

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 55

НОЯБРЬ, 2012

ВЫПУСК 4

- ОПТИЧЕСКИЕ И НИ СВОЙСТВА ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК
КАТАЛОГА 2MIG. II. СООТНОШЕНИЕ ТАЛЛИ-ФИШЕРА
Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева 477
- БЛИЗКИЕ СОСЕДИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. I. БАЗА
ОПТИЧЕСКИХ ДАННЫХ
Т.А.Назарян, А.Р.Петросян, Б.Дж.Мклин 491
- ПОГЛОЩЕНИЕ ПЫЛЬЮ NLR У AGN
*Л.Саргсян, М.Геворкян, А.В.Абрамян, Г.Костандян,
Г.Паронян, А.Самсомян, Д.Саркисян, П.Синамян* 505
- НН 588: ГИГАНТСКИЙ БИПОЛЯРНЫЙ ПОТОК В ТЕМНОМ
ОБЛАКЕ VRC 37
Т.А.Мовсесян, Т.Ю.Магакян, Д.М.Саргсян, К.Огура 517
- ЦИКЛИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ОБОЛОЧКЕ
A0e/B9e ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА АВ AUR
*М.А.Погодин, О.В.Козлова, Н.Г.Бескровная, Н.Р.Ихсанов,
Н.З.Исмаилов, О.В.Халилов, Р.В.Юдин* 527
- ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ V503 Cyg В 2010г.
ОРБИТАЛЬНЫЙ И ДРУГИЕ ПЕРИОДЫ
*Е.П.Павленко, Д.А.Самсонов, О.И.Аптонюк, М.В.Андреев,
А.В.Бакланов, А.А.Сосновский* 543

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Ջալողյան (Հայաստան)
Գ.Ս.Բինոկատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թեբրյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կոնտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չեռեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)
Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

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

"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.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը մախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և քարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24^г
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e-mail: astrofiz@sci.am

ОПТИЧЕСКИЕ И H I СВОЙСТВА ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК КАТАЛОГА 2MIG. II. СООТНОШЕНИЕ ТАЛЛИ-ФИШЕРА

Ю.Н.КУДРЯ¹, В.Е.КАРАЧЕНЦЕВА²

Поступила 2 августа 2012

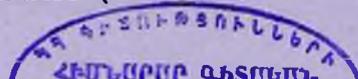
Принята к печати 12 сентября 2012

Построены прямые, обратные и ортогональные регрессии зависимостей Талли-Фишера (ТФ) в B - и K -полосах для изолированных галактик каталога 2MIG на основании данных каталога и базы HyperLEDA. Наклон зависимостей ТФ становится круче при переходе от B - к K -полосе, а также от ранних к поздним морфологическим типам. Разброс зависимостей для сильно наклоненных спиралей поздних типов оказался в 1.3 (B) и 1.8 (K) раза меньше, чем для спиралей с произвольным наклоном. Для многопараметрических обобщений обратных зависимостей ТФ в B -полосе определены статистически значимые регрессоры.

Ключевые слова: *галактики:изолированные галактики:зависимость Талли-Фишера*

1. *Введение.* Зависимость Талли-Фишера [1] (далее ТФ), т.е. линейное соотношение между абсолютной величиной галактики и логарифмом ширины линии H I 21 см, отражает фундаментальную связь между барионной массой (K_s -светимостью) диска и скоростью вращения. Она широко используется при моделировании внутреннего строения галактик и для определения расстояния до галактик независимо от красного смещения. К настоящему времени зависимости ТФ в различных вариантах построены для галактик скоплений и поля; для разных морфологических подтипов спиралей и для карликовых галактик; в оптическом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах. При создании выборок и построении зависимостей ТФ авторы применяют различные способы учета наблюдательной селекции (см., например, обзорные разделы в статьях [2-4] и цитированную в них литературу).

Начиная с работы Ааронсона и др. [5], исследователями широко использовались данные фотометрии в ИК диапазоне. Преимущества ИК зависимости ТФ подробно описаны в обзоре [6], в частности, она лучше, чем оптическая, отражает внутреннее строение галактик. Для решения задач о крупномасштабном распределении галактик на основе зависимости ТФ необходимы обширные однородные выборки галактик, равномерно распределенных по небу. Фотометрическую однородность и массовость вполне обеспечивает обзор 2MASS (Two Micron All Sky Survey) [7],



выполненный в трех полосах ИК-диапазона: $J(1.1 - 1.36)\mu$, $H(1.5 - 1.8)\mu$, $K_s(2.0 - 2.32)\mu$. Он содержит около 2.6 млн протяженных источников со звездными величинами K_s ярче $14^m.5$. Из этого обзора было выделено 1.64 млн галактик с $K_s \leq 14^m.5$ и угловыми диаметрами более $10''$, которые составили 2MASS Extended Source Catalog, XSC [8]. Для объектов каталога XSC представлено большое число фотометрических и структурных параметров, определенных по единообразным процедурам; он охватывает все небо. Это обусловило использование каталога XSC при создании ряда новых каталогов, в частности, каталога плоских галактик 2MFGC [9]. Данные XSC также были использованы [10] для построения зависимостей ТФ галактик каталога RFGC [11] и определения параметров их коллективных движений [12].

Каталоги 2MFGC и RFGC содержат галактики, находящиеся в общем поле либо на периферии сверхскоплений галактик. Экстремальным случаем галактик поля может быть выборка изолированных галактик, т.е. таких объектов, которые не подвергались значительному воздействию со стороны ближайших соседей за последние 1-2 млрд лет. Это означает, что их наблюдаемые характеристики в основном определяются начальными условиями образования и внутренними эволюционными процессами.

Каталог изолированных галактик 2MIG [13] создан на основе фотометрически однородного обзора 2MASS, охватывающего все небо [7]. Критерий изолированности выделил из каталога 2MASS XSC [8] 3227 галактик (~6%) с величинами $4^m.0 \leq K_s \leq 12^m.0$ и угловыми диаметрами $a \geq 30''$, которые оказались достаточно равномерно распределенными в проекции на небо. Полнота каталога 2MIG составляет ~80% на $K_s = 11^m.5$. Критерий отбора и общее описание каталога детально объяснены в [13]. В работе [14] выполнено статистическое описание данных и получены соотношения между общими характеристиками в оптическом, ближнем ИК и радиодиапазонах для галактик каталога 2MIG. В настоящей работе мы рассматриваем различные варианты зависимости ТФ для галактик 2MIG, определяем изменение наклона регрессии ТФ для разных морфологических типов и формируем оптимальные подвыборки галактик с минимальными разбросами зависимостей ТФ.

2. *Описание исходных данных.* В этой работе, аналогично предыдущей [14], мы используем характеристики галактик из базы данных HyperLEDA (<http://leda.univ-lyon1.fr/>), а также фотометрию в K_s -полосе, гелиоцентрические лучевые скорости V_h и морфологические типы из каталога 2MIG. Из 3227 галактик каталога 2MIG в базе данных HyperLEDA отождествлено 3070 галактик. Из HyperLEDA была взята V_{rot} (максимальная скорость вращения V_{max} , исправленная за наклон галактики к лучу зрения). Для построения диаграммы ТФ в оптическом и ИК вариантах ширина линии 21 см, W_{50} , принималась как $W_{50} = 2V_{rot}$. Ширина линии корректировалась за космологическое расширение $W_{50}^* = W_{50}/(1+z)$, где $z = V_h/c$.

Абсолютная B -величина, M_B , исправленная за Галактическое поглощение и внутреннее поглощение, бралась в готовом виде из HyperLEDA ($M_B = mabs$). Абсолютная K_S -величина, M_K , вычислялась по видимой величине K_S , взятой из каталога 2MIG, и по значению лучевой скорости V_{LG} , которая, согласно [15], пересчитывалась из приведенной в каталоге 2MIG гелиоцентрической скорости. Постоянная Хаббла принята равной 72 км/с/Мпк. Величины K_S были исправлены за поглощение в Галактике и за внутреннее поглощение: $K_{s,corr} = K_s - A_K^G - A_K^{in}$. Поглощения A_B^G , A_B^{in} бралась из HyperLEDA для B -полосы и пересчитывались для K_S -величин с коэффициентом 0.084, согласно [16]. Внутреннее поглощение A_B^{in} имеется в HyperLEDA не для всех галактик, при его отсутствии оно считалось нулевым. Мы также использовали приведенные в базе HyperLEDA значения угла наклона галактики к лучу зрения и другие характеристики (о них подробно написано в последующих разделах).

Чтобы избежать сильного влияния пекулярных скоростей, мы исключили 31 близкую галактику с $V_{LG} < 700$ км/с. Числа галактик в выборках определяются наличием необходимых данных в каталоге 2MIG и в HyperLEDA. В итоге для построения зависимостей ТФ в B - и K -полосах (далее ТФ- B и ТФ- K) мы использовали соответственно 1023 и 1075 галактик, назовем эти выборки 2MIG-1023 и 2MIG-1075.

В табл. 1 приведены распределения галактик по типам для всего каталога 2MIG и выборок 2MIG-1023 и 2MIG-1075 (в абсолютных значениях и в процентах). Кодировка типов в цифровой системе де Вокулера дана в скобках.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК КАТАЛОГА 2MIG И ВЫБОРОК
2MIG-1023, 2MIG-1075 ПО МОРФОЛОГИЧЕСКИМ ТИПАМ

Тип	E	S0	Sa	Sab	Sb	Sbc	Sc	Scd	Sd	Sdm	Sm,Im
Код	(-2)	(0)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9,10)
2MIG-All	234	376	419	355	588	449	429	232	79	48	18
%	7.3	11.7	13.0	11.0	18.2	13.9	13.3	7.2	2.4	1.5	0.6
2MIG-1023	7	44	90	113	232	172	191	119	32	17	6
%	0.7	4.3	8.8	11.0	22.7	16.8	18.7	11.6	3.1	1.7	0.6
2MIG-1075	7	47	93	115	246	179	202	126	35	19	6
%	0.7	4.4	8.7	10.7	22.9	16.7	18.8	11.7	3.3	1.8	0.6

Как видно из табл. 1, скорости вращения у галактик 2MIG ранних типов (E и S0) измерены менее чем для 10% объектов; они недостаточно

измерены и у галактик типа Sa. Начиная с типа Sab до самых поздних, доля галактик с измеренными скоростями вращения примерно соответствует таковой в общем каталоге или даже превышает ее. Галактики поздних типов практически отсутствуют в каталоге 2MIG, что объясняется селективностью ИК обзора по отношению к слабым голубым объектам. Однако вклад галактик Sdm и Sm-Im в число галактик с измеренными вращательными скоростями соответствует их доле в каталоге. Заметим также, что средние лучевые скорости галактик отдельных типов в наших выборках близки к таковым по всему каталогу.

На рис.1 представлено распределение по небу галактик выборки 2MIG-1075.

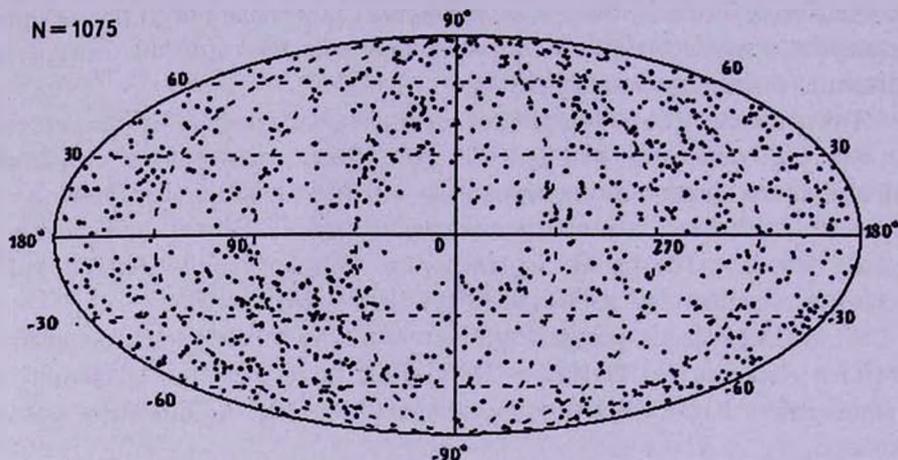


Рис.1. Распределение галактик выборки 2MIG-1075 по небу в галактических координатах.

Выборка 2MIG-1075 является заведомо неполной, и в проекции на небо видны сгущения и пустоты. Отметим повышенную плотность галактик в области $30^\circ < l < 130^\circ$, $-45^\circ < b < -10^\circ$. Здесь из ~ 120 галактик около четверти имеют радиальные скорости V_{LG} в интервале от 5000 км/с до 6000 км/с, что соответствует скоростям галактик в сверхскоплении Персей-Рыбы.

3. *Зависимости Талли-Фишера в В- и К-полосах.* При построении зависимости ТФ обычно сразу ограничивают выборки галактик условиями отбора (угол наклона больше 45° , поздние спирали, исключение галактик на низкой галактической широте, а также галактик с пекулярной морфологией). На первом этапе мы не делали этих исключений. Сначала мы построили зависимости ТФ-В и ТФ-К для всех галактик из выборок 2MIG-1023 и 2MIG-1075 соответственно в виде "абсолютная величина - логарифм ширины линии". В первых пунктах табл.2 и табл.3 представлены параметры прямой (d), обратной (l) и ортогональной (o) линейных регрессий для этих

выборки в B - и K -полосах. Регрессии мы принимали в виде $y = kx + b$, причем для прямой и ортогональной регрессий $y = M_{B,K}$, $x = \log W_{50}^c$, для обратной $x = M_{B,K}$, $y = \log W_{50}^c$. Параметры ортогональных регрессий вычислялись при отношении масштабов 1:5 и 1:6 для ТФ- B и ТФ- K зависимостей соответственно. Подробности построения ортогональных регрессий описаны в работе [14].

Видно, что зависимости для выборок 2MIG-1026 и 2MIG-1075, представленных галактиками всех морфологических типов, имеют большой разброс. Далее из этих выборок мы формируем оптимальные выборки, рассматривая зависимости ТФ для каждого морфологического типа.

На рис.2 представлены коэффициенты наклона прямой и ортогональной регрессий зависимости ТФ для галактик всех типов. При расчетах галактики типов $T=9, 10$ были объединены; положение точки соответствует средневзвешенному типу. Понятно, что для галактик ранних типов зависимости ТФ носят формальный характер, а точки для типов 9 и 10 относятся к очень малому числу галактик, и данные не могут считаться объективными.

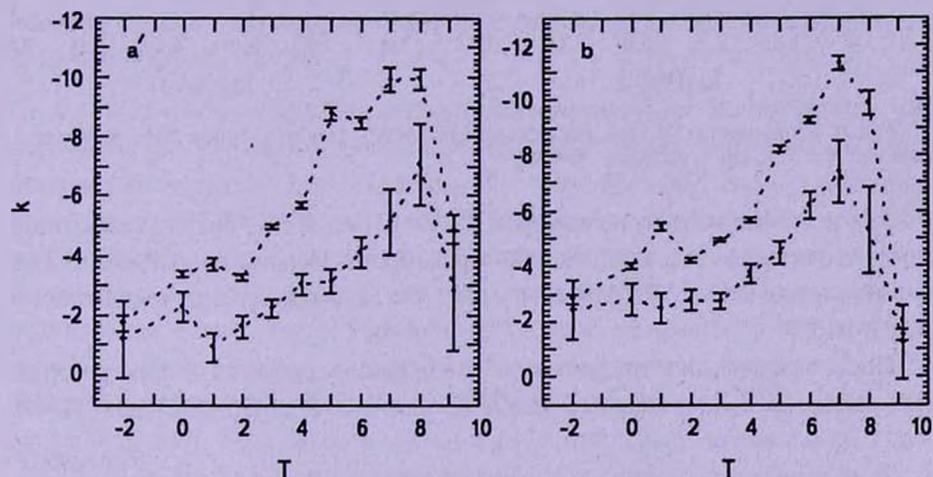


Рис.2. Зависимость коэффициентов наклона ТФ- B (а) и ТФ- K (б) от морфологического типа. Нижние графики соответствуют прямым регрессиям, верхние - ортогональным.

Из рис.2 видно, что в целом для спиральных галактик модули коэффициентов наклона прямой, k_D , и ортогональной, k_O , регрессий увеличиваются от типа Sa к более поздним как для B -, так и для K -зависимостей. При этом k_O для дисковых поздних спиралей становится близким к ожидаемому значению (-10), т.е. $L \propto V_{rot}^4$. Мы не нашли связи коэффициентов k , обратных регрессий и морфологического типа, в отличие от результатов [4].

