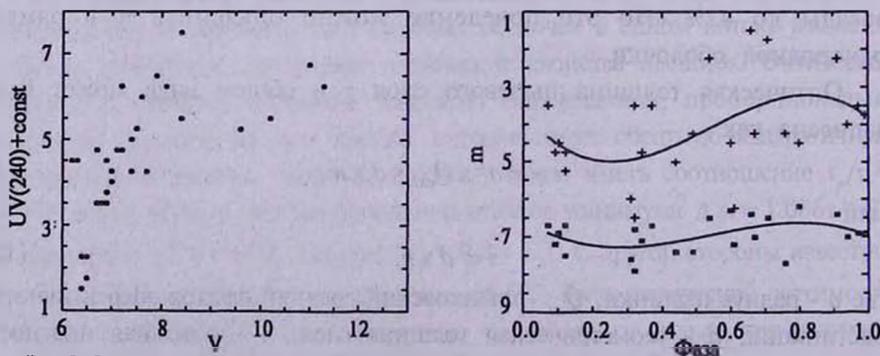


Рис.5. Сопоставление изменений визуального и ультрафиолетового (на длине волны около 240 нм) блеска RY Sgr (левая половина). Свертки визуального (темные квадраты) и УФ-блеска (плюсы) RY Sgr в состоянии максимума и вблизи его (правая половина). Использована эфемериды из обзора [1].

нашего анализа число наблюдений в ультрафиолетовой области спектра, где в первую очередь проявляют себя пылинки при конденсации.

Из графического и табличного материала [32], дополнительно к результатам, выделенным авторами, можно вывести и такие (ошибки нашей процедуры не влияют на полученные выводы).

Во-первых, минимумы блеска "не видны" в УФ (рис.5): падение потока излучения в области длин волн  $\lambda$  240 нм во время минимума происходит, по-видимому, только до уровня ослабления визуального блеска примерно на 2<sup>m</sup>. Дальнейший рост поглощения пылинками в визуальном диапазоне спектра не сопровождается изменением их оптических свойств в УФ. Последнее, согласно [29], может происходить при изменении размеров пылинок в диапазоне от 0.01 до 0.3 мкм. Плотность пылинок при этом тоже не растет, иначе поглощение в УФ продолжало бы расти. Отсюда можем получить неожиданное и интересное заключение, что минимум блеска можно рассматривать как следствие изменения только радиуса пылинок, но не их плотности, а пылинки-зародыши постоянно присутствуют в атмосфере звезды (см. ниже).

Во-вторых, амплитуда пульсаций УФ-блеска вне минимумов в среднем в 1.8 раза выше амплитуды пульсаций блеска  $V$  (рис.5). Можно отметить уникальную пульсацию, когда изменение  $\Delta V \approx 0^m.7$  между JD 2445797 и 2445809 соответствовало 3<sup>m</sup> на  $\lambda$  240 нм (спектрограммы LWP 3108 и LWP 3178 [32]). Большую амплитуду пульсаций УФ-блеска, согласно [29], можно интерпретировать как следствие образования пылинок, их роста до радиуса порядка 0.003 мкм и разрушения в каждой пульсации.

Этот результат согласуется с нашим выводом, что образование пыли начинается за 10-20 суток до начала падения визуального блеска на переходной стадии вспышки новой [1].

Результат этого раздела в части размера пылинок у RY Sgr отличается от соответствующего результата для FG Sge, что можно было бы отнести на счет действительного отличия этих законов и, следовательно, эффективных размеров пылинок в разных звездах. Но необходимость объяснения ИК-избытка любой звезды как следствия переизлучения поглощенной энергии [33], требует присутствия пылинок с радиусами не менее 0.1 мкм, чтобы сохранить нейтральный закон поглощения в визуальной области, где к тому же находится максимум распределения энергии в спектре звезды. Следовательно, мы должны допустить, что в околозвездных окрестностях постоянно существуют пылинки с бимодальным распределением по размерам с минимумом между 0.01 и 0.1 мкм. Это заключение согласуется с результатами динамического моделирования пылевых оболочек долгопериодических переменных [34], показавших, что пульсации звезды могут приводить к слоистой структуре околозвездных окрестностей, когда одновременно существуют несколько

пылевых слоев на разных стадиях развития.

д) *Скорость истечения вещества и происхождение эмиссий.* Существование фиолетовых компонентов линий D Na I в максимуме блеска является, скорее всего, следствием постоянного присутствия пыли на луче зрения и указывает на высокую скорость выноса вещества перманентной оболочки за пределы звезды. Кинетической энергии атомов гелия, основного газового компонента атмосферы звезды, при скорости 200 км/с и более достигающей величины 800 эВ и более, достаточно для возбуждения эмиссий при взаимодействии с медленно движущейся газовой составляющей оболочки. Эмиссии C IV  $\lambda$  155.0 нм, C II  $\lambda$  133.5 нм и др. [35,36] наблюдаются и вне минимумов. Таким образом, мы имеем обоснованное указание на их возможное образование в перманентной оболочке. Если нет пыли, то нет и эмиссий в УФ, что и имеет место в случае XX Cam и HD 182040 [37].

Баланс энергий при этом допущении не нарушается. В [35] приводят величину потока в линии C II  $\lambda$  133.5 нм, равную  $2 \times 10^{-14}$  эрг/см<sup>2</sup>/с для RY Sgr. Поток в эмиссионных линиях D Na I и ИК-триплета Ca II, наблюдаемых на протяжении всего минимума блеска, составляет не более 10% потока в континууме в максимуме блеска, т.е. не более  $1.5 \times 10^{-13}$  эрг/см<sup>2</sup>/с [12,38]. При расстоянии 1.5-2.5 кпк для RY Sgr и R CrB это соответствует светимости около  $10^{31}$  эрг/с. При темпе потери массы  $10^{-6}$  массы Солнца в год имеем темп потери кинетической энергии  $10^{34}$  эрг/с. Это преобразование энергии происходит на уровне 10-26 радиусов звезды, т.е. на внутренней границе перманентной оболочки, при плотности вещества  $10^{-14}$ - $10^{-15}$  г/см<sup>3</sup> или плотности атомов гелия около  $10^9$  см<sup>-3</sup>. Существующие оценки электронной плотности в области образования эмиссий сходятся около величины  $10^{10}$  см<sup>-3</sup> (см. для деталей [1,3]). Такую же плотность атомов гелия в области конденсации пыли выводят из моделирования процесса конденсации пыли [39].

Таким образом, имеется достаточно оснований для допущения такого механизма возникновения эмиссий, и, следовательно, область образования узких эмиссий или "хромосферу" звезды можно отождествить с уровнем конденсации пыли или с перманентной и экранирующей околозвездными пылевыми оболочками. В [40] такое допущение было сделано только в отношении широких эмиссий.

4. *Заключение.* Отклонение почти 30 лет назад допущения о равномерном распределении пыли в околозвездной оболочке звезды с переменностью типа R Северной Короны и принятие за основу модели с облачной структурой привело к тому, что вопрос влияния пылевой оболочки на спектр звезды и некоторые другие характеристики был снят с рассмотрения.

В данной статье мы продолжили устранение препятствий для использования в интерпретации феномена RCB представления об однородном распределении пыли в околозвездной оболочке. Из анализа наших

спектральных наблюдений R CrB в минимуме 1985г. мы сделали вывод, что уменьшение показателей цвета звезды обусловлено только трансформацией спектра из абсорбционного в эмиссионный. Дальнейшее рассмотрение проводилось нами, исходя из существования в окрестностях звезды двух оболочек. Во время минимума блеска в дополнение к перманентной оболочке внутри нее образуется более плотная экранирующая оболочка.

Из дополнительного анализа опубликованных наблюдений следует, что оптическая толщина перманентной оболочки около 0.7 у R CrB и не менее 0.2 у FG Sge. Оценка геометрической толщины дает около 11 радиусов звезды или до 0.4 собственного радиуса.

Автор признателен администрации Крымской астрофизической обсерватории за предоставленную возможность выполнить наблюдения и благодарен сотрудникам обсерватории Т.Рачковской - за помощь в наблюдениях, С.Ростопчину и С.Сергееву - за возможность воспользоваться программным обеспечением для редукиции наблюдений. Автор искренне признателен анонимному рецензенту за замечания, что способствовало улучшению структуры статьи.

Спектральные наблюдения высокого разрешения, описанные в данной публикации, стали возможны в Крымской астрофизической обсерватории благодаря грантам R2Q000 и U1C000 Международного научного фонда и А-05-067 Программы С&ЕЕ Южно-Европейской обсерватории.

Главная астрономическая обсерватория  
НАН Украины, Киев

## SOME CHARACTERISTICS OF CIRCUMSTELLAR SHELLS OF STARS WITH THE R CORONAE BOREALIS TYPE VARIABILITY

A.E.ROSENBUSH

The transformation of stellar linear and molecular spectra from absorption into emission was traced by observations of R CrB during the 1985 minimum. The comparison with the light and color curves allowed us to conclude that the fast variation of  $U-B$  by  $-0^m.6$  at the light decline was the only cause of this transformation. This transformation can lead to an increase in the star brightness in the  $UBV$  bands by about  $1^m.4$ ,  $0^m.75$  and  $0^m.75$ , respectively. This removes one of the main objections against the use of the concept of homogenous spherical shell in the interpretation of the RCrB

phenomenon. The spectral high resolution observation of a star with the RCrB type variability, SV Sge, showed the presence of an intensive circumstellar component in the Na I D lines blueshifted by 240 km/s and not connected with the visual light minimum. A stream of matter with similar velocity through the circumstellar environment was suggested to be a cause of excitation not only for broad emissions observed during the light minimum when the photospheric flux decreases, but for the narrow emissions as well. Some characteristics of the permanent shell were obtained on the assumption that light minima are connected with temporary formation of one more spherical screening shell. The optical and geometric thicknesses are equal to 0.2-0.7 and no less than 0.4 of its radius, respectively.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Э.Розенбуш, *Астрофизика*, **39**, 145, 1996.
2. M.W.Feast, *Astron. Soc. Pacif., Conf. Ser.*, **96**, 3, 1996.
3. G.C.Clayton, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **108**, 225, 1996.
4. A.E.Rosenbush, *Astron. Soc. Pacif., Conf. Ser.*, **96**, 91, 1996.
5. А.Э.Розенбуш, *Кинематика и физика небесных тел*, **14**, 342, 1998.
6. Э.А.Барановский, А.Э.Розенбуш, *Кинематика и физика небесных тел*, **14**, 35, 1998.
7. А.М.Татарников, Б.Ф.Юдин, *Письма в Астрон. ж.*, **24**, 359, 1998.
8. N.K.Rao, D.L.Lambert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **263**, L27, 1993.
9. B.C.Whitney, G.C.Clayton, R.Schulte-Ladbeck, M.R.Meade, *Astron. J.*, **103**, 1652, 1992.
10. M.Asplund, *Astron. Astrophys.*, **294**, 763, 1995.
11. J.B.Alexander, P.J.Andrews, R.M.Catchpole et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **158**, 305, 1972.
12. А.Э.Розенбуш, *Астрофизика* (представлена), 2000.
13. N.K.Rao, D.L.Lambert, *Astron. J.*, **105**, 1915, 1993.
14. P.C.Keenan, C.Barnbaum, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **109**, 969, 1997.
15. А.Э.Розенбуш, *Кинематика и физика небесных тел*, **2**, №5, 29, 1986.
16. Т.С.Белякина, *Изв. Крым.астрофиз.обсерв.*, **41/42**, 275, 1970.
17. A.F.Aveni, *Astrophys. J.*, **144**, 666, 1966.
18. М.Г.Родригес, *Астрофизика*, **5**, 269, 1969.
19. М.Г.Родригес, *Астрофизика*, **6**, 513, 1970.
20. А.Э.Розенбуш, *Письма в Астрон. ж.*, **18**, 158, 1992.
21. А.Э.Розенбуш, *Астрон. циркуляр*, №1343, **6**, 1984.
22. A.E.Rosenbush, *Astron. Nachr.*, **316**, 281, 1995.
23. Yu.A.Fadeyev, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **233**, 65, 1988.
24. W.J.Forrest, F.C.Gillett, W.A.Stein, *Astrophys. J.*, **178**, L129, 1972.

25. *J.Jurcsik*, *Acta Astron.*, **43**, 353, 1993.
26. *C.E.Woodward, G.F.Lawrence, R.D.Gehrz et al.*, *Astrophys. J.*, **408**, L37, 1993.
27. *В.П.Архипова, Г.В.Зайцева, Н.П.Иконникова и др.*, *Письма в Астрон. ж.*, **24**, 427, 1998.
28. *А.М.Татарников, В.И.Шенаврин, Б.Ф.Юдин*, *Астрон. ж.*, **75**, 428, 1998.
29. *V.T.Draine, H.M.Lee*, *Astrophys. J.*, **285**, 89, 1984.
30. *В.Б.Ильин, Н.В.Вощинников*, *Астрон. ж.*, **70**, 721, 1993.
31. *A.F.Pugach*, *Inf. Bull. Var. Stars*, №1277, 1977.
32. *G.C.Clayton, B.A.Whitney, S.A.Stanford et al.*, *Astrophys. J.*, **397**, 652, 1992.
33. *M.W.Feast, B.S.Carter, G.Roberts et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **285**, 317, 1997.
34. *J.M.Winters, T.Le Bertre, J.J.Keady*, *Symp. IAU №191, Asymptotic giant branch stars*. Eds. T.Le Bertre, A.Lebre, C.Waelkens, 1999, p.261.
35. *G.C.Clayton, T.R.Ayres, W.A.Lawson et al.*, *Astrophys. J.*, **515**, 351, 1999.
36. *W.A.Lawson, M.M.Maldoni, G.C.Clayton et al.*, *Astron. J.*, **117**, 3007, 1999.
37. *A.R.Brunner, G.C.Clayton, T.R.Ayres*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **110**, 1412, 1998.
38. *А.Э.Розенбуш*, *Астрометрия и Астрофизика*, **38**, 36, 1979.
39. *P.Woitke, A.Goeres, E.Sedlmayr*, *Astron. Astrophys.*, **313**, 217, 1996.
40. *C.Payne-Gaposchkin*, *Astrophys. J.*, **138**, 320, 1963.
41. *Ю.С.Ефимов*, *Астрон. ж.*, **65**, 979, 1988.
42. *Р.И.Гончарова*, *Письма в Астрон. ж.*, **16**, 150, 1990.

УДК: 524.382

ЗВЕЗДНЫЙ ВЕТЕР КАК СТИМУЛЯТОР  
АККРЕЦИОННОЙ АКТИВНОСТИ В МОЛОДЫХ  
ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХВ. П. ГРИНИН<sup>1,2</sup>

Поступила 17 апреля 2000

Рассматривается молодая двойная система с отношением масс компонентов  $M_2/M_1 \ll 1$ , в которой низкоскоростная часть звездного ветра маломассивного компонента (так называемый, дисковый ветер) может быть частично захвачена гравитацией главного компонента. Показано, что в результате этого происходит крупномасштабное перераспределение вещества и углового момента между внутренними и внешними частями газопылевого диска, окружающего двойную систему, и, как следствие, увеличение темпа аккреции на главный компонент системы. В тех случаях, когда эксцентриситет орбиты вторичного компонента отличен от нуля, должна наблюдаться модуляция темпа аккреции на главный компонент с периодом, равным орбитальному, а в случае сильно вытянутой орбиты аккреция вещества приобретает импульсный характер. Поскольку в дисковом ветре вторичного компонента может присутствовать пыль, то захват звездного ветра будет приводить к увеличению эффективной геометрической толщины газопылевого диска. По этой причине инфракрасные (ИК) избытки излучения таких звезд (особенно в ближней ИК области спектра), и их собственная поляризация могут быть значительно больше по сравнению со случаем одиночной звезды, окруженной таким же по массе околозвездным диском, а в их поведении со временем также может присутствовать периодическая компонента. Кроме того, из-за нарушения аксиальной симметрии в распределении пыли в окрестности молодой двойной системы орбитальный период может присутствовать и в изменениях ее блеска. Обсуждается роль этих эффектов в физике молодых звезд.

1. *Введение.* Как установлено в последние годы (см. обзор [1] и цитированные в нем статьи), подавляющее большинство молодых звезд являются двойными и кратными системами. Получены также доказательства того, что двойственность звезд является важным фактором, оказывающим существенное влияние на структуру и динамику окружающих их газопылевых дисков [2]. Следуя установившейся терминологии, мы будем называть их СВ дисками (circumbinary).

Главным фактором, определяющим структуру СВ дисков, считаются периодические гравитационные возмущения, обусловленные вращением компонентов двойной системы вокруг общего центра масс. Под действием этих возмущений в центральной части СВ диска образуется область, свободная от вещества [3-5]. В эту область, как показывают расчеты [5], проникают две струи из СВ диска, которые периодически образуются в результате приливных взаимодействий и подпитывают аккреционные диски вокруг компонентов системы. Эффективность этого процесса зависит от параметров СВ диска и его температуры [5], а также от удельного углового момента вещества в СВ диске [6]. В частности, согласно [5], образование

таких струй возможно лишь в "теплых", геометрически толстых дисках.

В данной статье мы обращаем внимание на другой важный фактор, который при определенных условиях может оказывать существенное влияние на угловой момент СВ диска и аккреционную активность молодой двойной системы. Это - звездный ветер вторичного компонента; вещество ветра частично уходит из двойной системы, а частично может быть захвачено гравитацией главного компонента и попадает в СВ диск. Подобная ситуация на качественном уровне обсуждалась около десяти лет назад применительно к молодым двойным системам с коричневым карликом в качестве второго компонента [7]. Эта работа, однако, не имела продолжения и вопрос о том, что происходит с угловым моментом СВ диска, в который возвращается часть вещества, теряемого вторым компонентом, не рассматривался. Между тем, как мы увидим ниже, этот процесс представляет значительный интерес с точки зрения эволюции углового момента СВ диска и аккреционной активности молодой двойной системы и может дать ключ к пониманию ряда явлений, наблюдаемых на ранних стадиях эволюции молодых звезд.

## 2. *Истечение вещества из маломассивных молодых звезд.*

Истечение вещества (звездный ветер) наблюдается у многих молодых звезд, однако, наиболее детально это явление исследовано у маломассивных молодых звезд типа Т Тельца [8]. В частности, по профилям запрещенных линий [OI] и [SII] установлено [9], что звездный ветер имеет анизотропный характер и может быть описан в рамках двухкомпонентной модели, включающей высокоскоростную и низкоскоростную компоненты. Источником ветра в обоих случаях является аккреционный диск. Высокоскоростная компонента формируется в непосредственной близости от звезды при взаимодействии аккреционного диска с ее магнитосферой, либо с магнитным полем самого диска [10]. На ранних стадиях эволюции звезд она часто наблюдается в виде биконических истечений и узкоколлимированных джетов, движущихся со скоростями 100-300 км/с [11,12]. Низкоскоростная компонента образуется в результате перераспределения углового момента между фрагментами аккреционного диска под действием турбулентной и магнитной вязкости и поэтому ее часто называют дисковым ветром. Она характеризуется более низкой температурой газа и значительно меньшими скоростями движения: на больших расстояниях от звезды, в области образования запрещенных линий, они составляют всего 5-40 км/с [11,12]. Оценки показывают, что темп истечения вещества из классической звезды типа Т Тельца сравним по величине с темпом аккреции:  $10^{-7}$ - $10^{-8} M_{\odot}$ /год [13], причем основная часть потери массы происходит за счет дискового ветра [14].

Нетрудно представить теперь, что, если маломассивная звезда входит в состав двойной системы в паре с более массивной, то скорость дискового ветра от маломассивного компонента может оказаться меньше скорости убегания из двойной системы на расстоянии его орбиты. В

результате часть вещества, теряемого маломассивным компонентом, будет захвачена гравитацией главного компонента. Рассмотрим влияние этого процесса на структуру СВ диска и эволюцию его углового момента.

**3. Баллистическая модель.** В этой статье мы будем рассматривать звездный ветер как совокупность частиц, преодолевших гравитацию вторичного компонента и движущихся по баллистическим траекториям в поле тяготения главного компонента. Подобный подход, как показывает опыт [6], может служить хорошим первым приближением к более строгому решению задачи методами газовой динамики.

Предположим, что маломассивный компонент ( $M_2/M_1 \ll 1$ ) движется по круговой орбите со скоростью  $u_k$  и примем скорость убегания на расстоянии орбиты:  $v_{esc} = \sqrt{2GM_1/r_0}$  и радиус орбиты  $r_0$  за единицу:  $v_{esc} = 1$ ;  $r_0 = 1$ . Примем далее, что в системе координат вторичного компонента дисковый ветер обладает аксиальной симметрией<sup>1</sup>, и что вещество в нем движется радиально со скоростью  $v_w$  в пространстве между двумя конусами с углами раствора  $\theta_0$  и  $\theta_1$  (рис.1). Поскольку дисковый ветер обязан своим происхождением аккреционному диску вторичного компонента, который в свою очередь подпитывается из СВ диска, то ось симметрии ветра должна в хорошем приближении совпадать с осью симметрии СВ диска.

В системе координат центра масс двойной системы (в нашем случае главного компонента) частицы ветра, движущиеся в разных

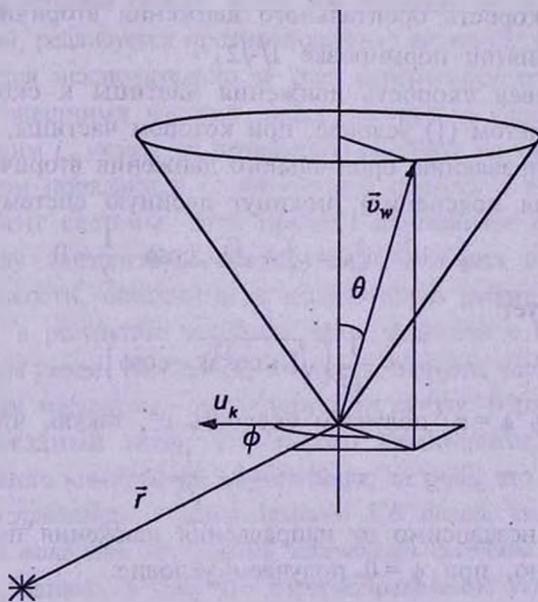


Рис.1. Компоненты скорости дискового ветра в системе координат вторичного компонента.

<sup>1</sup> Это условие выполняется с большой точностью на всем протяжении аккреционного диска вторичного компонента за исключением его периферийных слоев, в которых важную роль могут играть приливные возмущения, вызванные главным компонентом двойной системы.

направлениях, при сложении их вектора скорости с орбитальным движением вторичного компонента будут иметь разные скорости (рис.1). Часть из них может покинуть двойную систему, а часть - остаться в ней. С учетом зеркальной симметрии звездного ветра относительно плоскости СВ диска, вещество ветра остающееся в системе, будет при падении сверху и снизу на СВ диск взаимно гасить вертикальную компоненту скорости и становиться частью диска (подогревая его в результате перехода кинетической энергии вертикальной компоненты скорости в энергию ударных волн и далее в тепло).

Рассмотрим сначала случай, когда углы  $\theta_0$  и  $\theta_1$  близки к  $\pi/2$ , т.е. частицы движутся почти в плоскости орбиты двойной системы. Заметим, что в модели  $\alpha$ -диска Шакуры и Сюняева [15], которая широко применяется в астрофизике молодых звезд, аккреционный диск является геометрически тонким образованием с углом раствора порядка 0.05. Поэтому часть вещества в дисковом ветре может двигаться под малыми углами к плоскости диска. Как мы увидим позже, этот частный случай приводит к результатам, правильным по порядку величины.

Переходя в систему координат, связанную с главным компонентом, получаем радиальную и тангенциальную скорости частиц, покидающих вторичный компонент системы:

$$v_0 = v_w \sin \phi; \quad u_0 = v_w \cos \phi + u_k \quad (1)$$

Здесь  $u_k$  - скорость орбитального движения вторичного компонента, равная в принятой нормировке  $1/\sqrt{2}$ .

Приравняв скорость движения частицы к скорости убегания, получаем с учетом (1) условие, при котором частицы, движущиеся под углом  $\phi$  к направлению орбитального движения вторичного компонента (см. рис.1 для пояснения), покинут двойную систему

$$v_0^2 + u_0^2 - v_{esc}^2 = v_w^2 + \sqrt{2}v_w \cos \phi - \frac{1}{2} = 0. \quad (2)$$

Из него следует:

$$v_w = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{1 + \cos^2 \phi} - \cos \phi \right). \quad (3)$$

Полагая здесь  $\phi = \pi$ , получаем скорость  $v^+$ , такую, что при

$$v_w \geq v^+ = 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (4)$$

все частицы независимо от направления движения покидают систему. Соответственно, при  $\phi = 0$  получаем условие:

$$v_w < v^- = 1 - \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (5)$$

при котором все частицы ветра захватываются двойной системой.

В промежуточной области:  $v^- < v_w < v^+$  существует значение  $\phi$ :

$$\cos \phi_c = \mu_k = \frac{1 - 2v_w^2}{2\sqrt{2}v_w}, \quad (6)$$

которое делит дисковый ветер на две части: частицы движущиеся в направлениях  $|\phi| \leq \phi_c$ , покидают двойную систему, а в направлениях  $|\phi| > \phi_c$  - остаются в ней.

4. *Звездный ветер вторичного компонента и эволюция углового момента СВ диска.* В первом случае, когда все частицы ветра покидают двойную систему, они уносят с собой угловой момент:

$$J = \dot{M}_w j_k = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{u_0 r_0}{j_k} d\phi = \dot{M}_w j_k, \quad (7)$$

где  $\dot{M}_w$  - темп потери массы в виде дискового ветра,  $j_k = r_0 \cdot u_k$  - удельный угловой момент вещества на расстоянии орбиты вторичного компонента, равный в принятых нами единицах  $1/\sqrt{2}$ . Поскольку источником звездного ветра является аккреционный диск вторичного компонента, который в свою очередь питается за счет аккреции вещества из СВ диска, то удельный угловой момент аккрецирующего вещества также равен  $j_k$ . Поэтому в рассмотренной выше ситуации, когда все частицы звездного ветра покидают систему, угловой момент диска уменьшается исключительно за счет уменьшения массы диска. Удельный угловой момент вещества в диске при этом не меняется.

В другом предельном случае, когда все частицы ветра захватываются двойной системой, реализуется противоположная ситуация: угловой момент СВ диска меняется исключительно за счет перераспределения его между внутренними и внешними частями диска: частицы с удельным угловым моментом, большим  $j_k$ , уходят на периферию системы, частицы с меньшим угловым моментом попадают в ее внутренние области и аккрецируют на главный компонент системы. Этот процесс напоминает обмен угловым моментом между элементами аккреционного диска под действием турбулентной вязкости, описанный в классической работе Линден-Белла и Прингла [16], в результате которого часть вещества с более высоким угловым моментом уходит на периферию диска, а другая часть - с меньшим удельным угловым моментом - аккрецирует на звезду. В рассматриваемом здесь случае звездный ветер вторичного компонента, захваченный гравитацией главного компонента, играет такую же роль, что и турбулентная вязкость: *перераспределяет угловой момент СВ диска, стимулируя, тем самым, аккрецию вещества на главный компонент системы.* Существенное отличие состоит, однако, в том, что перераспределение углового момента за счет вязкости имеет локальный характер и происходит между соседними слоями аккреционного диска, тогда как в нашем случае этот процесс обладает значительно большей эффективностью, поскольку имеет *крупномасштабный* характер и затрагивает фактически весь диск.