Мы объединили галактики типов Sbc - Sdm с большими наклонами зависимостей ТФ в единые выборки B ($N=531$) и K ($N=561$). Такое объединение основано, в частности, на результатах работы [3], где по данным

фотометрии в I -полосе показано, что для галактик Sbc и более поздних нет необходимости внесения дополнительных коррекций в зависимость ТФ.

На рис.3 прямая регрессия обозначена коротким штрихом, обратная - длинным. Сплошной линией проведена ортогональная регрессия. Эллипс на рис.3 соответствует 95% уровню функции максимального правдоподобия в предположении двумерного гауссова распределения точек.

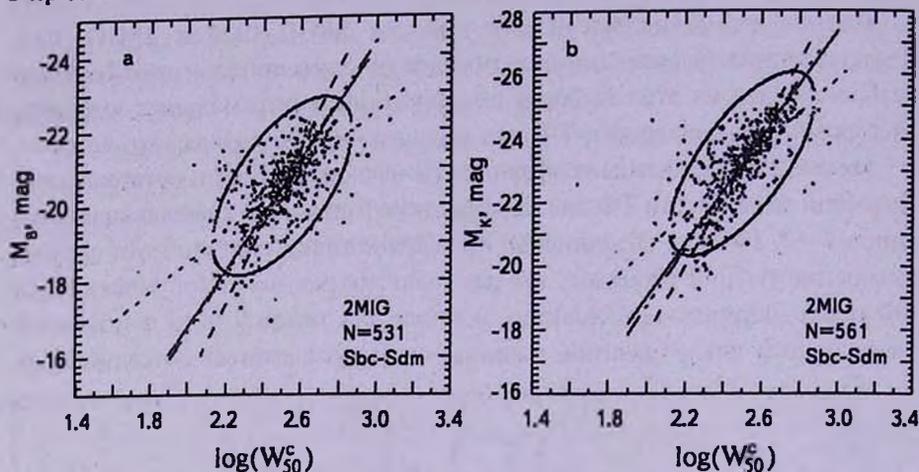


Рис.3. Зависимости ТФ для изолированных 2MIG- галактик типов Sbc - Sdm. (a) - выборка $N = 531$, (b) - выборка $N = 561$.

Затем мы исключили из выборок B ($N = 531$) и K ($N = 561$) те галактики, которые оказались вне эллипса 95% вероятности. Параметры регрессий для очищенных выборок B ($N = 489$) и K ($N = 527$) приведены в пунктах 2 табл.2 и 3.

После исключения "отклоняютов" уменьшение значения σ в регрессиях трех видов (d , i , o) составило (18-22%) для ТФ- B и (20-26%) для ТФ- K

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНЫХ РЕГРЕССИЙ ТФ-В ЗАВИСИМОСТЕЙ

п	Выборка	Регрессия	σ , mag	k	b
1	2MIG - 1023	d	0.821	-2.71 ± 0.14	-13.70 ± 0.36
		i	0.154	-0.0955 ± 0.0051	0.55 ± 0.10
		o	0.646	-5.655 ± 0.049	-6.30 ± 0.12
2	Sbc-Sdm, 95%, $N = 489$	d	0.623	-4.49 ± 0.22	-9.33 ± 0.56
		i	0.093	-0.1004 ± 0.0050	0.44 ± 0.10
		o	0.403	-7.659 ± 0.070	-1.38 ± 0.17
3	Sbc-Sdm, $incl \geq 80^\circ$, 95%, $N = 169$	d	0.533	-6.15 ± 0.34	-5.18 ± 0.84
		i	0.071	-0.1087 ± 0.0059	0.27 ± 0.12
		o	0.305	-8.191 ± 0.085	-0.06 ± 0.21

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНЫХ РЕГРЕССИЙ ТФ-К ЗАВИСИМОСТЕЙ

n	Выборка	Регрессия	σ , mag	k	b
1	2MIG - 1075	d	0.917	-3.93 ± 0.16	-13.57 ± 0.39
		i	0.143	-0.0952 ± 0.0038	0.278 ± 0.088
		o	0.696	-6.712 ± 0.038	-6.595 ± 0.097
2	Sbc-Sdm, 95%, $N=527$	d	0.664	-6.45 ± 0.22	-7.08 ± 0.56
		i	0.081	-0.0956 ± 0.0033	0.284 ± 0.077
		o	0.411	-8.919 ± 0.048	-0.90 ± 0.12
3	Sbc-Sdm, $incl \geq 80^\circ$, 95%, $N=187$	d	0.426	-8.81 ± 0.26	-1.11 ± 0.65
		i	0.045	-0.0982 ± 0.0029	0.230 ± 0.067
		o	0.230	-9.778 ± 0.047	1.32 ± 0.12

зависимостей. Ортогональные регрессии для очищенных выборок B ($N=489$) и K ($N=527$) показаны на обеих панелях рис.3 штрих-пунктирными линиями, которые мало отличаются от линий ортогональных регрессий для выборок B ($N=531$) и K ($N=561$).

4. *Возможные причины сильных отклонений от линии регрессии; зависимость ТФ для галактик, видимых с ребра.* Причины сильных отклонений галактик от линии регрессии ТФ могут быть обусловлены ошибками в исходных наблюдательных данных, неверными коррекциями, учетом эффектов селекции и т.д. Как было сказано в разделе 3, обычно делается предварительный отбор галактик для построения зависимости ТФ (часть галактик исключается сразу). Таким образом, на разброс зависимости ТФ влияет и способ исключения галактик. В этой работе мы вначале построили зависимости ТФ для галактик с необходимыми данными в базе HyperLEDA, исключив самые близкие с $V_{LG} < 700$ км/с. Далее мы рассматривали только спиральные галактики типов Sbc-Sdm, для которых были построены зависимости ТФ и затем исключены объекты, находящиеся вне эллипса 95% вероятности.

В выборке B ($N=531$), вне эллипса находятся 42 галактики; в выборке K ($N=561$) - 34 галактики, причем 21 галактика присутствует в обоих списках "отклонянтов". Мы пересмотрели изображения и проверили данные для "отклонянтов". Для части галактик объяснения сильных отклонений от линии регрессии могут быть такими: пекулярная морфология, которая может исказить профиль линии HI, а также влиять на измерение лучевой скорости (9 объектов); низкая поверхностная яркость галактики, приводящая к ошибкам в определении характеристик, зашумленность линии HI (1 объект); влияние сильного поглощения у галактик на низкой Галактической широте (4 объекта); неверное представление угла наклона $i = 90^\circ$ в HyperLEDA (10 объектов), которое не подтвердилось при измерении

отношений осей для изображений галактик; у галактик с углом наклона $20^\circ - 45^\circ$ неверная поправка за наклон влияет на скорректированные значения звездной величины и ширины линии (7 объектов).

Рассмотрим детально последний из перечисленных пунктов. При фиксированной ошибке определения синуса угла наклона, которое обычно делается по видимому и принимаемому истинному отношению осей, ошибка скорости вращения с уменьшением наклона растет как $(\sin i)^{-1}$. Мы строили зависимости ТФ для выборок B ($N=531$) и K ($N=561$), последовательно исключая галактики условием $i > i_{min}$, начиная с $i_{min} = 20^\circ$ с шагом 5° до 85° . На рис.4 представлен ход разброса (суммарного, зависящего от разных причин) относительно линии ортогональной регрессии при изменении минимального угла наклона галактики. Как видно, с увеличением i_{min} разброс в целом уменьшается, достигая минимума при $i_{min} = 80^\circ$.

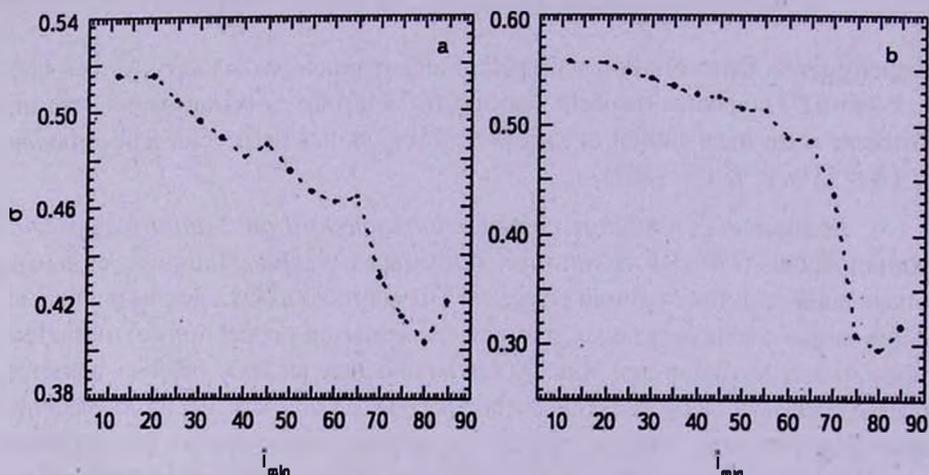


Рис.4. Изменение разброса от линий ортогональных регрессий зависимостей ТФ- B (а) и ТФ- K (б) с увеличением минимального угла наклона галактики.

Зависимости ТФ для выборок B ($N=182$) и K ($N=194$) сильно наклоненных спиралей представлены на двух панелях рис.5. Линия с коротким штрихом - прямая, с длинным штрихом - обратная, сплошная линия - ортогональная линейная регрессия. Эллипсы на рис.5 соответствуют 95%- уровню функции максимального правдоподобия в предположении двумерного гауссового распределения точек.

Затем мы исключили из выборок B ($N=182$) и K ($N=194$) те галактики, которые оказались вне эллипса 95%-й вероятности. Параметры регрессий для очищенных выборок B ($N=169$) и K ($N=187$) приведены в пунктах 3 табл.2 и 3. После исключения "отклоняющих" уменьшение значения σ в регрессиях трех видов (d , i , σ) составило (23-24%) для ТФ- B и (21-22%) для ТФ- K зависимостей.

Ортогональные регрессии для выборок *B* ($N = 169$) и *K* ($N = 187$) показаны на обеих панелях рис.5 штрих-пунктирными линиями, которые мало отличаются от линий ортогональных линейных регрессий для выборок *B* ($N = 182$) и *K* ($N = 194$). (На правой панели они практически совпадают).

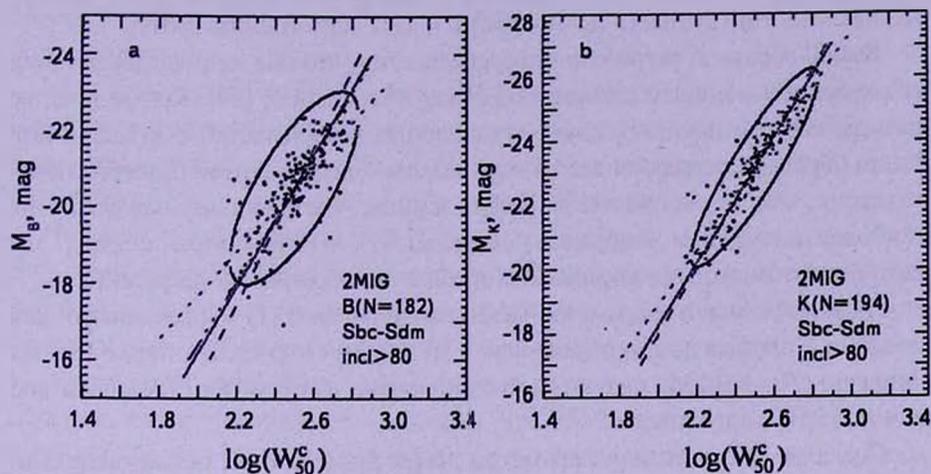


Рис.5. Зависимости ТФ для сильно наклоненных изолированных 2MIG- галактик типов Sbc - Sdm. (а) - выборка $N = 182$, (б) - выборка $N = 194$.

Сравнивая данные табл.2 и 3, видим, что дисперсия зависимостей ТФ существенно меньше для галактик, наблюдаемых с ребра, чем для галактик с произвольными ориентациями галактик. Это справедливо и для *B*- и для *K*-полосы. Однако при рассмотрении только сильно наклоненных галактик ценой вопроса становится резкое (примерно на 2/3) сокращение числа объектов.

Таким образом, для изолированных галактик каталога 2MIG мы подтвердили результат, полученный Караченцевым [17]: для изолированных галактик каталога КИГ [18], наблюдававшихся в линии H β [19], разброс на зависимости ТФ существенно уменьшается с ростом отношения осей a/b , т.е. при переходе к дисковым спиральным галактикам поздних типов. Добавим, что для сильно наклоненных галактик разброс ТФ-*K* существенно меньше, чем ТФ-*B*, для всех видов регрессии - прямой, обратной, ортогональной (сравнить третьи пункты в табл.2 и 3). Это, в частности, демонстрирует, что фотометрия в *K*-полосе менее подвержена влиянию пыли.

5. *Многопараметрические зависимости Талли-Фишера в В-полосе.* Многопараметрические зависимости ТФ используют для того, чтобы путем введения дополнительных регрессоров учесть возможные причины разброса обычных (двупараметрических) зависимостей ТФ. В данной работе мы используем обобщение двумерной обратной зависимости в виде:

$$\log(W_{50}^c) \equiv y = c_1 + c_2 \cdot M_B + c_3 \cdot \text{bri } 25 + c_4 \cdot \log r_{25} + c_5 \cdot T + c_6 \cdot (brc - itc). \quad (1)$$

Здесь параметры $bri\ 25$ - средняя поверхностная яркость в пределах изофоты $25\ mag/arcsec^2$, $\log r\ 25$ - логарифм отношения диаметров, измеренных на этой изофоте, ($bic- itc$) - показатель цвета (разность скорректированных B и I -величин) взяты из базы данных HyperLEDA. Параметр T - морфологический тип в шкале де Вокулера - взят из каталога 2MIG.

Выбор обратной регрессии определяется тем, что она не подвержена (или подвержена в меньшей степени) эффекту Малмквиста [20]. Кроме того, во всех рассмотренных нами случаях двумерных зависимостей с B -величиной линия обратной регрессии всегда оказывалась ближе к линии ортогональной регрессии, чем линия прямой регрессии. Считая, что ортогональная регрессия наиболее адекватно отображает зависимость в двумерном случае, мы рассмотрели многопараметрические обобщения обратных B -регрессий.

Параметры шести параметрических зависимостей (1) мы рассчитали для галактик с произвольными наклонами ($N=393$) и для сильнонаклоненных спиралей ($N=143$). Из них затем были исключены галактики, лежащие вне эллипса 95% вероятности.

Сначала мы вычислили параметры регрессии (1), затем последовательно отбрасывали те коэффициенты, которые оказались незначимыми. Мы задавались значением статистики Фишера $F_{1,\infty} = 3.84$ для 95% уровня значимости. В табл.4 представлены параметры итоговых регрессий, вычисленных методом наименьших квадратов. Во второй строке таблицы под коэффициентами формулы (1) приведены соответствующие им регрессоры. В четвертом столбце, кроме среднеквадратичного отклонения σ , представлены также процентные улучшения по сравнению с обычной обратной двухпараметрической регрессией. В столбцах с пятого по десятый, кроме

Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ОБРАТНЫХ РЕГРЕССИЙ ДЛЯ ЗАВИСИМОСТИ ТФ-В

n	Выборка	n_{reg}	σ	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6
				1	M_B	$bri\ 25$	$\log r\ 25$	T	$bic- itc$
1	393	3	0.114 3%	-	-0.1150 ± 0.0009 (14752)	-	0.112 ± 0.025 (19.3)	-	0.099 ± 0.012 (68.4)
2	361, 95%	5	0.091 6%	0.622 ± 0.137 (20.7)	-0.0913 ± 0.0059 (236)	-	0.088 ± 0.022 (16.3)	-0.0205 ± 0.0052 (15.9)	0.076 ± 0.011 (47.4)
3	143	5	0.063 31%	-	-0.0945 ± 0.0050 (351)	0.0223 ± 0.0056 (16.1)	0.159 ± 0.043 (13.6)	-0.0270 ± 0.0062 (18.6)	0.101 ± 0.013 (64.9)
4	134, 95%	5	0.051 23%	-	-0.1176 ± 0.0017 (4588)	-	0.126 ± 0.035 (13.3)	-0.0110 ± 0.0049 (5.1)	0.093 ± 0.010 (81.2)

значений коэффициентов регрессий, мы приводим ошибки коэффициентов и их значимость по Фишеру (в скобках).

На основании данных табл.4. можно сделать следующие выводы.

Основной регрессор с абсолютной величиной оказался существенно более значимым, чем другие регрессоры (статистика Фишера на 2-3 порядка больше).

Для всех случаев высоко значимым оказался регрессор с цветом *bic-its*. Поскольку цвет и тип у галактик скоррелированы, результаты, приведенные в двух последних столбцах табл.4, в какой-то мере подтверждают реальность найденного тренда наклона зависимостей ТФ от типа (рис.2).

Регрессор с отношением осей для всех выборок оказался значимым. Это понятно, поскольку логарифм отношения осей используют для коррекции видимой величины за внутреннее поглощение, а также для исправления за наклон наблюдаемой вращательной скорости.

Регрессор с поверхностной яркостью оказался незначимым для всех выборок, кроме неочищенной выборки $N=143$ галактик с ребра. Это может быть связано с ненадежными данными о поверхностных яркостях, представленными в базе HyperLEDA (см. [14]). Мы обсудим результаты о влиянии поверхностной яркости на зависимость ТФ в следующем разделе.

Как видно из табл.4, использование дополнительных регрессоров оказалось малоэффективным для галактик с произвольным наклоном к лучу зрения (3% и 6% уменьшение σ по сравнению с двупараметрическими регрессиями для выборок $N=391$ и $N=361$). Однако для галактик, которые видимы с ребра, уменьшение σ оказалось существенным (31% и 23%, соответственно).

6. Обсуждение и выводы. Для изолированных галактик каталога 2MIG, отождествленных в базе данных HyperLEDA, после исключения сильно отклоняющихся галактик мы получили такие ортогональные зависимости Талли-Фишера:

1) Для галактик с произвольными наклонами к лучу зрения:

$$M_B = (-7.659 \pm 0.070) \log W_{50}^c - 1.38 \pm 0.17 \quad (\sigma_o = 0.403, N = 489), \quad (2)$$

$$M_K = (-8.918 \pm 0.048) \log W_{50}^c - 0.90 \pm 0.12 \quad (\sigma_o = 0.411, N = 527). \quad (3)$$

2) Для галактик, наблюдаемых практически с ребра:

$$M_B = (-8.191 \pm 0.085) \log W_{50}^c - 0.06 \pm 0.21 \quad (\sigma_o = 0.305, N = 169), \quad (4)$$

$$M_K = (-9.778 \pm 0.047) \log W_{50}^c + 1.32 \pm 0.12 \quad (\sigma_o = 0.230, N = 182). \quad (5)$$

Наклон зависимости ТФ при переходе от *B*-полосы к *K*-полосе становится более крутым. Это было найдено ранее и в нашей работе для плоских спиральных галактик, видимых с ребра [10], а также для зависимостей ТФ для спиральных галактик скоплений и поля [2-4]. Отметим

также, что коэффициент наклона ортогональной регрессии (5) в K -полосе для видимых с ребра галактик достаточно близок к значению -10 , что соответствует соотношению $L \propto V_{\text{rot}}^4$.

Принятые разумные ограничения ($Type \geq 4$, $V_{LG} \geq 700$ км/с, 4-8% галактик-"отклонянтов") дают для K -полосы $\sigma_M = 0.411$ и наклон -8.918 (формула (2)). Это неплохо согласуется с результатами работы [4], в которой для 888 галактик типов Sa, Sb, Sc при разных типах коррекций получены в K -полосе наклон от -8.647 до -10.017 и σ_M от 0.372 до 0.398.

Сокращение же нашей выборки до сильно наклоненных спиралей приводит к значительному уменьшению разброса на зависимостях ТФ и в B - и в K -полосах (формулы (4) и (5)).

Для изолированных 2MIG галактик тренды дисперсии σ_M и наклона k от морфологического типа такие же, как и у других авторов [3,4].

Мы построили обратные многопараметрические зависимости ТФ в B -полосе в виде (1) для галактик 2MIG с произвольными наклонами и для сильно наклоненных спиралей. В данной работе в качестве регрессоров мы приняли параметры, аналогичные тем, которые применялись нами [21] для галактик из каталога 2MFGC [9].

Оказалось, что такие дополнительные параметры как цвет и отношение осей являются значимыми, что согласуется с результатами других авторов. Значимость регрессора с поверхностной яркостью (кроме одного случая - см. табл.4) пренебрежимо мала. Этот параметр важен при моделировании строения галактик, однако разные авторы для разных выборок и в разных полосах получают различные результаты. Так, для плоских спиральных галактик оказался значимым параметр, характеризующий класс поверхностной яркости, основанный на глазомерных оценках изображений на O -картах POSS I [22]. Однако для тех же галактик многопараметрическая зависимость ТФ в J -полосе по данным 2MASS фотометрии дает статистическую незначимость и для отношения осей, и для цвета ($J-K$), и для эффективной поверхностной яркости [12]. А для галактик в скоплениях Уиллик [20] нашел для обратной зависимости ТФ, основанной на фотометрии в I -полосе, слабый, но статистически значимый вклад поверхностной яркости.

Учет различных характеристик галактик при построении зависимостей ТФ требует дополнительных проверок.

Резюмируя, отметим, что использование компилятивных (с возможными ошибками) данных из базы HyperLEDA дало вполне приемлемую точность при построении зависимостей ТФ. Что касается зависимостей ТФ в K -полосе, мы не обнаружили значимого отличия параметров для изолированных галактик каталога 2MIG и галактик в скоплениях.

Авторы признательны И.Д.Караченцеву за существенные замечания, позволившие улучшить статью. Работа выполнена при поддержке ФФИ

Украины (проект укр-рос.Ф40.2/49). В работе использованы данные базы HyperLEDA.

¹ Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Тараса Шевченко, Украина, e-mail: yukudrya@ukr.net

² Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Украина, e-mail: valkarach@gmail.com

OPTICAL AND HI PROPERTIES OF ISOLATED GALAXIES FROM 2MIG CATALOG. II. THE TULLY-FISHER RELATION

YU.N.KUDRYA¹, V.E.KARACHENTSEVA²

We built the direct, inverse and bivariate Tully-Fisher (TF) relations in the *B* and *K* bands for the 2MIG isolated galaxies basing on the 2MIG data and the HyperLEDA data base. The slope of the TF relations becomes steeper from *B* to *K* band, as well as from early to late morphological types. The dispersion of galaxies on TF relations for highly inclined late-type spirals found to be in 1.3 (*B*) and 1.8 (*K*) times smaller than for the spirals with arbitrary inclination. The statistically significant regressors of multiparameter generalizations in the TF-*B* inverse relationships are determined.

Key words: *galaxies:isolated galaxies:Tully-Fisher relations*

ЛИТЕРАТУРА

1. R.B.Tully, R.Fisher, *Astron. Astrophys.*, **54**, 661, 1977.
2. B.P.Bamford, *astro-ph/0210227*.
3. K.L.Masters, C.H.Springob, M.P.Haynes, R.Giovanelli, *Astrophys. J.*, **653**, 861, 2006.
4. K.L.Masters, C.H.Springob, J.P.Huchra, *Astron. J.*, **135**, 1738, 2008.
5. M.Aaronson, J.Huchra, J.Mould, *Astrophys. J.*, **229**, 1, 1979.
6. M.Strauss, J.A.Willick, *Phys. Reports*, **261**, 271, 1995.
7. M.F.Skrutskie, S.E.Schneider, R.Steining et al., In: *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys*, ed. F.Garzon et al. (Netherlands: Kluwer), **ASSL**, **210**, 25, 1997.

8. *T.N.Jarrett, T.Chester, R.M.Cutri et al.*, *Astron. J.*, **119**, 2498, 2000.
9. *С.Н.Митронова, И.Д.Караченцев, В.Е.Караченцева и др.*, *Бюлл. Спец. Астрофиз. Обсерв.*, **57**, 5, 2004 (2MFGC).
10. *I.D.Karachentsev, S.N.Mitronova, V.E.Karachentseva et al.*, *Astron. Astrophys.*, **396**, 431, 2002.
11. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, Yu.N.Kudrya et al.*, *Bull. Spec. Astrophys. observ.*, **47**, 5, 1999 (RFGC).
12. *Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev et al.*, *Astron. Astrophys.*, **407**, 889, 2003.
13. *В.Е.Караченцева, С.Н.Митронова, О.В.Мельник, И.Д.Караченцев*, *Бюлл. Спец. Астрофиз. Обс. CAO РАН*, **65**, 1, 2010 (<http://cdsarc.u-strasb.fr/pub/cats/Y11/257>).
14. *Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев*, *Астрофизика*, **54**, 501, 2011.
15. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov*, *Astron. J.*, **111**, 794, 1996.
16. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeier, M.Davis*, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.
17. *I.D.Karachentsev*, *Astron. J.*, **97**, 1566, 1989.
18. *В.Е.Караченцева*, *Сообщ. CAO РАН*, **8**, 1, 1973.
19. *M.P.Haynes, R.Giovanelli*, *Astron. J.*, **89**, 758, 1984.
20. *J.A.Willick*, *Astrophys. J.*, **576**, 47, 1999.
21. *И.Д.Караченцев, Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, С.Н.Митронова*, *Астрофизика*, **49**, 527, 2006.
22. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, Yu.N.Kudrya, S.L.Parnovskii*, *Astron. Reports*, **44**, 150, 2000.

CLOSE NEIGHBORS OF MARKARIAN GALAXIES. I.
OPTICAL DATABASET.A.NAZARYAN¹, A.R.PETROSIAN¹, B.J.MCLEAN²

Received 6 June 2012

Accepted 12 September 2012

The catalogue of close neighbors of Markarian galaxies located inside of circles with the radii 60 kpc from the centers of Markarian objects is presented, which combines extensive new measurements of their optical parameters with a literature and database search. The measurements were made using images extracted from the Digitized Sky Survey (DSS) J_r (blue), F_r (red) and I_r (near-infrared) band photographic plates. We provide names, accurate coordinates, redshifts, morphological types, blue, red and near-infrared apparent magnitudes, apparent blue major diameters, axial ratios, as well as position angles for the neighbor galaxies. We also include their 2MASS infrared magnitudes. The total number of Markarian galaxies in the database is 274 and number of their neighbors is 359. The physical parameters of the systems of Markarian galaxies and their neighbors are determined and presented.

Key words: *astronomical databases:catalogs - galaxies:interactions - galaxies:active - galaxies:starburst*

1. *Introduction.* Studying the environments of galaxies is an important way to understand their origin and evolution. The properties of galaxies such as morphology, luminosity, stellar population, star formation rate etc. show correlations both with their large-scale environments (e.g. [1] for review) as well presence of near companions (e.g.[2]). The activity events in galaxies such as AGNs and intensive star formation that can influence subsequent evolution of galaxies vastly are proposed sometimes to be connected with the tidal and merging influences on their host galaxy by its neighbors as one can conclude from observations [3-5]. Several theoretical models were proposed to describe the effects of environments on AGNs and nuclear starburst activities such as falling of interstellar gas on nucleus because of the gravitational perturbations, gas turbulence and fragmentation into clouds [6,7]. Although theoretical models succeeded in explanation of main features of tidally triggered activity and star formation in the galaxies, their results may strongly depend on parameters of simulations [8] and they cannot explain all the features and details of the relation between different forms of galaxies' activity and their environments, particularly the relation between non-nuclear starbursts or host galaxy star formation intensity and interaction, see [9] for review. So the reasonable conclusion would be that the activity of galaxies and/or their star formation may depend also on some

preexisting conditions or on some combinations of galaxies' internal and external interaction properties only to some extent, see e.g. [7,9].

The objects from the First Byurakan Survey, which are more known as Markarian galaxies are well studied and have mostly AGN and/or enhanced star-forming properties. Most comprehensive datasets including all Markarian objects and their different data are contained in three catalogs [10-12]. Close environmental properties of Markarian galaxies and their connection with galaxies' inner parameters were studied in details in number of papers first of which was the article [13] on Markarian-Markarian galaxies pairs selected from the first five lists of Markarian survey. Later in [14], studying 65 pairs of galaxies in which at least one component is Markarian object, it has been concluded that Markarians paired with their neighbors form systems different by their dynamical parameters of those of paired normal galaxies. In [15] pairing properties of 516 non-Seyfert Markarian galaxies have been studied and it has been found out that these galaxies are exceptionally likely to occur in tight pairs but they were unable to identify any clear difference between global characteristics of paired and non-paired Markarian galaxies. In two samples in [16,17] and following detailed studies (e.g. [18]), the class of double and multiple nuclei Markarian galaxies was introduced. Later, large numbers of the studies have been addressed to these objects. For example, in [19] the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) data for 187 Markarian galaxies with multiple optical nuclei or extreme morphological peculiarities have been investigated and by means of statistical comparison with the sample galaxies it have been found out that Markarian galaxies have significantly higher median dust temperature. They showed that enhancement of far infrared luminosity induced by galaxy collisions depends on assumed nature of precursor galaxies strongly and that color temperature correlates with projected nuclear separation significantly. Many double and multiple nuclei Markarian galaxies were studied individually. For example, Markarian 266, that was first studied thoroughly in [18] in 1980, currently may account more than one dozen detailed investigations in different wavelengths (e.g. [20-22]). Recent years attention to the problem concerning the role of close interactions as a possible triggering mechanism of the activity of AGN and starburst galaxies has been increased dramatically (e.g. [23]). Markarian galaxies and their close neighbors are often included in the samples of mentioned studies (e.g. [24]), but, similar to [15], there is no any study based on the sample of Markarian galaxies and their neighbors only.

The large amount of new multi-wavelength observational data collected mostly in different databases (e.g. the Sloan Digital Sky Survey(SDSS), Two Micron All Sky Survey (2MASS), ROSAT, the NRAO VLA Sky Survey (NVSS), the HI Parkes All Sky Survey (HIPASS)) during the last two decades as well as our new homogeneous measurements made possible to collect large data-sets containing more complete information about the neighbor objects of Markarian galaxies as

well as their own properties which can be useful for systematical study of these systems and particularly answer the following questions:

- 1) What is the true connection between galaxy-galaxy interactions, nuclear activity and star formation?
- 2) Is there any correlation between integral parameters of Markarian galaxies and their neighbors?
- 3) How the activity levels of Markarian galaxies and their star forming properties are correlated with the similar properties of their close neighbors?
- 4) Is the linear distance between Markarian galaxy and its neighbor the only or one of the crucial parameters that determines correlation between physical properties of two galaxies?

This work is the first in the series of the studies for comparative statistical research of properties of galaxies that are close neighbors of the galaxies with different levels of nuclear activity and star-forming properties. These studies aim to find clues toward disclosure of the role and contribution of galaxies' interactions and merging processes in their formation and evolution, particularly understanding their activity and star forming properties. In general, samples of the objects for mentioned study include Markarian and Second Byurakan Survey (SBS) galaxies, as well as so called passive galaxies and their close neighbors. This paper presents optical data-set for Markarian galaxies and their close neighbors. The method of construction of the sample of Markarian galaxies' close neighbors is presented and its efficiency and possible selection effects are evaluated in section 2 of this paper. The observational material used and generation of the database are described in section 3. The database itself and the related information are described in section 4. In section 5 we summarize obtained data.

2. *The method of search.* We sought for galaxies close to Markarian galaxies in position-redshift space as the most probable candidates of physical neighbors. The projected separation between possible physical neighbors may vary between few and several hundreds of kpcs. It has been shown that neighbors that may have significant tidal effects on each other and able to trigger star formation have threshold distance of about 150 kpc, and the strongest induced star formation events are in galaxies which have characteristic separation threshold ~40 kpc independently of environment [25,26]. Projected separation corresponding to 50 kpc was used in paper [12] to find the number of possible neighbors of Markarian galaxies. In this study, physical neighbor(s) for Markarian galaxies are selected within angular separation corresponding to 60 kpc projected distance (in this study for Hubble constant the value of $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ is considered). For separation criteria we considered 60 kpc, instead of 50 kpc [12], in order to better meet above mentioned threshold for inducing strong star formation and also to be sure that we include all the neighbors from [12] taking into account possible coordinates uncertainties and large angular sizes of the galaxies.

In different studies, to distinguish physical connection between galaxies, different values for their radial velocities differences have been accepted. Accepted values are in broad range and can reach up to 1000 km s^{-1} (e.g. [4]). In this study, in order to select physical neighbor(s) for Markarian galaxies we took the criteria $\Delta v_r = 800 \text{ km s}^{-1}$ for difference of radial velocities of neighbors with respect to Markarian galaxy. This accepted value is about twice larger than difference of radial velocities which is the characterizing threshold for inducing significant star formation [25], but it was selected to escape data pollution and not "to lose", in general, those physical systems which can have higher velocity dispersions but may contain members with significant mutual tidal influences on each other (e.g. [25]). Using this criteria, we counted neighbors around all Markarian galaxies that have redshift $z \geq 0.005$ to be sure that random projection effects and relative error because of low redshift are not significant.