В промежуточном случае, который наиболее интересен с точки зрения приложений, вещество, покидающее систему, уносит угловой момент:

$$J^- = \dot{M}_w j_k \frac{1}{\pi} \int_0^{\phi_c} \frac{u_0 r_0}{j_k} d\phi. \quad (8)$$

Интегрирование с учетом (5) дает:

$$J^- = \dot{M}_w \frac{\phi_c}{\pi} j^-(v_w), \quad (9)$$

где

$$j^-(v_w) = j_k \left( 1 + \sqrt{2} v_w \frac{\sin \phi_c}{\phi_c} \right). \quad (10)$$

В формуле (9) отношение  $\phi_c/\pi$  - определяет долю вещества, покидающего систему;  $j^-$  - выносимый им удельный угловой момент. Из (10) (см. также рис.2) видно, что он теперь больше орбитального. Последняя особенность является принципиально важной. Она означает, что в результате потери массы двойной системой уменьшается не только угловой момент СВ диска, но также и удельный угловой момент вещества, из которого он состоит, чего не было в первом случае, когда все вещество звездного ветра покидало двойную систему.

Из условия сохранения углового момента нетрудно найти угловой момент, приобретаемый СВ диском в результате захвата вещества звездного ветра:

$$J^+ = J - J^- = \dot{M}_w \frac{\pi - \phi_c}{\pi} j^+(v_w), \quad (11)$$

где

$$j^+(v_w) = j_k \left( 1 - \sqrt{2} v_w \frac{\sin \phi_c}{\pi - \phi_c} \right) \quad (12)$$

- удельный угловой момент, привносимый ветром в СВ диск. Как видно из рис.2, он не только меньше удельного орбитального момента  $j_k$ , но может быть даже отрицательной величиной. Последнее означает, что вещество звездного ветра, захваченное двойной системой, имеет *обратное вращение*.

Таким образом, реализуется следующая ситуация: вещество СВ диска с удельным угловым моментом, близким к орбитальному  $j_k$ , аккрецирует на вторичный компонент и порождает звездный ветер, который частично уходит из двойной системы, а частично захватывается ею и возвращается обратно в СВ диск. При этом вещество покидает систему с удельным угловым моментом  $j^- > j_k$ , а захватывается с удельным угловым моментом  $j^+ < j_k$ , причем часть захваченного вещества вращается в направлении, противоположном вращению СВ диска.

**5. Трехмерная модель.** В трехмерной модели появляется вертикальная компонента скорости ветра  $w_z$ , и в системе координат вторичного компонента соответствующие компоненты скорости

определяются соотношениями (рис.1):

$$v_0 = v_w \sin \phi \sin \theta; \quad u'_0 = v_w \cos \phi \sin \theta, \quad w_0 = v_w \cos \theta, \quad (13)$$

где  $\theta$  - по-прежнему угол между вектором скорости  $\vec{v}_w$  и осью симметрии диска,  $\phi$  - угол между проекцией вектора  $\vec{v}_w$  на экваториальную плоскость и направлением орбитального движения вторичного компонента.

При переходе в систему координат центра масс двойной системы тангенциальная составляющая скорости ветра  $u'$  складывается со скоростью орбитального движения:  $u_0 = u'_0 + u_k$ . В результате квадрат скорости частицы в системе координат центра масс системы зависит не только от азимута  $\phi$ , но и от угла  $\theta$ :  $v_w^2 + u_k^2 + 2u_k \cdot v_w \cos \phi \sin \theta$ . Приравнявая его снова квадрату скорости убегания на расстоянии  $r_0$ , определяемой по условию задачи главным компонентом системы (и принятой нами за единицу), получаем вместо (2):

$$v_w^2 + \sqrt{2} v_w \sin \theta \sin \phi - \frac{1}{2} = 0. \quad (14)$$

Отсюда для каждого фиксированного угла  $\theta$  получаем значения скорости  $v^+$  и  $v^-$ , аналогичные по смыслу (4) и (5):

$$v^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{1 + \sin^2 \theta} + \sin \theta \right); \quad v^- = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \sqrt{1 + \sin^2 \theta} - \sin \theta \right), \quad (15)$$

такие, что при  $v_w > v^+$  все частицы ветра, независимо от азимута первоначального движения  $\phi$ , покидают систему, а при  $v_w < v^-$  - наоборот, все частицы захватываются гравитацией главного компонента. Соответственно, в промежуточной области:  $v^- < v_w < v^+$  существует критический угол  $\phi_c$ :

$$\cos \phi_c = \frac{1 - 2v_w^2}{2\sqrt{2}v_w \sin \theta}, \quad (16)$$

который, как и прежде, делит ветер на две зоны: При  $\phi \leq \phi_c$  частицы ветра покидают двойную систему, вынося удельный угловой момент

$$j^-(v_w, \theta) = \frac{j_k}{\phi_c} \int_0^{\phi_c} \left( 1 + v_w \sqrt{2} \sin \theta \cos \phi \right) d\phi = j_k \cdot \left( 1 + v_w \sqrt{2} \sin \theta \frac{\sin \phi_c}{\phi_c} \right), \quad (17)$$

который, как видно из этого соотношения, всегда больше орбитального. При  $\phi > \phi_c$  частицы ветра остаются в системе и присоединяются к СВ диску с удельным угловым моментом

$$j^+(v_w, \theta) = \frac{j_k}{\pi - \phi_c} \int_{\phi_c}^{\pi} \left( 1 + v_w \sqrt{2} \sin \theta \cos \phi \right) d\phi = j_k \cdot \left( 1 - v_w \sqrt{2} \sin \theta \frac{\sin \phi_c}{\pi - \phi_c} \right), \quad (18)$$

меньшим орбитального.

На рис.2а показано отношение  $\phi_c/\pi$ , определяющее долю вещества дискового ветра, движущегося под углом  $\theta$  к оси симметрии диска и уходящего из двойной системы, как функция безразмерной скорости ветра  $v_w$ . На рис.2б приведены отношения  $j^+/j_k$  и  $j^-/j_k$ , рассчитанные по формулам (17) и (18), как функции скорости ветра  $v_w$  для трех

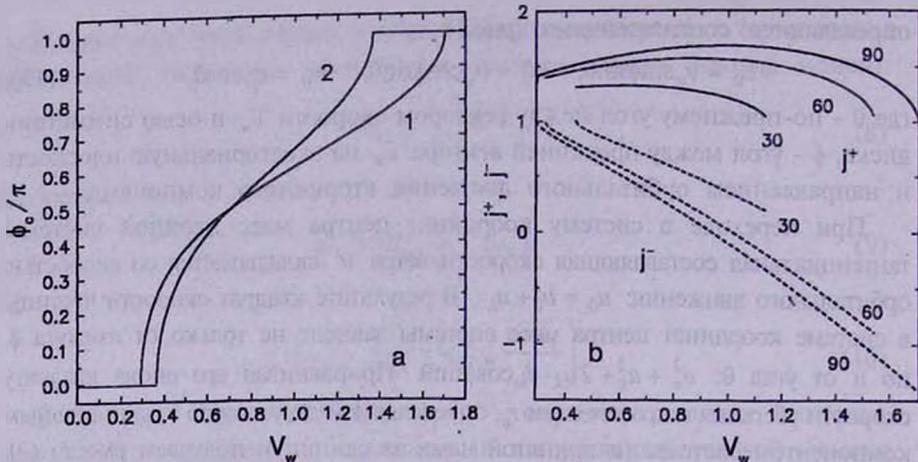


Рис.2а. Доля вещества дискового ветра, покидающего двойную систему, как функция безразмерной скорости ветра  $v_w$  для двух значений угла  $\theta$  между вектором скорости  $\vec{v}_w$  и осью симметрии СВ диска: 1 -  $\theta = 90^\circ$ , 2 -  $\theta = 45^\circ$ ; б - удельный угловой момент вещества, выносимый из двойной системы звездным ветром вторичного компонента ( $j^-$ ) и добавляемый в двойную систему при частичном захвате ветра ( $j^+$ ), как функции скорости ветра  $v_w$  для значений угла  $\theta = 30, 60$  и  $90^\circ$  (удельный угловой момент орбитального движения  $j_k$  принят за единицу). Эксцентриситет орбиты вторичного компонента  $e = 0$ .

значений угла  $\theta$ :  $90, 60$  и  $30$  градусов. Видно, что при  $v_w \geq 1$  и углах  $\theta \geq 45^\circ$  удельный угловой момент вещества, захватываемого двойной системой, является величиной отрицательной. Это означает, что при определенных условиях в двойной системе возможно формирование подсистемы газа с обратным вращением.

Нетрудно показать, что в предельном случае, когда все частицы звездного ветра покидают двойную систему, они выносят угловой момент, определяемый соотношением (7). Когда часть ветра покидает двойную систему, а часть захватывается ею, выносимый звездным ветром угловой момент определяется соотношением:

$$J^- = 2 \cdot \int_{\theta_0}^{\theta_1} \dot{m}_w(\theta) \cdot \frac{\phi_c}{\pi} j^-(v_w, \theta) \sin \theta d\theta, \quad (19)$$

где  $\dot{m}_w$  - темп истечения вещества в дисковом ветре в элементарном сегменте телесного угла в направлениях, составляющих угол  $\theta$  с осью симметрии диска,  $j^-(v_w, \theta)$  - среднее значение удельного углового момента, уносимого частицами ветра в указанных направлениях, определяемое формулой (17), множитель 2 учитывает тот факт, что истечение вещества происходит в двух симметрично расположенных относительно плоскости СВ диска конусах.

**6. Обсуждение.** Следует отметить прежде всего определенную аналогию между рассмотренным выше сценарием захвата вещества звездного ветра и классическим случаем перетекания вещества в тесной двойной системе, один из компонентов которой заполняет полость Роша. В обоих случаях

часть вещества покидает систему, часть аккрецирует на второй компонент, в результате чего образуется общая оболочка (см., например, [17]). Существенное отличие этих двух ситуаций состоит в том, что в тесной двойной системе источником вещества являются сами звезды, причем, как правило, главный компонент системы, тогда как в нашем случае источником звездного ветра является аккреционный диск маломассивного компонента, который в свою очередь питается за счет аккреции вещества из СВ диска. Возвращая ему часть вещества, но уже с меньшим удельным угловым моментом, вторичный компонент стимулирует аккреционную активность молодой двойной системы. Если его орбита находится вблизи основной массы вещества СВ диска (характерный радиус этой зоны обычно порядка 10 а.е.), то тогда, как показано в [5], маломассивный компонент может аккрецировать на себя больше вещества, чем главный компонент системы. Этим и определяется его важная роль в качестве звезды-донора и регулятора аккреционной активности двойной системы. Это позволяет говорить о двухкаскадном механизме аккреции, в котором маломассивный компонент играет роль промежуточного звена.

**6.1 Эффективность механизма.** Оценки показывают, что рассмотренный выше сценарий эволюции углового момента СВ диска обладает достаточно высокой эффективностью. Действительно, если вторичным компонентом является, например, звезда типа Т Тельца, то, как отмечалось в п.2, темп потери массы такой звездой может быть порядка  $10^{-7} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ . Это означает, что за время жизни звезды до прихода на главную последовательность (порядка  $10^6$  лет [8]) она может аккрецировать все вещество околозвездного диска, составляющего по массе в среднем порядка 10% массы самой звезды [18]. Если главным компонентом системы является звезда Ae/Be Хербига, то при массе этой звезды  $3 \cdot M_{\odot}$  и расстоянии между компонентами порядка 5-10 а.е. скорость убегания  $v_{\text{esc}}$  будет сравнима с характерной скоростью дискового ветра от звезды типа Т Тельца. В результате заметная часть звездного ветра вторичного компонента будет захвачена двойной системой и вернется обратно в СВ диск, но уже с меньшим или даже отрицательным удельным угловым моментом. Такой круговорот вещества в СВ диске может произойти многократно за время активной фазы эволюции молодой пары, каждый раз уменьшая удельный угловой момент диска. *Это означает, что аккреционная активность молодой двойной системы с неравными по массе компонентами и "оптимальным" расстоянием между ними должна быть существенно выше, по сравнению с одиночной молодой звездой.* Соответственно время жизни таких дисков должно быть существенно короче по сравнению с одиночными звездами.

**6.2. Вертикальная структура СВ диска и ИК избытки излучения молодых звезд.** Захват вещества звездного ветра вторичного

компонента радикальным образом меняет вертикальную структуру СВ диска: в результате того, что вещество звездного ветра сначала поднимается над плоскостью СВ диска и затем падает на него, увеличивается эффективная толщина диска (рис.3б). Поскольку часть дискового ветра образуется в холодной области аккреционного диска, где пыль не успела сублимировать, то наряду с газом в звездном ветре должна присутствовать также и пыль. Появление пыли над СВ диском (при наличии заметной оптической толщины) должно дать дополнительный вклад в ИК излучение двойной системы.

Это обстоятельство имеет важное значение в свете известных трудностей, связанных с интерпретацией ИК избытков излучения молодых звезд [19-21]: они часто оказываются больше предсказываемых на основе существующих моделей аккреционных дисков, в которых диск нагревается излучением звезд. В принципе такие расхождения могут означать, что кроме излучения звезды диск подогревается еще и турбулентным трением [22]. Такая интерпретация, однако, приводит к слишком большим значениям темпа аккреции и противоречит наблюдениям [23]. Поэтому для устранения этого расхождения предложен ряд модификаций моделей околозвездных пылевых дисков [23,24], представляющих собой гибриды стандартной модели диска и пылевой оболочки. Однако физические основы таких гибридных моделей в случае одиночных звезд не вполне ясны.

Другое дело, если молодая звезда является двойной системой. В

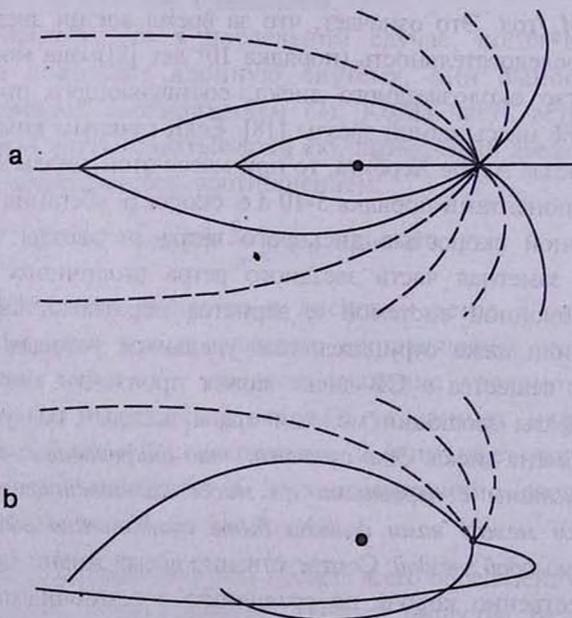


Рис.3. Схематическая картина, иллюстрирующая движение частиц дискового ветра вторичного компонента: а) - в проекции на картинную плоскость, б) - в проекции на СВ диск. Пунктирными линиями обозначены траектории частиц, покидающих двойную систему.

этом случае, как мы убедились выше, образование протяженной оболочки вполне возможно. Учитывая высокую частоту встречаемости двойных систем среди молодых звезд, естественно поэтому предположить, что *более мощный по сравнению с предсказываемым стандартной моделью диска ИК-избыток излучения является индикатором двойственности молодой звезды с неравным отношением масс компонентов и оптимальным (в указанном выше смысле) расстоянием между ними.*

**6.2.1. Загадка WTTS.** С этих позиций можно подойти и к объяснению феномена молодых звезд, известных в литературе под названием *weak T Tauri stars*, или WTTS. Эти звезды имеют такой же возраст, что и обычные (классические) звезды типа Т Тельца, и отличаются от них низким уровнем эмиссионной активности и малыми ИК-избытками излучения [25]. Их обнаружение в областях звездообразования [26] оказалось полной неожиданностью для астрономов, и до сих пор, насколько нам известно, нет общепринятого объяснения этого странного явления.

С учетом сказанного выше возможны две интерпретации низкой аккреционной активности таких звезд. Согласно первой из них WTTS - это двойные системы, в которых рассмотренный выше механизм усиленной аккреционной активности уже сработал, в результате чего вокруг них почти не осталось околзвездного вещества. Во втором случае WTTS - это, наоборот, молодые звезды с "недоразвитыми" околзвездными дисками. Это могут быть одиночные молодые звезды или двойные системы, параметры которых далеки от оптимальных. Поэтому их околзвездные диски близки к стандартным моделям геометрически тонких аккреционных дисков, обладающих низкими ИК светимостями. Ответ на вопрос, какой из этих двух сценариев имеет место, может дать сравнительный анализ двойственности WTTS и классических звезд типа Т Тельца, который должен включать не только анализ расстояний между компонентами двойных систем, но и отношений их масс.

**6.3. Звезды типа UX Ori.** Звезды этого типа относятся к числу фотометрически наиболее активных молодых звезд, амплитуды оптической переменности которых достигают 2-3 звездных величин. В минимумах блеска, обусловленных затмениями звезд околзвездными пылевыми облаками, наблюдается рост линейной поляризации до 5-8%, связанный с увеличением вклада рассеянного излучения околзвездной пыли [27,28]. При этом, как показывают расчеты [29], для объяснения наблюдаемой степени поляризации необходим пылевой диск с углом раствора, заметно превышающим угол раствора классического аккреционного диска. С аналогичной проблемой сталкивается также интерпретация ИК-избытка излучения самой UX Ori: в ближней ИК-области спектра интенсивность излучения заметно выше по сравнению с модельными распределениями

энергии, рассчитанными на основе стандартных моделей дисков [21].

Кроме того, имеются указания на то, что распределение пыли в околозвездных дисках звезд типа UX Oг1 сильно отклоняется от аксиальной симметрии, и высказано предположение, что подобные отклонения связаны с присутствием у этих звезд маломассивных компонентов [30,31]. На это, в частности, указывает циклический характер изменений блеска этих звезд. Оценки расстояний между компонентами, основанные на продолжительности циклов, дают значения порядка 5-10 а.е. С учетом того, что массы звезд типа UX Oг1 порядка  $2-3 \cdot M_{\odot}$ , получается, что параметры предполагаемых двойных близки к "оптимальным" параметрам двойных систем, в которых имеет место частичный захват вещества звездного ветра вторичного компонента.

Таким образом, рассмотренная выше модель позволяет предложить разумное объяснение перечисленным выше особенностям звезд типа UX Oг1 и заслуживает более детального количественного анализа.

Следует отметить, что согласно [28,32,33] звезды типа UX Oг1 отличаются от фотометрически спокойных звезд тех же спектральных классов ориентацией околозвездных дисков: с ребра или под небольшим углом к лучу зрения. Если диск ориентирован к наблюдателю под углом, близким к  $\pi/2$ , то такая звезда должна быть фотометрически спокойной (если, разумеется, отсутствуют другие источники переменности блеска). Если она является двойной и реализуется рассмотренный выше сценарий захвата звездного ветра вторичного компонента, то из-за нарушения аксиальной симметрии в распределении околозвездной пыли должна наблюдаться периодическая модуляция параметров Стокса рассеянного излучения. Легко показать, что в случае круговой орбиты степень линейной поляризации будет постоянной, тогда как ее позиционный угол будет меняться с периодом, равным половине орбитального. В случае вытянутой орбиты периодическая модуляция с орбитальным периодом будет присутствовать в изменениях степени поляризации, тогда как позиционный угол поляризации будет, по-прежнему, меняться с периодом, равным половине орбитального. Таким образом, патрульные наблюдения поляризации фотометрически спокойных молодых звезд могут стать ценным источником информации о двойственности таких звезд, которую практически невозможно получить другими методами.

**6.4. Циклы аккреционной активности в молодых двойных системах.** В рассмотренной выше модели молодой двойной системы ключевым параметром является отношение скорости звездного ветра к скорости убегания на расстоянии орбиты вторичного компонента, определяемой главным компонентом системы. В случае эллиптической орбиты этот параметр является периодической функцией времени. В случае сильно вытянутой орбиты возможна ситуация, когда на внешней

части орбиты  $v_{\text{в}} \gg v_{\text{орб}}$  и звездный ветер вторичного компонента полностью покидает двойную систему, тогда как на внутренней части орбиты имеет место обратная картина. В этом случае должна наблюдаться сильная модуляция аккреционной активности главного компонента двойной системы с периодом, равным орбитальному.

Следует заметить, что кроме звездного ветра, захватываемого двойной системой, дополнительным источником вещества, питающего аккреционный диск главного компонента, могут быть также потоки вещества из СВ диска, существование которых предсказано в работе Артимовича и Любова [5]. Согласно [5] эффективность этого механизма также увеличивается с уменьшением расстояния между компонентами системы. Кроме того, часть вещества может перетекать на главный компонент из периферийных слоев аккреционного диска вторичного компонента в результате приливных возмущений, которые также максимальны в периастрии орбиты. Таким образом, темп поступления вещества в аккреционный диск главного компонента от всех трех источников увеличивается при сближении компонентов.

Поскольку в случае сильно вытянутой орбиты вторичный компонент большую часть времени проводит в апоастрии орбиты, приближаясь к главному компоненту лишь на короткое время, то аккреционная активность таких звезд должна носить ярко выраженный импульсный характер: вспышки активности должны чередоваться с длительными паузами (рис.4). Таким же импульсным по своему характеру должно быть и истечение вещества из главного компонента системы.

6.4.1. Вспышки фуоров и родственные явления. Подобная форма

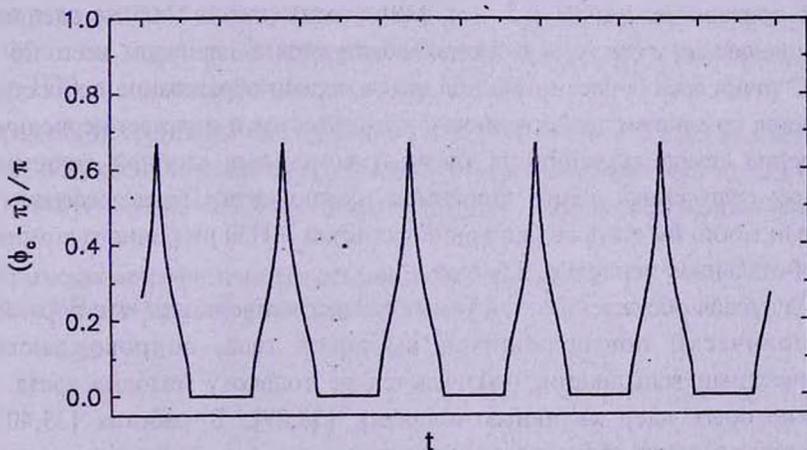


Рис.4. Иллюстрация к предлагаемой модели формирования периодических структур в узкоколлимированных джетах: показана доля вещества дискового ветра вторичного компонента, захваченного главным компонентом двойной системы, как функция времени в случае сильно вытянутой орбиты ( $e=0.8$ ). Отношение скорости ветра к скорости убегания в апоастрии орбиты равно 0.5, угол  $\theta = 45^\circ$ .

аккреционной активности идеально подходит для объяснения вспышек фуоров, природа которых до сих пор не вполне ясна. Хартманн и Кеньон [34] связывают это явление с увеличением темпа аккреции околозвездного вещества на молодую звезду. Статистика таких событий указывает на то, что они неоднократно повторяются у одних и тех же звезд. Предполагается, что резкое усиление темпа аккреции может быть следствием неустойчивостей, развивающихся в массивных околозвездных дисках [35]. Однако по данным наблюдений в миллиметровом диапазоне (см. обзор [18]), массы околозвездных дисков у большинства звезд типа Т Тельца находятся в пределах от 0.01 до 0.1 масс самих звезд, то есть, эти диски не являются массивными.

Рассмотренная выше двухкаскадная модель аккреции указывает на возможность более простого объяснения явления фуора в рамках модели молодой двойной системы с маломассивным компонентом, находящимся на сильно вытянутой орбите. Вспышка фуора в этой модели совпадает с моментом наибольшего сближения компонентов системы, когда эффективность захвата ветра вторичного компонента (а следовательно, и аккреционная активность главного компонента системы) максимальна.

Эта же модель может дать ключ к пониманию еще одного интересного явления, наблюдаемого у ряда молодых звезд с узкоколлимированными джетами: на изображениях джетов, полученных с высоким пространственным разрешением, отчетливо видны периодически повторяющиеся яркие конденсации [36,37]. Имеются попытки объяснить образование таких конденсаций в рамках магнитогидродинамических моделей [14]. Однако характерное время между выбросами джетов в этих моделях получается слишком коротким по сравнению с наблюдаемым. Например, в объекте HH30 интервал времени между последовательными выбросами струек газа составляет около 2.5 лет [38], тогда как в МГД-моделях [14] периодические структуры в джетах образуются с периодом всего 26 дней.

С точки зрения рассмотренной выше модели образование таких структур является признаком двойственности этих объектов и отражает периодическое усиление темпа аккреции на главный компонент двойной системы при тесных сближениях с ним вторичного компонента. Подтверждением этой модели могло бы стать обнаружение у объекта HH30 вторичного компонента с орбитальным периодом 2.5 года.

Завершая обсуждение этой темы, следует подчеркнуть, что образование периодически повторяющихся выбросов газа, сопровождающихся оптическими вспышками, наблюдается не только у молодых звезд, но и у некоторых ядер активных галактик [38,39]. В работах [39,40] для объяснения таких эффектов предложены модели двойных ядер, в которых вещество из аккреционного диска одного из компонентов перетекает под действием приливных сил на более массивный компонент. Рассмотренная нами модель в идейном отношении близка к указанным моделям и

отличается от них тем, что мы рассматриваем другой механизм возврата вещества из аккреционного диска вторичного компонента в двойную систему с последующей аккрецией на главный компонент системы. Эта аналогия между физическими процессами, протекающими на столь разных по своим масштабам астрофизических объектах, представляется нам весьма интересной. Она может служить дополнительным аргументом в пользу двойственности молодых звезд как источника ритмов их аккреционной активности.

7. *Заключение.* Основные результаты данной статьи можно суммировать следующим образом:

1. Показано, что в рамках модели молодой двойной системы, компоненты которой заметно отличаются по массам, существует механизм, способный оказывать сильное воздействие на параметры СВ диска и аккреционную активность главного компонента системы. Им является частичный захват вещества дискового ветра вторичного компонента гравитацией главного компонента системы. В результате этого увеличивается эффективная геометрическая толщина СВ диска, а следовательно, и его способность больше поглощать и рассеивать излучение главного компонента. Поэтому ИК-светимость и собственная поляризация молодой двойной системы должны быть всегда выше по сравнению с молодой одиночной звездой и должны быть периодическими функциями времени.

2. В случае сильно вытянутой орбиты аккреционная активность главного компонента двойной системы приобретает импульсный характер. Именно такой режим аккреции необходим для объяснения вспышек фуоров и образования периодических структур в узкоколлимированных джетах, наблюдаемых у некоторых звезд. Доказательством того, что природа этих явлений действительно связана с двойственностью молодых звезд, могло бы служить обнаружение вторичного компонента у молодого объекта H30 с периодом орбиты около 2.5 лет.

Выражаю искреннюю благодарность В.А.Антонову и Ю.Н.Гнедину за полезные обсуждения и замечания. Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N99-02-18520 и государственной программы "Астрономия".