The number of neighbors around each Markarian galaxy is counted in paper [12] using the following criteria: 1) redshift of Markarian galaxy is larger than 0.005, 2) projected distance of neighbor lies within 50 kpc and 3) angular sizes of galaxies differ from those of the Markarian galaxy by no more than factor of 2. In [12] 1424 Markarian galaxies have defined redshift larger than 0.005. It was found that 448 galaxies among them have 640 neighbors total in [12]. In the current study by using the same redshift value limitation (redshift of Markarian galaxy is larger than 0.005) and by using the criteria $\Delta v_r = 800 \text{ km s}^{-1}$ for difference of radial velocities of neighbors with respect to Markarian galaxy we have found that 274 Markarian galaxies have 359 neighbors within 60 kpc projected distance. Comparatively, within 50 kpc distance from Markarian galaxy [12], 230 Markarian galaxies have 312 neighbors. By comparing the objects found in the current study and in [12] we found that there are 395 objects that were identified as neighbors in [12], but we did not find them, mainly because of having significantly different redshifts from those of Markarians or because neighbor(s) redshift(s) is(are) not measured. Also there are 67 objects that are identified as neighbors in our study but were not found in [12] mainly because of having too small or too large angular size (less or more than 2 times) compared to that of the Markarian galaxy. They are included in our database. 152 Markarian galaxies turned out to have the same amount of neighbors.

We analyzed our sample of neighbors for several possible selection effects. We checked 2 possible selection effects: 1) Is our sample of neighbors biased against those Markarian galaxies that are not located within the part of sky covered by SDSS? Simple comparison between number of neighbors and Markarian galaxies with and without SDSS images shows that it can be neglected in comparison with the random statistical distributions. 2) Is our sample of neighbors biased against some close neighbors of distant Markarian galaxies? Analysis of the sample showed that this effect also can be neglected.

Incompleteness of the sample of neighbors was estimated by comparing results of our search for neighbors and that was done in [12] following the method presented in [25] for comparison of spectroscopic sample of possible neighbors with the photometric one. We selected subsample of Markarian galaxies and analyzed those Markarian galaxies that have different amount of neighbors found in this study and in [12] and inspected their 50 kpc surroundings visually to understand why numbers of discovered neighbors are different. We calculated the amount of galaxies that were not found by us, but those were found in [12] so that their redshift is unknown. Those galaxies are potential neighbors of Markarian galaxies with some probability. We also calculated the number of galaxies that were not found by us, but that were found in [12] so that their redshift is known and is not within $\Delta v_r = 800 \text{ km s}^{-1}$ interval compared to the redshift of the corresponding Markarian galaxy. Comparison of this number with the amount of neighbors (of Markarian galaxies of selected subsample) with known redshifts that lie within $\Delta v_r = 800 \text{ km s}^{-1}$ gave us opportunity to estimate probability for the galaxy within 50 kpc neighborhood to have close redshift and to be real physical neighbor. We estimated the incompleteness of our sample of neighbors as about 15-18 per cent by using this method.

3. *The observational material and the sample.* The search of neighbors around Markarian galaxies was carried out using above mentioned two, linear separation and radial velocity difference criteria. Radial velocities for the potential neighbors of Markarian galaxies within 60 kpc circles were checked using two data sources: NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) and Sloan Digital Sky Survey Data Release 8 (SDSS DR8). Almost all redshifts for neighbors are collected from the NED, which also includes data from SDSS DR 1 to 6. Redshifts are determined according to SDSS DR8 for remaining number of neighbors. In [12] it was found out that almost 70% of Markarian galaxies are in the fields of SDSS DR5 images, this number was increased to 87% due to SDSS DR8. 12 faint galaxies in our database are not included in NED (or do not have defined redshift in NED) and were identified only using their redshifts and images in SDSS DR8.

We used DSSII multi-color images to check positions of neighbors obtained from NED and SDSS DR8, to make primary morphological classification, to measure angular sizes and position angles and to find apparent magnitudes in three J , F and I wavebands. DSSII is based on POSS-II (north) and UKSTU (south) surveys. The Palomar Sky Survey (POSS-II, [27]) covers Northern sky above equator, it has been done in three wavebands: blue J (IIIa- J emulsion and GC395 filter: $\lambda_{eff} \sim 4800\text{\AA}$), red F (IIIa- F emulsion and RG610 filter: $\lambda_{eff} \sim 6500\text{\AA}$) and near-infrared I (INV emulsion and RG9 filter: $\lambda_{eff} \sim 8500\text{\AA}$). The ESO/SERC survey [28] covers Southern hemisphere and has been done in the same wavebands. The limiting magnitude for POSS-II J band is $J_{1\sigma} = 22.5$

(23.0 for UKSTU SERC-EJ), for POSS-II F band it is $F_{\text{mag}} = 20.8$ (22.0 for UKSTU SERC-ER) and for POSS-II I band it is $I_{\text{mag}} = 19.5$ (19.5 for UKSTU SERC-I). All the plates were scanned at the Space Telescope Science Institute (STScI) with $1''.0 \text{ px}^{-1}$ resolution (SERC-ER plates were scanned with $1''.7 \text{ px}^{-1}$). Color images of the galaxies available in SDSS DR8, were used to check neighbors identification and verify their morphological classification done by means of DSSII multi-color images.

3.1. Coordinates. The coordinates of the neighbors were obtained by two-step algorithm. First, we found neighbors via automatic search procedure and extracted their coordinates from NED or from SDSS DR8 images. Then this coordinates were carefully checked by the DSSII blue images. Positions of compact objects are typically located to better than 0.5 arcsec using either a 2D Gaussian fit or the intensity-weighted moments of the object pixels. The actual positions of the extended objects are somewhat more poorly determined, because of their more complex morphologies and difficulty of locating the image centroid of the objects. Positions were measured using peak intensity of the objects for these galaxies. In these cases the positions may be uncertain to $1''$. All coordinates are in the HST Guide Star Selection J2000.0 System.

3.2. Redshifts. In this database, heliocentric redshifts for neighbors were collected from NED and SDSS DR8. Redshifts of Markarian galaxies were taken from [12]. 1524 Markarian galaxies have defined redshifts in that database, and 1424 of them have redshifts more than 0.005. Neighbors in our database have radial velocities within $\Delta v_r = 800 \text{ km s}^{-1}$ interval compared to that of the corresponding Markarian galaxy. About 86% of neighbors lie within more narrower interval of difference of radial velocities $\Delta v_r = 300 \text{ km s}^{-1}$.

3.3. Morphology. The current database presents complete and homogeneous morphological classification of physical neighbors of Markarian galaxies. DSSII blue plates were used as primary source for galaxies morphological classification. The uniformity of these survey plates makes them useful for examining structural features of bright (13-16 mag) as well as relatively faint galaxies, both the central parts and outer regions. DSSII red and near-infrared plates were used as supplementary material to check morphological structure of the galaxies. For morphological classification we used not only images, but also isophotal maps of all galaxies, which were constructed to display the large dynamic range of the images and were extremely useful for classification of faint and small angular size objects. For the neighbors on SDSS frames DSSII morphological classification was verified also by SDSS color images.

All neighbors of Markarian galaxies were classified morphologically according to the modified Hubble sequence (E-S0-Sa-Sb-Sc-Sd-Sm-Im) and the extension to blue compact dwarf galaxies (BCDs). Following [12] we classified

irregular galaxies with one giant HII region as Im/BCD or BCD/Im depending on what component is dominant, extended Im system or more compact, bright HII region. Close interacting systems and mergers are morphologically classified as separate class of objects. Fig.1 shows comparison between our determined morphological classes for all 359 objects and 160 of them that have defined morphologies in Leon-Meudon Extragalactic Database (HYPERLEDA). There

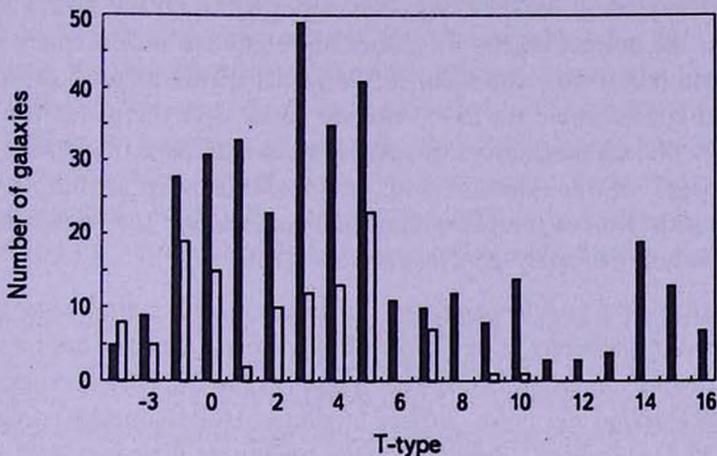


Fig.1. Comparison of our (filled bars) and HYPERLEDA (empty bars) T -types of neighbors.

are 2 galaxies (IC1640 and NGC 2968), which were classified in HYPERLEDA as of late-type, but we classified them as of early-type galaxies. 4 galaxies (MCG +12-09-021, NGC 7464, NGC 4004B, MCG +07-33-040) were classified in HYPERLEDA as of early-type but we classified them as of late-type. In HYPERLEDA 4 galaxies (2MASX J15563687+4154131, NGC 3010, 2MASX J03195122+4132072, PGC 012450) are marked as possible spiral galaxies ("S?"), we did exact classification of these objects and classified them as of early-type.

3.4. Apparent J_{PK} (blue), F_{PK} (red), I_{PK} (near-infrared) magnitudes.

In this database we provide our measurements of the apparent blue, red and near-infrared magnitudes of neighbors of Markarian galaxies in accurate and homogeneous manner. The magnitudes of the galaxies were measured from the POSS-II and UKSTU photographic survey plates, collected in DSSII, that are available at STScI and used for the construction of the guide Star Catalog II (GSC-II) [29]. In order to measure the magnitudes of nonstellar objects, it was necessary to use a technique to derive the nonlinear intensity to photographic density transformation so that one can integrate in intensity units. We have modified the technique developed by the APM group (e.g. [30]) to calibrate photographic plates internally using the measured stellar profiles. This is an iterative process, which as a by-product determines the photographic density-intensity ($D-I$) function for that plate. By adding a step to this iterative

process of at least-squares fit of the derived magnitudes of the GSC-II stars in the field to their catalog magnitudes we effectively constrain the calibration to be linear with a determined zero point. One can then take the $D-I$ function and zero point to integrate the intensity within the isophotal contours of the galaxy and convert that to a magnitude. In cases where we were unable to automatically de-blend overlapping objects in software, a manual procedure was used to mark boundary between objects in order to assign the pixel's surface brightness to the correct object. This does not eliminate measurement errors due to the saturation that can occur in the nuclei of the brighter galaxies or possible field effects where the $D-I$ response varies over the plate. The blue, red and near-infrared magnitudes of galaxies were measured from the J_{PR} , F_{PR} , I_{PR} band images of the objects in a homogeneous way at the isophote corresponding to 3 times the background rms noise above the background or 3σ , which is approximately $25.2 \text{ mag arcsec}^{-2}$ [12].

3.5. Major and minor angular diameters and axial ratios. The major and minor diameters of neighbors of Markarian galaxies were measured in a homogeneous way using DSSII blue images at the isophote corresponding to 3 times background rms noise. Surface brightness level diameters correspond to the $B_s = 25.2 \text{ mag arcsec}^{-2}$ limiting surface brightness diameters [12].

HYPERLEDA data was used to verify the agreement of our measured diameters with the standard D(25) diameter system. Comparison was done separately for early and late-type galaxies. We excluded objects that have significantly different diameters in HYPERLEDA mostly because of misidentifications. For early and late-type galaxies the linear correlation between our and HYPERLEDA D(25) diameters have the following forms:

early-type: $D^*(25) = (0.902 \pm 0.026)D^*(J) + (5.411 \pm 1.715)$, $r = 0.953$, $N = 61$,

late-type: $D^*(25) = (0.896 \pm 0.020)D^*(J) + (1.944 \pm 1.190)$, $r = 0.928$, $N = 158$.

The fact that blue diameters measured by us are larger than those of HYPERLEDA is because of the fainter surface brightness limit we used.

Using diameters we also calculated axial ratios of galaxies and again compared them with the HYPERLEDA axial ratios. The linear correlation between these axial ratios has the following form for early-type and late-type galaxies respectively:

early-type: $R(25) = (0.939 \pm 0.066)R(J) + (0.035 \pm 0.047)$, $r = 0.776$, $N = 59$,

late-type: $R(25) = (0.877 \pm 0.040)R(J) + (0.074 \pm 0.024)$, $r = 0.763$, $N = 155$.

Both the diameters and axial ratios of galaxies in HYPERLEDA and our measurements have no significant differences.

3.6. Position angles. The position angles (PA) of the major axes of the galaxies were determined at the same $25.2 \text{ mag arcsec}^{-2}$ isophotal level. PA is

measured from the North ($PA=0^\circ$) toward the East between 0° and 180° . Determined by the 49 common early-type galaxies, the average absolute difference of position angles measured by us and in HYPERLEDA is $|\Delta PA| = 8^\circ.8 \pm 1^\circ.2$. The same difference determined for 154 late-type galaxies is $|\Delta PA| = 8^\circ.4 \pm 0^\circ.6$. PAs for the galaxies with axial ratios close to 1 were not measured.

4. *The database.* Table 1 contains the observational data for 319 galaxies aligned in 15 columns which are described below (this table does not include parameters of multi-component Markarian galaxies, that can be found in [12]). In 32 cases Markarian galaxies form pairs with other Markarian object. For these Markarian neighbor galaxies integral parameters are copied from [12]. Only exception is magnitudes which were measured during this study.

Column (1) - Markarian galaxy name (MRK) according to [12].

Column (2) - Number of individual neighbor(s) (N) for the given Markarian galaxy.

Column (3) - Name of the neighbor galaxy (Neighbor). If it has names in different catalogs, the most recognizable of them is used.

Column (4) - Right ascension (RA) of the neighbor galaxy (J2000.0 equinox).

Column (5) - Declination (Dec) of the neighbor galaxy (J2000.0 equinox).

Column (6) - Heliocentric redshift (z) of the neighbor galaxy.

Column (7) - Morphological description (Morph) of the neighbor galaxy.

The numerical coding used here for the morphological description of the galaxies is a slightly modified and simplified version of the morphological types T given in the Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (RC3). The following codes were used: E = -5; E/S0 = -3; S0 = -2; S0/a = 0; Sa = 1; Sab = 2; Sb = 3; Sbc = 4; Sc = 5; Scd = 6; Sd = 7; Sdm = 8; Sm = 9; Im = 10; Im/BCD = 11; BCD/Im = 12; BCD = 13; Compact = 14; Interacting system or Merger = 15; HII region = 16; An existence of bar is marked by "B".

Column (8) - DSS-II apparent J_{rs} , F_{rs} , I_{rs} band magnitudes respectively.

Column (9) - Major J_{rs} band D diameter in arcseconds.

Column (10) - J_{rs} band axial ratio R .

Column (11) - Position angle in J_{rs} band PA . It is measured from north ($PA=0^\circ$) toward east in $[0^\circ, 180^\circ)$. For round galaxies with axial ratios close to 1 position angles are not determined (ND).

Column (12) - 2MASS [31] J , H and K band magnitudes respectively if available.

Column (13) - Projected distance (d) from the Markarian galaxy in arcseconds.

Column (14) - Absolute value of difference of radial velocity (Δv_r) with respect to the Markarian galaxy in km s^{-1} units.