<sup>1</sup> Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский университет, Россия

# STELLAR WIND AS A STIMULATOR OF ACCRETION ACTIVITY IN YOUNG BINARY SYSTEMS

V.P.GRININ

The young binary system with the ratio of mass components  $M_2/M_1 \ll 1$  is considered. In such a system the low velocity part of the wind of the low mass component (so called the disk wind) can be partly captured by the gravity of the primary component. It is shown, that it results the large scale redistribution of the matter and angular momentum between internal and external parts of the gas and dust disk surrounded the binary and, as a consequence, an increase of the accretion rate onto the primary component. In the case of non-circular orbit the accretion rate has to be the periodical function of time and in the case of the highly eccentric orbit the accretion process becomes impulsive. Since the dust can be present in the disk wind of the secondary component, the capture of the stellar wind will lead to an increase of the effective geometrical thickness of the gas and dust disk. For this reason the infrared (IR) excesses of the radiation of such stars (especially in the near IR region of spectrum) and their intrinsic polarization can be significantly larger in compare with the case of a single star surrounded with the circumstellar disk of the same mass, and their behaviour can be periodical in a certain time. Besides, the orbital period can also exist in the variations of the brightness of the young binary system due to the deviations of the axial symmetry in the dust distribution in the disk. The role of these effects in the physics of the young stars is discussed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *A.M.Ghez*, in "Evolutionary Processes in Binary Stars", eds. R.A.M.J. Wijers et al., Kluwer Acad. Publ., 1996, p.1.
2. *R.D.Mathieu*, *ibid*, p.11.
3. *D.N.C.Lin, J.C.B.Papaloizou*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **191**, 37, 1979.
4. *P.Goldreich, S.Tremain*, *ARA&A*, **20**, 249, 1982.
5. *P.Artimowics, S.H.Lubov*, *Astrophys. J.*, **467**, L77, 1996.
6. *M.R.Bate, I.A.Bonnell*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **285**, 33, 1997.
7. *S.J.Wolk, S.C.Beck*, *PASP* **102**, 323, 1990.
8. *G.Basri, C.Bertout*, in "Protostars and Planets III", eds. E.H.Levy, J.I.Lunine, Univ. of Arisona Press, Tucson, 1993, p.543.
9. *J.Kwan, E.Tadamaru*, *Astrophys. J.*, **332**, L41, 1988.
10. *A.Königl*, in "Disks and Outflows around Young stars", eds. S.Bekwith et al.,

Springer, 1996, p.282.

11. *G.A.Hirth, R.Mundt, J.Solf*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 929, 1994.
12. *P.Hartigan, S.E.Edwards, L.Ghandour*, *Astrophys. J.*, **436**, 125, 1995.
13. *I.Appenzeller, R.Mundt*, *Astron. Astrophys. Rev.* **1**, 291, 1989.
14. *A.P.Goodson, K.-H.Böhm, R.Winglee*, *Astrophys. J.*, **524**, 142, 1999.
15. *N.I.Shakura, R.A.Sunyaev*, *Astron. Astrophys.* **24**, 337, 1973.
16. *D.Lynden-Bell, J.E.Pringle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **168**, 603, 1974.
17. *N.Mastrodemos, M.Morries*, *Astrophys. J.*, **523**, 357, 1999.
18. *A.Natta, V.P.Grinin, V.Mannings*, in "Protostars and Planets. IV", Eds. F.Adams et al, 2000.
19. *S.J.Kenyon, L.Hartmann*, *Astrophys. J.*, **323**, 714, 1987.
20. *E.I.Chiang, P.Goldreich*, *Astrophys. J.*, **490**, 368, 1997.
21. *A.Natta, T.Prusti, R.Neri et al*, *Astron. Astrophys.* **350**, 541, 1999.
22. *L.A.Hillenbrand, S.E.Strom, F.J.Vrba, J.Keene*, *Astrophys. J.*, **397**, 613, 1992.
23. *N.Calvet, L.Hartmann, S.J.Kenyon, B.A.Whitney*, *Astrophys. J.*, **434**, 330, 1994.
24. *A.Natta*, *Astrophys. J.*, **412**, 761, 1993.
25. *T.Montmerle, E.D.Feigelson, J.Bouvier, P.Andre*, in "Protostars and Planets III", eds. E.H.Levy, J.I.Lunine, Univ. of Arizona Press, Tucson, 1993, p.689.
26. *F.M.Walter*, *Astrophys. J.*, **306**, 573, 1986.
27. *В.П.Грунин*, *Письма в Астрон. ж.* **14**, 65, 1988.
28. *V.P.Grinin, N.N.Kiselev, N.Kh.Minikhulov, G.P.Chernova, N.V.Voshchinnikov*, *Astrophys. Space Sci.*, **186**, 283, 1991.
29. *A.N.Rostopchina, V.P.Grinin, A.Okazaki, S.Kikuchi et al*, *Astron. Astrophys.*, **327**, 145, 1997.
30. *В.П.Грунин, А.Н.Ростопчина, Д.Н.Шаховской*, *Письма в Астрон. ж.*, **24**, 925, 1998.
31. *А.Н.Ростопчина, В.П.Грунин, Д.Н.Шаховской*, *Письма в Астрон. ж.*, **25**, 291, 1999.
32. *V.P.Grinin*, *Astron. Astrophys. Transactions*, **3**, 17, 1992.
33. *A.Natta, V.P.Grinin, V.Mannings, H.Ungerechts*, *Astrophys. J.*, **491**, 885, 1997.
34. *L.Hartmann, S.Kenyon*, *Astrophys. J.*, **299**, 462, 1985.
35. *L.Hartmann, S.Kenyon, P.Hartigan*, in "Protostars and Planets III", eds. E.H.Levy, J.I.Lunine, Univ. of Arizona Press, Tucson, 1993, p.497.
36. *S.Edwards, T.P.Ray, R.Mundt*, *ibid*, p.567.
37. *C.J.Burrows et al*, *Astrophys. J.*, **473**, 437, 1996.
38. *Е.Белоконь*, *Астрон. ж.*, **68**, 1, 1991.
39. *M.S.Begelman, R.D.Blandford, M.J.Rees*, *Nature*, **287**, 307, 1980.
40. *A.Sillanpää, S.Haarala, M.J.Valtonen et al*, *Astrophys. J.*, **325**, 628, 1988.

УДК: 524.354.4

РЕЛАКСАЦИЯ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA  
В РАМКАХ ОТО. КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ  
НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 31 мая 2000

Принята к печати 10 июля 2000

Проведено сравнение ранее развитой теории релаксации угловой скорости пульсаров в рамках ОТО с наблюдательными данными для пульсара Vela на основе кварковой модели нейтронной звезды. Найлены относительные моменты инерции и местоположения областей релаксации. Показано, что модель нейтронной звезды с нормальной кварковой материей не согласуется с наблюдениями релаксации угловой скорости пульсаров.

1. *Введение.* Известно, что угловая скорость большого количества пульсаров, помимо всеобщего векового изменения порядка  $|\dot{\Omega}|/\Omega \approx 10^{-13} + 10^{-11} \text{с}^{-1}$ , претерпевает также скачки порядка  $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-6} + 10^{-9}$  [1-5]. Из первых же наблюдений стало ясно, что для объяснения как скачка, так и характерных времен послескачковой релаксации необходимо вовлечение сверхтекучей компоненты внутри нейтронной звезды [6-14]. В сверхтекучем состоянии находятся нейтроны в ядре и внутренней коре звезды. Протоны, составляющие до 5% от числа нейтронов, образуют сверхпроводящий конденсат в ядре звезды. Теория скачков и релаксации угловой скорости пульсаров на основе динамики движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в ядре нейтронной звезды рассмотрена в [12-14]. Кластер нейтронно-протонных вихрей, возникающий из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов нейтронной жидкостью, движется с чрезвычайно большим трением, обусловленным рассеянием нормальных электронов на магнитном поле кластера, порядка  $10^{14}$  Гс. Вследствие этого после скачка угловой скорости пульсара происходит релаксационный процесс с характерными временами, согласующимися с наблюдательными данными.

Обобщение уравнений движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в рамках ОТО было проведено в [15,16]. Полученные уравнения были использованы для теории послескачкового поведения угловой скорости пульсара Vela в  $\Omega$ -приближении [17]. Сравнения теории релаксации угловой скорости пульсаров с наблюдательными данными для шести скачков пульсара Vela [1] были проведены в [14,18]. Это позволило найти относительные моменты инерции областей, ответственных за релаксацию,

с учетом поправок ОТО в квадратичном по угловой скорости приближении. На одной из стандартных моделей нейтронной звезды ( $M = 1.4 M_{\odot}$ ,  $R \approx 10 \text{ км}$ ,  $I \approx 10^{45} \text{ г.см}^2$  [19]), с уравнением состояния из [20], были найдены также местоположения этих областей в ядре звезды. Развита таким образом теория релаксации угловой скорости пульсаров на основе динамики сверхтекучей системы в ядре нейтронной звезды находится в хорошем согласии с наблюдениями и подтверждает стандартную модель нейтронной звезды [19] как приемлемую модель пульсара.

Однако в последнее время рассматриваются также модели нейтронных звезд с уравнениями состояния, приводящими при определенных значениях плотности к "выдавливанию" кварков из нуклонов и образованию кварковой ферми-жидкости. Между тем сравнение теории релаксации угловой скорости пульсаров с наблюдениями может ответить на вопрос, насколько реалистичны такие модели нейтронных звезд.

Цель данной работы - провести сравнение теории релаксации угловой скорости пульсаров с учетом поправок ОТО с наблюдательными данными пульсара Vela, используя модель нейтронной звезды с кварковой центральной частью ядра.

Вращение нейтронной звезды считается аксиально-симметричным, а поведение сверхтекучей жидкости рассматривается в гидродинамическом приближении. Кварковая материя считается нормальной.

2. *Уравнения движения.* Уравнения движения для угловой скорости сверхтекучей компоненты  $\Omega_s(r, t)$  и нормальной компоненты  $\Omega_e(t)$  нейтронной звезды в рамках ОТО имеют вид [17,18]:

$$\frac{\partial \omega_s}{\partial t} = -\frac{\omega_s}{\tau} + \frac{\omega_e}{\tau} q, \quad (1)$$

$$\frac{d \omega_e}{dt} + p_0 \int_0^1 \frac{\partial \omega_s}{\partial t} q^{-1} dy = -\gamma. \quad (2)$$

Здесь  $\omega_s$ ,  $\omega_e$  и  $q$  - безразмерные величины, определяемые как

$$\omega_s = \frac{\Omega_s(r, t)}{\Omega_s(r, 0)}, \quad \omega_e = \frac{\Omega_e(t)}{\Omega_e(0)}, \quad q = \frac{\Omega_e(0)}{\Omega_s(r, 0)},$$

где  $\Omega_e(0)$  и  $\Omega_s(r, 0)$  - начальные значения для  $\Omega_e(t)$  и  $\Omega_s(r, t)$  сразу после скачка,  $p_0 = I_s/I_e$  - относительный момент инерции сверхтекучей компоненты,  $\gamma = K_{ext}/I_e \Omega_e(0)$ ,  $K_{ext}$  - внешний тормозящий момент сил, действующих на звезду. Время релаксации  $\tau$  в (1) определяется как

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2 n_s \pi \hbar}{n_e \eta} (1 + \kappa). \quad (3)$$

Здесь  $n_e \eta$  представляет собой коэффициент трения единицы длины вихря с нормальной компонентой,  $\kappa = g_{03}/\Omega_e g_{33}$ , где компоненты метрического тензора  $g_{\alpha\beta}$  в  $\Omega$ -приближении в сферических координатах  $(R, \theta, \varphi)$  имеют вид:

$$g_{00} = -e^{\nu}, \quad g_{11} = e^{\lambda}, \quad g_{22} = R^2, \quad g_{33} = R^2 \sin^2 \theta, \quad g_{03} = \omega R^2 \sin^2 \theta.$$

Функции  $\nu, \lambda, \omega$  находятся из уравнений Эйнштейна

$$G_k^l = 8\pi T_k^l,$$

и в дальнейшем будем считать их данными величинами [21-23].

Решение уравнений (1),(2) в трехслойной модели областей релаксации [14,18] приводит к следующей зависимости частоты вращения пульсара от времени:

$$\nu(t) = \nu_0 - \frac{\nu_0}{\tau_0} t - \sum_{j=s,i,l} \frac{P_j}{1+P_j} \Delta\nu \left(1 - e^{-t/\tau_j}\right), \quad (4)$$

где суммирование ведется по, так называемым, активным областям в  $s, i, l$  - слоях, ответственным за релаксацию [14,18], при этом

$$\tau_0 = \frac{1+P_l}{\gamma}, \quad \tau_j = \frac{\tau_j}{1+P_j}, \quad j = s, i, l,$$

а  $P_j$  - относительный момент инерции активной области  $j$ -го слоя. Для наблюдаемой величины  $\dot{\nu}(t)$  получаем из (4):

$$\dot{\nu}(t) = -\frac{\nu_0}{\tau_0} - \sum_{j=s,i,l} \frac{P_j}{1+P_j} \frac{\Delta\nu}{\tau_j} e^{-t/\tau_j}, \quad (5)$$

где  $\Delta\nu$  - величина скачка частоты вращения пульсара.

3. *Сравнение с наблюдениями.* Для сравнения развитой теории релаксации угловой скорости пульсаров с наблюдательными данными для пульсара Vela воспользуемся интерполяционной формулой из [1], которая имеет следующий вид:

$$\dot{\nu}(t) = \dot{\nu}_0 + \dot{\nu}_l + \dot{\nu}_s e^{-t/\tau_s} + \dot{\nu}_i e^{-t/\tau_i} + (\ddot{\nu}_0 + \ddot{\nu}_l)t. \quad (6)$$

Значения параметров  $\dot{\nu}_0, \dot{\nu}_l, \dot{\nu}_s, \dot{\nu}_i, \ddot{\nu}_0, \ddot{\nu}_l$  для шести послескачковых наблюдений пульсара Vela приведены в [1]. Сравнение (5) и (6) позволяет

найти относительные моменты инерции активных областей  $\frac{I_{ss}}{I_e}, \frac{I_{sl}}{I_e}$  и  $\frac{I_{sl}}{I_e}$  в  $s, i, l$  - слоях соответственно, значения которых для шести скачков приведены в табл.1. Для каждого скачка на модели нейтронной звезды

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ В  $s, i, l$  - СЛОЯХ ПОСЛЕ ШЕСТИ СКАЧКОВ ПУЛЬСАРА Vela

	$\left(\frac{I_{ss}}{I_e}\right) \times 10^{-3}$	$\left(\frac{I_{sl}}{I_e}\right) \times 10^{-3}$	$\frac{I_{sl}}{I_e}$
1	1.98	17.8	0.28
2	1.58	13.1	0.18
3	0.44	3.53	0.517
4	2.41	11.3	0.416
5	0.81	1.89	0.43
6	2.48	5.5	0.108

можно найти области релаксации, характеризующиеся соответствующими временами релаксации  $\tau$ , и моментом инерции  $I_y$ .

В качестве модели нейтронной звезды мы выбрали конфигурацию с массой  $M = 1.4 M_\odot$ , радиусом  $R = 10.3$  км и полным моментом инерции  $I = 38.38 \cdot 10^{43}$  гсм<sup>2</sup> [21-23]. Центральная часть ядра звезды содержит область кварковой материи, которая считается нормальной. Эффективный момент инерции нормальной части равен  $I_e = 19.77 \cdot 10^{43}$  гсм<sup>2</sup>. В табл.2

Таблица 2

### МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ В $s, i, l$ - СЛОЯХ ПОСЛЕ ШЕСТИ СКАЧКОВ ПУЛЬСАРА Vela

	l-слой, км	i-слой, км	s-слой, км
1	7.95-8.28	8.28-8.335	8.585-8.595
2	7.96-8.315	8.315-8.36	8.698-8.702
3	7.96-8.45	8.45-8.46	8.6995-8.7005
4	7.96-8.345	8.345-8.375	8.627-8.633
5	7.96-8.548	8.548-8.552	8.6295-8.6305
6	7.97-8.49	8.50-8.52	8.697-8.703

указаны местоположения активных областей релаксации в  $s, i, l$  - слоях после шести скачков пульсара Vela. В табл.3 приведены значения  $I_{sl}/I_e$ , полученные из сравнения теории с наблюдениями и рассчитанные на модели звезды. Видно, что кварковая модель нейтронной звезды не удовлетворяет наблюдательным данным пульсара Vela из-за нехватки момента инерции области, ответственной за линейную релаксацию.

Для сравнения отметим, что при использовании модели нейтронной звезды с массой  $M = 1.4 M_\odot$ , радиусом  $R = 13.64$  км и моментом инерции  $I = 92.5 \cdot 10^{43}$  гсм<sup>2</sup> и не содержащей кварковой жидкости [23], согласование теории с наблюдениями более чем достаточно. Эта конфигурация в ядре

Таблица 3

### ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ МОМЕНТ ИНЕРЦИИ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ В $l$ - СЛОЕ, ПОЛУЧЕННЫЙ ПРИ СРАВНЕНИИ ТЕОРИИ РЕЛАКСАЦИИ С НАБЛЮДЕНИЯМИ, И ВЫЧИСЛЕННЫЙ НА КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

	$\left(\frac{I_{sl}}{I_e}\right)_{\text{набл.}}$	$\left(\frac{I_{sl}}{I_e}\right)_{\text{модель.}}$
1	0.28	0.11
2	0.181	0.12
3	0.517	0.17
4	0.416	0.13
5	0.43	0.21
6	0.108	0.18

содержит чисто адронное вещество. В этой модели, согласно [24], нейтронно-протонная жидкость в ядре звезды полностью находится в сверхтекучем состоянии, а момент инерции нормальной компоненты составляет всего лишь  $I_e = 0.17 \cdot 10^{43}$  г см<sup>2</sup> (кора звезды). В зависимости от скачка, толщина активной области  $s$ -слоя составляет  $2 \div 20$  см,  $i$ -слоя -  $4 \div 100$  см, а  $l$ -слоя - порядка 10 м.

Таким образом, теория релаксации угловой скорости пульсаров с использованием кварковой модели нейтронной звезды не согласуется с наблюдениями релаксации угловой скорости, что связано с большим значением момента инерции нормальной части. Если принять, что кварковая жидкость может находиться в сверхтекучем состоянии, то эффективный момент инерции нормальной компоненты окажется малым. Это может привести к согласованию наблюдений и теории релаксации угловой скорости пульсаров и для кварковой модели нейтронной звезды.

Автор выражает глубокую благодарность академику Д.М.Седракяну за обсуждение результатов, а также Г.Погосяну и О.Григоряну за любезное предоставление модельных расчетов нейтронных звезд.

Ереванский государственный университет,  
Армения

## THE RELAXATION OF THE VELA PULSAR ANGULAR VELOCITY IN FRAME OF GRT. THE QUARK MODEL OF THE NEUTRON STAR

M.V.HAIRAPETIAN

The comparison of recently developed theory of relaxation of pulsars' angular velocity in frame of GRT with the observational data of the Vela pulsar carried out using the quark model of the neutron star. It is obtained the relative moments of inertia and destination of the relaxation regions. It is shown, that the model of the neutron star with normal quark matter is not in agreement with the observations of relaxation of the pulsars' angular velocity.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J.M.Cordes, G.S.Downs, J.Krause-Polstorff*, *Astrophys. J.*, **330**, 841, 1988.
2. *A.G.Lyne*, *Nature*, **326**, 569, 1987.
3. *P.M.McCulloch, P.A.Hamilton, D.McConnel, F.A.King*, *Nature*, **346**, 822, 1990.
4. *C.S.Flanagan*, *Nature*, **345**, 416, 1990.
5. *A.G.Lyne, F.Graham-Smith, R.S.Pritchard*, *Nature*, **359**, 706, 1992.
6. *G.Байт, С.Ретик, Д.Пайнс, М.Рудерман*, *Nature*, **224**, 872, 1969.
7. *M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham*, *Astrophys. J.*, **276**, 325, 1984.
8. *M.A.Alpar, H.F.Chou, K.S.Cheng, D.Pines*, *Astrophys. J.*, **409**, 345, 1993.
9. *P.B.Jones*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **243**, 257, 1990.
10. *P.B.Jones*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **246**, 315, 1990.
11. *P.B.Jones*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **263**, 619, 1993.
12. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **102**, 721, 1992.
13. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
14. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzjan*, *Astrophys. J.*, **447**, 324, 1995.
15. *Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, **40**, 403, 1997.
16. *D.Langlois, D.Sedrakian, B.Carter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **297**, 1189, 1998.
17. *М.В.Айрапетян, Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, **42**, 89, 1999.
18. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **43**, 85, 2000.
19. *F.Weber*, "Hadron Physics and Neutron Star Properties". Habilitation Thesis, Univ. Munich, 1992.
20. *R.B.Wiringa, V.Fiks, A.Fabrochini*, *Phys. Rev.C.*, **38**, 1010, 1988.
21. *E.Chubarian, H.Grigorian, G.Poghosyan, D.Blaschke*. *Classical and Quantum Gravity*. 1999 (in press).
22. *D.Blaschke, H.Grigorian, G.Poghosyan, C.D.Roberts, S.Schmidt*. *Physics Lett. B.*, **450**, 207, 1999.
23. *G.Poghosyan*. Ph.D., Yerevan, 2000.
24. *M.Baldo, J.Cugnon, A.Lejeune, U.Lombardo*, *Nucl. Phys.A.*, **536**, 349, 1992.

УДК: 524.37:539.186

## ИЗЛУЧЕНИЕ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ: ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЯХ С ФЛУКТУАЦИЯМИ $T_e$ И $n_e$ .

А.Ф.ХОЛТЫГИН

Поступила 12 мая 2000

Принята к печати 20 июня 2000

Предложен метод определения содержания химических элементов в планетарных туманностях, основанный на учете реальных функций распределения ошибок измерения интенсивности линий. В рамках предложенного метода учитываются как флуктуации температуры, так и флуктуации плотности вещества туманности. Представлены результаты определения содержаний С и О и амплитуд флуктуаций температуры и плотности.

1. *Введение.* Одним из наиболее хорошо известных классов объектов разреженной плазмы в нашей и других галактиках являются газовые туманности (планетарные и диффузные). Важнейшей задачей исследования этих объектов является их диагностика - определение параметров туманностей (электронной температуры и концентрации и т.д.) и содержания в них химических элементов. Определения содержания элементов в ПТ могут быть использованы для проверки теорий эволюции звезд промежуточных масс  $1 - 8 M_{\odot}$  [1,2], а также для изучения химической эволюции Галактики (см., например, [3-5]).

Обычно содержание элементов (за исключением водорода и гелия) находится по интенсивностям линий, возбуждаемых электронным ударом. Как оказалось, интенсивность этих линий сильно зависит от амплитуды как крупномасштабных (сравнимых по размеру с самой туманностью), так и мелкомасштабных флуктуаций температуры в туманностях (см., например, [6,7]). В работе [8] отмечено, что существенное влияние на интенсивность линий могут иметь и вариации электронной концентрации в туманностях. Из вышесказанного очевидно, что флуктуации как температуры, так и плотности (концентрации) газа туманностей должны приниматься во внимание при определении содержания элементов в туманностях по интенсивностям линий в их спектрах.

Важное значение при интерпретации спектров туманностей имеет учет ошибок измерения интенсивности линий в спектрах туманностей. С уменьшением интенсивности линии относительная ошибка измеренной

интенсивности увеличивается. Недавно было показано [9], что интенсивность линий с отношением сигнал/шум  $S/N \leq 6$  может быть сильно переоценена (в 2-6 и более раз). В работе [10] продемонстрировано, что переоценка интенсивности слабых линий в спектрах туманностей может быть одной из причин расхождения содержания элементов в туманностях, определяемых по интенсивностям рекомбинационных линий (рекомбинационного содержания), с одной стороны, и линий, возбуждаемых электронным ударом (столкновительного содержания) - с другой.

Целью настоящей работы является определение содержания атомов при учете как флуктуаций температуры и плотности газа в туманностях, так и различий функций распределения ошибок измерения интенсивности линий. Методика настоящей работы является развитием методов, предложенных в работах [11,12]. В отличие от указанных публикаций, в настоящей работе производится одновременный учет флуктуаций температуры и электронной концентрации при расчете интенсивности линий, а также более точно вычисляются интенсивности линий иона CIII.

Основные формулы для расчета интенсивности линий в среде с флуктуациями температуры и плотности газа приводятся в разделе 2. Следующий раздел посвящен описанию используемой модели туманности и статистической процедуры определения параметров туманностей из сравнения наблюдаемых и рассчитанных интенсивностей линий. В разделе 4 приводятся найденные параметры для ряда туманностей и результаты определения содержания C и O в этих туманностях. В последнем разделе представлены некоторые заключения и выводы.

*2. Интенсивность линий в спектрах разреженной плазмы с флуктуациями температуры и плотности.* Мы будем рассматривать возбуждаемые электронным ударом интеркомбинационные и запрещенные линии ионов C, N и O (столкновительные линии), а также рекомбинационные линии ионов этих элементов в спектрах туманностей. Как известно, туманности прозрачны в таких линиях, поэтому полная энергия, излучаемая туманностью в какой-либо рекомбинационной или столкновительной линии иона X:

$$E_{kl} = h \nu_{kl} \int_V n_F r_{kl}^{eff} dV. \quad (1)$$

Здесь  $\nu_{kl}$  - центральная частота линии,  $V$  - полный объем газа, излучающий в данной линии  $n_F = n(X_F)$  - концентрация иона  $X_F$ , ответственного за образование линии. Для столкновительных линий  $X_F \equiv X$ , тогда как для рекомбинационных линий  $X_F \equiv X^+$ . Величина  $r_{kl}^{eff}$  определена Рудзикасом и др. [13] и носит название эффективный коэффициент образования линии. Эта величина является обобщением понятия эффективного коэффициента рекомбинации, введенного в работе [14].

Для рекомбинационных линий,  $r_{kl}^{eff} = n_e \alpha_{kl}^{eff}$ , где  $n_e$  - электронная концентрация, а  $\alpha_{kl}^{eff}$  - эффективный коэффициент рекомбинации линии

$k \rightarrow i$ . Для линий, возбуждаемых электронным ударом,  $r_{ki}^{eff} = n_e q_{ki}^{eff}$ . Здесь  $q_{ki}^{eff}$  - эффективный коэффициент столкновительного возбуждения в линии  $k \rightarrow i$ , определенный таким образом, что величина  $(4\pi)^{-1} n_e n(X) q_{ki}^{eff}$  равна коэффициенту излучения в линии.

Значения полных энергий, излучаемых туманностью в линиях, могут быть использованы для нахождения отношений потоков в соответствующих линиях спектров туманностей (исправленных за межзвездное поглощение). В дальнейшем мы будем использовать отношения полных энергий  $E_{ki}/E_{mn}$  для определения теоретических отношений потоков излучения в этих линиях  $F_{ki}/F_{mn}$ . В том случае, когда регистрируется излучение в линиях, приходящее только от части туманности, отношения потоков могут отличаться от отношений соответствующих полных энергий из-за эффектов рассеяния излучения на пылинках в туманности. В настоящей статье мы ограничимся линиями ионов, формируемых в зонах ионизации CIII-V, NIII-IV и OIII, в которых пылинки практически отсутствуют и указанным эффектом можно пренебречь.

В предположении, что коэффициент  $r_{ki}^{eff}$  относительно мало меняется внутри объема, излучающего в рассматриваемой линии, он может быть заменен значением  $r_{ki}^{eff}(T_0, n_e^0)$ , взятым при средних по излучающему объему значениях температуры и электронной концентрации в туманности:

$$E_{ki} \approx E_w^0 = h \nu_{ki} r_{ki}^{eff}(T_0, n_e^0) \int_V n_F dV = h \nu_{ki} r_{ki}^{eff}(T_0, n_e^0) N_F, \quad (2)$$

где  $N_F$  - полное число ионов  $X_F$ . Величина  $T_0$  определена в работах [15,16]:

$$T_0 = \int_V T_e n_e n_F dV / \int_V n_e n_F dV. \quad (3)$$

Согласно [15] параметр  $t^2$ , характеризующий амплитуду флуктуаций температуры, определяется соотношением:

$$t^2 = \frac{\int (T_e - T_0)^2 n_F n_e dV}{T_0^2 \int n_F n_e dV}. \quad (4)$$

В предположении  $t^2 \ll 1$ , полная энергия, излучаемая туманностью в линии  $k \rightarrow i$ , может быть записана в виде:

$$E_{ki} = E_{ki}^0 (1 + \mu t^2), \quad (5)$$

где энергия  $E^0$ , излучаемая однородной туманностью с  $T_e = T_0$ , определяется выражением (2), а

$$\mu = \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 r_{ki}^{eff}}{\partial T_e^2} (r_{ki}^{eff})^{-1} T_e^2 \right]_{T_e = T_0}. \quad (6)$$

Приближенные выражения для параметра  $\mu$  даны в работах [15-17]. Очевидно, что применимость формулы (5) ограничивается предположением о малости величины  $t^2$  по сравнению с единицей. Наши вычисления показали, что "малость" может в данном случае толковаться очень широко. Даже при значениях  $t^2 \approx 0.25$ , соответствующим отклонениям от средней

температуры в туманности равным 50%, отличия полных энергий излучаемых туманностями в линиях видимой и УФ областей спектра, вычисленных непосредственно по формуле (1) и с помощью приближенного соотношения (5), не превышают 3-5%.

Величина изменения интенсивности линий, как видно из формулы (5), определяется не самим параметром  $t^2$ , а произведением  $\mu t^2$ . Из формулы (6) видно, что абсолютные значения параметра  $\mu$  малы для рекомбинационных линий в силу слабой зависимости эффективных коэффициентов рекомбинации от температуры. По этой причине интенсивность рекомбинационных линий слабо зависит от амплитуды флуктуаций  $T_e$  в туманности.

В то же время значения  $\mu$  могут быть велики для линий, возбуждаемых электронным ударом, так как соответствующие эффективные коэффициенты образования линий экспоненциально быстро растут с ростом электронной температуры в области формирования линий (см., например, [17]), поэтому интенсивность столкновительных линий может возрасти в 2 и более раз при переходе от однотемпературной туманности к туманности с той же средней температурой и умеренными значениями параметра  $t^2 = 0.02 - 0.06$ .

Полная амплитуда флуктуаций складывается как из крупномасштабных, связанных с зависимостью средней температуры от расстояния до центральной звезды туманности, так и мелкомасштабных, с характерными размерами значительно меньшими размера самой туманности. Согласно расчетам [5] амплитуды крупномасштабных флуктуаций  $-t_{kp-m}^2 \leq 0.03$ . В то же время для согласования наблюдаемых и теоретических интенсивностей линий спектров туманностей во многих случаях необходимо использовать значения  $t^2 \approx 0.10 - 0.16$ . Тем самым напрашивается вывод, что основной вклад в амплитуду температурных флуктуаций вносят мелкомасштабные флуктуации.

Следует отметить, что хотя механизм образования мелкомасштабных температурных флуктуаций в туманностях в настоящее время не вполне ясен (см., например, обсуждение этого вопроса в [16,17]), само присутствие таких флуктуаций в туманностях подтверждается исследованиями структуры туманностей в видимой, ИК и радио областях спектра [18].

Очевидно, что образование в туманностях мелкомасштабных флуктуаций температуры сопровождается формированием мелкомасштабных флуктуаций плотности газа туманности и, в частности, флуктуаций электронной концентрации. Для более точного расчета интенсивности линий необходимо учесть совместное влияние на интенсивность линий в туманностях как температурных флуктуаций, так и флуктуаций  $n_e$ . Переходя к решению этой задачи, вместо самих значений  $T_e$  и  $n_e$  будем для удобства использовать следующие безразмерные параметры:

$$t = T_e / 10^4 \text{ K}; \quad s = \log(n_e) + \alpha. \quad (7)$$

Для планетарных туманностей можно принять значения  $\alpha = 0$ , тогда как для менее плотных диффузных туманностей можно положить  $\alpha = 2 - 3$ .

Предположим, что амплитуды флуктуаций  $T_e$  и  $n_e$  малы по сравнению с самими значениями электронной температуры и концентрации. Определим средние по объему туманности, излучающему в рассматриваемых линиях, значения параметров  $t$  и  $s$ :

$$\langle t \rangle_F = \bar{t} = \frac{\int t n_F dV}{\int n_F dV} = \frac{\int t n_F dV}{N_F} \quad (8)$$

и

$$\langle s \rangle_F = \bar{s} = \frac{\int s n_F dV}{\int n_F dV} = \frac{\int s n_F dV}{N_F}. \quad (9)$$

Здесь усреднение производится по распределению иона  $X_F$ , ответственного за образование линии. Значение  $\bar{t}$  пропорционально средней электронной температуре в области формирования линий исследуемого иона:  $\bar{T}_e = \bar{t} \cdot 10^4$  К. В то же время величина  $\bar{s}$  определяет только логарифмическое среднее  $n_e$ , поэтому равенство

$$\bar{n}_e = \langle n_e \rangle \approx 10^{\bar{s}-\alpha}$$

является лишь приближенным.

Определим следующие параметры, описывающие среднеквадратичные флуктуации  $T_e$  и  $n_e$ :

$$\tau^2 = \frac{\int (t - \bar{t})^2 n_F dV}{\bar{t}^2 N_F}, \quad (10)$$

$$\tau\sigma = \frac{\int (t - \bar{t})(s - \bar{s}) n_F dV}{\bar{t}\bar{s} N_F}, \quad (11)$$

$$\sigma^2 = \frac{\int (s - \bar{s})^2 n_F dV}{\bar{s}^2 N_F}. \quad (12)$$

В работе [11] показано, что параметр  $\tau^2$  должен быть близок к величине  $t^2$ . При малых значениях параметров  $\tau^2$ ,  $\tau\sigma$  и  $\sigma^2$ , полная энергия, излучаемая туманностью в линии  $k \rightarrow i$ , может быть записана аналогично соотношению (5):

$$E_{ki} = E_{ki}^0 (1 + \mu_n \tau^2 + \mu_{ts} \tau\sigma + \mu_{ss} \sigma^2) \quad (13)$$

Параметры  $\mu_n$ ,  $\mu_{ts}$  и  $\mu_{ss}$  определяются следующими выражениями:

$$\mu_n = \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 r_{ki}^{eff}}{\partial t^2} (r_{ki}^{eff})^{-1} t^2 \right]_{t=\bar{t}; s=\bar{s}}, \quad (14)$$

$$\mu_{ts} = \left[ \frac{\partial^2 r_{ki}^{eff}}{\partial t \partial s} (r_{ki}^{eff})^{-1} ts \right]_{t=\bar{t}; s=\bar{s}}, \quad (15)$$

$$\mu_{nn} = \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 r_{ki}^{eff}}{\partial s^2} (r_{ki}^{eff})^{-1} s^2 \right]_{t=\bar{t}; s=\bar{s}} \quad (16)$$

Очевидно, что величина  $\mu_n = \mu$ , где  $\mu$  определено соотношением (6).

Использование параметра  $s$  вместо величины  $n_e$  позволяет учесть значительные (до двух и более раз) отклонения от средней электронной концентрации в линейном приближении.

Зависимость параметров  $\mu_n$ ,  $\mu_a$  и  $\mu_{ss}$  от  $T_e$  и  $n_e$  для линий [OIII]  $\lambda\lambda$  4959 + 5007 представлена на рис.1 (a,b). Из рисунка ясно, что абсолютные значения коэффициентов  $\mu_a$  и  $\mu_{ss}$  значительно меньше величины  $\mu_n$ . По этой причине только для туманностей высокой плотности ( $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$ ) вклад флуктуаций  $n_e$  в интенсивность линий будет существенен. Более эффективно, как это ясно из рис.1 (c,d), использование для определения амплитуды флуктуаций  $n_e$  интенсивности инфракрасных (ИК) линий переходов между уровнями тонкой структуры иона OIII.

Для иллюстрации возможности детектирования флуктуаций  $n_e$  на рис.2 (a - d) приведена зависимость отношения интенсивности линий [OIII] 52 мкм/88 мкм от параметров  $\tau^2$ ,  $\tau\sigma$  и  $\sigma^2$ . Как видно из рис.2 (a), зависимость этого отношения от параметра  $\tau^2$  пренебрежимо мала. В

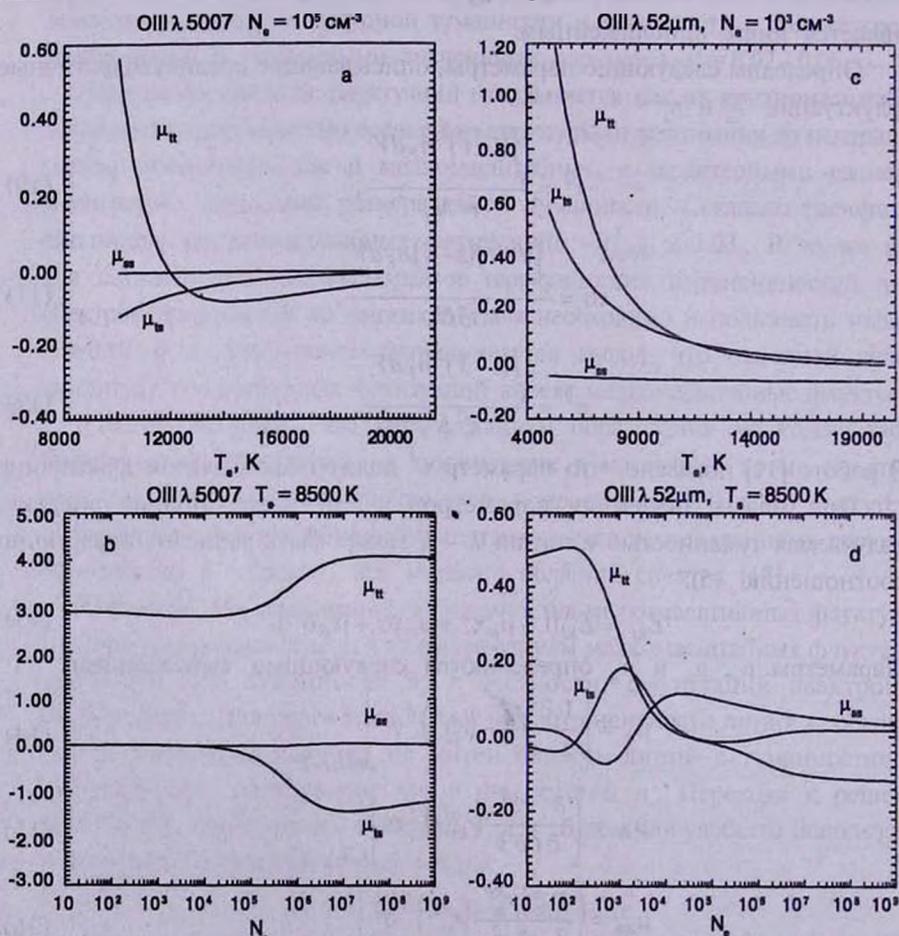


Рис.1. Параметры  $\mu_n$ ,  $\mu_a$  и  $\mu_{ss}$  для линии [OIII]  $\lambda$  5007 в функции  $T_e$  (a) и  $n_e$  (b) и для ИК линии  $\lambda$  52 мкм в зависимости от  $T_e$  (c) и  $n_e$  (d).

то же время зависимость указанного отношения от параметров  $\tau\sigma$  и  $\sigma^2$ , определяющих амплитуду флуктуаций электронной концентрации, весьма заметна. Как видно из рис.2 (d), флуктуации  $n_e$  оказывают наибольшее влияние на отношение интенсивности ИК линий [OIII] в спектрах низкотемпературных туманностей.

3. Модель туманности и процедура определения ее параметров. 3.1. Модель. В настоящей работе мы используем эмпирическую модель туманности для вычисления интенсивности линий ионов CII-CIV, NII-NIV, OII и OIII. В модели туманность описывается своей средней электронной температурой  $\bar{T}_e$  (параметром  $\bar{t}$ ), средней электронной концентрацией  $\bar{n}_e$  (параметром  $\bar{s}$ ) и параметрами  $\tau^2$  и  $\sigma^2$ , описывающими среднеквадратичные амплитуды флуктуаций температуры и электронной концентрации в туманности, а также величиной корреляционного параметра  $\tau\sigma$ . Для расчета интенсивности линий рассматриваемых ионов, используется соотношение (13). В модели

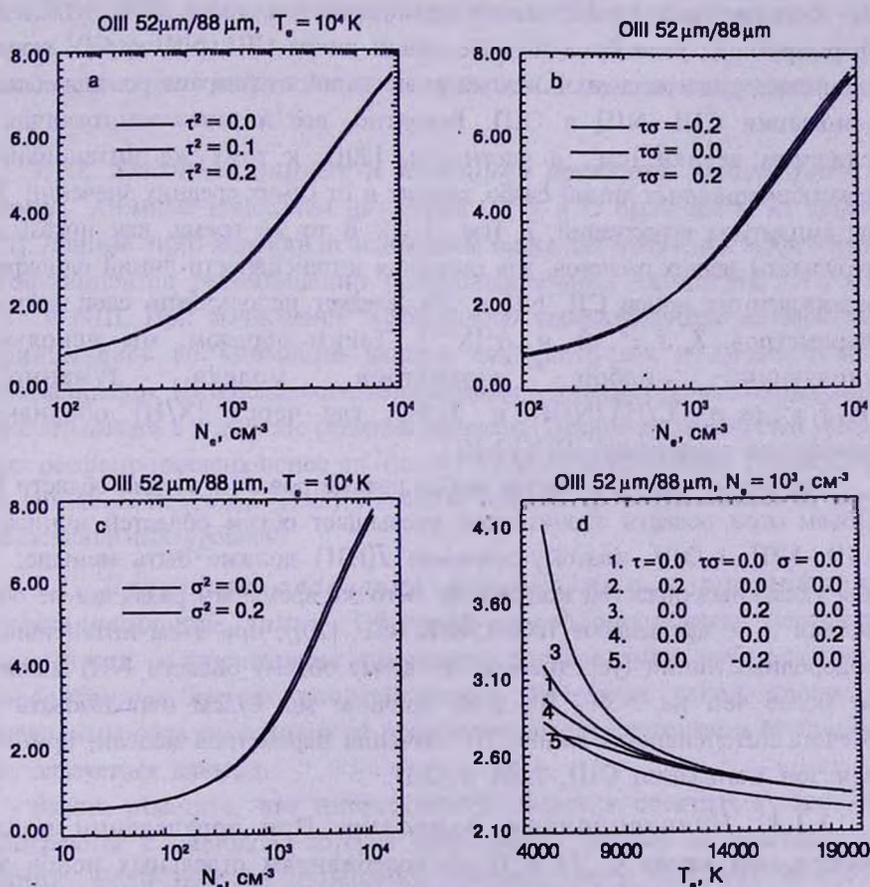


Рис.2. Зависимости отношения интенсивностей ИК линий [OIII] 52 мкм/88 мкм от параметров  $\tau^2$ ,  $\tau\sigma$  и  $\sigma^2$ .

рассчитывается интенсивности как рекомбинационных линий, так и линий, возбуждаемых электронным ударом в ИК, видимой и УФ областях спектра. В модели рассматриваются как мультиплеты, так и отдельные линии. Под интенсивностью мультиплета мы понимаем сумму интенсивностей всех его компонентов. Относительные содержания углерода, азота и кислорода  $\{C/H\}$ ,  $\{N/H\}$  и  $\{O/H\}$  предполагаются постоянными по всему объему туманности.

В общем случае каждый  $X^{n+}$  описывается собственными значениями параметров  $\bar{T}_e(X^{n+})$ ,  $\bar{s}(X^{n+})$ ,  $\tau^2(X^{n+})$ ,  $\tau\sigma(X^{n+})$  и  $\sigma^2(X^{n+})$ . Однако многочисленные вычисления (например, [19,20]) показывают, что значения  $T_e$  и  $n_e$ , усредненные по распределению ионов CIII, NIII и OIII в туманности, близки. Эти величины не отличаются более чем на 100-200 К. Близость указанных величин связана с подобием распределений указанных ионов в туманности. По этой причине и значения параметров  $\tau^2$ ,  $\tau\sigma$  и  $\sigma^2$  для ионов CIII, NIII и OIII будут близки.

Значения параметров модели туманности для ионов CIV, NIV и CV, формирующих рекомбинационные линии ионов CIII, NIII и CIV могут, в принципе, существенно отличаться от значений этих параметров для областей ионизации CIII, NIII и OIII. Вероятно, все же, что эти отличия не слишком велики (см., в частности, [20]), к тому же интенсивность рекомбинационных линий слабо зависит и от самих средних значений  $\bar{T}_e$  и от амплитуды флуктуаций  $T_e$  (см., [21]). В то же время, как показывают результаты наших расчетов, для описания интенсивности линий однократно ионизованных ионов CII, NII и OII, следует использовать свои значения параметров  $\bar{T}_e$ ,  $\bar{s}$ ,  $\tau^2$ ,  $\tau\sigma$  и  $\sigma^2(X^{n+})$ . Таким образом, мы используем следующий набор параметров модели туманности:  $\bar{T}_e$ ,  $\bar{s}$ ,  $\tau^2$ ,  $\tau\sigma$ ,  $\sigma^2$ ,  $\{C/H\}$ ,  $\{N/H\}$  и  $\{O/H\}$ , где через  $\{X/H\}$  обозначено отношение содержаний  $N(X)/N(H)$ .

Особым вопросом является выбор параметров  $\bar{i}$  и  $\tau^2$  для области NII. Объем этой области значительно превышает объем областей ионизации CIII, NIII и OIII, поэтому значение  $\bar{i}(NII)$  должно быть меньше, чем для указанных областей ионизации. В то же время эти различия не очень велики и не превышают 1000-1500 К (см., [20]), при этом интенсивность водородных линий (усредненная по всему объему области NII) меняется не более чем на 2-3%. По этой причине мы будем использовать для расчета интенсивности линий NI значения параметров модели, принятые для зон ионизации CIII, NIII и OIII.

3.1.1. *Ионизационные поправки.* При определении полных содержаний ионов C, N и O по содержаниям отдельных ионов этих элементов необходимо вводить ионизационные поправочные факторы, учитывающие вклад ненаблюдаемых стадий ионизации. Содержание иона

$X^{m+}$  элемента  $X$  может быть получено из соотношения

$$N(X^{m+}) = \text{ICF}(X^{m+}) \times N(X), \quad (17)$$

где  $\text{ICF}(X^{m+})$  - ионизационный поправочный фактор для иона  $X^{m+}$ . Обычно значения  $\text{ICF}$  получаются в результате построения ионизационных моделей туманностей. Проведенный нами анализ (см., [11]) показал, что значение  $\text{ICF}$  определяется, главным образом, классом возбуждения туманности  $E_x$ , определенным согласно [22]. Используя результаты многочисленных расчетов ионизационных моделей туманности, приведенные в работе [23], мы получили зависимость факторов  $\text{ICF}$ , усредненных по классам возбуждения туманности, от величин  $E_x$  (см., рис.2 статьи [11]). Эти зависимости были использованы нами для получения полных содержаний C, N, O. Найденные зависимости  $\text{ICF}$  от  $E_x$  для ионов углерода оказались близки к эмпирическим зависимостям, полученным в работе [24] на основании изучения рекомбинационных линий ионов углерода.

Следует отметить, что для рассматриваемых нами ионов и туманностей любых классов возбуждения сами величины  $\text{ICF} \leq 2$ . Проведенный нами анализ возможных ошибок в определении величин  $E_x$  приводит к заключению, что погрешности в определении полных содержаний C, N и O не превышают 20%.

**3.1.2. Атомные данные и методика расчетов интенсивности линий.** Атомные константы для ионов C, N и O были взяты из каталога [21]. Данные этого каталога использованы также для получения эффективных коэффициентов рекомбинации рекомбинационных линий NI, NII, NIII, CIV и NIII. При вычислении эффективных коэффициентов рекомбинации принимались во внимание вклады как фото, так и диэлектронной рекомбинации. Интенсивности запрещенных и интеркомбинационных линий рассчитывались в результате решения уравнений баланса населенностей уровней всех рассматривающих ионов по нашей собственной программе. Принимались во внимание переходы между уровнями тонкой структуры основного и всех метастабильных уровней.

**3.2. Процедура сравнения наблюдаемых и рассчитанных интенсивностей линий.** Обычный способ определения параметров туманности - итеративная процедура согласования наблюдаемых и рассчитанных интенсивностей линий. Результат такой процедуры очевидным образом зависит от принятого метода подгонки и от точности используемых данных.

Важно отметить, что интенсивности линий в спектрах туманностей измеряются с ошибкой, которая существенно зависит от интенсивности линий. Если ошибка измерения интенсивности сильных линий не превышает 5% (см. [25]), то ошибка в измерении интенсивностей слабых линий (интенсивность которых составляет меньше, чем 0.01 интенсивности

линии  $H_\beta$ ) может составить 30-50% и более. Это обстоятельство обычно не принимается во внимание при определении небулярных параметров. Для учета различной точности измерения интенсивностей линий в работе [11] предложена процедура, основанная на принципе максимального правдоподобия (см. например, [26]). Такая же процедура использована и в настоящей работе. Определяемые согласно этой процедуре параметры туманности будем в дальнейшем называть *оптимальными*.

Таблица 1

## ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ТУМАННОСТИ NGC 7027

$$\bar{T}_e = 13312, \bar{n}_e = 9.54E4$$

$$\tau^2 = 0.036, \tau\sigma = 0.04, \sigma^2 = 0.028$$

$$O/H = 5.01E-4, C/O = 2.19, N/O = 0.38$$

Ион	$\lambda, \text{ \AA}$	$I^{obs}$	$I^{calc}$	$(I^{obs} - I^{calc})/\sigma(I^{obs})$	$\sigma(I^{obs})$
СII	4267	0.54	0.34	0.61	0.32
СIII	1907	1062.00	1061.41	0.01	19.20
СIII	4650	0.75	1.49	1.95	0.38
СIV	4658	0.32	0.70	1.54	0.25
NIII	1750	32.00	32.92	0.12	7.44
NIII	4640	1.40	0.61	1.53	0.52
NIV	1486	52.00	51.99	0.00	9.48
OIII	1663	49.00	51.33	0.25	9.20
OIII	4363	27.50	30.43	1.27	2.30
OIII	4959+5007	1920.00	1919.88	0.01	19.20
OIII	52 мкм	4.98	5.28	0.10	2.93
OIII	88 мкм	0.55	0.53	0.02	0.97

Следуя [11], предположим, что в большинстве случаев мы можем использовать нормальный закон для функции распределения интенсивности

$$P^N(I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^N} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{I^{obs} - I}{\sigma}\right)^2\right], \quad (18)$$

где для величины стандартного отклонения  $\sigma$  для линии с измеренной интенсивностью  $I^{obs}$  мы будем использовать данное в [10] выражение  $\sigma^N = \gamma \cdot \sqrt{I^{obs} \cdot I_{N1+N2}}$ . Здесь  $I_{N1+N2}$  - суммарная интенсивность небулярных линий OIII  $\lambda$  4959 + 5007. Для величины коэффициента  $\gamma$  примем значение 0.01, основанное на анализе ошибок большого числа определений интенсивности в спектрах туманностей (см. [10]). Результаты наших расчетов показывают, что изменение величины  $\gamma$  на порядок величины в ту или другую сторону практически не влияет на величину находимых параметров туманности.

Рис.3 иллюстрирует процедуру нахождения оптимальных параметров модели туманности. В табл.1 представлен результат согласования наблюдаемых и рассчитанных интенсивности линий для туманности NGC 7027. Наблюдаемые

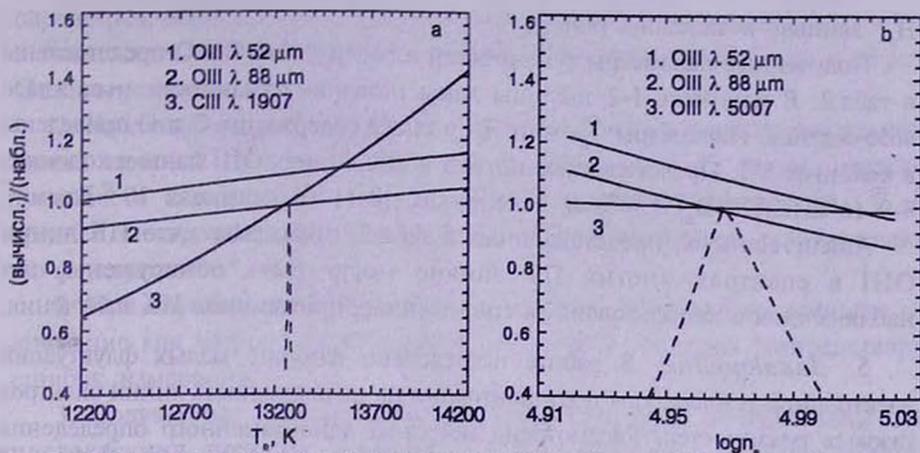


Рис.3. Отношения рассчитанных интенсивностей линий ионов CIII и OIII и наблюдаемых в спектре туманности NGC 7027 от параметров модели туманности.

интенсивности линий спектра туманности взяты из работ [27-29].

Включение в список линий, используемых для определения параметров туманности, ИК линий OIII позволило оценить амплитуду флуктуаций  $n_e$  в туманности. Полученное нами значение  $\sigma^2 = 0.028$  соответствует отклонениям  $\pm 50\%$  от среднего значения электронной концентрации в туманности. К сожалению, сделать подобные оценки для других туманностей не представляется возможным в силу отсутствия надежных определений наблюдаемых интенсивностей ИК линий OIII.

В случае слабых линий, для описания функции распределения интенсивностей линий, вместо нормального распределения (18) может использоваться логарифм-нормальное распределение со смещением, предложенное в [9]. Результаты определения небулярных параметров с использованием этого распределения даны в работе [11]. Проведенный в данной работе анализ показывает, что использование логарифм-нормального распределения не приводит к заметным изменениям определяемых параметров туманностей.

4. *Параметры туманностей и содержания C и O.* Описанная выше методика определения оптимальных содержаний использована нами в работах [11,12] для нахождения содержания C и O более чем в восьмидесяти туманностях. В настоящей работе для ряда туманностей мы провели новые вычисления, основанные на использовании более точных атомных параметров и включении в модель иона CIII дополнительных уровней. В качестве источников интенсивностей линий мы использовали компиляцию интенсивностей, данную в работе [10], а также данные работ [23, 25, 27, 30-38]. Для туманности NGC 7027 мы использовали данные ИК наблюдений на спутнике ISO [28] для получения интенсивности ИК линий OIII. Для перевода абсолютных потоков излучения этих линий в шкалу относительных интенсивностей  $I(H\beta) = 100$ , мы использовали относительный поток в линии

$N_p$ , данный в каталоге [39].

Полученные параметры туманностей и содержания С и О представлены в табл.2. В колонках 1-2 таблицы даны название туманности и ее класс возбуждения. Параметры  $\bar{T}_e$ ,  $\tau^2$  и  $\bar{n}_e$ , а также содержания С и О приведены в колонках 3-7. Предсказанные потоки в ИК линиях ОIII даны в колонках 8-9 (в шкале  $I(N_p) = 100$ ) и в колонках 10-11 (в единицах  $10^{-20}$  Вт см $^{-2}$ ).

Анализ данных, представленных в табл.2, показывает, что ИК линии ОIII в спектрах многих ПТ вполне могут быть обнаружены при наблюдениях с использованием современных приемников ИК излучения.