Column (15) - Decimal logarithm of estimated mass to blue band luminosity ratio ($\log(M/L)$) in solar mass and luminosity units for the system of Markarian galaxy and its neighbor. This parameter is calculated assuming that

Table 1

PART OF DATABASE OF NEIGHBORS OF MARKARIAN GALAXIES

MRK	<i>N</i>	Neighbor	<i>RA</i>	Dec	<i>z</i>	Morph	<i>J_r</i>	<i>F_r</i>	<i>I_r</i>	<i>D</i>	<i>R</i>	<i>PA</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>d</i>	Δv_r	log(<i>M/L</i>)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)			(9)	(10)	(11)	(12)			(13)	(14)	(15)
1	1	MRK 976	01 16 12.46	+33 03 51.5	0.0163	5	15.8	14.4		43.9	0.79	44	12.5	11.9	11.6	111.0	100	1.62
2	1	KUG 0152+366	01 56 01.71	+36 55 10.4	0.0188	4 B	15.8	15.0	14.4	62.0	0.54	64	13.4	12.7	12.4	94.6	0	ND
15	1	UGC 04451	08 34 33.29	+75 09 12.0	0.0205	2	14.8	14.0	13.6	56.0	0.27	124	12.2	11.4	11.1	64.2	357	2.18
18	1	UGC 04727	09 01 43.57	+60 09 26.2	0.0108	5	16.2	15.6	15.4	82.5	0.17	81				112.1	89	1.41
30	1	MRK 31	10 19 42.86	+57 25 25.0	0.0260	2 B	15.3	14.5		64.3	0.68	175	12.6	11.9	11.7	41.0	96	1.09
31	1	MRK 30	10 19 38.31	+57 25 07.0	0.0263	1	16.6	15.9		29.6	0.52	85	15.0	14.3	13.9	41.0	96	1.09
37	1	KUG 1113+290B	11 16 33.89	+28 46 07.1	0.0235	4	15.4	15.2	15.0	23.5	0.98	23	14.0	13.4	13.3	34.2	44	0.40
38	1	MRK 39	11 18 20.53	+53 45 12.4	0.0361	3 B	16.4	15.5		22.4	1.00	ND	14.9	14.3	14.2	32.6	10	-1.08
39	1	MRK 38	11 18 17.15	+53 44 59.6	0.0361	4 B	15.7	14.2		38.8	0.47	78	13.4	12.7	12.4	32.6	10	-1.08
40	1	SDSS J112535.23+5423	11 25 35.23	+54 23 14.3	0.0208	6	16.0	15.5	15.3	58.0	0.17	151	15.0	14.7	14.2	19.0	92	0.51
41	1	NGC 3759	11 36 53.99	+54 49 22.1	0.0186	-2	13.8	13.1	12.7	60.9	1.00	ND	11.4	10.6	10.4	131.0	231	1.82
43	1	KUG 1200+397A	12 02 49.80	+39 26 01.9	0.0205	3	14.7	14.2	14.0	38.3	0.75	46	12.9	12.3	12.0	125.0	8	-0.77
56	1	SDSS J125831.89+2715	12 58 31.89	+27 15 08.5	0.0253	10	19.7	19	18.7	8.6	0.66	14				63.8	217	2.45

the Markarian galaxy and its neighbor are in circular motion around common center. The following formula is used to estimate the total mass of the system:

$$M = \frac{32 (\Delta v_r)^2 d_{proj}}{3\pi G},$$

where Δv_r is the difference of radial velocities, d_{proj} is the projected separation between galaxies and $32/3\pi$ is the projection factor that arises from the random orientations of pairs. Virgocentric redshifts were used instead of the heliocentric redshifts while calculating the distance between Markarian galaxy and its neighbor and their luminosities. Also, in order to calculate the luminosities, magnitudes of galaxies were corrected for Galactic foreground [32] and galaxy internal [33] extinction.

The whole database is provided separately as an online catalog. A part of the database is presented in this article as an example.

5. Summary. We compiled homogeneous database of physical neighbors of Markarian galaxies discovered within 60 kpc projected distance and 800 km s^{-1} radial velocity intervals. The database includes 359 neighbor galaxies for 274 Markarian objects with measured exact coordinates, J_{FR} , F_{FR} and I_{FR} apparent magnitudes, angular sizes, inclination and position angles, determined morphologies, collected redshifts and 2MASS J , H , K magnitudes for about 60% of the neighbors. Database includes also calculated mass to luminosity ratios for the systems of Markarian galaxies and their neighbors.

All parameters of neighbor galaxies were measured in the same way as it was done for Markarian galaxies in [12]. Combined information from both databases can be used to investigate the problems stressed in the introduction of this article. These studies are in progress and will be reported in forthcoming papers.

This research has made use of 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 and HYPERLEDA (Leon-Meudon Extragalactic Database). This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation. The Digitized Sky Survey was produced at the Space Telescope Science Institute under US Government grant NAG W-2166. The images of this survey are based on photographic data obtained using the Oschin Schmidt Telescope on Palomar Mountain and the UK Schmidt Telescope. The plates were processed into the present digital form with the permission of these institutions. The Second Palomar Observatory Sky Survey (POSS-II) was made

by the California Institute of Technology with funds from the National Science Foundation, the National Aeronautics and Space Administration, the National Geographic Society, the Sloan Foundation, the Samuel Oschin Foundation and the Eastman Kodak Corporation. The California Institute of technology and Palomar Observatory operate the Oschin Schmidt Telescope. Funding for the creation and distribution of the SDSS Archive has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Aeronautics and Space Administration, the National Science Foundation, the U.S. Department of Energy, the Japanese Monbukagakusho and the Max Planck Society.

¹ V.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia, e-mail: nazaryan@bao.sci.am

² Space Telescope Science Institute, USA

БЛИЗКИЕ СОСЕДИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. I. БАЗА ОПТИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Т.А.НАЗАРЯН¹, А.Р.ПЕТРОСЯН¹, Б.Дж.МКЛИН²

Представлен каталог близких соседей галактик Маркаряна, расположенных в окружностях 60 кпк от центров объектов Маркаряна, комбинирующий обширные новые измерения их оптических параметров с поисками из литературы и баз данных. Измерения сделаны, используя изображения, извлеченные из фотопластинок J_{F} (синих), F_{R} (красных) и I_{F} (ближних инфракрасных) диапазонов Digitized Sky Survey (DSS). Мы представили названия, точные координаты, красные смещения, морфологические классификации, видимые звездные величины в синем, красном и ближнем инфракрасном, видимые диаметры в синем цвете, отношения осей и позиционные углы для соседних галактик. Мы также включили их звездные величины из каталога 2MASS. Общее число галактик Маркаряна в базе данных равно 274, их соседей - 359. Физические параметры систем галактик Маркаряна и их соседей определены и представлены.

Ключевые слова: *астрономические базы данных:каталоги - галактики: взаимодействия - галактики:активные - галактики: вспышки звездообразования*

REFERENCES

1. *B.Poggianti*, "Proceedings of Baryons in Dark Matter Halos." ed. R.Dettmar, U.Klein, P.Salucci. Published by SISSA, Proceedings of Science, p.104, 2004.
2. *D.R.Patton, S.L.Ellison, L.Simard et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 492, 591, 2011.
3. *J.E.Barnes, L.Hernquist*, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 30, 705, 1992.
4. *E.J.Barton, M.J.Geller, S.J.Kenyon*, Astrophys. J., 530, 660, 2000.
5. *X.Liu, Y.Shen, M.A.Strauss, L.Hao*, Astrophys. J., 737, 101, 2011.
6. *C.J.Mihos, L.Hernquist*, Astrophys. J., 464, 641, 1996.
7. *P. Di Matteo, F.Bournaud, M.Martig et al.*, Astron. Astrophys., 492, 31, 2008.
8. *J.E.Barnes*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 350, 798, 2004.
9. *F.Bournaud*, EAS Publications Series, 51, 107, 2011.
10. *J.M.Mazzarella, V.A.Balzano*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 62, 751, 1986.
11. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian et al.*, Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs., 62, 5, 1989.
12. *A.Petrosian, B.McLean, R.J.Allen, J.W.MacKenty*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 170, 33, 2007.
13. *J.Heidmann, A.T.Kalloghlian*, Astrophys. J., 9, 37, 1974.
14. *I.D.Karachentsev*, Pis'ma v Astronomich. Zhurnal, 7, 3, 1981.
15. *W.C.Keel, E.T.M. van Soest*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 94, 553, 1992.
16. *A.R.Petrosian, K.A.Saakyan, E.E.Khachikyan*, Astrophys. J., 15, 142, 1979.
17. *Yu.P.Korovyakovskii, A.R.Petrosyan, K.A.Saakyan, E.E.Khachikyan*, Astrophys. J., 17, 121, 1981.
18. *A.R.Petrosyan*, Astrophys. J., 16, 366, 1980.
19. *J.M.Mazzarella, G.D.Bothun, T.A.Boroson*, Astron. J., 101, 2034, 1991.
20. *T.Ishigaki, M.Yoshida, K.Aoki et al.*, Publ. Astron. Soc. Jap., 52, 185, 2000.
21. *E.Khachikian, G.Ter-Kazarian, L.Sargsyan et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 368, 461, 2006.
22. *N.J.Brassington, T.J.Ponman, A.M.Read*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 377, 1439, 2007.
23. *J.H.Lee, M.G.Lee, C.Park, Y.Choi*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 403, 1930, 2010.
24. *E.Koulouridis, M.Plionis, V.Chavushyan et al.*, (in preparation), astro-ph, arXiv:1111.4084, 2012.
25. *M.Sol Alonso, D.G.Lambas, P.Tissera, G.Coldwell*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 367, 1029, 2006.
26. *J.Perez*, "The Fabulous Destiny of Galaxies: Bridging Past and Present." Marseille International Cosmology Conference. Proceedings of the Vth Marseille International Cosmology conference, ed. V.LeBrun, A.Mazure, S.Arnouts, D.Burgarella, Paris: Frontier Group, p.557, 2006.
27. *I.N.Reid, C.Brewer, R.J.Brucato et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacific, 103, 661, 1991.
28. *E.B.Holmberg, A.Lauberts, H.-E.Schuster, R.M.West*, Astron. Astrophys. Suppl.

Ser., 18, 463, 1974.

29. *B.McLean, C.Hawkins, A.Spagna et al.*, IAU Symp. 179, "New Horizons from Multi-Wavelength Sky Surveys", ed. B.McLean et al. (Dordrecht: Kluwer), 431, 1998.
30. *A.Bacher, S.Kimeswenger, P.Teutsch*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 362, 542, 2005.
31. *M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al.*, Astron. J., 131, 1163, 2006.
32. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis*, Astrophys. J., 500, 525, 1998.
33. *L.Boninelli, L.Gouguenheim, G.Paturel, P.Teerikorpi*, Astron. Astrophys., 296, 64, 1995.

ПОГЛОЩЕНИЕ ПЫЛЬЮ NLR У AGN

Л. САРГСЯН^{1,2}, М. ГЕВОРКЯН², А. В. АБРАМЯН², Г. КОСТАНДЯН²,
Г. ПАРОНИЯН², А. САМСОНИЯН², Д. САРКИСЯН², П. СИНАМЯН²

Поступила 12 марта 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

Для оценки поглощения пыли в NLR у AGN мы сравнили потоки инфракрасной линии [NeIII] 15.55 мкм и оптической линии [OIII] 5007 Å по спектрам SDSS и IRS низкого и высокого разрешения для 59 галактик. При сравнении источников с полосой силикатов на 9.7 мкм в поглощении, эмиссии и не показывающих этой характеристики, мы обнаружили, что у объектов с полосой силикатов в поглощении ~87% эмиссии из NLR поглощены пылевым торсом окружающим AGN.

Ключевые слова: *галактики:пыль:поглощение*

1. *Введение.* Область образования оптических эмиссионных линий в Активных Галактических Ядрах (Active Galactic Nuclei, далее AGN) разделена на области узких (Narrow Line Region, далее NLR) и широких линий (Broad Line Region, далее BLR). Линии в обеих областях возникают в облаках газа, которые ионизированы не ультрафиолетовым излучением звездного происхождения, а коротковолновым излучением вещества аккрецируемого сверхмассивным центральным объектом. BLR представляет собой наиболее близкую к центральному объекту область. Масса этой области меньше массы NLR, но она имеет большую плотность. Скорость движения газовых облаков равна $10^3 - 10^4$ км с⁻¹ в BLR и ~250 - 1000 км с⁻¹ в NLR [1]. Канонический радиус NLR достигает нескольких сотен парсек.

По ширине оптических линий AGN разделяются на два основных типа, тип 1 и тип 2 [2]. Для объяснения разных типов AGN было предложено много теорий. Одна из этих теорий предлагает так называемую "Объединенную модель" [3]. Согласно этой модели, разнообразие типов AGN является результатом ориентации относительно луча зрения (т.е. результатом поглощения в зависимости от ориентации). Согласно этой модели, центральный источник окружен газопылевым тором, и в зависимости от угла луча зрения к плоскости тора мы наблюдаем разные типы AGN; т.е., если мы смотрим вдоль плоскости тора, то наблюдается AGN второго типа, где околоядерная область широких линий поглощена газопылевым тором, а если смотреть перпендикулярно к плоскости тора, то увидим AGN первого типа.

В [4] показано, что отношение оптических запрещенных линий [OIII]

4363 Å и [OIII] 5007 Å зависит от плотности, и что это отношение больше у AGN первого типа. В [4] также показано, что запрещенные линии высокой ионизации, такие как например линия [FeX] 6374 Å, относительно сильнее у AGN первого типа. Авторы работы объясняют это тем, что области излучения [OIII] и газ с высокой ионизацией находятся во внутренних областях NLR, и поэтому могут быть поглощены газопылевым тором в случае AGN второго типа. В [5] показано также, что [OIII] 5007 Å относительно слабее у AGN второго типа.

Благодаря новым уникальным достижениям, а именно доступности большого количества спектров Инфракрасного Спектрографа [6] космического телескопа "Спитцер" [7] и архива оптических спектров SDSS (Sloan Digital Sky Survey), стало возможным ответить на решающий вопрос о степени поглощения NLR в газопылевом торе, окружающем ядро активной галактики. Сравнение потоков оптических и инфракрасных линий с одинаковыми потенциалами ионизации и критическими плотностями, может служить оценкой поглощения пылью, поскольку инфракрасная эмиссия почти не подвержена поглощению по сравнению с оптическим излучением.

В этой статье мы представляем сравнение потоков оптической запрещенной линии [OIII] 5007 Å и инфракрасной запрещенной линии [NeIII] 15.55 мкм для эмпирической оценки поглощения NLR.

2. Выборка. В качестве исходного мы использовали список наблюдений с высоким разрешением ($R \sim 600$) на инфракрасном спектрографе "Спитцер", состоящий из 1360 наблюдений. После исключения наблюдений фона мы проверили наш список на совпадение с данными из SDSS (DR8). Было обнаружено, что только 516 объектов из нашего списка имеют данные из SDSS, и только у 301 из них имеются оптические спектры. На основе этих спектров 92 из наших объектов были классифицированы как AGN, однако 4 спектра имели либо большой шум, либо линии были расширены, поэтому эти объекты были исключены из списка.