5. *Заключение.* В работе исследовано влияние малых флуктуаций электронной температуры и концентрации на интенсивность линий спектров газовых туманностей. Рассмотрена методика одновременного определения

Таблица 2

НЕБУЛЯРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ, СОДЕРЖАНИЯ С И О И  
ПРЕДСКАЗАННЫЕ ОТНОШЕНИЯ ПОТОКОВ  
В ЛИНИЯХ ОIII 52  $\mu$ m И ОIII 88  $\mu$ m

Туманность	$E_s$	$\bar{T}_e$	$\tau^2$	$\bar{n}_e$	С/Н $\times 10^4$	О/Н $\times 10^4$	ИК потоки			
							$I(N_p) = 100$		$10^{-20}$ (Вт см $^{-2}$ )	
							52 $\mu$ m	88 $\mu$ m	52 $\mu$ m	88 $\mu$ m
NGC 1535	7	9103	0.009	2.03 E5	6.27	12.05	5.70	0.57	29.2	2.9
NGC 2371-2	9	7769	0.099	2.63 E5	1.30	12.92	20.3	4.21	261	54.2
NGC 2392	8	14442	0.101	2.88 E3	0.36	2.75	80.57	17.73	570	125.5
NGC 2440	9	12360	0.050	7.16 E4	5.58	5.92	8.19	0.84	105	10.8
NGC 2867	7	10375	0.000	6.39 E4	12.5	7.48	12.6	1.30	91.3	9.4
NGC 3242	7	10080	0.069	3.55 E3	1.97	9.28	149	28.2	3333	631.9
NGC 3918	6	13066	0.021	4.61 E4	1.70	2.25	8.19	0.84	105	10.8
NGC 4361	10	23192	0.094	6.76 E3	0.08	0.30	5.52	0.85	25.2	3.9
NGC 6210	5	7843	0.000	2.55 E5	3.39	14.81	6.78	6.83	68	6.8
NGC 6302	9	16793	0.157	5.64 E2	0.72	2.85	132	77.2	7491	4654
NGC 6572	6	8438	0.008	9.53 E4	5.83	10.67	13.6	0.39	419.8	43.0
NGC 6644	7	10887	0.012	1.10 E5	4.29	7.20	7.36	0.74	0.3	0.03
NGC 6720	6	10300	0.048	1.35 E3	1.91	4.32	204	65.5	2238	717.7
NGC 6741	8	12439	0.098	7.76 E3	2.90	5.07	58.1	8.30	78.4	11.2
NGC 6818	9	11671	0.044	2.51 E4	6.47	7.59	8.52	0.89	178	18.6
NGC 6826	5	8789	0.010	3.16 E3	1.67	4.79	132	26.1	1479	292.0
NGC 6853	7	9910	0.045	4.37 E3	3.07	5.41	92.6	16.0	3439	595.5
NGC 6886	8	11019	0.073	6.00 E3	6.54	7.99	104	16.1	613	94.8
NGC 7027	10	13272	0.026	9.28 E4	10.09	5.01	5.43	0.54	966	97.0
IC 351	7	10273	0.101	1.86 E4	8.11	5.96	29.7	3.46	30	3.5
IC 2003	8	10300	0.061	2.95 E3	3.04	6.31	130	27.1	211	43.9
IC 2149	5	10328	0.030	2.00 E3	0.49	1.70	68.3	17.5	518	133
IC 2165	8	11815	0.032	1.82 E5	9.23	4.72	2.80	0.28	19	1.9
IC 3568	5	10120	0.009	8.80 E4	1.73	3.33	5.46	0.56	12.5	1.3
IC 4997	5	13272	0.000	5.11 E6	1.03	4.93	0.17	0.02	2	0.2
J900	7	12434	0.099	6.56 E2	6.19	3.30	157	80.6	507	261
Me 2-1	8	12300	0.049	2.75 E4	3.53	4.68	18.00	1.98	8	1.0

Примечание: для туманности IC 4997 взяты наблюдения 1991г.

параметров, определяющих амплитуды флуктуаций и содержания элементов в туманности. Рассчитаны интенсивности ИК линий [OIII] 52  $\mu\text{m}$  и 88  $\mu\text{m}$ . Сделаны следующие выводы:

1. Наблюдаемые интенсивности рекомбинационных и столкновительных линий ионов С, N, и О могут быть представлены в рамках модели туманности с одним значением средней электронной температуры  $\bar{T}_e$  и средней электронной концентрации  $\bar{n}_e$ , а также параметров, описывающих их флуктуации:  $\tau^2$ ,  $\tau\sigma$  и  $\sigma^2$ .

2. При определении небулярных параметров должны быть приняты во внимание как эффект флуктуаций  $T_e$  и  $n_e$ , так и функции распределения ошибок измерения.

3. Полученные небулярные параметры могут быть использованы для предсказания потоков излучения в ИК линиях переходов тонкой структуры, в частности, линий OIII 88  $\mu\text{m}$  и OIII 52  $\mu\text{m}$ .

Работа поддержана грантом РФФИ 99-02-17207 и Федеральной программой Астрономия

Санкт-Петербургский государственный университет,  
Астрономический институт, Россия

## EMISSION OF THE INHOMOGENEOUS PLASMA: LINE INTENSITIES AND ELEMENT ABUNDANCES IN THE GASEOUS NEBULAE WITH $T_e$ AND $n_e$ FLUCTUATIONS.

A.F.KHOLTYGIN

We present the method of finding the optimal element abundances in the planetary nebulae (PNe) taking into account both the real probability distribution functions for the line intensities and the small-scale temperature and density fluctuations. Results of modelling the PNe spectra and CO abundance determinations are given.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Л.Францман, в сб. "Химическая эволюция звезд и Галактики", М., Космоинформ, 1992, с.34.
2. T.Blöcker, *Astron. Astrophys.*, 297, 727, 1995.
3. С.В.Верещагин, А.Э.Пискунов, в сб. "Химическая эволюция звезд и

- Галактики", М., Космоинформ, 1992, с.5.
4. *M.A.T.Groenewegen, L.V.van den Hoek, T.de Jong*, *Astron. Astrophys.*, **293**, 381, 1995.
  5. *R.Gruenwald, S.M.Viegas*, *Astron. Astrophys.*, **303**, 535, 1995.
  6. *M.Peimbert, R.Costero*, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, **5**, 3, 1969.
  7. *R.H.Rubin*, *Astrophys. J.*, **155**, 841, 1969.
  8. *R.H.Rubin*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **69**, 897, 1989.
  9. *C.Rola, D.Pelat*, *Astron. Astrophys.*, **287**, 677, 1994.
  10. *C.Rola, G.Stasinska*, *Astron. Astrophys.*, **282**, 199, 1994.
  11. *A.F.Kholtygin*, *Astron. Astrophys.*, **329**, 691, 1998.
  12. *A.F.Kholtygin*, *Astrophys. Space Sci.*, **255**, 513, 1998.
  13. *З.Б.Рудзикас, А.А.Никитин, А.Ф.Холтыгин*, Теоретическая атомная спектроскопия, Изд. ЛГУ, 1990.
  14. *M.J.Seaton*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **119**, 90, 1959.
  15. *M.Peimbert*, *Astrophys. J.*, **150**, 825, 1967.
  16. *M.Peimbert, S.Torres-Peimbert, V.Luridiana*, *Rev. Mex. Astron. Astrof.*, **31**, 131, 1995.
  17. *A.F.Kholtygin, T.Feklistova*, *Baltic Astronomy*, **1**, 514, 1992.
  18. *M.Bryce, A.Pedlar, T.Muxlow et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **284**, 815, 1994.
  19. *R.Gruenwald*, Частное сообщение, 1997.
  20. *J.P.Harrington, M.J.Seaton, S.Adams, J.H.Lutz*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **199**, 517, 1982.
  21. *V.V.Golovaty, A.Sapar, T.Feklistova, A.F.Kholtygin*, Catalogue of atomic data for low-density astrophysical plasma, *Astron. Astrophys. Transact.*, **12**, 85, 1997.
  22. *L.H.Aller*, *Gaseous Nebulae*, Chapman-Hall, London, 1956.
  23. *L.H.Aller, S.J.Czyzak*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **51**, 211, 1983.
  24. *А.Ф.Холтыгин*, *Астрофизика*, **20**, 503, 1984.
  25. *W.A.Feibelman, S.Hyung, L.H.Aller*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **278**, 625, 1996.
  26. *В.Феллер*, Введение в теорию вероятностей и ее приложения, М. Мир, 1967.
  27. *K.B.Kwitter, R.Henry*, *Astrophys. J.*, **473**, 304, 1996.
  28. *X.-W.Liu, M.J.Barlow, Nguen-Q-Rieu et al.*, *Astron. Astrophys.*, **315**, L257, 1996.
  29. *M.Perinotto, N.Panagia, P.Benvenuti*, *Astron. Astrophys.*, **85**, 332, 1980.
  30. *L.H.Aller, S.J.Czyzak*, *Astrophys. Space Sci.*, **62**, 397, 1979.
  31. *R.B.C.Henry, K.B.Kwitter, J.W.Howard*, *Astrophys. J.*, **458**, 215, 1996.
  32. *S.Hyung, L.H.Aller*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **93**, 465, 1994.
  33. *S.Hyung, C.D.Keyes, L.H.Aller*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **272**, 49, 1995.
  34. *S.Hyung, L.H.Aller*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **278**, 551, 1996.
  35. *J.B.Kaler*, *Astroph. J. Suppl. ser.*, **31**, 517, 1976.
  36. *K.B.Kwitter, R.B.C.Henry*, *Astrophys. J.*, **493**, 247, 1998.
  37. *X.-W.Liu, P.J.Storey, J.Daugtziger, M.Cohen*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **312**, 585, 2000.
  38. *R.H.Rubin, S.W.J.Colgan, M.R.Haas, S.D.Lord, J.P.Simpson*, *Astrophys. J.*, **479**, 332, 1989.
  39. *A.Acker, F.Ochenbein, B.Stenholm, R.Tylenda, J.Marcout, C.Scholm*, *Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*, ESO, 1992.

УДК: 524.8:531.51

## О СТАБИЛИЗАЦИИ ДИЛАТОНА В СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ. III. МОДЕЛИ С ИСКРИВЛЕННЫМ ПРОСТРАНСТВОМ

А. А. СААРЯН

Поступила 8 сентября 1999

Принята к печати 15 мая 2000

В рамках предложенного в первой части работы механизма фиксации дилатона продолжен анализ однородных и изотропных космологических моделей низкоэнергетической струнной гравитации с петлевыми поправками. Для различных значений показателя сингулярности дилатонной кинетической функции и баротропного индекса негравитационной материи методами качественной теории динамических систем исследовано поведение моделей с искривленным пространством. Выявлены условия, при которых происходит стабилизация дилатона в результате космологического расширения, и построены соответствующие фазовые картины.

1. *Введение.* В первой части данной работы [1] было показано, что петлевые поправки к дилатонным функциям связи в струнном эффективном действии приводят к новому механизму фиксации дилатона. В его рамках стабилизация дилатона происходит в сингулярных точках кинетической функции дилатона. Возможность генерации последних петлевыми поправками является основным предположением предложенного механизма. В [1] было показано, что существует класс однородных и изотропных космологических моделей с постоянным дилатоном, соответствующим точкам сингулярности кинетической функции. Поведение плоских моделей с переменным дилатоном в окрестности этих решений исследовано в [2], где выявлены условия, при которых решения с постоянным дилатоном являются аттракторами и происходит стабилизация дилатона в результате космологической эволюции. В данной работе исследовано поведение моделей с искривленным пространством и с переменным дилатоном в окрестности сингулярностей дилатонной кинетической функции. Рассмотрен вопрос о возможности стабилизации дилатона в этих точках, а также эффективность такой стабилизации. Статья организована следующим образом. Во втором разделе проведен качественный анализ чисто грави-дилатонных моделей с искривленным пространством. Общему случаю искривленных моделей с дополнительным баротропным источником посвящен раздел 3. В заключении подытожены основные результаты работы.

2. *Грави-дилатонные модели.* Прежде чем перейти к общему случаю искривленных моделей с произвольным баротропным источником, рассмотрим сначала чисто грави-дилатонные модели ( $\epsilon=0$ ). В работе [3] было показано, что в общем случае дилатонных функций связи соответствующие космологические решения могут быть найдены явно, в терминах интегралов, содержащих эти функций. В  $\mathcal{E}$ -представлении эти решения имеют вид [3]

$$R = R_m \left| \frac{1}{\sqrt{k}} \sin[\sqrt{k}(n-1)t_c] \right|^{1/(n-1)}, \quad k = 0, \pm 1 \quad (1)$$

$$\int \frac{d\varphi}{f(\varphi)} = \frac{\pm 1}{n-1} \ln \left| \frac{1}{\sqrt{k}} \tan[\sqrt{k}(n-1)t_c/2] \right|, \quad (2)$$

где  $R$  - масштабный фактор,  $\varphi$  - поле дилатона,  $n$  - размерность пространства. При заданных дилатонных функциях связи  $F_A(\varphi)$ ,  $K = R$ ,  $\varphi$  эти выражения совместно с  $t = \int R dt_c$  в параметрическом виде определяют зависимость масштабного фактора и дилатона от синхронного времени  $t$ . Соответствующие решения в струнном представлении получаются конформным преобразованием метрики.

Рассмотрим поведение решений (1) и (2) в окрестности сингулярных точек кинетической функции  $\bar{F}_\varphi(\varphi)$ , т.е. нулей функции  $f(\varphi) = 1/\sqrt{-4F_\varphi(\varphi)}$ . Предполагая, что вблизи этих нулей функция имеет вид

$$f(\varphi) = f_1 |\varphi - \varphi_0|^\beta, \quad \varphi \rightarrow \varphi_0, \quad \beta > 0, \quad (3)$$

из (2) находим

$$\operatorname{sgn}(\varphi - \varphi_0) \frac{|\varphi - \varphi_0|^{1-\beta}}{1-\beta} = \pm \frac{f_1}{\sqrt{1-1/n}} \ln \left| \frac{1}{\sqrt{k}} \tan[\sqrt{k}(n-1)t_c/2] \right| + \operatorname{const} \quad (4)$$

для  $\beta \neq 1$ . При  $\beta = 1$  в левой части имеем  $\ln|\varphi - \varphi_0|$  вместо  $|\varphi - \varphi_0|^{1-\beta}/(1-\beta)$ . Из этого выражения следует, что при  $\beta < 1$  точке  $\varphi = \varphi_0$  соответствует конечное значение временной координаты  $t_c$  и масштабного фактора, и поэтому решения могут перейти из области  $\varphi < \varphi_0$  в область  $\varphi > \varphi_0$  или наоборот. При  $\beta \geq 1$  точке  $\varphi = \varphi_0$  соответствует  $R=0$  или  $R=\infty$ . Первый из этих случаев соответствует конечному значению временной координаты, и решение в этой точке сингулярно. Во втором же случае имеем  $t_c \rightarrow \infty$  при  $\varphi \rightarrow \varphi_0$ .

Для построения фазовых картин грави-дилатонных моделей с сингулярной кинетической функцией дилатона (фазовую картину для несингулярного случая см. в [4]) заметим, что для соответствующих решений из уравнения связи (см. уравнение (3) в [2]) имеем  $x = \pm \sqrt{n(n-1)}$  и динамическая система (1) из [2] сводится к двумерной системе относительно переменных  $(\varphi, h)$ . Соответствующие фазовые картины при  $x = \sqrt{n(n-1)}$  для качественно различных случаев  $\beta \geq 1$  и  $0 < \beta < 1$  изображены на рис.1 а и

b, соответственно. На этих рисунках предварительно проведено отображение фазовой плоскости  $(\varphi, h)$  на прямоугольную область

$$(y, w), \quad 0 \leq y \leq 1, \quad |w| \leq 1, \quad (5)$$

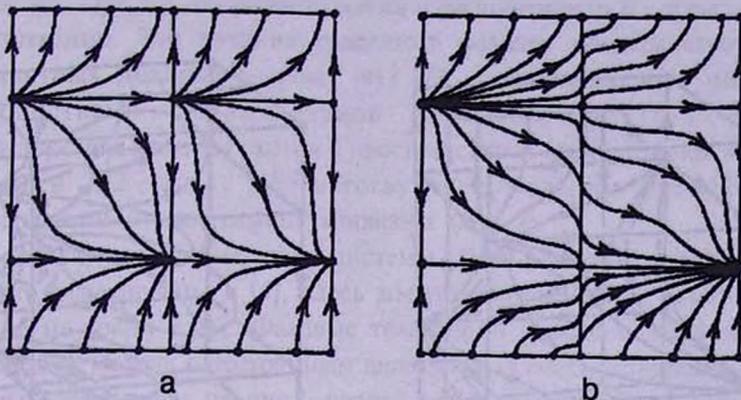


Рис.1. Фазовые диаграммы грави-дилатонных моделей с сингулярной кинетической функцией для качественно различных случаев а)  $\beta \geq 1$  и б)  $0 < \beta < 1$ . Фазовое пространство  $(\varphi, h)$  отображено на прямоугольную область (5) согласно (6).

где  $y$  и  $w$  определены соотношениями

$$e^\varphi = \frac{y}{1-y}, \quad w = \frac{h}{1+|h|}. \quad (6)$$

Фазовые диаграммы для случая  $x = -\sqrt{n(n-1)}$  можно получить преобразованием  $\varphi \rightarrow -\varphi, f(\varphi) \rightarrow f(-\varphi)$ . Горизонтальные отрезки  $w = \pm 1/2$  соответствуют пространственно плоским моделям. Они разделяют фазовый прямоугольник на три инвариантных подмногообразия: траектории с  $|w| \leq 1/2$  соответствуют моделям с  $k=1$ , а траектории с  $w > 1/2$  ( $w < -1/2$ ) соответствуют моделям расширения (сжатия) с  $k=-1$ . При  $\beta \geq 1$  на отрезке  $\varphi = \varphi_0$  особыми являются точки  $(y = y_0, w = \pm 1)$  и  $(y = y_0, w = \pm 1/2)$  (см. рис.1а) (характер особых точек с  $\varphi \neq \varphi_0$  исследовался в [4] и здесь мы на этом останавливаться не будем). Решения  $\varphi = \varphi_0$  разделяют фазовое пространство на два инвариантных подмногообразия с  $\varphi < \varphi_0$  и  $\varphi > \varphi_0$ . Точки  $(y_0, \pm 1/2)$  имеют характер седло-узла. Для верхнего (нижнего) знака узловой сектор неустойчив (устойчив) и расположен правее (левее) отрезка  $\varphi = \varphi_0$ . Соответствующие траектории выходят из точки (входят в точку) в конечный момент времени, причем в ее окрестности

$$R - |t_c|^{1/(n-1)}, \quad \varphi - \varphi_0 - |\ln|t_c||^{1/1-\beta}, \quad t_c \rightarrow 0 \quad (7)$$

и точка является сингулярной. Для седловых секторов сепаратрисами являются отрезки  $|w| = 1/2$ , соответствующие пространственно-плоским моделям. Соответствующие решения входят/выходят в бесконечном будущем/прошлом.

При  $0 < \beta < 1$  (рис.1б) фазовые траектории области  $\varphi < \varphi_0$  в конечный момент времени достигают решения  $\varphi = \varphi_0$  в касательном направлении.

В соответствующей точке значение масштабного фактора канечно и отлично от нуля. В ходе дальнейшей эволюции решения переходят в область  $\varphi > \varphi_0$ .

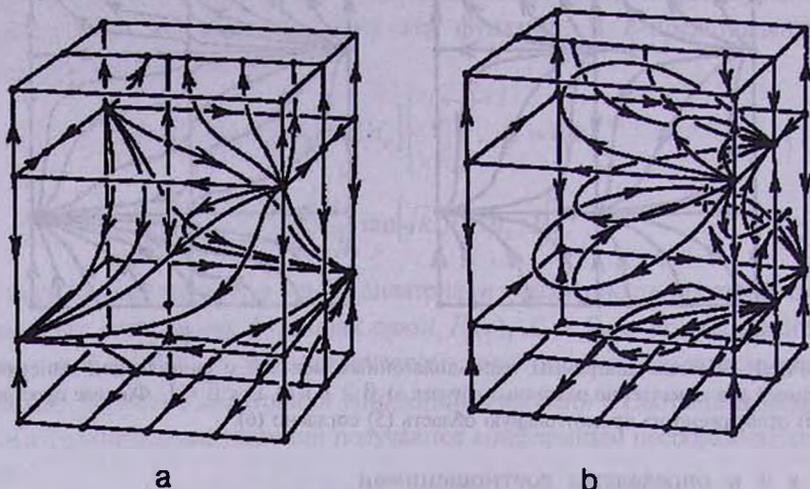


Рис.2. Примеры фазовых картин для моделей с искривленным пространством при  $\varphi \leq \varphi_0$ . Фазовое пространство  $(\varphi, x, h)$  отображено на прямоугольный параллелепипед (9) согласно (6). Приведены случаи а)  $\beta \geq 1, a > 2/n - 1$ ; б)  $\beta \geq 1, a < 2/n - 1$ .

**3. Модели с искривленным пространством.** Для моделей с  $k = \pm 1$  динамическая система имеет третий порядок, а соответствующее фазовое пространство трехмерно. Качественный анализ этой системы в предположении, что функции связи дилатона везде регулярны, проводился в предыдущих наших работах. Были построены соответствующие фазовые картины для всех качественно различных случаев. В частности, рассмотрены модели с фиксацией дилатона в результате космологической эволюции посредством механизма Демура - Полякова, т.е. в нулях функции  $a(\varphi)$ . Здесь же мы концентрируемся на анализе поведения фазовых траекторий и соответствующих их решений в окрестности нулей функции  $f(\varphi)$ , т.е. в окрестности сингулярных точек дилатонной кинетической функции  $F_*(\varphi)$ . В частности, рассмотрен вопрос о возможности фиксации дилатона в этих нулях.

Фазовое пространство  $(\varphi, x, h)$  динамической системы (1) в [2] можно компактифицировать с помощью отображения

$$(\varphi, x, h) \rightarrow (y, x, w), \quad (8)$$

где новые переменные  $y$  и  $w$  определены согласно (6). В терминах этих переменных фазовое пространство решений с неотрицательной плотностью энергии является прямоугольным параллелепипедом

$$0 \leq y \leq y_0, \quad |x| \leq \sqrt{n(n-1)}, \quad |w| \leq 1, \quad (9)$$

где  $e^{\varphi_0} = y_0/(1 - y_0)$ . Мы рассмотрим случай  $\varphi \leq \varphi_0$ . Картину для  $\varphi \geq \varphi_0$  нетрудно получить отсюда с учетом свойств инвариантности динамической системы. Пространственно-плоским моделям соответствуют горизонтальные сечения  $w = -1/2, 1/2$  для случаев сжатия и расширения (в  $E$ -представлении) соответственно. Эти сечения разделяют фазовое пространство на три инвариантных подпространства:  $|w| < 1/2$ , соответствующее моделям с пространствами положительной кривизны ( $k = 1$ );  $-1 < w < -1/2$ , соответствующее моделям сжатия с пространствами отрицательной кривизны ( $k = -1$ ) и  $1/2 < w < 1$ , соответствующее моделям расширения с пространствами отрицательной кривизны ( $k = -1$ ).

Поскольку все особые точки системы (1) из [2] кроме нулей функции  $f(\varphi)$  были исследованы в [4], здесь мы рассмотрим лишь особые точки, лежащие на грани  $y = y_0$ . Фазовые траектории, лежащие на этой грани, представляют модели с постоянным дилатоном, а соответствующие фазовые картины изображены на рис.1 первой части работы. Особые точки  $(y_0, x, w)$  и их характер следующие (ниже мы рассмотрим лишь точки с  $h \geq 0$ ; характер соответствующих особых точек с  $h < 0$  получается отсюда с учетом инвариантности динамической системы относительно преобразований  $\tau \rightarrow -\tau, x \rightarrow -x, h \rightarrow -h$ ).

а) Точка

$$(y_0, \pm\sqrt{n(n-1)}, 1/2) \quad (10)$$

соответствует пространственно-плоским гравитационно-дилатонным моделям с постоянным дилатоном  $\varphi = \varphi_0$ . Она является неустойчивым узлом для случая нижнего знака и имеет седловой характер для случая верхнего знака.

б) Точка

$$(y_0, \pm\sqrt{n(n-1)}, 1) \quad (11)$$

имеет характер седла и представляет модели с пространством отрицательной кривизны с  $H = 1$ . Соответствующее решение для масштабного фактора в терминах синхронного времени имеет вид  $R = t$ .

в) Точка

$$(y_0, 0, 1) \quad (12)$$

имеет характер седла при  $a < 2/n - 1$  и вырожденного устойчивого узла при  $a > 2/n - 1$ , где  $a = \epsilon/p$  — баротропный индекс негравитационной материи с плотностью энергии  $\epsilon$  и давлением  $p$ . В последнем случае соответствующее решение является аттрактором будущего для моделей ОТО.

д) Для точки

$$(y_0, 0, 1/2) \quad (13)$$

собственное число, соответствующее оси  $h$ , равно  $\lambda_3 = n(1 + a) - 2$ . Поэтому в классе моделей  $k = \pm 1$  она является седлом при  $a > 2/n - 1$ . При  $a < 2/n - 1$ , в зависимости от того, какой из случаев, приведенных на рис.1,

реализуется, точка (13) может иметь как седловой характер, так и характер устойчивого узла. Во втором случае для моделей с  $\varphi = \varphi_0$  эта точка всегда является устойчивым узлом (см. фазовую диаграмму рис.1б в [1]).

е) Точка

$$(y_0, \pm x_1, 0), \quad x_1 = \sqrt{(n-1)(n-1/b)}, \quad b = \frac{1-a}{2(n-1)} \quad (14)$$

имеет седловой характер и соответствует моделям с  $k=1$ . Соответствующие решения описывают модели с постоянным масштабным фактором и дилатоном  $\varphi = \varphi_0$ ,  $R = \text{const}$  и плотностью энергии  $\varepsilon = (2/(1-a))((n-1)/R)^2$  и реализуется только для источников с баротропным индексом  $a < 2/n-1$ . Рассмотрим поведение решений в окрестности точки с верхним знаком (аналогичные результаты для точки с нижним знаком получаются отсюда с учетом свойств инвариантности динамической системы). Соответствующую зависимость от  $\tau$  нетрудно найти из системы (1) предыдущей части работы. Для функции дилатона она имеет вид

$$\varphi = \varphi_0 - \left[ (\beta - 1) f_1 \sqrt{(n-1)(n-1/b)} (\tau - \tau_0) \right]^{1/(1-\beta)}, \quad \beta \neq 1 \quad (15)$$

$$\varphi = \varphi_0 - \text{const} \cdot \exp \left[ f_1 \sqrt{(n-1)(n-1/b)} \tau \right], \quad \beta = 1$$

Поведение же функций  $x(\tau)$  и  $h(\tau)$  следующее:

$$x = x_1 + c_1 e^{\lambda_2 \tau} + c_2 e^{\lambda_3 \tau}, \quad \lambda_{2,3} = \pm (n-1) \sqrt{2(nb-1)}, \quad (16)$$

$$h = - \frac{\sqrt{1-a}}{n-1} (c_2 e^{\lambda_2 \tau} - c_3 e^{\lambda_3 \tau}),$$

где  $\tau_0$ ,  $c_{2,3}$  - постоянные интегрирования. В формуле (15) знак разности  $\tau - \tau_0$  определяется условием положительности выражения в квадратных скобках. При  $c_2 \neq 0$  слагаемые с экспонентами  $e^{\lambda_3 \tau}$  можно опустить, и соответствующие выражения описывают фазовые траектории удаляющиеся от точки (14). При  $c_2 = 0$  имеем подмножество решений, составляющих устойчивый сектор седла (14):  $x \rightarrow x_0$ ,  $h \rightarrow 0$  при  $\tau \rightarrow \infty$ . В окрестности точки (14) соответствующие фазовые траектории лежат на плоскости

$$h = \frac{\sqrt{1-a}}{n-1} x. \quad (17)$$

При  $\beta < 1$  фазовые траектории этих решений, описывающие модели с  $k=1$ , в конечный момент времени, соответствующий значению  $\tau_0$ , достигают грани  $y = y_0$  ( $\varphi = \varphi_0$ ), касаясь решений с постоянным дилатоном. В точке касания  $x = x_1 + c_2 e^{\lambda_2 \tau_0} + c_3 e^{\lambda_3 \tau_0} \neq x_1$  и  $h \neq 0$ , и она отлична от точки (14). Через эту точку проходит только траектория с  $c_1 = 0$ . Если функция  $\alpha(\varphi)$  непрерывна в точке  $\varphi_0$ , то в ходе дальнейшей эволюции решение переходит в область  $\varphi > \varphi_0$ . При  $\beta \geq 1$  траектории устойчивого сектора седла (14) ( $c_2 = 0$ ), лежащие в плоскости (17) и описывающие модели с  $k=1$ , стремятся к точке (14) (с верхним знаком) при  $\tau \rightarrow +\infty$ ,

т.е.  $\varphi \rightarrow \varphi_0$ , касаясь решения с  $c_2 = c_3 = 0$ , соответствующего одной из устойчивых сепаратрис седла. В особой точке эта траектория перпендикулярна грани  $y = y_0$ . Остальные же траектории принадлежат седловому сектору и удаляются от особой точки в ходе эволюции.