Чтобы быть уверенными, что инфракрасные и SDSS спектры принадлежат одной и той же области, мы использовали спектры низкого разрешения инфракрасного спектрографа для классификации объектов на основе эквивалентной ширины (equivalent width, далее *EW*) молекулы ПАУ (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) на 6.2 мкм [8]. Согласно этой классификации, галактики с звездообразовательной активностью (starburst galaxies, далее SB) имеют $EW(6.2 \text{ мкм}) > 0.4 \text{ мкм}$, для галактик, показывающих как звездообразовательную, так и AGN активность (композитные объекты), эта цифра находится между 0.1 и 0.4 мкм, а для AGN $EW(6.2 \text{ мкм}) < 0.1 \text{ мкм}$. Мы предположили, что в композитных объектах с $0.1 < EW(6.2 \text{ мкм}) < 0.2 \text{ мкм}$ преобладает активность AGN, а не звездообразовательная активность. На основе этих предположений в нашем списке были оставлены 66 AGN с

Таблица 1

СПИСОК ОБЪЕКТОВ

N	Имя объектов	Координаты J2000	z
1	2	3	4
1	2MASX J00070361+1554240	000703.60+155424.0	0.1141
2	MRK 1014	015950.23+002340.5	0.1635
3	NGC 0863	021433.56-004600.1	0.0261
4	2MASX J02253126-0825082	022531.28-082508.7	0.0549
5	2MASX J02254444-0752067	022544.46-075206.2	0.0774
6	UGC 02608	031501.47+420208.6	0.0231
7	NGC 2622	083810.94+245342.9	0.0287
8	2MASX J09063400+0451271	090634.05+045126.0	0.1250
9	2MASS J09184860+2117170	091848.60+211717.0	0.1490
10	CGCG 121-075	092343.00+225432.5	0.0331
11	MRK 0110	092512.87+521710.5	0.0355
12	PG 0923+201	092554.70+195405.0	0.1927
13	UGC 05025	092603.29+124403.6	0.0288
14	3C 234	100149.56+284709.3	0.1849
15	PG 1001+054	100420.10+051300.5	0.1601
16	3C 236	100601.74+345410.4	0.0994
17	PG 1004+130	100726.11+124856.2	0.2407
18	2MASS J10272497+1219196	102724.90+121920.0	0.2309
19	2MASX J10321013+0652053	103210.20+065205.4	0.0528
20	2MASX J10402919+1053178	104029.17+105317.7	0.1364
21	2MASX J10514428+3539304	105144.20+353930.7	0.1588
22	NGC 3884	114612.19+202329.9	0.0231
23	2MASX J11531422+1314276	115314.17+131426.8	0.1273
24	NGC 3982	115628.10+550730.6	0.0037
25	SDSS J120424.54+192509.7	120424.53+192509.8	0.1679
26	UGC 07064	120443.34+311038.2	0.0250
27	NGC 4235	121709.88+071129.7	0.0076
28	NGC 4388	122546.75+123943.5	0.0086
29	NGC 4395	122548.92+333248.3	0.0011
30	MRK 0771	123203.60+200929.2	0.0636
31	PG 1244+026	124635.24+022208.7	0.0481
32	2MASX J13000533+1632151	130005.40+163215.0	0.0799
33	NGC 4922	130125.26+291849.6	0.0234
34	PG 1307+085	130947.00+081948.9	0.1538
35	PG 1309+355	131217.77+351521.2	0.1830
36	2MASX J13362406+3917305	133624.07+391730.1	0.1791
37	NGC 5273	134208.38+353915.5	0.0036
38	MRK 0273	134442.12+555313.1	0.0373
39	UGC 08782	135217.77+312646.1	0.0452
40	NGC 5347	135317.83+332927.0	0.0079
41	MRK 0668	140700.39+282714.7	0.0770
42	2MASX J14081868+1946223	140818.67+194622.7	0.1239
43	NGC 5506	141314.87-031227.0	0.0059
44	NGC 5548	141759.53+250812.4	0.0163
45	2MASX J14410437+5320088	144104.38+532008.7	0.1050
46	IC 1065	144921.80+631615.3	0.0417

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4
47	PG 1448+273	145108.77+270927.0	0.0645
48	2MASS J14533150+1353585	145331.50+135358.7	0.1394
49	2MASX J15193069+5753489	151930.70+575348.7	0.0615
50	2MASX J15204320+3041228	152043.22+304122.6	0.0772
51	NGC 5929	152606.20+414014.0	0.0083
52	ARP 220	153457.24+233011.7	0.0184
53	SBS 1537+577	153810.05+573613.1	0.0737
54	IRAS F16300+1558	163221.40+155145.5	0.2418
55	2MASS J16370022+2221140	163700.20+222114.0	0.2108
56	2MASS J16593976+1834367	165939.80+183436.9	0.1709
57	SBS 1704+608	170441.37+604430.5	0.3715
58	MRK 0926	230443.40-084108.0	0.0470
59	PG 2349-014	235156.13-010913.4	0.1738

красными смещениями $0.0011 < z < 0.3715$. Были также исключены источники, которые не имеют эмиссионных линий в инфракрасном спектре, и поэтому наш окончательный список состоит из 59 объектов. Список представлен в табл.1, где в первом столбце приведен номер объекта, во 2 - имя объекта, в 3 - координаты из каталога "Спитцер", и в 4 - красные смещения из SDSS.

3. *Измерения.* Для измерения потоков в линиях были использованы инфракрасные спектры высокого ($R \sim 600$) и низкого ($R \sim 60 - 130$) разрешения. В качестве спектров высокого разрешения были взяты post-BCD (Basic Calibrated Data) спектры второго уровня. В качестве спектров низкого разрешения использовались новейшие обработанные спектры из базы данных CASSIS (Cornell Atlas of Spitzer IRS Sources) [9]. В качестве окончательных

Таблица 2

ИЗМЕРЕНИЯ

N	EW 6.22 мкм	Fv 7.8 мкм	сил	Fv [SiIV] 10.51 мкм	Fv [NeII] 12.81 мкм	Fv [NeIII] 15.55 мкм	Fv [OIV] 25.89 мкм	Fv [OIII] 5007 Å
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	<0.05			2.5		4.7	12.0	2.6
2	0.04			3.5	6.5	9.1	13.3	5.7
3	<0.02	1472.4	эм	1.8		2.6	2.9	10.2
4	<0.02		пог	0.4	3.5	1.5	1.2	0.2
5	0.13		эм		1.7	0.9	0.8	0.3
6	0.12		пог	27.1	60.9	72.8	135.8	20.1
7	<0.03	808.2		2.4	6.3	8.5	10.2	13.3
8	0.13		пог			0.7		0.1
9	<0.01	1165.5	пог	1.8		2.4	4.0	2.0
10	<0.001	2738.0	эм	4.0	2.5	4.2	8.7	12.9

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
11	<0.08	1637.3	эм	1.1		3.0	4.7	19.2
12							0.3	1.0
13	<0.02		эм	2.2	5.1	5.3	6.6	9.7
14	<0.001	3202.6		3.9		3.6	8.1	15.5
15		611.1	эм					1.0
16						2.3		0.4
17	<0.003	687.4	эм	1.7	0.2	1.6	1.5	1.4
18		887.2	пог			0.8		0.6
19	0.04		пог	0.2		0.9		0.1
20		1183.1	пог		3.4	0.8		0.2
21	<0.01		пог	0.6	3.8	0.6		0.7
22	<0.01		эм		1.8	1.2		1.0
23	0.18		пог		7.8	3.0		0.1
24					10.5	9.5		12.1
25	0.10	1425.1	пог		2.9			0.1
26	0.08			3.5	16.2	6.9	12.4	0.6
27	<0.01	1295.1	эм	9.2	3.5	4.7	3.7	2.0
28	0.04	10847.4	пог	38.7	78.6	108.3	290.1	54.9
29	0.06	235.1		1.4	5.0	6.1	8.1	31.5
30	<0.002	1360.9		0.7		1.4	1.9	4.4
31	0.01			0.9		0.3	1.5	2.4
32		2898.5				1.4		1.7
33	0.12		пог	1.6	37.5	9.8	4.4	3.5
34	<0.03	721.1		1.2	0.4	1.0	1.0	6.5
35		857.6	эм			2.2	0.5	4.1
36	0.07			3.2	5.5	4.9	10.5	2.2
37		1014.8		1.6	2.9	3.9	4.6	8.8
38	0.10	11667.0	пог	8.9	44.4	33.0	43.8	2.9
39	0.04		пог		5.1	3.9	1.2	0.2
40	0.03	4943.2	пог		5.1	4.2	5.9	5.6
41	0.02		эм		4.2	3.3		3.2
42	0.17		пог		8.4	1.3		0.1
43	0.01	40761.0	пог	84.2	80.5	158.2	243.1	35.8
44	0.01	4679.7		4.6	9.3	9.9	11.2	42.4
45	0.11		пог	1.2	11.7	4.1		
46					8.4	14.2	17.8	2.6
47	<0.002	1129.9		3.1	0.6	3.6	9.1	6.9
48	<0.003	2188.9	пог		2.7	3.0		
49	0.17			0.2		0.6	1.1	0.9
50		227.1			0.6	0.2		0.4
51					10.6	9.4	4.3	9.6
52	0.11	21036.1	пог		62.9	8.2		0.2
53	0.08			0.3		0.7		0.2
54		1066.4	пог		3.1	0.5		0.0
55	0.11				1.5	1.2	1.4	0.3
56	0.01			1.9	1.6	2.8	6.5	3.5
57	<0.01	859.1	эм	4.2		3.1	8.4	5.4
58	<0.002	2195.7		3.4	9.8	8.1	11.3	25.8
59	<0.002	1036.0		0.8	1.5	2.0	3.5	0.9

мы использовали средние значения потоков, измеренных на спектрах высокого и низкого разрешения (если оба спектра имелись), что делает наши измерения более точными.

Программа, использовавшаяся нами для измерения потоков, называется SPLAT (Starlink Spectral Analysis Tool, <http://star-www.dur.ac.uk/~pdraper/splat/index.html>).

Все измерения представлены в табл.2, где в столбце 1 приведен номер объекта, соответствующий табл.1, в 2 - эквивалентная ширина молекулы РАН на 6.2мкм, в 3 - плотность потока на 7.8мкм, измеренная для объектов, не имеющих полосы молекулы РАН на 7.7 мкм в 10^{-21} Вт см $^{-2}$, в 4 - информация о том, наблюдается ли полоса силикатов на 9.7 мкм в эмиссии (эм), или в абсорбции (абс), в столбцах 5, 6, 7, 8, соответственно приведены потоки для запрещенных линий [SIV] 10.51 мкм, [NeII] 12.81 мкм, [NeIII] 15.55 мкм и [OIV] 25.89 мкм в 10^{-21} Вт см $^{-2}$, в 9 - поток в оптической запрещенной линии [OIII] 5007 Å в 10^{-21} Вт см $^{-2}$.

4. *Обсуждение.* Для оценки поглощения оптических запрещенных линий обусловленного пылью, мы сравнили отношения потоков в линиях [NeIII] 15.55 мкм и [OIII] 5007 Å. Ионизационные потенциалы [NeIII] 15.55 мкм и [OIII] 5007 Å соответственно равны 41 эВ и 35 эВ, а критические плотности $7 \cdot 10^5$ см $^{-3}$ и $2 \cdot 10^5$ см $^{-3}$, так что можно предположить, что эти линии возникают в одной и той же области.

Результаты представлены на рис.1. Значение медианы $\log[\text{NeIII}]/[\text{OIII}]$ равно 0.085 с дисперсией $\sim \pm 0.6$.

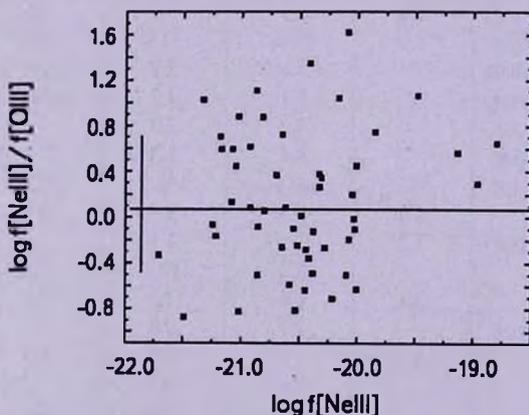


Рис.1. Сравнение отношений потоков линий [NeIII] 15.55 мкм и [OIII] 5007 Å. Горизонтальная линия соответствует медиане отношения потоков; перпендикулярная ей линия показывает дисперсию.

Чтобы определить дисперсию отношений потоков, обусловленную иными эффектами, кроме поглощения, необходимо сравнить две линии в инфракрасном диапазоне спектра, возникающие в одной и той же

области (т.е. имеющие одинаковые потенциалы ионизации и критические плотности), поскольку поглощение пылью практически не влияет на инфракрасное излучение. К сожалению, такие запрещенные линии в наших инфракрасных спектрах не наблюдаются. Поэтому мы выбрали три линии: [SIV] 10.51 мкм, [NeII] 12.81 мкм и [OIV] 25.89 мкм. Линии [NeII] и [SIV] имеют близкие ионизационные потенциалы (21.56 и 34.79 эВ, соответственно), но разные критические плотности ($6 \cdot 10^5$ и $4 \cdot 10^4$ см⁻³, соответственно). Линии [OIV] и [SIV] имеют сходные критические плотности (критическая плотность запрещенной линии [OIV] равна $9 \cdot 10^3$ см⁻³), но различные потенциалы ионизации (ионизационный потенциал запрещенной линии [OIV] равен 54.93 эВ). На рис.2(a) и (b) представлены соответственно отношения потоков [NeII] 12.81 мкм и [OIV] мкм к потоку линии [SIV] 10.51 мкм.

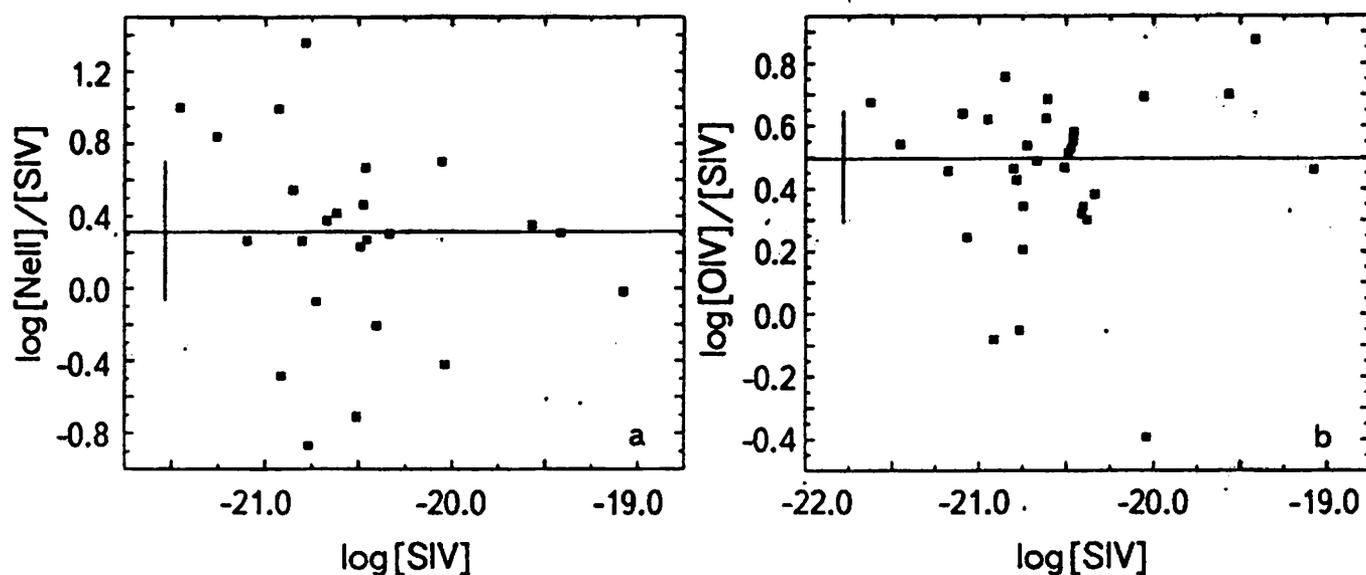


Рис.2. а) Отношение потока запрещенной линии [NeII] 12.81 мкм к потоку запрещенной линии [SIV] 10.51 мкм, имеющих близкие потенциалы ионизации, но разные критические плотности, б) отношение потоков запрещенных линий [OIV] 25.89 мкм и [SIV] 10.51 мкм, с одинаковыми критическими плотностями, но с разными потенциалы ионизации. Горизонтальная линия соответствует медиане отношения, а перпендикулярная линия - дисперсии.

Эти рисунки показывают, что дисперсии, обусловленные разницей в критических плотностях ($\sim \pm 0.39$) или разницей в потенциалах ионизации ($\sim \pm 0.19$), намного меньше, чем дисперсия для отношения [NeIII]/[OIII]. Это указывает, что дисперсия на рис.1 в основном вызвана результатом поглощением пылью.

Для сравнения с "Объединенной моделью" мы разделили наши объекты на три группы: на объекты, которые в своих инфракрасных спектрах показывают полосу силикатов на 9.7 мкм в поглощении (22 объекта), в эмиссии (10 объектов), и на объекты, в спектрах которых полоса силикатов вовсе не наблюдается (27 источников). Примеры спектров этих 3-х видов источников приведены на рис.3. Если полоса силикатов наблюдается в поглощении, то это означает, что мы наблюдаем объект вдоль плоскости

газопылевого тора - как в случае AGN второго типа. В случае, если полоса силикатов наблюдается в эмиссии, луч зрения перпендикулярен к плоскости тора, так что мы видим только непоглощенную горячую область пылевых облаков, как в случае AGN первого типа. В случае, когда полоса силикатов вовсе не наблюдается, поглощение и эмиссия компенсируют друг друга. Такие объекты могут иметь любую оптическую классификацию (т.е. могут быть AGN как первого типа, так и второго типа).