Рассмотрим теперь поведение решений, описывающих модели с  $k = \pm 1$  вблизи грани  $\varphi = \varphi_0$  в окрестности неособой точки  $(y_0, x_0, h_0)$ , отличной от (14). Зависимость дилатона от параметра  $\tau$  и функция  $x(\varphi)$  определяются соотношениями (13) и (14) из [2]. Соответствующее выражение для функции  $h$  имеет вид

$$h = h_0 + \left[ (n-1)(nb-1) - bx_0^2 \right] \frac{h_0^2}{x_0 f_1 (1-\beta)} (\varphi_0 - \varphi)^{1-\beta} \quad (18)$$

(при  $\beta = 1$  в правой части следует заменить  $(\varphi_0 - \varphi)^{1-\beta} / (1-\beta)$  на функцию  $\ln(\varphi_0 - \varphi)$ ). Отсюда следует, что как и в случае плоских моделей при  $\beta < 1$ ,  $x_0 > 0$  и  $k = \pm 1$ , модели с переменным дилатоном в конечный момент времени (соответствующий значению  $\tau = \tau_0$ ) достигают решения с  $\varphi = \varphi_0$ . Для моделей же  $x_0 < 0$  имеем  $\tau > \tau_0$ , решения разветвляются от решений с  $\varphi = \varphi_0$  при значении  $\tau = \tau_0$ .

После выяснения характера особых точек теперь мы приступим к описанию качественной эволюции моделей в окрестности  $\varphi = \varphi_0$  для различных значений параметров. Прежде всего из последнего уравнения соответствующей динамической системы (см. систему (1) в [2]) следует, что при  $a > 2/n-1$  функции  $h(\tau)$  и  $w(\tau)$  являются монотонно убывающими/возрастающими для закрытых/открытых моделей расширения. В случае же  $a < 2/n-1$  отрезки траекторий, лежащие в области

$$bx^2 < 1 - n(1+a)/2, \quad (19)$$

описывают ускоренное расширение или сжатие,  $d^2 R/dt^2 > 0$ . Эволюция в этой области носит инфляционный характер, функция  $h(\tau)$  возрастает (убывает) для закрытых (открытых) моделей.

3.1.  $\beta \geq 1, a > 2/n-1$ . На грани  $\varphi = \varphi_0$  ( $y = y_0$ ) единственными аттракторами являются точки  $(y, x, w)$  с координатами

$$(y_0, 0, \pm 1), \quad (20)$$

$$(y_0, \pm \sqrt{n(n-1)}, \pm 1/2), \quad (21)$$

причем точки с верхним/нижним знаком являются аттракторами будущего/прошлого. Точка (20) соответствует моделям с  $k = -1$ . Точки (21) описывают чисто гравидилатонные модели с плоским пространством. В их окрестности эволюция является дилатонно-доминированной. Остальные особые точки с  $\varphi = \varphi_0$  имеют седловой характер. Характер точек с  $\varphi < \varphi_0$  исследовался в [4]. На основе этих результатов можно построить фазовые картины для произвольной функции  $\alpha(\varphi)$ . В качестве примера

на рис.2а приведена фазовая диаграмма для случая функции  $\alpha(\varphi)/4b\sqrt{n}$ , график которой имеет вид (а) рис.1f работы [2]. Картина фазовых траекторий пространственно плоских моделей расширения (сечение  $w = 1/2$ ) изображена на рис.1а этой работы. Соответствующие картины для моделей сжатия (сечение  $w = -1/2$ ) можно получить преобразованием  $\tau \rightarrow -\tau$ ,  $x \rightarrow -x$ . Фазовые траектории, лежащие на грани  $y = y_0$ , описывают модели с постоянным дилатоном  $\varphi = \varphi_0$ , соответствующим сингулярным точкам дилатонной кинетической функции. Картина фазовых траекторий на этой грани приведена на рис.1а первой части работы. В случае моделей с искривленным пространством, возможных аттракторами прошлого являются точка (21) с нижним знаком, точка  $(y = 0, \sqrt{n(n-1)}, 1/2)$  (для  $k = \pm 1$ ) и точки отрезка  $x = 0, w = -1$  для моделей сжатия с  $k = -1$ . Аттракторами же будущего являются точка (21) с верхним знаком, точка  $(y = 0, -\sqrt{n(n-1)}, -1/2)$  (для  $k = \pm 1$ ) и точки отрезка  $x = 0, w = 1$  для моделей расширения с  $k = -1$ . Вертикальные отрезки ( $\varphi = \varphi_1, x = 0$ ),  $\alpha(\varphi_1) = 0$  представляют модели ОТО. Все модели расширения с  $k = \pm 1$  и с переменным дилатоном, кроме особых соответствующих сепаратрисам седловых точек, начинают эволюцию в конечный момент времени из точки (21) с нижним знаком или из точки  $(0, \sqrt{n(n-1)}, 1/2)$ . В этих точках масштабный фактор обращается в нуль и они являются сингулярными. После начальной стадии дилатонно-доминированного расширения для моделей  $k = 1$  ( $|w| < 1/2$ ) расширение останавливается в точках  $w = 0$  и модели переходят в фазу сжатия и заканчивают эволюцию в другой конечный момент времени в сингулярных точках (21) с верхним знаком или в точке  $(0, -\sqrt{n(n-1)}, -1/2)$  со значением  $R = 0$ . Модели же расширения с  $k = -1$  (область  $w > 1/2$ ) асимптотически стремятся к точкам отрезка  $0 \leq y \leq y_0, x = 0, w = 1$ . Предельное значение поля дилатона зависит от начальных данных. Соответствующее асимптотическое поведение масштабного фактора и поля дилатона приведено в работе [4].

3.2.  $\beta \geq 1, a < 2/n - 1$ . Теперь на грани  $y = y_0$ , наряду с (21), аттракторами являются также точки

$$(y_0, 0, \pm 1/2), \quad (22)$$

причем точка с верхним/нижним знаком является аттрактором будущего/прошлого. Эти точки соответствуют пространственно-плоским моделям ОТО. Фазовая картина на грани  $y = y_0$  имеет вид, изображенный на рис.1b из первой части работы. Особые точки (14) имеют седловой характер с двумерными узловыми секторами, устойчивыми/неустойчивыми в случае верхнего/нижнего знака. В окрестности особой точки траектории этих узловых секторов лежат на плоскостях (17). На рис.2b приведена фазовая диаграмма для функции  $\alpha(\varphi)/4b\sqrt{n}$ , график которой имеет вид (е) рис.1f.

Характер особых точек с  $\varphi = \varphi_0$ , нетрудно выяснить на основе результатов работы [4]. Аттракторами будущего являются точки (21) и (22) с верхними знаками. Точки же с нижними знаками являются аттракторами прошлого. Все модели расширения, кроме особых, соответствующих узловым секторам седловых точек  $(y, 0, 1)$  и (14) (с нижним знаком), начинают свою эволюцию из сингулярной точки (21) с нижним знаком в конечный момент времени. Указанные же особые решения начинают свою эволюцию из соответствующих точек в бесконечном прошлом. В зависимости от начальных данных модели заканчивают эволюцию в точках (21) и (22) с верхними знаками в конечном и бесконечном будущем для первого и второго случая соответственно. Во втором случае асимптотиками решений с переменным дилатоном являются модели ОТО. Существуют также модели, заканчивающие эволюцию в устойчивом узловом секторе седла (14) с верхним знаком. Отдельный класс моделей составляют траектории, начинающие эволюцию в бесконечном прошлом из точки (22) с нижним знаком, в состоянии сжатия со значения  $R = \infty$ . Аттракторы будущего для этих решений те же, что и для рассмотренных выше решений. Для моделей расширения (сжатия) с  $k = 1$  существует также двумерный класс моделей, соответствующих неустойчивым (устойчивым) сепаратрисам седловых точек  $(y, 0, 1)$  ( $(y, 0, -1)$ ), начинающим (заканчивающим) свою эволюцию в этих точках в бесконечном прошлом (будущем). Таким образом, все модели расширения с  $k = -1$  асимптотически стремятся к решениям ОТО с плоским пространством. Для моделей же с  $k = 1$  существует также класс моделей, для которых расширение прекращается и они переходят в фазу сжатия и заканчивают эволюцию в точках, соответствующих чисто гравитационным решениям. Конечная стадия этих моделей является дилатонно-доминированной.

3.3.  $0 < \beta < 1$ . Картина фазовых траекторий на грани  $y = y_0$  ( $\varphi = \varphi_0$ ) не зависит от  $\beta$  и та же, что и в предыдущих пунктах. Однако теперь решения с  $\varphi < \varphi_0$  ( $\varphi > \varphi_0$ ) в конечный момент времени могут перейти в область  $\varphi > \varphi_0$  ( $\varphi < \varphi_0$ ) при значениях  $x > 0$  ( $x < 0$ ). При  $\beta \geq 1/2$  помимо этих решений существуют модели с искривленным пространством, фазовые траектории которых заканчивают эволюцию в точке (22) с верхним знаком. Они реализуются для источников с баротропным индексом  $a < 2/n - 1$ . При  $a > 2/n - 1$  эта точка имеет седловой характер. При  $\beta > 1/2$  через каждую точку грани  $\varphi = \varphi_0$ , отличной от точек отрезка  $x = 0$ , проходят две траектории, описывающие модели с переменным и постоянным дилатоном. Точкам же отрезка  $\varphi = \varphi_0$ ,  $x = 0$  соответствуют только модели с постоянным дилатоном и они представляют решения ОТО. При значениях же  $\beta < 1/2$  через эти точки также проходят два

решения. В этом случае картина космологической эволюции моделей с  $k = \pm 1$  мало отличается от рассмотренной в [4] для случая несингулярной кинетической функции. Отличие заключается в том, что теперь траектории с переменным дилатоном пересекают грань  $\varphi = \varphi_0$  с бесконечной производной, касаясь траекторий с постоянным дилатоном, лежащих на этой грани. Наличие последних является второй отличительной чертой моделей с сингулярной кинетической функцией.

**5. Заключение.** В данной работе мы рассмотрели космологические модели струнной эффективной гравитации с учетом петлевых поправок к дилатонным функциям связи. Показано, что наличие сингулярностей у дилатонной кинетической функции приводит к естественному механизму фиксации дилатона. Однако в связи с отсутствием в настоящее время самосогласованной непertурбативной теории струн, вопрос о возможности генерации таких сингулярностей петлевыми поправками остается открытым.

В первой части работы [1] мы рассмотрели модели с постоянным дилатоном  $\varphi = \varphi_0$ , где  $\varphi_0$  - указанная выше сингулярная точка. Они включают, как частный случай, решения ОТО (отрезки  $x=0$  на рис.1 из [1]). Вопрос о возможности фиксации дилатона в каких-либо критических точках с  $\varphi = \varphi_0$  требует анализа поведения моделей с переменным дилатоном в их окрестности. Такому анализу моделей с плоским и искривленным пространствами и посвящены вторая [2] и третья части работы, соответственно. Поскольку конкретная форма петлевых поправок к настоящему времени неизвестна, наиболее удобным является использование качественных методов, позволяющих получить картину эволюции при различных случаях поведения функций в окрестности рассматриваемой точки и классифицировать качественно различные случаи. В данной работе мы исследовали вариант, когда указанное поведение описывается степенным законом с показателем  $\beta$ , а модели классифицируются параметрами  $a, \beta$ . В пространстве этих параметров точки бифуркации лежат на прямых  $a = 2/n - 1, \beta = 1, \beta = 1/2$ . Они разделяют множество однородных и изотропных космологических моделей на классы с качественно различным поведением. Стабилизация наиболее эффективна для случая  $\beta = 1/2$ , когда подавление вариаций дилатона происходит по степенному закону по  $R$ . В частности, наличие начальной инфляционной стадии расширения приводит к тому, что такие вариации пренебрежимо малы, и в последующих стадиях модель с большой точностью совпадает со стандартной космологией. Для значений  $\beta > 1/2$  в случае решений с фиксацией дилатона стремление  $\varphi$  к предельному значению происходит намного медленнее, по логарифмическому закону относительно  $R$ . К сопоставлению этих моделей с основными космологическими наблюдательными данными мы планируем вернуться в одной из следующих наших работ. И, наконец, при  $\beta < 1/2$  модели достигают точек с  $\varphi = \varphi_0$  в конечный момент времени и далее переходят в область  $\varphi > \varphi_0$  (или

$\varphi < \varphi_0$  при  $x < 0$ ). Здесь также возможна фиксация. Однако это требует дополнительных условий на функцию  $\alpha(\varphi)$  связи дилатона с другими источниками. В частности, эта функция должна иметь разрыв в точке  $\varphi = \varphi_0$ .

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства науки и образования Республики Армения.

Ереванский государственный университет, Армения

## ON DILATON STABILIZATION IN STRING COSMOLOGY. III. SPATIALLY CURVED MODELS

A.A.SAHARIAN

Homogeneous and isotropic cosmological models of low-energy string gravity with higher-loop corrections are investigated within the framework of the dilaton stabilization mechanism proposed in the first part of present paper. Using qualitative methods, the behaviour of the spatially curved models is investigated near the singular point for various values of the singularity parameter and barotropic index of the nongravitational source. The conditions are specified under which the dilaton stabilization takes place and the corresponding phase diagrams are presented.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *A.A. Саарян*, *Астрофизика*, **43**, 123, 2000.
2. *A.A. Саарян*, *Астрофизика*, **43**, 313, 2000.
3. *A.A. Saharian*, *Class. Quantum Grav.*, **15**, 1951, 1998.
4. *A.A. Saharian*, *Class. Quantum Grav.*, **16**, 2057, 1999.

УДК: 52.423

## ВАРИАНТ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. III. ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Р.М.АВАКЯН, А.А.ЕРАНЯН

Поступила 4 февраля 2000

Принята к печати 11 августа 2000

Исследовано гравитационное излучение в варианте биметрической теории гравитации в случае медленных движений и слабых полей. Рассмотрены вопросы скорости распространения, поляризации и генерации слабой гравитационной волны. Определены коэффициенты Петерса-Метьюза и коэффициент дипольного излучения.

1. *Введение.* В работе [1], в качестве новой альтернативы ОТО, был предложен вариант биметрической теории гравитации. Как было показано в [2], в пост-ньютоновском приближении предсказания предложенной теории и ОТО совпадают. Поэтому возникает необходимость рассмотрения в рамках этой теории таких явлений, для которых разница в предсказаниях теорий может оказаться существенной. Одним из таких явлений может быть гравитационное излучение, исследованию которого в рамках предложенной теории посвящена настоящая работа.

2. *Гравитационное излучение.* Последовательное изучение проблемы гравитационного излучения вследствие сильной нелинейности уравнений поля возможно в случае слабых волн. В силу чрезвычайно малой интенсивности гравитационного излучения для наших целей достаточно использование линеаризованных уравнений поля. В квазидекартовой системе координат  $\gamma_{ik} = \text{diag}(c_0^{-1}, -c_1^{-1}, -c_1^{-1}, -c_1^{-1})$ , где  $\gamma_{ik}$  - фоновая метрика, а  $c_0$  и  $c_1$  - космологические константы связи [2,4], метрику представим в виде

$$g_{ik} = g_{ik}^{(0)} + h_{ik}, \quad (1)$$

где

$$g_{ik}^{(0)} = \text{diag}(1, -1, -1, -1), \quad (2)$$

причем  $|h_{ik}| \ll 1$  во всем пространстве, включая область, занимаемую источником. При этом с точностью до величин первого порядка по  $h_{ik}$  контравариантный метрический тензор:

$$g^{ik} = g^{ik(0)} - h^{ik}, \quad (3)$$

а определитель тензора  $g_{ik}$ :

$$g = g^{(0)}(1 + h), \quad (4)$$

где  $h = h^i_j$ ; все индексы поднимаются и опускаются с помощью метрики  $g_{ik}$ .

В указанной системе координат линеаризованные уравнения поля [1,2] имеют вид

$$\frac{1}{2} \square \Psi_{ik} + \left( \frac{1}{2} - a \right) \left[ \Psi'_{i,kl} + \Psi'_{k,il} - g_{ik} \Psi'_{,ln} \right] = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (5)$$

$$a \square \Psi_{k,m}^m = 0, \quad (6)$$

где

$$\Psi_{ik} = h_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} h, \quad (7)$$

$f_{,j} \equiv \frac{\partial f}{\partial x^j}$ ,  $\square = -g^{(0)ik} \frac{\partial^2}{\partial x^i \partial x^k}$  - оператор  $\partial'$  Адамара,  $a$  - один из безразмерных параметров теории,  $T_{ik}^{(0)}$  получается из тензора  $T_{ik}$  путем замены в нем  $g_{ik} \rightarrow g_{ik}^{(0)}$  и ковариантной производной на обычную. В этом приближении ковариантный закон сохранения  $T_{i;k}^k = 0$  принимает вид

$$T_{i,k}^k = 0. \quad (8)$$

Рассмотрим вначале уравнение (6). Оно должно иметь место во всем пространстве, при любом  $a$  и для произвольного слабого источника. Для изолированного источника на бесконечности  $\Psi_{i,k}^k \rightarrow 0$ . В силу условия регулярности решения в остальной области пространства получается, что во всем пространстве

$$\Psi_{i,k}^k = 0. \quad (9)$$

Вообще говоря, уравнение (6) имеет решение в виде плоских волн, представляющих внешнее поле, не связанное с полем изолированной системы. Поэтому без ограничения общности такие решения можно отбросить [5].

С учетом (9) уравнение (5) принимает вид:

$$\square \Psi_{ik} = \frac{16\pi G}{c^4} T_{ik}^{(0)}. \quad (10)$$

В приближении слабого поля тензор  $T_{ik}^{(0)}$  не зависит от  $h_{ik}$  (или  $\Psi_{ik}$ ). Поэтому, если  $\Psi_{ik}$  есть решение системы (8) и (10), то решением будет также и

$$\Psi'_{ik} = \Psi_{ik} - \xi_{i,k} - \xi_{k,i} + g_{ik} \xi_{,m}^m, \quad (11)$$

где 4-вектор  $\xi^m$  удовлетворяет уравнению

$$\square \xi^m = 0. \quad (12)$$

Преобразование (11) является калибровочным преобразованием и не связано с преобразованием координат. При таком преобразовании наблюдаемые физические величины не меняются. На  $\xi^m$  должно быть наложено условие

$$|\xi_{m,n}| \ll 1, \quad (13)$$

гарантирующее слабость поля. Воспользовавшись этим произволом выберем  $\xi_m$  таким образом, чтобы обратить в нуль компоненты  $\Psi_{0\alpha}$  и след  $\Psi = \Psi_0^0 + \Psi_\alpha^\alpha$  (греческие индексы пробегают значения 1, 2, 3). Условия такого вида для поля  $\Psi_{ik}$  называют  $TT$  - калибровкой. Соответствующие выражения для  $\xi^m$  приведены, например, в [6].

Вне источника имеем уравнение

$$\square \Psi_{ik} = 0, \quad (14)$$

из которого следует, что гравитон распространяется со скоростью света. Этот результат отличает рассматриваемый вариант теории гравитации от большинства других альтернативных биметрических теорий, в которых скорость распространения гравитационных волн зависит от космологических констант связи [4]. Например, в теории Розена эта скорость равна  $\sqrt{c_1/c_0}$  [7].

В [8] была разработана лоренц-инвариантная схема  $E(2)$  классификации поляризации гравитационных волн в метрических теориях гравитации. Согласно ей, класс теории определяется видом линеаризованных уравнений поля для плоской волны в пустоте. Эти уравнения для данной теории и ОТО имеют один и тот же вид. Это обстоятельство означает, что обе теории принадлежат к одному и тому же  $E(2)$  классу  $N_2$  с параметрами Ньюмена-Пенроуза  $\psi_2 = \psi_3 = \Psi_{22} = 0$ ,  $\psi_4 \neq 0$ , то есть в этой теории (как и в ОТО) физическое гравитационное поле имеет спин 2 и спиральность  $\pm 2$ .

3. *Генерация гравитационных волн.* Рассмотрим теперь излучение гравитационных волн медленно движущимися источниками, в частности, мультипольность такого излучения. Важность последнего обусловлена тем, что, анализируя изменение периода орбитального движения двойного пульсара, вызванное гравитационным излучением, можно получить информацию о мультипольности излучения. Для этого решение уравнения (10) запишем в виде

$$\Psi_i^k = -\frac{4G}{c^4} \int (T_i^k)_{t-R/c} \frac{dV'}{R}, \quad (15)$$

где  $R$  - расстояние точки наблюдения от элемента интегрирования. Исходя из (8), можно показать, что вдали от источника и в случае малых скоростей [6,9]

$$\Psi^{\alpha\beta} = -\frac{2G}{c^4 R_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \rho(t - R_0/c, \vec{r}') x^\alpha x^\beta dV', \quad (16)$$

где  $\rho$  - плотность массы излучающей материи,  $R_0$  - расстояние точки наблюдения от некоторого элемента внутри распределения масс.

Для расчета интенсивности гравитационного излучения воспользуемся ковариантным дифференциальным законом сохранения [3]

$$\left[ \frac{g}{\gamma} \left( t_{LL}^{ik} - \frac{c^4}{8\pi G} S^{ik} + T^{ik} \right) \right]_{;k} = 0, \quad (17)$$

где  $t_{LL}^{ik}$  - тензорное обобщение псевдотензора Ландау-Лифшица [3], выражение  $S^k$  можно найти в [2], вертикальная черточка означает ковариантную производную по фоновой метрике  $\gamma_{ik}$ .

В квазидекартовой системе координат

$$\left[ (-g) \left( t_{LL}^{ik} - \frac{c^4}{8\pi G} S^{ik} + T^{ik} \right) \right]_{;k} = 0. \quad (18)$$

Интегрируя (18) по некоторому большому объему и полагая, что поток вещества через поверхность, ограничивающую объем интегрирования, отсутствует, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \int (-g) \left( t_{LL}^{0k} - \frac{c^4}{8\pi G} S^{0k} + T^{0k} \right) dV = - \oint (-g) \left( ct_{LL}^{\alpha k} - \frac{c^5}{8\pi G} S^{\alpha k} \right) df_\alpha, \quad (19)$$

где интегрирование в правой части производится по двумерной поверхности, окружающей область интегрирования левой части. Поскольку при  $k=0$  левая часть равенства (19) представляет собой потерю энергии системой в единицу времени, то поток энергии гравитационного излучения через элемент площади  $df_\alpha$  будет равен:

$$dI = (-g) \left( ct_{LL}^{\alpha 0} - \frac{c^5}{8\pi G} S^{\alpha 0} \right) df_\alpha. \quad (20)$$

Выбрав в качестве поверхности интегрирования сферу и учтя, что  $df_\alpha = -R_0^2 n_\alpha d\Omega$ , где  $d\Omega$  - элемент телесного угла, а  $n_\alpha = \frac{x_\alpha}{R_0}$  - единичный вектор ( $n_\alpha n^\alpha = -1$ ), получим

$$\frac{dI}{d\Omega} = -(-g) n_\alpha R_0^2 \left( ct_{LL}^{\alpha 0} - \frac{c^5}{8\pi G} S^{\alpha 0} \right). \quad (21)$$

На больших расстояниях от излучающей системы и в случае слабых полей в  $TT$  - калибровке ( $h_{0r} = h = 0$ ,  $h_{\alpha\beta}^{\alpha\beta} = 0$ ) имеем

$$t_{LL}^{\alpha 0} = \frac{c^4}{32\pi G} n^\alpha h_{,0}^{\alpha\sigma} h_{\sigma\tau,0}, \quad (22)$$

$$S^{\alpha 0} = -a n^\alpha (h^{\sigma\tau} h_{\sigma\tau,0}), \quad (23)$$

где учтена также запаздывающая природа  $h^{ik} = h^{ik}(t - R_0/c)$  ( $n_a h^{ab} = 0$ ).

Подставив (22),(23) в (21) и с учетом того, что в рассматриваемом приближении  $g \approx -1$ , получим

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{c^5 R_0^2}{8\pi G} \left[ \frac{1}{4} h_{\tau\tau,0}^{\tau\tau} h_{\tau\tau,0} + a(h_{\tau\tau}^{\tau\tau} h_{\tau\tau,0}) \right]. \quad (24)$$

Выражение (24) отличается от соответствующего выражения ОТО, приведенного в [8] вторым членом в квадратных скобках. Однако этот член, будучи полной производной по времени, исчезает при усреднении по интервалу времени, превышающему период волны. Аналогичная ситуация имеет место в ОТО, если при расчете интенсивности излучения использовать, например, псевдотензор энергии-импульса приведенный в [5]. Поэтому в дальнейших расчетах этот член будет опущен.

Поскольку в  $TT$  - калибровке  $h_{\alpha\beta} = \Psi_{\alpha\beta}$ , то из (16) получим

$$h_{\alpha\beta} = -\frac{2G}{3c^4 R_0} \left( P_{\alpha}^{\tau} P_{\beta}^{\tau} - \frac{1}{2} P^{\tau\tau} P_{\alpha\beta} \right) \ddot{D}_{\tau\tau}, \quad (25)$$

где точки означают производную по времени,

$$D^{\alpha\beta} = \int \rho \left( 3x'^{\alpha} x'^{\beta} - r'^2 g^{(0)\alpha\beta} \right) dV' \quad (26)$$

- квадрупольный момент системы, а

$$P_{\beta}^{\alpha} = \delta_{\beta}^{\alpha} + n_{\beta} n^{\alpha} \quad (27)$$

- оператор проектирования, удовлетворяющий условиям  $P_{\alpha}^{\alpha} = 2$ ,  $P_{\sigma}^{\alpha} P_{\beta}^{\sigma} = P_{\beta}^{\alpha}$ .

Интенсивность излучения по всем направлениям, т.е. потеря энергии системой в единицу времени будет равна

$$-\frac{dE}{dt} = I = \frac{G}{45c^5} \ddot{D}_{\alpha\beta} \ddot{D}^{\alpha\beta}. \quad (28)$$

Таким образом, выражение для интенсивности излучения совпадает с аналогичным в ОТО, т.е. и в рассматриваемом варианте теории дипольное и монопольное излучения отсутствуют. Указанный результат отличает этот вариант теории от известных альтернативных теорий [4].

Для двойной системы тел с массами  $m_1$  и  $m_2$  с использованием процедуры, изложенной в [4,9], получим

$$I = \frac{8}{15} \frac{G^3 m^2 M^2}{c^5 R^6} \left[ 12v^2 R^2 - 11(\bar{R}\bar{v})^2 \right], \quad (29)$$

где  $m = m_1 + m_2$ ,  $M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ , а  $v$  - относительная скорость движения тел.