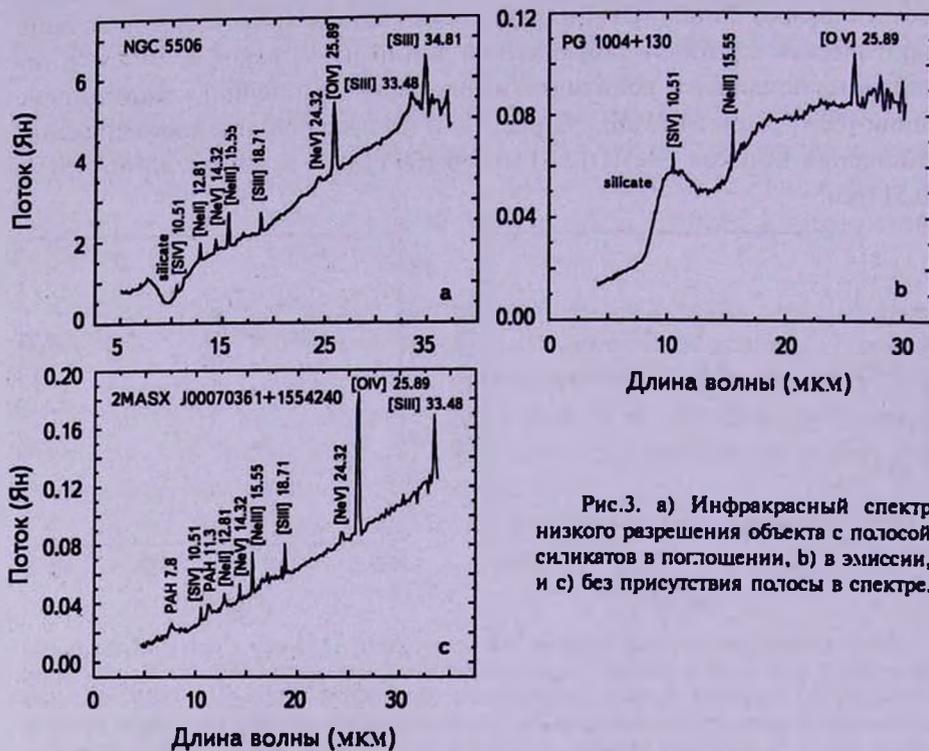


Рис.3. а) Инфракрасный спектр низкого разрешения объекта с полосой силикатов в поглощении, б) в эмиссии, и с) без присутствия полосы в спектре.

При использовании разных символов для объектов с полосой силикатов в эмиссии, в поглощении и при отсутствии полосы, график, представленный на рис.1, приобретает показанный вид на рис.4.

Из рис.4 видна очевидная зависимость отношения $[NeII]/[OIII]$ от типа объекта на основе полосы силикатов. Это отношение больше для объектов, у которых полоса силикатов в инфракрасном спектре наблюдается в поглощении (медиана логарифма отношения равна 0.62), и меньше для источников с полосой силикатов в эмиссии, где медиана логарифма отношения равна -0.25. Медиана логарифма отношения для объектов, у которых полоса силикатов не наблюдается в инфракрасном спектре, равна -0.10. Большие значения отношений инфракрасных потоков к оптическим показывают, что у некоторых AGN NLR подвержена поглощению со стороны пыли. Меньше всего подвержены этому поглощению AGN, у

которых полоса силикатов наблюдается в эмиссии, и которые в основном являются AGN первого типа.

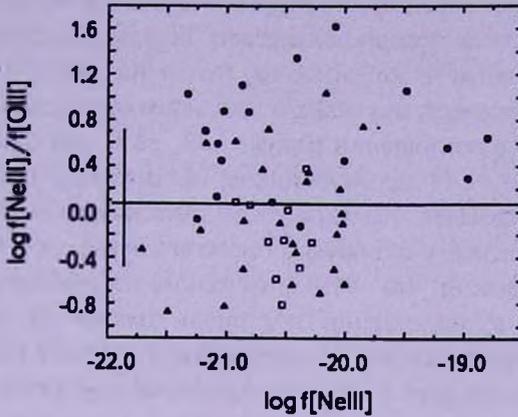


Рис.4. Тот же график, что и на рис.1, но с использованием разных символов для источников с полосой силикатов в эмиссии (открытые квадраты), в поглощении (круги), и источников, не показывающих полосу силикатов в спектре (треугольники).

Если предположить, что поглощение оптического излучения у объектов с эмиссией в полосе силикатов отсутствует, то получается, что в случае источников с поглощением в этой полосе приблизительно 87% излучения в оптических запрещенных линиях поглощено газопылевым тором.

Мы использовали также другую независимую оценку поглощения пылью. Для этого мы использовали отношение плотности потока непрерывного спектра на $\nu f\nu$ (7.8 мкм) к плотности потока оптической запрещенной линии [OIII] 5007 Å. Плотность потока на $\nu f\nu$ (7.8 мкм) представляет собой эмиссию от горячей пыли в торе, окружающем область широких линий, и не связана с эмиссией из NLR. У некоторых источников в инфракрасном

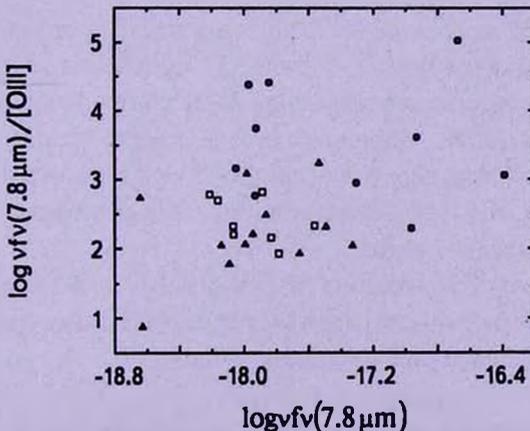


Рис.5. Сравнение плотности потока континуума от горячей пыли на $\nu f\nu$ (7.8 мкм) с потоком оптической запрещенной линии [OIII] 5007 Å. Символы те же, что на рис.4.

спектре наблюдается полоса молекулы PAH на 7.7 мкм, и в этом случае трудно определить поток от непрерывного спектра. Поэтому были использованы спектры объектов, в которых эта полоса не наблюдается, и континуум может быть достоверно определен. Результаты представлены на рис.5, где использованы те же символы, что и на рис.4.

Это сравнение показывает, что медиана логарифма отношения для объектов с полосой силикатов в поглощении равна -3.39 , -2.32 для объектов с этой полосой в эмиссии, и -2.14 для источников, не имеющих этих признаков. Этот результат подтверждает, что оптическая эмиссия слабее по сравнению с инфракрасной эмиссией у объектов с полосой силикатов в поглощении. Это отношение показывает, что $\sim 91\%$ оптического излучения источников с полосой силикатов в поглощении поглощен пылью по сравнению с источниками с полосой силикатов в эмиссии. Здесь мы тоже предположили, что поглощение у источников с полосой силикатов в эмиссии отсутствует.

Таким образом, два независимых анализа на рис.4 и 5 показали аналогичные значения для поглощения оптического излучения NLR.

5. Заключение. Для оценки поглощения оптического излучения NLR у AGN мы сравнили поток инфракрасной запрещенной линии [NeIII] 15.55 мкм с потоком оптической запрещенной линии [OIII] 5007 Å, которые имеют близкие потенциалы ионизации и критические плотности. Мы разделили наши объекты на три группы на основе полосы силикатов на 9.7 мкм, наблюдаемой в инфракрасном спектре: на объекты, у которых эта полоса наблюдается в поглощении (в основном AGN второго типа), в эмиссии (в основном AGN первого типа), и на источники, где эта полоса не наблюдается. Наши результаты показывают, что отношение потоков в инфракрасных линиях к потокам оптических линий у объектов с полосой силикатов в поглощении больше, чем у AGN с этой полосой в эмиссии. Если предположить, что для AGN, у которых полоса силикатов наблюдается в эмиссии, оптическое излучение NLR не подвергается поглощению, то из этого следует, что для объектов с полосой силикатов в поглощении приблизительно 87% оптического излучения NLR поглощается газопылевым тором, окружающим AGN. Независимая оценка на основе отношения плотности потока излучения горячей пыли на 7.8 мкм и потока в оптической запрещенной линии [OIII] 5007 Å показала, что $\sim 91\%$ оптического излучения NLR поглощается пылевым тором.

Авторы благодарят Т.Мовсеяна и Д.Видмана за полезные советы. Данная работа осуществлена благодаря исследовательскому гранту ANSEF (Armenian National Science and Education Fund).

¹ Университет Корнелла (США), e-mail: sargsyan@isc.astro.cornell.edu

² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

DUST OBSCURATION OF THE NARROW LINE
REGION OF AGN

L.SARGSYAN¹, M.GEVORGYAN², H.V.ABRAHAMYAN²,
G.KOSTANDYAN², G.PARONYAN², A.SAMSONYAN², D.SARGSYAN²,
P.SINAMYAN²

To estimate the dust absorption of the NLR of AGN, we have compared the infrared [NeIII] 15.55 μm line and optical [OIII] 5007 \AA line fluxes of 59 galaxies having SDSS and IRS low and high resolution spectra. Dividing our objects into objects with infrared spectra showing silicate feature at 9.7 μm in absorption, in emission, and without this feature in their spectra, we determined that $\sim 87\%$ of the emission from the NLR for objects with silicate absorption is absorbed by the dusty torus surrounding the AGN.

Key words: *galaxies:dust:absorption*

ЛИТЕРАТУРА

1. D.E.Osterbrock, QJRS, 25, 1, 1984.
2. E.Y.Khachikian, D.W.Weedman, Astrophys. J., 192, 581, 1974.
3. R.R.J.Antonucci, ARA&A, 31, 69, 1993.
4. T.Nagao, T.Murayama, Y.Taniguchi, Astrophys. J., 549, 155, 2001.
5. M.Melendez, S.B.Kraemer et al., Astrophys. J., 682, 94, 2008a.
6. J.Houck, T.Roellig et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 154, 18, 2004.
7. M.Werner, T.Roellig et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 154, 1, 2004.
8. D.W.Weedman, J.R.Houck, Astrophys. J., 370, 693, 2009.
9. V.Lebouteiller, J.Bernard-Salas et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 122, 231L, 2010.

НН 588: ГИГАНТСКИЙ БИПОЛЯРНЫЙ ПОТОК В
ТЕМНОМ ОБЛАКЕ ВРС 37Т.А.МОВСЕСЯН¹, Т.Ю.МАГАКЯН¹, Д.М.САРГСЯН¹, К.ОГУРА²

Поступила 17 июля 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

В данной работе приводятся результаты двумерной спектроскопии комплекса объектов Хербига-Аро НН 588 в темной глобуле ВРС 37. С помощью многозрчкового спектрографа ВАГР были получены спектры четырех участков этого комплекса, включающих объекты NE2, NE1, center и SW2. Полученные кинематические характеристики компонентов комплекса подтверждают существование гигантского биполярного истечения из центрального инфракрасного источника IRAS 21388+5622. Спектральные исследования показали также, что центральный объект имеет очень низкое возбуждение и сильные эмиссии [OI] и [SII], характерные для джетов, истекающих из молодых звездных объектов. Прочие компоненты по физическим параметрам являются типичными объектами Хербига-Аро. С другой стороны, показано, что весь комплекс НН 588 является иррадиированным потоком Хербига-Аро. Об этом свидетельствует сравнительно высокое возбуждение объекта NE2, а также то, что весь поток НН 588 представляет собой дугу, ориентированную выпуклостью к центру области НII IC 1396.

Ключевые слова: *глобулы; потоки и объекты Хербига-Аро - объект НН 588*

1. *Введение.* Среди темных облаков и отдельных глобул в областях звездообразования в Галактике достаточно часто встречаются объекты, погруженные в НII-области или расположенные вблизи них. Такие облака, освещенные горячими звездами, имеют яркие края, называемые также римами. Излучение подсвечивающих их звезд не только рассеивается на пылевых частицах, но и частично ионизирует газ по краям облака. Поэтому римы имеют смешанную эмиссионно-отражательную природу. Подобные облачка и глобулы часто являются активными очагами звездообразования (см, например, обзор [1]). Триггером звездообразования предположительно служит давление ионизационных и ударных фронтов, распространяющихся от горячих звезд внутри областей НII, хотя в отдельных случаях возможен и свободный коллапс облаков.

Хорошо известно, что процесс звездообразования объектов средней и малой массы сопровождается возникновением направленных истечений из молодых звездных объектов. При взаимодействии с окружающей средой в облаках эти направленные истечения образуют потоки и объекты Хербига-Аро (НН-объекты, НН-потоки) [2]. При этом источниками потоков часто являются звезды, глубоко погруженные в облака и видимые только в

инфракрасном диапазоне [3]. Хотя эмиссионный спектр НН-объектов возбуждается ударами, те из них, которые располагаются в облаках вблизи горячих звезд, могут оказаться под воздействием их УФ-излучения. Подобные НН-объекты и потоки имеют промежуточное ударно-радиативное возбуждение и поэтому называются иррадиированными [4]. Возникновение иррадиированных НН-потоков особенно вероятно как раз в небольших очагах звездообразования, погруженных в области НII.

Облако BRC 37 [1] представляет собой одну из многочисленных глобул с ярким римом в НII-области IC 1396, которая, по всей видимости, связана с ассоциацией Сер OB2 [5], расположенной на расстоянии 750-800 пк [6,7]. В этой глобуле был обнаружен протяженный комплекс объектов Хербига-Аро НН 588, который состоит из двух ярких НН-объектов (NE2 и SW2), а также центрального и ряда промежуточных сгустков, которые тянутся с северо-востока на юго-запад, общим размером 6 угловых мин (что соответствует 1.4 пк) [1]. Яркие НН-объекты расположены симметрично относительно центрального сгустка и имеют вид хорошо выраженных дугообразных фронтов. Впоследствии был обнаружен еще один слабый эмиссионный узел (NE3) [8]; тем самым протяженность данного потока еще увеличилась. Рядом с центральным НН-объектом находится ИК-источник IRAS 21388+5622 со светимостью $130 L_{\odot}$ [9]. По-видимому, именно он является также центром молекулярного истечения, направленного с севера на юг [6]. Судя по всему, поток НН 588 образован биполярным истечением из IRAS 21388+5622, а его центральный объект, имеющий, несмотря на малые размеры, продолговатую форму, представляет собой НН-джет, выбрасываемый из IRAS 21388+5622. Общая морфология потока явно указывает, что его наиболее отдаленные компоненты уже вырвались из пылевого облака и продолжают движение внутри протяженной области НII.

Поток НН 588 заинтересовал нас как, во-первых, еще один явный случай очень протяженного биполярного НН-истечения; во-вторых, как хороший кандидат для поисков внешней иррадиации. Подробные исследования оптических сгустков потока НН 588 до настоящего времени не проводились. Для изучения их природы мы применили метод двумерной спектроскопии. В разделе 2 описано получение наблюдательных данных и методика их обработки, в разделе 3 детально рассмотрены результаты и их интерпретация, общие итоги настоящей работы подведены в разделе 4.

2. Наблюдения и обработка данных. Двумерная спектроскопия была проведена с 2002 по 2005гг. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с помощью мультиспектрального спектрографа VAGR [10], работающего в первичном фокусе и ПЗС-приемника Logal 2048 × 2048 пк. Поле зрения спектрографа имеет круглую форму поперечником 40" с масштабом 1" на зрачок. Для исключения перекрытия спектров от отдельных зрачков исполь-

зовались интерференционные светофильтры. Наблюдения проводились в двух режимах. В первом использовалась гризма с дисперсией 2.1 Å/rix (G600) и фильтр с полосой пропускания 6400-6800 Å; во втором - гризма с дисперсией 0.6 Å/rix (VPHG1800) с фильтрами $\text{H}\alpha$ ($\lambda_c = 6560\text{Å}$, $\Delta\lambda = 85\text{Å}$) и [SII] ($\lambda_c = 6730\text{Å}$, $\Delta\lambda = 75\text{Å}$).