Из сравнения с общей формулой для интенсивности излучения в метрических теориях [4] получим значения  $k_1$  и  $k_2$  Петерса-Метьюза и  $k_D$  - дипольного излучения

$$k_1 = 12; \quad k_2 = 11; \quad k_D = 0; \quad (30)$$

Таким образом, в вопросах, связанных с гравитационным излучением, рассматриваемая теория не отличается от ОТО.

Авторы выражают благодарность участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за полезные обсуждения.

Ереванский государственный университет,  
Армения

## VARIANT OF THE BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION. III. GRAVITATIONAL RADIATION

R.M.AVAGYAN, A.H.YERANYAN

The gravitational radiation in the variant of the bimetric theory of gravitation is studied in slow motion and weak-field limit. Problems of speed and polarization as well as the problem of generation of weak gravitational wave are considered. In the case of a binary system the coefficients of Peters-Methews and the coefficient of dipole radiation are determined.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *R.M.Avakian, L.Sh.Grigorian, Astrophys. and Space Sci.*, **146**, 183, 1988.
2. *Р.М.Авакян, А.А.Ерамян, Астрофизика* **43**, 303, 2000.
3. *Р.М.Авакян, А.А.Ерамян, Астрофизика* **43**, 493, 2000.
4. *К.Уилл, Теория и эксперимент в гравитационной физике. Энергоатомиздат, М., 1985.*
5. *Г.С.Саакян, Пространство-время и гравитация, ЕГУ, Ереван, 1985.*
6. *А.А.Лозунов, М.А.Мествиришвили, Релятивистская теория гравитации, Наука, М., 1989.*
7. *N.Rosen, Ann. Phys.*, **84**, 455, 1974.
8. *D.M.Eardley D.L.Lee, Phys Rev.*, **D8**, 3308, 1973.
9. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1988.*

УДК: 524.3:520.82

Краткие сообщения

## ФОТОМЕТРИЯ Ae ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА VV Ser В АНОМАЛЬНО ГЛУБОКОМ МИНИМУМЕ БЛЕСКА

1. *Введение.* VV Ser была отнесена к молодым Ae/Be звездам в работе Хербига [1]. По данным многолетних фотоэлектрических наблюдений [2-7] блеск звезды меняется в пределах от  $11^m5$  до  $13^m3$  в полосе *V*. У VV Ser, как и у других звезд Ae/Be Хербига с большой амплитудой фотометрической переменности (называемых также звездами типа UX Ori), наблюдается покраснение показателей цвета с уменьшением блеска звезды, интерпретируемое обычно как результат селективного поглощения излучения звезды в неоднородной пылевой оболочке (модель переменной околозвездной экстинкции). Кардополов и др. [3-6], подробно исследовавшие фотометрическое поведение VV Ser, отмечают отсутствие у нее "эффекта поголубения", характерного для "классических" звезд типа UX Ori. "Эффект поголубения", как и высокая степень поляризации в минимумах блеска (до 7%), обусловлен ростом вклада рассеянного в оболочке излучения и является доказательством затменно-пылевой природы переменности [8,9]. Отсутствие "эффекта поголубения" у ряда звезд Ae/Be Хербига, в том числе VV Ser, иногда приводится в качестве аргумента против универсальной применимости модели переменной околозвездной экстинкции к этому классу объектов [10].

2. *Наблюдения и анализ.* Наблюдения VV Ser проводились в рамках программы фотополариметрического мониторинга звезд типа UX Ori в КрАО на телескопе АЗТ-11 ( $D = 1.25$  м), оснащенный двухканальным фотометром-полариметром [11], позволяющем выполнять одновременные фотополариметрические наблюдения в полосах *UBVRI*. Все фотометрические наблюдения были редуцированы в стандартную систему Джонсона. В ночи с хорошими изображениями для наблюдений использовалась  $10''$ -ая диафрагма, в остальные ночи наблюдения выполнялись с  $15''$ -ой диафрагмой. Средняя ошибка фотометрии составляет  $0^m04$  в цвете *U-B* и  $0^m02$  в полосе *V* и остальных показателях цвета. Результаты многолетнего мониторинга VV Ser и их анализ будут более подробно описаны в отдельной статье. Здесь же мы ограничимся описанием наиболее интересного эпизода в поведении этой звезды, наблюдавшегося в 1998 г.

На рис.1 представлена кривая блеска в полосе  $V$  за 1998г. Хорошо видно, что большую часть времени  $VV$  Ser пребывает в состоянии яркого блеска, что характерно для звезд этого типа. Глубокие минимумы блеска переменной (до  $13^m$ ) достаточно редки (см. [2-7]), поэтому, можно сказать, что в 1998г.  $VV$  Ser пребывала в "активном" состоянии - в начале

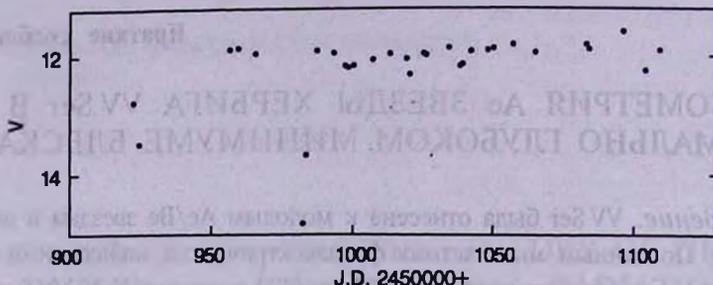


Рис.1. Результаты фотометрического мониторинга  $VV$  Ser 1998г. Кривая блеска в полосе  $V$ .

сезона звезда была в глубоком минимуме блеска с  $V = 13^m4$ . Наблюдавшийся затем в J.D. 2450982 минимум был аномально глубоким -  $V_{\min} = 14^m8$ ! Это почти на  $1^m5$  глубже наиболее глубоких минимумов, наблюдавшихся у этой звезды за более чем 20 лет [2-7]. Из-за погодных условий (Луна вблизи полнолуния) нам удалось пронаблюдать переменную только на выходе из минимума блеска, так как в предыдущие ночи она сливалась с фоном неба. Общая продолжительность минимума меньше 20 дней; в состоянии минимального блеска, на выходе из минимума, яркость звезды за одни сутки увеличилась на  $1^m1$ . Столь большая скорость изменения блеска наблюдалась ранее лишь еще у одной Ae звезды Хербига - RR Tau [12].

На рис.2 представлены диаграммы "цвет-величина"  $VV$  Ser, построенные по нашим наблюдениям в 1998г., показывающие поворот цветовых треков: в глубоком минимуме показатель цвета  $U-B$  практически такой же, что и в ярком состоянии, показатель цвета  $B-V$  так же заметно голубее, чем на уровне  $V = 13^m5$ . На рис.2 приведены также наблюдения Кардополова и др. [2-7]. Сравнение данных между собой показывает, что отсутствие поворота цветовых треков в предыдущих наблюдениях  $VV$  Ser связано не с отличием механизма переменности  $VV$  Ser от типичного для звезд этого типа [8], а с низкой частотой появления глубоких минимумов, подобных наблюдавшемуся в J.D. 2450982.

Отметим, что в этом минимуме блеска  $VV$  Ser наблюдалось характерное для звезд типа UX Ori поведение линейной поляризации - увеличение степени поляризации при ослаблении блеска звезды. При этом в минимальном состоянии блеска поляризация достигла значений 10 - 15% (в разных полосах системы  $UBVR$ ), что заметно выше типичных для этого класса звезд значений 5 - 7% [9] и существенно выше значений поляризации, наблюдавшихся в менее глубоких минимумах  $VV$  Ser [13].

3. *Заключение.* Наблюдавшиеся в 1998г. минимумы блеска VV Ser были очень глубокими, а в одном из них (J.D. 2450982) звезда находилась в состоянии блеска почти на полторы звездных величины более слабом, чем за всю историю ее фотометрических исследований. Это ставит VV Ser, наряду с другой классической Ae звездой Хербига - RR Tau - в ряд звезд, имеющих максимальные амплитуды изменений блеска - около  $4^m$ .

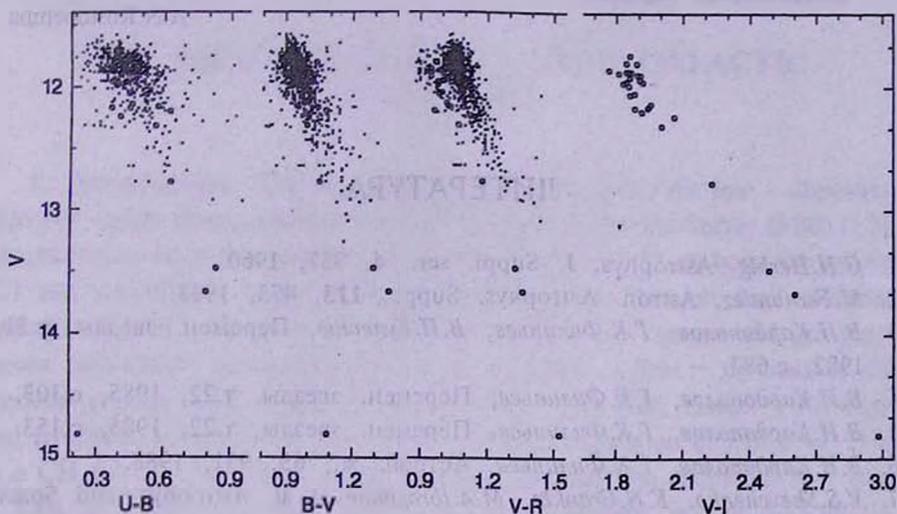


Рис.2. Диаграммы цвет-величина VV Ser по данным наших наблюдений в 1998г. (кружки). Для сравнения показаны результаты предыдущих наблюдений [3-6] (точки).

Наблюдения звезды в этом минимуме показали, что VV Ser, так же как и другие звезды типа UX Ori, демонстрирует в глубоких минимумах блеска поворот цветových треков, обусловленный увеличением вклада излучения, рассеянного околозвездной пылью. Ослабление блеска звезды сопровождалось ростом линейной поляризации до 10-15%, что говорит о значительной несферичности пылевой оболочки. Более того, столь высокая поляризация может указывать на отклонение ее формы от аксиальной симметрии (см. [14]). То, что эти эффекты ранее не наблюдались у VV Ser, обусловлено малой частотой повторения достаточно глубоких ( $\Delta V \sim 3^m$ ) минимумов блеска, а не отличием механизма переменности VV Ser от общей для звезд типа UX Ori модели переменной околозвездной экстинкции [8].

Авторы признательны В.П.Грину за полезные обсуждения.

*Photometry of the Herbig Ae star VV Ser in an exceptionally deep brightness minimum.* Photopolarimetry of the classic Herbig Ae star VV Ser was carried out at the Crimean Astrophysical Observatory as a part of the longterm program of UX Ori type stars monitoring. An exceptionally deep minimum, down to  $V=14^m8$ , was observed in 1998. For the first time

for this star the "blueing effect" was detected in  $U-B$  and  $B-V$  color indexes. Record-high for UX Ori stars linear polarization ( $12.8 \pm 1.4\%$  in  $B$ ) was observed in this minimum.

17 апреля 2000  
Крымская астрофизическая  
обсерватория, Украина

Д.Н.Шаховской  
D.N.Shakhovskoy  
А.Н.Ростопчина  
A.N.Rostopchina

## ЛИТЕРАТУРА

1. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, **4**, 337, 1960.
2. *M.Fernandez*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **113**, 473, 1993.
3. *В.И.Кардополов, Г.К.Филипьев, В.П.Кулешов*, *Перемен. звезды*, т.21, 1982, с.682.
4. *В.И.Кардополов, Г.К.Филипьев*, *Перемен. звезды*, т.22, 1985, с.103.
5. *В.И.Кардополов, Г.К.Филипьев*, *Перемен. звезды*, т.22, 1985, с.153.
6. *В.И.Кардополов, Г.К.Филипьев*, *Астрон. ж.*, **65**, 951, 1988.
7. *V.S.Shevchenko, K.N.Grankin, M.A.Ibragimov et al.* *Astrophys. and Space Sci.* **202**, 121, 1992.
8. *В.П.Гринин*, *Письма в Астрон. ж.*, **14**, 65, 1988.
9. *V.P.Grinin, N.N.Kisilev, N.Kh.Minikhulov, G.P.Chernova, N.V.Voshchinnikov*, *Astrophys. Space Sci.*, **186**, 283, 1991.
10. *W.Herbst, V.S.Shevchenko*, *Astron. J.*, **118**, 1043, 1999.
11. *V.Pitrola*, *Ann. Acad. Sci. A. VI. No.* 418, 61, 1975.
12. *A.N.Rostopchina, V.P.Grinin, A.Okazaki et al.*, *Astron. Astrophys.*, **327**, 145, 1997.
13. *В.И.Кардополов, Л.А.Павлова, Ф.К.Рспаев*, *Астрон. ж.* **68**, 565, 1991.
14. *А.Н.Ростопчина, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской*, Представлена в *Астрон. ж.*

УДК: 524.337

Notes

NEW FAINT CH STARS AT HIGH GALACTIC  
LATITUDES

1. *Introduction.* The search for very red stars using the low - dispersion objective - prism plates, provided by the First Byurakan Spectral Survey (FBS) [1,2], has resulted so far in the discovery of new objects of which 52 are bona fide carbon (C) star candidates, most of them being relatively faint at high Galactic latitudes ( $|b| > 30^\circ$ ). In order to confirm the carbon star nature and get more precise information on spectral types of these objects, follow - up medium slit spectroscopy has been carried out at the ESO - La Silla, Haute - Provence and Byurakan Observatories. The first led to the classification of FBS 0102 - 110 as a CH star [3]. We report in the present paper that two additional R - type C stars, as judged from their FBS plate spectral features, namely FBS 0922 + 786 ( $l = 134^\circ$ ,  $b = 35^\circ$ ,  $E(\text{mag.}) = 12.2$  and FBS 1127 + 782 ( $l = 131^\circ$ ,  $b = 35^\circ$ ,  $E(\text{mag.}) = 12.2$ ), listed in the seventh list of late spectral types [4], have also been found to belong to the special CH - star group of carbon stars. Finding charts for FBS 0922 + 786 and FBS 1127 + 782, drawn from the Digital Sky Survey of POSS [5] are presented in Fig.1.

2. *Spectroscopic observations.* Nineteen spectra in wavelength range 3600 - 7200 Å, were obtained at the Haute - Provence Observatory (CNRS, France) for 11 newly identified C star candidates during four nights (26 - 30 June 1998). We used the CARELEC long - slit spectrograph mounted on the 1.93 - m telescope equipped with a 300 line/mm grating and a 2048 x 2048 (13.5  $\mu\text{m}$  x 13.5  $\mu\text{m}$ ) pixel CCD camera (EEV 42 - 20), providing 1.75 Å/pixel resolution. The height of the slit was about 300  $\mu\text{m}$  corresponding to 2" on the sky. For spectrophotometric calibration the star BD + 28 4211 has been observed during each night. The European Southern Observatory - Munich Image Data Analysis System (ESO - MIDAS) was used for image processing and data reduction. Fig.2 shows the spectrograms of stars FBS 0922 + 786 and FBS 1127 + 782.

3. *CH - Stars.* The slit spectra of stars FBS 0922 + 786 and FBS 1127 + 782 show a number of absorption bands of carbon and cyanogen molecules well representative of C stars; especially, the pronounced strength of the Swan system in green  $\lambda 4737 \text{ \AA}$  C<sub>2</sub> (1,0),  $\lambda 5165 \text{ \AA}$  C<sub>2</sub> (0,0) and  $\lambda 5636 \text{ \AA}$  C<sub>2</sub>

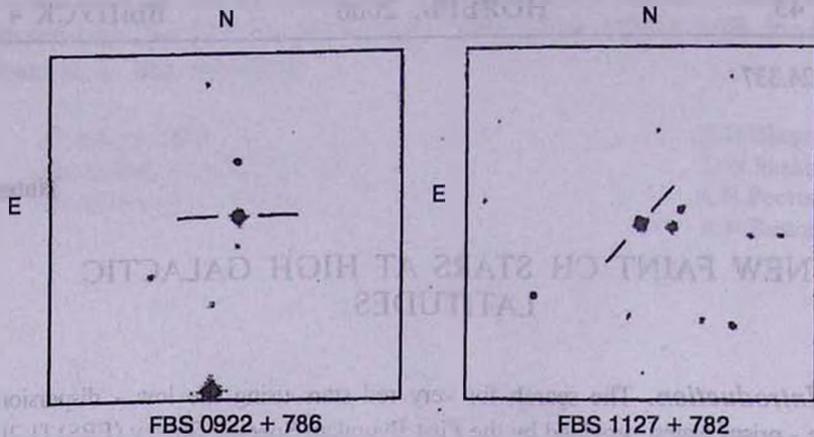


Fig.1. Finding charts for FBS 0922 + 786 and FBS 1127 + 782 from the Digital Palomar Sky Survey. North and East are indicated. The fields are  $5' \times 5'$ .

(0,1) which previously seen on the FBS low - dispersion slitless spectra, led us to classify them as early R-type C stars. In addition, the  $\lambda 4383 \text{ \AA} C_2(0,2)$  band is relatively strong on the medium resolution slit spectra of those two stars, which also reveal the presence of the bandhead of the G band of the CH molecule at  $\lambda 4300 \text{ \AA}$ , typical for the special C stars belonging to the CH - natural group. However, all three CH - stars discovered on our FBS plates need further investigation:

- Higher spectral resolution study in order to determine their CH - subgroup [6-10], radial velocities and s-process element abundances,
- Proper motion estimates and a check of their possible binary nature.

So far, using new results provided by HIPPARCOS for CH - stars [11] as well as visual magnitudes, estimated according to the method presented in paper [12] and E - magnitudes and O - E colors, taken from the APS database operated at the University of Minnesota (<http://isis.spa.umn.edu/>), the distances to the FBS 0922 + 786, FBS 1127 + 782 and FBS 0102 - 110 have been found to be 5.7 kpc, 8.3 kpc and  $\sim 22$  kpc, respectively.

*Новые слабые CH - звезды на высоких галактических широтах.*

Приведены спектрограммы в области 3600 - 7200  $\text{\AA}$  и карты идентификации для звезд FBS 0922 + 786 и FBS 1127 + 782. Установлена принадлежность этих объектов к группе CH - звезд.

17 May 2000

<sup>1</sup>V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

<sup>2</sup>Observatoire de Marseille, France

K.S.Gigoyan<sup>1</sup>

M.Azzopardi<sup>2</sup>

G.Muratario<sup>2</sup>

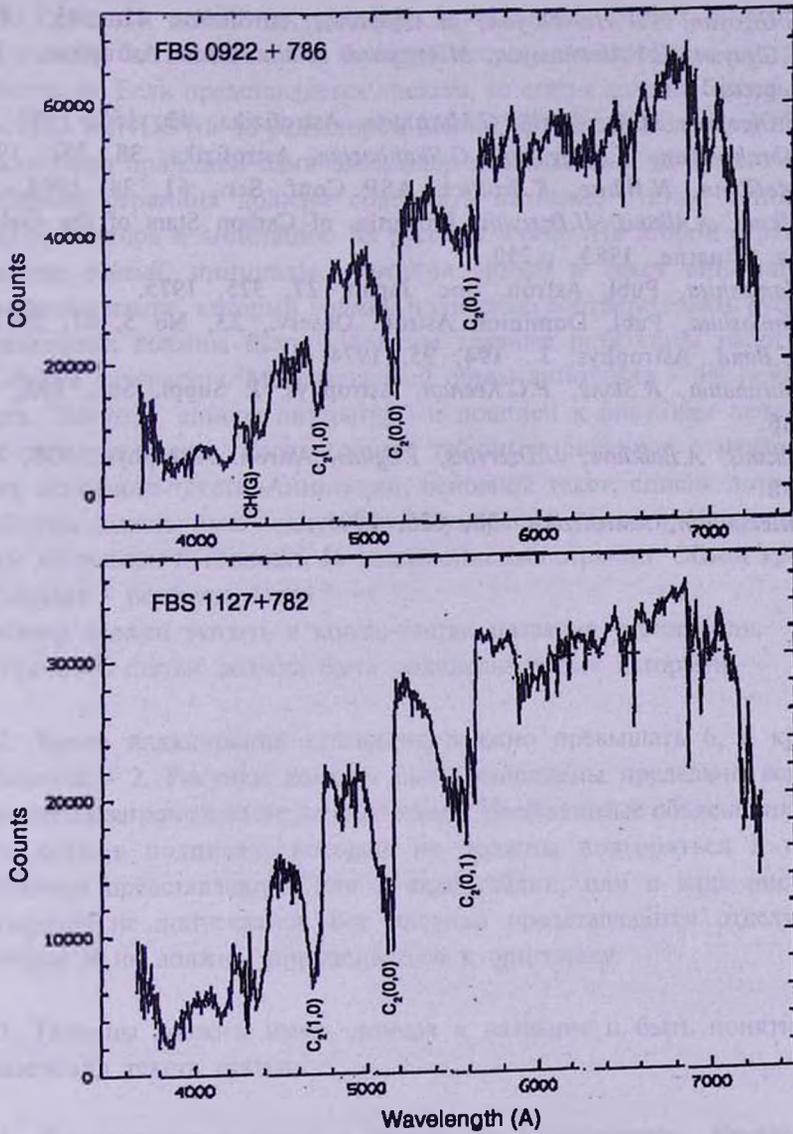


Fig. 2. The CCD spectra for FBS 0922 + 786 and FBS 1127 + 782 in the wavelength range 3600 - 7200 A. The molecular bandheads of C<sub>2</sub> and CH are indicated.

## REFERENCES

1. *K.S.Gigoyan, V.V.Hambaryan, M.Azzopardi*, *Astrofizika*, **41**, 545, 1998.
2. *K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi et al.*, *Astron. Astrophys.*, 2000 (in press).
3. *K.S.Gigoyan, M.Azzopardi, G.Muratorio*, *Astrofizika*, **42**, 155, 1999.
4. *H.Abrahamyan, K.S.Gigoyan, G.Shahbazian*, *Astrofizika*, **38**, 351, 1995.
5. *T.McGlynn, N.White, K.Scollick*, *ASP Conf. Ser.*, **61**, 34, 1994.
6. *Z.Alksne, A.Alksnis, U.Dzervitis*, *Properties of Carbon Stars of the Galaxy*, Riga: Zinatne, 1983, p.250.
7. *Y.Yamashita*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **27**, 325, 1975.
8. *Y.Yamashita*, *Publ. Dominion Astron. Observ.*, **23**, No 5, 67, 1967.
9. *H.E.Bond*, *Astrophys. J.*, **194**, 95, 1974.
10. *C.Barnbaum, R.Stone, P.C.Keenan*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **105**, 419 1966.
11. *A.Alksnis, A.Balklavs, U.Dzervitis, I.Eglitis*, *Astron. Astrophys.*, **338**, 209, 1998.
12. *A.Mickaelian*, *Astrofizika*, **38**, 625, 1995.

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск I

О происхождении облаков $L_a$ -леса	<i>В.Г.Горбацкий</i>	5
Исследование галактик второго бюраканского обзора неба. II. Спектральные наблюдения в площадке $08^h00^m, +59^\circ$	<i>С.А.Акопян, С.К.Балаян</i>	13
Некоторые статистические особенности ярких галактик с УФ-избытком	<i>М.А.Казарян, Ж.Р.Мартirosян</i>	21
О связи инфракрасного и радиоизлучения спиральных галактик	<i>В.Г.Малумян</i>	33
Структура скоплений галактик А 999, А 1016 и А 1142	<i>Е.Г.Никогосян</i>	45
Верхний предел для углового момента галактик. II.	<i>Л.П.Осипков</i>	55
Распространение взрывоподобного импульса во вложенном вращающемся легком газовом диске	<i>М.Г.Абрамян, С.Г.Хачатрян</i>	63
Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. Звезды. III.	<i>А.М.Микаелян, К.С.Гигоян</i>	77
Релаксация угловой скорости пульсара VELA в рамках ОТО. Стандартная модель нейтронной звезды	<i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян</i>	85
Асимптотическая теория переноса поляризованного излучения при резонансном рассеянии в доплеровском ядре линии	<i>С.И.Грачев</i>	95
Об аномальном потемнении к краю диска в атмосферах компо- нентов тесных двойных систем при сильном эффекте отражения	<i>Н.Т.Кочиашвили, И.Б.Пустыльник</i>	115
О стабилизации дилатона в струнной космологии. I.	<i>А.А.Саарян</i>	123
Формирование распределения объектов по массам. II. Слияния в двухкомпонентном множестве частиц	<i>А.А.Вьюга</i>	137
<b>КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ</b>		
Список цепочкообразных групп галактик на картах паломарского атласа	<i>Р.А.Варданян, Е.Г.Никогосян</i>	143
<b>ОБЗОРЫ</b>		
Радиоизлучение пульсаров	<i>Г.С.Саакян</i>	147

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 2

- Анализ цветовой переменности BL Lac в оптическом диапазоне во вспышке 1997г.  
*В.А.Гаген-Торн, А.В.Гаген-Торн, С.Г.Марченко, О.В.Миколайчук* 175
- О наблюдении авроральной линии [OIII]  $\lambda$  4363 в спектре KAZ 163  
*М.А.Казарян* 183
- Размеры активных галактик  
*Л.К.Ерастова* 191
- Млечный путь как галактика  
*В.П.Решетников* 197
- Иллюстрация нелинейной волновой модели спиральной структуры для галактик с разными типами кривых вращения  
*М.Г.Абрамян, С.Г.Хачатрян* 211
- Поляриметрические и фотометрические наблюдения звезды  $\mu$  Цефея  
*Х.А.Докобо, В.С.Тамазян, Н.Д.Меликян, М.А.Ерицян, А.А.Карапетян* 219
- О возможном механизме формирования межзвездных облаков  
*П.А.Тараканов* 229
- Проверка гипотезы о круговом движении межзвездных облаков  
*Р.М.Дзигвашвили, Г.А.Маласидзе, Т.Г.Мдзинаришвили* 239
- Инфракрасные источники в радиопетлях  
*И.Н.Овчарова, Р.Б.Шацова* 247
- Кинематика и галактические орбиты шаровых скоплений. I.  
Кинематика  
*Л.П.Осипков, А.А.Мюллери* 259
- Рассеяние электромагнитной волны в одномерной среде с произвольным показателем преломления  
*Д.М.Седракян, А.А.Геворгян, А.Ж.Хачатрян* 269
- Нахождение параметров нейтронных звезд в пульсарах  
*Г.С.Саакян, Г.Ф.Хачатрян* 277
- Малые вириальные колебания осесимметричных гравитирующих систем. I.  
*Л.П.Осипков* 293
- Вариант биметрической теории гравитации. I. Параметризованный пост-ньютоновский формализм  
*Р.М.Авакян, А.А.Еранян* 303
- О стабилизации дилатона в струнной космологии. II.  
*А.А.Саарян* 313

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 3

Фотометрическая активность и скорости вращения звезд типа UX Ori и родственных им объектов	<i>В.П.Гринин, О.В.Козлова</i>	329
Пятна и активные области на эмиссионной красной карликовой звезде V 775 Her	<i>И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова</i>	339
Поляриметрические наблюдения некоторых звезд с инфракрасным избытком (эмиссией)	<i>Р.Х.Оганесян, М.А.Ерицян</i>	353
Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. Звезды. IV.	<i>К.С.Гизоян, А.М.Микаелян</i>	361
Спектрофотометрия трех планетарных туманностей	<i>М.А. Казарян, Эльма С.Парсамян, Лаура Паррао</i>	369
Генерация магнитного поля пульсаров	<i>Д.М.Седракян</i>	377
О генерации электромагнитных волн в электронно-позитронной плазме в окрестности пульсаров	<i>М.А.Ахалкаци, Г.З.Мачабели</i>	387
Межзвездная поляризация в молекулярном облаке в Змее	<i>А.Н.Ростопчина, Д.Н.Шаховской</i>	397
Волновое движение в замагниченной межзвездной среде	<i>С.И.Баструков, Дж.Янг</i>	405
Исследование галактик с перемычкой. VI. Сравнительная статистика SB и SA галактик. Особенности холодного газа	<i>Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян, Х.М.К. Ал-Наими, А.М.Хассавне</i>	411
Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики. V.	<i>А.М.Микаелян</i>	425
Разложение на составляющие наблюдаемой дисперсии лучевых скоростей галактической подсистемы	<i>И.И.Никифоров</i>	443
Анализ космического фонового радиоизлучения в области пространственных частот	<i>В.Р.Амирханян</i>	451
Нелинейные соотношения для статистических средних величин, описывающих процесс многократного рассеяния	<i>А.Г.Никогосян</i>	463
Коэффициент комптоновского ослабления при рассеянии максвелловскими электронами	<i>Д.И.Нагирнер, В.М.Лоскутов</i>	473
Малые вириальные колебания осесимметричных гравитирующих систем. II.	<i>Л.П.Осипков</i>	483
Вариант биметрической теории гравитации. II. Тензор энергии-импульса гравитационного поля	<i>Р.М.Авакян, А.А.Еранян</i>	493

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 4

- Расстояния до 24 галактик в направлении на скопление в Деве и определение постоянной Хаббла  
*Н.А.Тихонов, О.А.Галазутдинова, И.О.Дроздовский* 503
- Фотометрическое исследование пекулярной галактики NGC 7468 (Mrk 314)  
*Е.А.Евстигнеева* 519
- Квазары в областях богатых скоплениях галактик  
*Г.А.Арутюнян, Е.Г.Никогосян* 531
- О связи инфракрасного и радиоизлучения сейфертовских галактик  
*В.Г.Малумян, В.Г.Панаджян* 549
- Эллиптичность близких эллиптических галактик, отождествленных с протяженными внегалактическими радиоисточниками  
*Р.Р.Андреасян, Э.Сол* 561
- ПЗС - фотометрия катаклизмической переменной SW Ursae Majoris на поздней стадии сверхвыспышки 2000г.  
*Е.П.Павленко, С.Ю.Шугаров, Н.А.Катышева* 567
- Фотометрические и поляриметрические наблюдения звезды SAO 124414  
*Н.Д.Меликян, К.Маньян, М.А.Ерицян, А.А.Карапетян* 581
- Некоторые характеристики околозвездных оболочек звезд с переменностью типа R Северной Короны  
*А.Э.Розенбуш* 587
- Звездный ветер как стимулятор аккреционной активности в молодых двойных системах  
*В.П.Гринин* 603
- Релаксация угловой скорости пульсара VELA в рамках ОТО. Кварковая модель нейтронной звезды  
*М.В.Айрапетян* 621
- Излучение неоднородной плазмы: интенсивность линий и определение содержания элементов в газовых туманностях с флуктуациями  $T$  и  $n_e$ .  
*А.Ф.Холтыгин* 627
- О стабилизации дилатона в струнной космологии. III. Модели с искривленным пространством  
*А.А.Саарян* 641
- Вариант биметрической теории гравитации. III. Гравитационное излучение  
*Р.М.Авакян, А.А.Еранян* 653
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**
- Фотометрия Ae звезды Хербига VV Ser в аномально глубоком минимуме блеска  
*Д.Н.Шаховской, А.Н.Ростопчина* 659
- Новые слабые CN - звезды на высоких галактических широтах  
*К.С.Гигоян, М.Аззопарди, Г.Мураторио* 663

# CONTENTS

## Number 1

On the origin of $L_*$ -forest clouds	<i>V.G.Gorbatsky</i>	5
Study of galaxies from the second Byurakan sky survey. II. Spectral observations in the field $08^h00^m, +59^\circ$	<i>S.A.Hakopian, S.K.Balayan</i>	13
Several statistical properties of the bright galaxies with UV-excess	<i>M.A.Kazarian, J.R.Martirosian</i>	21
On the relationship of infrared and radio emission of spiral galaxies	<i>V.H.Malumyan</i>	33
The structure of the clusters of galaxies A 999, A 1016 and A 1142	<i>E.H.Nikogossian</i>	45
The upper limit for angular momentum of galaxies. II.	<i>L.P.Ossipkov</i>	55
Propagation of an explosive pulse in a light rotating inclosed gaseous disc	<i>M.G.Abrahamian, S.G.Khachatryan</i>	63
Optical identifications of the IRAS point sources on the base of the FBS low-dispersion spectra. Stars. III.	<i>A.M.Mickaelian, K.S.Gigoyan</i>	77
The relaxation of the Vela pulsar angular velocity in frame of GRT. The standard model of the neutron star	<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetian</i>	85
Asymptotic theory of polarized line formation by resonance scattering within the doppler core	<i>S.I.Grachev</i>	95
On anomalous limb darkening in the atmospheres of the components of close binaries in the presence of the conspicuous reflecting effect	<i>N.T.Kochiashvili, I.B.Pustyl'nik</i>	115
On dilaton stabilization in string cosmology. I.	<i>A.A.Saharian</i>	123
Objects mass distribution formation. II. The coalescence into two-component set of particles	<i>A.A.V'uga</i>	137
NOTES		
The list of groups of galaxies with chain form on the Palomar atlas cards	<i>R.A.Vardanian, E.H.Nikogossian</i>	143
REVIEWS		
Radio radiation of pulsars	<i>G.S.Sahakian</i>	147

# CONTENTS

## Number 2

Analysis of colour variability of BL Lac in the optical region during its outburst in 1997 <i>V.A.Hagen-Thorn, A.V.Hagen-Thorn, S.G.Marchenko, O.V.Mikolaichuk</i>	175
On the observation of the auroral line [OIII] $\lambda$ 4363 in the spectrum of galaxy Kaz 163 <i>M.A.Kazarian</i>	183
The dimensions of active galaxies <i>L.K.Erastova</i>	191
The Milky Way as a galaxy <i>V.P.Reshetnikov</i>	197
Illustration of the nonlinear wave model of spiral structure for galaxies with different types of rotation curves <i>M.G.Abrahamian, S.G.Khachatryan</i>	211
Polarimetric and photometric observations of $\mu$ Cep <i>J.A.Docobo, V.S.Tamazian, N.D.Melikian, M.H.Eritsian, A.A.Karapetian</i>	219
On the possible mechanism of interstellar clouds formation <i>P.A.Tarakanov</i>	229
Testing hypothesis on circular motion of interstellar clouds <i>R.M.Dzighvashvili, G.A.Malasidze, T.G.Mdzinarishvili</i>	239
Infrared sources in radioloops <i>I.N.Ovcharova, R.B.Shatsova</i>	247
Kinematics and galactic orbits of globular clusters. I. Kinematics <i>L.P.Ossipkov, A.A.Müllari</i>	259
An electromagnetic wave scattering in the one-dimensional medium with arbitrary refractive index <i>D.M.Sedrakian, A.H.Gevorgyan, A.Zh.Khachatrian</i>	269
Determination of parameters of neutron stars in pulsars <i>G.S.Sahakian, H.F.Khachatrian</i>	277
Small virial oscillations of axisymmetric gravitating systems. I. <i>L.P.Ossipkov</i>	293
Variant of the bimetric theory of gravitation. I. Parameterized post-newtonian formalism <i>R.M.Avagyan, A.A.Yeranyan</i>	303
On dilaton stabilization in string cosmology. II. <i>A.A.Saharian</i>	313

# CONTENTS

## Number 3

Photometric activity and rotation velocities of the UX Ori type stars and related objects	<i>V.P.Grinin, O.V.Kozlova</i>	329
Spots and active regions on the emission red dwarf star V 775 Her	<i>I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova</i>	339
The polarimetric observations of some stars with infrared excesses	<i>R.Kh.Hovhannessian, M.A.Eritsyan</i>	353
Optical identifications of the IRAS point sources on the base of the FBS low-dispersion spectra. Stars. IV.	<i>K.S.Gigoyan, A.M.Mickaelian</i>	361
Spectrophotometry of three planetary nebulae	<i>M.A.Kazarian, Elma S.Parsamian, Laura Parrao</i>	369
Generation of the magnetic field of pulsars	<i>D.M.Sedrakian</i>	377
On the generation of electromagnetic waves in the electron-positron plazma of pulsars' environment	<i>M.A.Akhalkatsi, G.Z.Machabeli</i>	387
Interstellar polarization for the Serpens Cauda molecular cloud	<i>A.N.Rostopchina, D.N.Shakhovskoy</i>	397
Wave motions in magnetic interstellar medium	<i>S.I.Bastrukov, J.Yang</i>	405
Investigation of barred galaxies. VI. A comparative statistics of SB and SA galaxies. The cold gas properties	<i>R.A.Kandalyan, A.T.Kalloghlian, H.M.KAl-Naimiy, A.M.Khassawneh</i>	411
Optical identifications of IRAS point sources. Galaxies. V.	<i>A.M.Mickaelian</i>	425
Decomposition of observed dispersion of radial velocities for a subsystem of the galaxy	<i>I.I.Nikiforov</i>	443
An analysis of cosmic background radioemission in the coordinates of spatial frequencies	<i>V.R.Amirkhanyan</i>	451
Non-linear relations for statistical mean quantities describing the multiple scattering process	<i>A.G.Nikoghossian</i>	463
The attenuation coefficient of compton scattering by maxwellian electrons	<i>D.I.Nagirner, V.M.Loskutow</i>	473
Small virial oscillations of axisymmetric gravitating systems. II.	<i>L.P.Osipkov</i>	483
Variant of the bimetric theory of gravitation. II. Energy-momentum tensor of the gravitational field	<i>R.M.Avagyan, A.H.Yeranyan</i>	493

# CONTENTS

## Number 4

Distances of 24 galaxies in the direction to the Virgo cluster and the determination of the Hubble constant <i>N.A.Tikhonov, O.A.Galazoutdinova I.O.Drozdosvsky</i>	503
Photometric study of peculiar galaxy NGC 7468 (Mrk 314) <i>E.A.Evstigneeva</i>	519
Quasars in the areas of rich clusters of galaxies <i>H.A.Harutyunian, E.H.Nikogossian</i>	531
On the relationship of infrared and radio emission of seyfert galaxies <i>V.H.Malumyan, V.G.Panajyan</i>	549
Ellipticity of nearby elliptical galaxies, identified with extended extragalactic radiosources <i>R.R.Andreasyan, H.Sol</i>	561
CCD photometry of the cataclysmic variable SW Ursae Majoris during the late decline of 2000 superoutburst <i>E.P.Pavlenko, S.Yu.Shugarov, N.A.Katysheva</i>	567
Photometric and polarimetric observations of the star SAO 124414 <i>N.D.Melikian, C.Magnan, M.A.Ertsian, A.A.Karapetian</i>	581
Some characteristics of circumstellar shells of stars with the R Coronae Borealis type variability <i>A.E.Rosenbush</i>	587
Stellar wind as a stimulator of accretion activity in young binary systems <i>V.P.Grinin</i>	603
The relaxation of the Vela pulsar angular velocity in frame of GRT. The quark model of the neutron star <i>M.V.Hairapetian</i>	621
Emission of the inhomogeneous plasma: line intensities and element abundances in the gaseous nebulae with $T_e$ and $n_e$ fluctuations <i>A.F.Kholtygin</i>	627
On dilaton stabilization in string cosmology.III. Spatially curved models <i>A.A.Saharian</i>	641
Variant of the bimetric theory of gravitation. III. Gravitational radiation <i>R.M.Avagyan, A.H.Yeranyan</i>	653
NOTES	
Photometry of the Herbig Ae star VV Ser in an exceptionally deep brightness minimum. <i>D.N.Shakhovskoy, A.N.Rostopchina</i>	659
NOTES	
New faint CH stars at high galactic latitudes <i>K.S.Gigoyan, M.Azzopardi, G.Muratorio</i>	663

# АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 43, 2000 г.

<i>Абрамян М.Г., Хачатрян С.Г.</i> Распространение взрывоподобного импульса во вложенном вращающемся легком газовом диске	63
<i>Абрамян М.Г., Хачатрян С.Г.</i> Иллюстрация нелинейной волновой модели спиральной структуры для галактик с разными типами кривых вращения	211
<i>Авакян Р.М., Еранян А.А.</i> Вариант биметрической теории гравитации. I. Гравитационное излучение	303
<i>Авакян Р.М., Еранян А.А.</i> Вариант биметрической теории гравитации. II. Тензор энергии-импульса гравитационного поля	493
<i>Авакян Р.М., Еранян А.А.</i> Вариант биметрической теории гравитации. III. Гравитационное излучение	653
<i>Аззопарди М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	663
<i>Айрапетян М.В.</i> Релаксация угловой скорости пульсара Vela в рамках ОТО. Кварковая модель нейтронной звезды	621
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	85
<i>Акопян С.А., Балаян С.К.</i> Исследование галактик второго Бюраканского обзора неба. II. Спектральные наблюдения в площадке $08^{\circ}00', +59^{\circ}$	13
<i>Ал-Наими Х.М.К.</i> (см. <i>Кандалян Р.А.</i> )	411
<i>Алексеев И.Ю., Козлова О.В.</i> Пятна и активные области на эмиссионной красной карликовой звезде V 775 Her	339
<i>Амирханян В.Р.</i> Анализ космического фонового радиоизлучения в области пространственных частот	451
<i>Андреасян Р.Р., Сол Э.</i> Эллиптичность близких эллиптических галактик, отождествленных с протяженными внегалактическими радиоисточниками	561
<i>Арутюнян Г.А., Никогосян Е.Г.</i> Квазары в областях богатых скоплений галактик	531
<i>Ахалкаци М.А., Мачабели Г.З.</i> О генерации электромагнитных волн в электронно-позитронной плазме в окрестности пульсаров	387
<i>Балаян С.К.</i> (см. <i>Акопян С.А.</i> )	13
<i>Баструков С.И., Янг Дж.</i> Волновое движение в замагниченной межзвездной среде	405
<i>Варданян Р.А., Никогосян Е.Г.</i> Список цепочкообразных групп галактик на картах Паломарского атласа	143
<i>Вьюга А.А.</i> Формирование распределения объектов по массам. II. Слияния в двухкомпонентном множестве частиц	137
<i>Гаген-Торн В.А., Гаген-Торн А.В., Марченко С.Г., Миколайчук О.В.</i> Анализ цветовой переменности BL Lac в оптическом диапазоне во вспышке 1997г.	175
<i>Гаген-Торн А.В.</i> (см. <i>Гаген-Торн В.А.</i> )	175
<i>Галазутдинова О.А.</i> (см. <i>Тихонов Н.А.</i> )	503
<i>Геворгиян А.А.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	269
<i>Гигоян К.С., Аззопарди М., Мураторио Г.</i> Новые слабые СН-звезды	

на высоких галактических широтах	663
<i>Гигоян К.С.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i> )	77
<i>Гигоян К.С., Микаелян А.М.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. Звезды. IV.	361
<i>Горбацкий В.Г.</i> О происхождении облаков $L_a$ - леса	5
<i>Грачев С.И.</i> Асимптотическая теория переноса поляризованного излучения при резонансном рассеянии в доплеровском ядре линии	95
<i>Гринин В.П.</i> Звездный ветер, как стимулятор аккреционной активности в молодых двойных системах	603
<i>Гринин В.П., Козлова О.В.</i> Фотометрическая активность и скорости вращения звезд типа UX Ori и родственных им объектов	329
<i>Дзигвашвили Р.М., Маласидзе Г.А., Мдзинаришвили Т.Г.</i> Проверка гипотезы о круговом движении межзвездных облаков	239
<i>Докобо Х.А., Тамазян В.С., Меликян Н.Д., Ерицян М.А., Карапетян А.А.</i> Поляриметрические и фотометрические наблюдения звезды $\mu$ Цефея	219
<i>Дроздовский И.О.</i> (см. <i>Тихонов Н.А.</i> )	503
<i>Евстигнеева Е.А.</i> Фотометрическое исследование пекулярной галактики NGC 7468 (Mrk 314)	519
<i>Еранян А.А.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i> )	303
<i>Еранян А.А.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i> )	493
<i>Еранян А.А.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i> )	653
<i>Ерастова Л.К.</i> Размеры активных галактик	191
<i>Ерицян М.А.</i> (см. <i>Докобо Х.А.</i> )	219
<i>Ерицян М.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i> )	581
<i>Ерицян М.А.</i> (см. <i>Оганесян Р.Х.</i> )	353
<i>Казарян М.А.</i> О наблюдении авроральной линии [OIII] $\lambda$ 4363 в спектре КАЗ 163	183
<i>Казарян М.А., Мартиросян Ж.Р.</i> Некоторые статистические особенности ярких галактик с УФ-избытком	21
<i>Казарян М.А., Парсямян Эльма С., Паррао Лаура.</i> Спектрофотометрия трех планетарных туманностей	369
<i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Кандалян Р.А.</i> )	411
<i>Кандалян Р.А., Каллоглян А.Т., Ал-Наими Х.М.К., Хассавне А.М.</i> Исследование галактик с перемычкой. VI. Сравнительная статистика SB и SA галактик. Особенности холодного газа	411
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Докобо Х.А.</i> )	219
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i> )	581
<i>Катышева Н.А.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i> )	567
<i>Козлова О.В.</i> (см. <i>Алексеев И.Ю.</i> )	339
<i>Козлова О.В.</i> (см. <i>Гринин В.П.</i> )	329
<i>Кочиашвили Н.Т., Пустыльник И.Б.</i> Об аномальном потемнении к краю диска в атмосферах компонентов тесных двойных систем при сильном эффекте отражения	115
<i>Лоскутов В.М.</i> (см. <i>Нагирнер Д.И.</i> )	473

<i>Паррао Лаура</i> (см. <i>Казарян М.А.</i> )	369
<i>Парсамян Эльма С.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i> )	369
<i>Пустыльник И.Б.</i> (см. <i>Кочиашвили Н.Т.</i> )	115
<i>Решетников В.П.</i> Млечный путь как галактика	197
<i>Розенбуш А.Э.</i> Некоторые характеристики околозвездных оболочек звезд с переменностью типа R Северной Короны	587
<i>Ростопчина А.Н., Шаховской Д.Н.</i> Межзвездная поляризация в молекулярном облаке в Змее	397
<i>Ростопчина А.Н.</i> (см. <i>Шаховской Д.Н.</i> )	659
<i>Саакян Г.С.</i> Радиоизлучение пульсаров	147
<i>Саакян Г.С., Хачатрян Г.Ф.</i> Нахождение параметров нейтронных звезд в пульсарах	277
<i>Саарян А.А.</i> О стабилизации дилатона в струнной космологии. I.	123
<i>Саарян А.А.</i> О стабилизации дилатона в струнной космологии. II.	313
<i>Саарян А.А.</i> О стабилизации дилатона в струнной космологии. III. Модели с искривленным пространством	641
<i>Седракян Д.М.</i> Генерация магнитного поля пульсаров	377
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В.</i> Релаксация угловой скорости пульсара Vela в рамках ОТО. Стандартная модель нейтронной звезды	85
<i>Седракян Д.М., Геворгян А.А., Хачатрян А.Ж.</i> Рассеяние электромагнитной волны в одномерной среде с производным показателем преломления	269
<i>Сол Э.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i> )	561
<i>Тамазян В.С.</i> (см. <i>Докобо Х.А.</i> )	219
<i>Тараканов П.А.</i> О возможном механизме формирования межзвездных облаков	229
<i>Тихонов Н.А., Галазутдинова О.А., Дроздовский И.О.</i> Расстояния до 24 галактик в направлении на скопление в Деве и определенные постоянной Хаббла	503
<i>Хассавне А.М.</i> (см. <i>Кандалян Р.А.</i> )	411
<i>Хачатрян А.Ж.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	269
<i>Хачатрян Г.Ф.</i> (см. <i>Саакян Г.С.</i> )	277
<i>Хачатрян С.Г.</i> (см. <i>Абрамян М.Г.</i> )	63
<i>Хачатрян С.Г.</i> (см. <i>Абрамян М.Г.</i> )	211
<i>Холтыгин А.Ф.</i> Излучение неоднородной плазмы: интенсивность линий и определение содержания элементов в газовых туманностях с флуктуациями $T_e$ и $n_e$	627
<i>Шаховской Д.Н.</i> (см. <i>Ростопчина А.Н.</i> )	397
<i>Шаховской Д.Н., Ростопчина А.Н.</i> Фотометрия Ae звезды Хербига VV Seg в аномально глубоком минимуме блеска	659
<i>Шацова Р.Б.</i> (см. <i>Овчарова И.Н.</i> )	247
<i>Шугаров С.Ю.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i> )	567
<i>Янг Дж.</i> (см. <i>Баструков С.И.</i> )	405

<i>Маласидзе Г.А.</i> (см. <i>Дзигвашвили Р.М.</i> )	239
<i>Малумян В.Г.</i> О связи инфракрасного и радиоизлучения спиральных галактик	33
<i>Малумян В.Г., Панаджян В.Г.</i> О связи инфракрасного и радиоизлучения сейфертовских галактик	549
<i>Маньян К.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i> )	581
<i>Мартиросян Ж.Р.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i> )	21
<i>Марченко С.Г.</i> (см. <i>Гаген-Торн В.А.</i> )	175
<i>Мачабели Г.З.</i> (см. <i>Ахалкаци М.А.</i> )	387
<i>Мдзинаришвили Т.Г.</i> (см. <i>Дзигвашвили Р.М.</i> )	239
<i>Меликян Н.Д.</i> (см. <i>Докобо Х.А.</i> )	219
<i>Меликян Н.Д., Маньян К., Ерицян М.А., Карапетян А.А.</i> Фотометрические и поляриметрические наблюдения звезды SAO 124414	581
<i>Микаелян А.М.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики. V.	425
<i>Микаелян А.М., Гигоян К.С.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. Звезды. III.	77
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	361
<i>Миколайчук О.В.</i> (см. <i>Гаген-Торн В.А.</i> )	175
<i>Мураторио Г.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	663
<i>Мюллери А.А.</i> (см. <i>Осипков Л.П.</i> )	259
<i>Нагирнер Д.И., Лоскутов В.М.</i> Коэффициент комптоновского ослабления при рассеянии максвелловскими электронами	473
<i>Никифоров И.И.</i> Разложение на составляющие наблюдаемой дисперсии лучевых скоростей галактической подсистемы	443
<i>Никогосян А.Г.</i> Нелинейные соотношения для статистических средних величин, описывающих процесс многократного рассеяния	463
<i>Никогосян Е.Г.</i> Структура скоплений галактик A 999, A 1016 и A 1142	45
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Арутюнян Г.А.</i> )	531
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Варданян Р.А.</i> )	143
<i>Овчарова И.Н., Шацова Р.Б.</i> Инфракрасные источники в радиопетлях	247
<i>Оганесян Р.Х., Ерицян М.А.</i> Поляриметрические наблюдения некоторых звезд с инфракрасным избытком (эмиссией)	353
<i>Осипков Л.П.</i> Верхний предел для углового момента галактик. II.	55
<i>Осипков Л.П.</i> Малые вириальные колебания осесимметричных гравитирующих систем. I.	293
<i>Осипков Л.П.</i> Малые вириальные колебания осесимметричных гравитирующих систем. II.	483
<i>Осипков Л.П., Мюллери А.А.</i> Кинематика и галактические орбиты шаровых скоплений. I. Кинематика	259
<i>Павленко Е.П., Шугаров С.Ю., Катыева Н.А.</i> ПЗС-фотометрия катаклизмической переменной SW Ursae Majoris на поздней стадии сверхвспышки 2000г.	567
<i>Панаджян В.Г.</i> (см. <i>Малумян В.Г.</i> )	549

# CONTENTS

Distances of 24 galaxies in the direction to the Virgo cluster and the determination of the Hubble constant <i>N.A.Tikhonov, O.A.Galazoutdinova I.O.Drozhdovsky</i>	503
Photometric study of peculiar galaxy NGC 7468 (Mrk 314) <i>E.A.Evstigneeva</i>	519
Quasars in the areas of rich clusters of galaxies <i>H.A.Harutyunian, E.H.Nikogossian</i>	531
On the relationship of infrared and radio emission of seyfert galaxies <i>V.H.Malumyan, V.G.Panajyan</i>	549
Ellipticity of nearby elliptical galaxies, identified with extended extragalactic radiosources <i>R.R.Andreasyan, H.Sol</i>	561
CCD photometry of the cataclysmic variable SW Ursae Majoris during the late decline of 2000 superoutburst <i>E.P.Pavlenko, S.Yu.Shugarov, N.A.Katysheva</i>	567
Photometric and polarimetric observations of the star SAO 124414 <i>N.D.Melikian, C.Magnan, M.A.Eritsian, A.A.Karapetian</i>	581
Some characteristics of circumstellar shells of stars with the R Coronae Borealis type variability <i>A.E.Rosenbush</i>	587
Stellar wind as a stimulator of accretion activity in young binary systems <i>V.P.Grinin</i>	603
The relaxation of the Vela pulsar angular velocity in frame of GRT. The quark model of the neutron star <i>M.V.Hairapetian</i>	621
Emission of the inhomogeneous plasma: line intensities and element abundances in the gaseous nebulae with $T_e$ and $n_e$ fluctuations <i>A.F.Kholtygin</i>	627
On dilaton stabilization in string cosmology.III. Spatially curved models <i>A.A.Saharian</i>	641
Variant of the bimetric theory of gravitation. III. Gravitational radiation <i>R.M.Avagyan, A.H.Yeranyan</i>	653
NOTES	
Photometry of the Herbig Ae star VV Ser in an exceptionally deep brightness minimum. <i>D.N.Shakhovskoy, A.N.Rostopchina</i>	659
NOTES	
New faint CH stars at high galactic latitudes <i>K.S.Gigoyan, M.Azzopardi, G.Muratorio</i>	663

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ОБОЛОЧЕК  
ЗВЕЗД С ПЕРЕМЕННОСТЬЮ ТИПА R СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ  
*А.Э.Розенбуш* 587
- ЗВЕЗДНЫЙ ВЕТЕР КАК СТИМУЛЯТОР АККРЕЦИОННОЙ  
АКТИВНОСТИ В МОЛОДЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ  
*В.П.Гринин* 603
- РЕЛАКСАЦИЯ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA В РАМ-  
КАХ ОТО. КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ  
*М.В.Айрапетян* 621
- ИЗЛУЧЕНИЕ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ: ИНТЕНСИВНОСТЬ  
ЛИНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В  
ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЯХ С ФЛУКТУАЦИЯМИ  $T$  И  $n_e$   
*А.Ф.Холтыгин* 627
- О СТАБИЛИЗАЦИИ ДИЛАТОНА В СТРУННОЙ КОСМОЛО-  
ГИИ. III. МОДЕЛИ С ИСКРИВЛЕННЫМ ПРОСТРАНСТВОМ  
*А.А.Саарян* 641
- ВАРИАНТ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. III.  
ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ  
*Р.М.Авакян, А.А.Еранян* 653
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**
- ФОТОМЕТРИЯ Ae ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА VV Ser В АНОМАЛЬНО  
ГЛУБОКОМ МИНИМУМЕ БЛЕСКА  
*Д.Н.Шаховской, А.Н.Ростопчина* 659
- НОВЫЕ СЛАБЫЕ CN - ЗВЕЗДЫ НА ВЫСОКИХ ГАЛАКТИ-  
ЧЕСКИХ ШИРОТАХ  
*К.С.Гигоян, М.Аззонарди, Г.Мураторио* 663