На рис.1 приведено взятое из работы [1] прямое изображение области НН 588, полученное в фильтре [SII]. Кругами показаны поля, наблюдавшиеся с помощью мультиспектрального спектрографа. В табл.1 приведен журнал наблюдений, где указаны дата, использованная гризма и фильтр, а также время экспозиции для каждого поля.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАЛЮДЕНИЙ

Объект	Дата	Гризма	Диапазон	Экспозиция (с)
BRC37 NE2	29.10.2002	G600	6400A - 6800A	2400
BRC37 NE1	29.10.2002	G600	6400A - 6800A	3600
BRC37 SW2	15.11.2002	G600	6400A - 6800A	2400
BRC37 NE1	01.09.2003	G600	6400A - 6800A	4800
BRC37 NE2	01.09.2003	G600	6400A - 6800A	1200
BRC37 SW2	01.09.2003	G600	6400A - 6800A	1200
BRC37 NE1	17.12.2004	VPHG1800	6517A - 6602A	3600
BRC37 Center	03.07.2005	VPHG1800	6690A - 6765A	3600
BRC37 NE2	18.12.2004	VPHG1800	6517A - 6602A	3600
BRC37 SW2	18.12.2004	VPHG1800	6517A - 6602A	3600

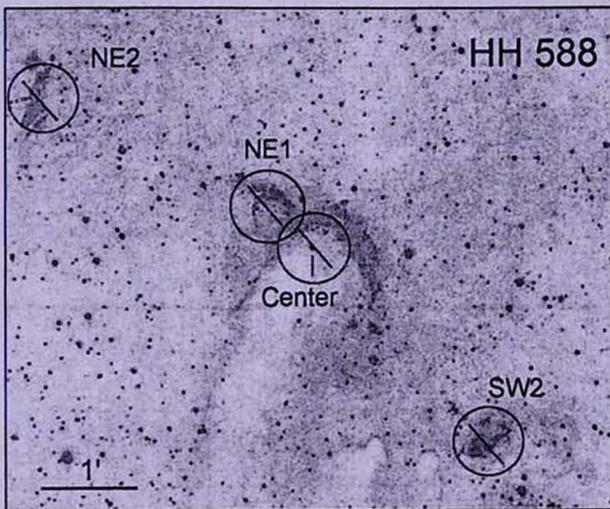


Рис.1. Изображение комплекса НН 588, полученное в эмиссионных линиях [SII] [1]. Отмечены основные составляющие комплекса. Круги указывают участки неба, охваченные двумерной спектроскопией, а прямые линии - положения псевдошелей, построенных на основе полученных кубов данных (см разд. 3.5).

Обработка данных была проведена с помощью программного пакета ADHOCw [11], а также отдельных программ, разработанных в среде IDL. Для восстановления изображений объектов в эмиссионных линиях были рассчитаны интенсивности линий в спектрах, полученных от каждого зрачка. Так как микро-линзы (зрачки) спектрографа имеют шестигранную форму, прямоугольные изображения были построены при помощи интерполяции. Аналогичным образом были построены поля лучевых скоростей и физических параметров в каждой области.

3. *Результаты.* Наблюдаемые размеры потока HH 588 значительно превосходят поле зрения спектрографа. По этой причине для получения двумерных спектров были выбраны четыре наиболее ярких и интересных области (NE1, NE2, SW2 и center) (см рис.1). Интегральные спектры каждого отдельного компонента были получены суммированием спектров от соответствующих зрачков спектрографа. На рис.2 приведены эти суммарные спектры для трех основных компонентов комплекса HH 588. Спектр центрального объекта не показан, поскольку он снимался с большим разрешением, и только в диапазоне дублета серы. Отсутствие континуума и наличие ярких эмиссий $H\alpha$, [SII] и [NII] характерно для HH-объектов и подтверждает природу данного комплекса.

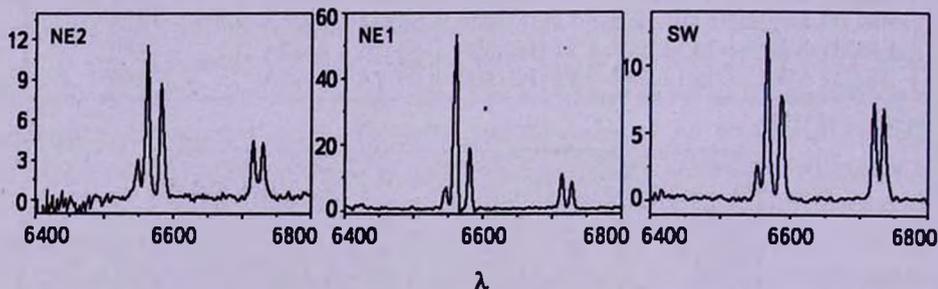


Рис.2. Интегральные спектры трех наиболее ярких компонентов в комплексе HH 588.

В табл.2 приведены усредненные отношения интенсивностей эмиссии $H\alpha$ и суммарной эмиссии дублетов [SII] и [NII] в этих трех объектах, а также отношения интенсивностей линий [SII]₆₇₁₆/[SII]₆₇₃₁ дублета серы и рассчитанные по этим отношениям электронные плотности. Из трех сгустков

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ HH 588

Объект	$I(H\alpha)/I([SII])$	$I(H\alpha)/I([NII])$	$I([SII]_{6716})/I([SII]_{6731})$	n_e	V_e
NE1	2.7	2.1	1.3	120	-80
NE2	1.3	1.0	1.0	395	-70
SW2	0.9	1.2	1.1	605	+125
Center	-	-	0.64	3100	-170

выделяется NE1 с сильной эмиссией $H\alpha$, что свидетельствует о более высокой степени возбуждения в центральной области комплекса НН 588. В этой области также наблюдается низкая по сравнению с NE2 и SW2 электронная плотность. В центральном объекте отношение интенсивностей линий серы свидетельствует о довольно большой электронной плотности (см табл.2).

Теперь перейдем к рассмотрению каждого компонента НН 588 по отдельности. Для наглядности на рис.3, 4 и 5 представлены восстановленные карты интенсивностей объектов NE2, NE1 и SW2 соответственно в эмиссионных линиях $H\alpha$, [NII] $\lambda 6583 \text{ \AA}$ и [SII] $\lambda\lambda 6716 + 6730 \text{ \AA}$. Непрерывный спектр от звезд поля вычтен.

3.1. NE2. По номенклатуре, принятой в работе [1], объект NE2 делится на несколько отдельных сгустков. Из них в поле спектрографа попал только сгусток A и некоторая часть сгустка B, видимая в нижней части рисунка. Из рис.3 видно, что объект имеет вытянутую форму с довольно неоднородной структурой, наиболее ярко выраженной в эмиссиях серы и хорошо согласующейся с прямыми изображениями, приведенными в статье [1]. В частности, в эмиссии $H\alpha$ сгусток A состоит из двух ярких уплотнений, обозначенных как A1 и A2, однако в запрещенных линиях сгусток A1 разделяется на более мелкие компоненты.

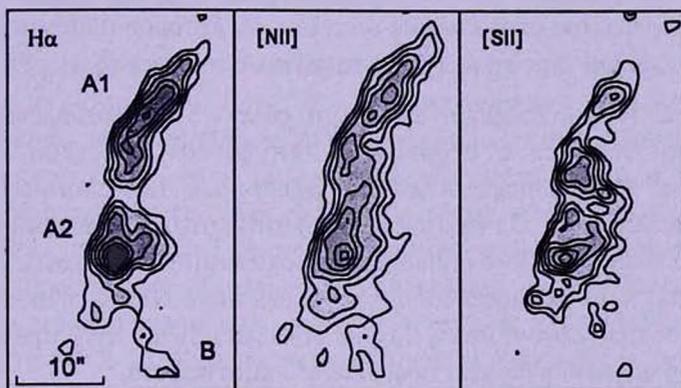


Рис.3. Восстановленные изображения объекта НН 588 NE2 в эмиссиях $H\alpha$, [NII] $\lambda 6583 \text{ \AA}$ и [SII] $\lambda\lambda 6716 + 6730 \text{ \AA}$.

Из этого следует, что отношение интенсивности эмиссии $H\alpha$ к [SII] меняется в объекте NE2 от сгустка к сгустку и достигает минимума в центре объекта ($I(\lambda 6563)/I(\lambda\lambda 6716 + 6730) = 1.2$). По плотности изолиний можно заметить, что градиент яркости выше в северо-восточном крае. Это явление характерно для так называемой рабочей поверхности джетов [12].

3.2. NE1. На рис.4 представлены карты интенсивностей объекта NE1, который примыкает к северо-западной стороне яркого рима в глобуле BRC 37. Восстановленное изображение объекта в линиях [SII] хорошо

соответствует прямому изображению в тех же линиях, представленному в работе [1]. На рис.4 мы отметили отдельные сгустки *A*, *B*, *C* и *D* в соответствии с принятыми в [1] обозначениями. Западная часть сгустка *C* является на деле частью вышеупомянутого яркого рима, который в основном выходит за пределы поля мультиспектрографа.

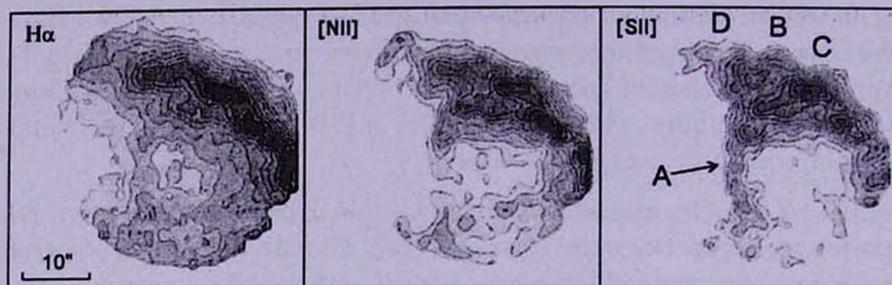


Рис.4. Восстановленные изображения объекта HH 588 NE1 и прилегающей туманности в эмиссионных линиях (см рис.3).

Как видно из рис.4, в эмиссии $H\alpha$ объект занимает почти все поле спектрографа, но с северо-западного края выделяется яркая дугообразная структура, включающая сгустки *B*, *C* и *D*. От сгустка *B* на юг тянется слабое продолговатое образование (сгусток *A*), которое напоминает дугообразный ударный фронт и лучше заметно в линиях [SII].

3.3. *SW2*. На рис.5 хорошо видно, что объект *SW2* в комплексе HH 588 имеет форму эллипса с отростком, тянущимся в северо-западном направлении. Морфология объекта в различных эмиссионных линиях заметно не изменяется. Однако нужно отметить, что наибольший градиент яркости наблюдается в юго-западном направлении. Тем самым ситуация выглядит зеркально-симметричной по отношению к NE2 и свидетельствует в пользу предположения, что в потоке HH 588 объект *SW2* представляет собой терминальную рабочую поверхность контрджета.

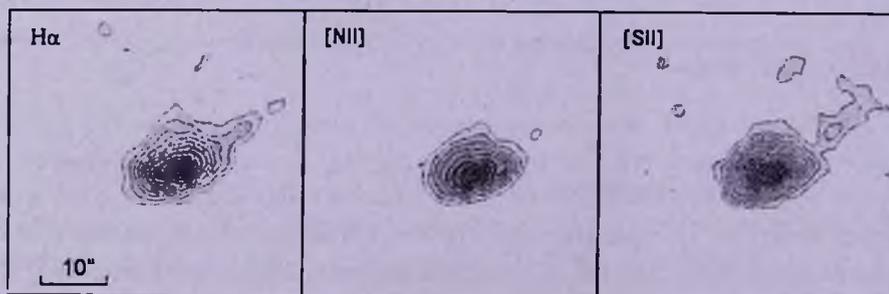


Рис.5. Восстановленные изображения объекта HH 588 SW2 в эмиссионных линиях (см рис.3).

3.4. *НН 588 Center*. Центральный объект представляет собой очень компактный, но все же не полностью звездообразный сгусток, наблюдающийся в основном в эмиссии [SII] (рис.6). Он расположен в голове глобулы, к югу от ее яркого края. Объект находится в эллипсе ошибок координат источника IRAS 21388+5622. Однако отсутствие каких-либо признаков непрерывного спектра указывает на его НН-природу.

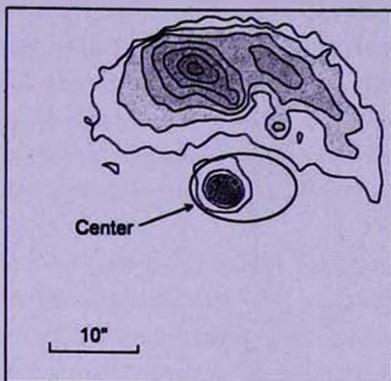


Рис.6. Восстановленное изображение центрального объекта в комплексе НН 588 в линиях [SII] $\lambda\lambda$ 6716 + 6730 Å. У верхнего края рисунка видна часть яркого рима. Эллипс показывает разброс координат IRAS 21388+5622.

3.5. *Кинематика комплекса*. Несмотря на вполне типичную морфологию комплекса НН 588, для окончательного доказательства существования здесь биполярного истечения были необходимы данные о лучевых скоростях. С этой целью, как уже описывалось в разд. 2, мы провели наблюдения с гризмой, дающей высокое спектральное разрешение. В последнем столбце табл.2 приведены средние значения гелиоцентрических лучевых скоростей для отдельных составляющих НН 588. Хорошо видно, что положительное значение лучевой скорости наблюдается только в компоненте SW2; во всех остальных объектах скорости отрицательные. Используя возможности, предоставляемые двумерной спектроскопией, мы построили диаграммы позиция-скорость в псевдошелях, вырезанных из кубов данных в ориентации NE-SW для каждого сгустка, т.е. в направлении предполагаемого истечения из IRAS 21388+5622. Эти диаграммы показаны на рис.7. Как видно, помимо общей биполярности, хорошо заметны градиенты лучевой скорости, а именно спад абсолютных значений лучевой скорости при удалении от центрального источника в объектах NE2 и SW2, а в NE1 - наоборот, ее увеличение.

4. *Обсуждение и заключение*. Полученные результаты двумерной спектроскопии однозначно подтверждают предположение о том, что комплекс НН 588 представляет собой оптический биполярный поток из

ИК-источника IRAS 21388+5622. Как уже отмечалось выше, центральный объект, имеющий наибольшее абсолютное значение лучевой скорости, по всей видимости, является исходящим из IRAS 21388+5622 и направленным к наблюдателю джетом, который подошел к краю глобулы. В пользу этого говорит его повышенная плотность при очень низком возбуждении и позиционная близость к ИК-источнику. Зеркально-симметричные сгустки NE2 и SW2 отождествляются с рабочими поверхностями коллимированного

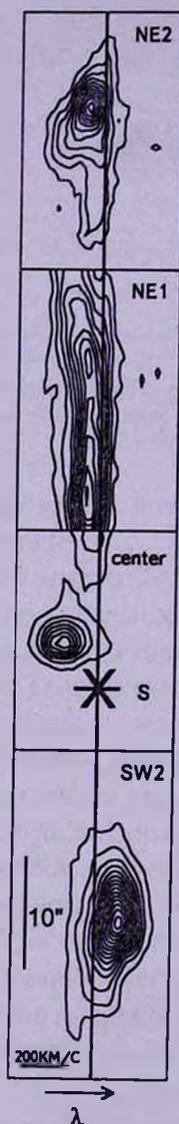


Рис.7. Диаграммы позиция-скорость для отдельных составляющих НН 588, построенные в направлении NE-SW (см также рис.1). Звездочкой отмечено положение предполагаемого источника IRAS 21388+5622.

истечения, которые уже после выхода из темного облака продолжают движение в более разреженном пространстве. Это заключение вполне согласуется с наличием градиентов скорости в обоих этих сгустках, по-видимому, обусловленных торможением потока в окружающей среде. Уровень возбуждения сгустка SW2 заметно ниже, чем у NE2, что может объясняться его движением в более разреженной среде.

Объект NE1 заслуживает отдельного упоминания. Несмотря на некоторую ограниченность данных, имеющихся в нашем распоряжении, можно сделать вполне определенный вывод о том, что NE1 явно имеет более высокий уровень возбуждения по сравнению с NE2 и SW2, поскольку к ударному возбуждению здесь, вероятно, добавляется радиативное. Фактически, только высокая отрицательная лучевая скорость позволяет выделить NE1 на фоне яркого края облака BRC 37.

Другим аргументом в пользу частичной иррадированности комплекса НН 588 является то обстоятельство, что составляющие этого (весьма протяженного) потока не ложатся на прямую линию, а описывают плавную дугу, ориентированную выпуклостью к центру IC 1396. Согласно [4], подобная морфология присуща иррадированным потокам и вызывается световым давлением от горячих звезд в центре НII-областей.

Размеры данного потока довольно велики. Действительно, если учесть недавно обнаруженный компонент NE3 [8], то общая наблюдаемая длина потока оказывается порядка 2пк даже в проекции. Между тем наклон потока НН 588 к плоскости неба должен быть существенным, на что указывают весьма заметные абсолютные значения лучевых скоростей обеих его ветвей, а значит, его истинные размеры могут быть еще больше. Поэтому НН 588 следует отнести к категории гигантских НН-потоков [12,13].

Данная работа была поддержана грантом ANSEF PS-astroex-2761.

¹ Бюраканская обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: tigmov@web.am

² Университет Кокугакуин, Токио, Япония

НН 588: A GIANT BIPOLAR OUTFLOW IN THE BRC 37 DARK CLOUD

T.A.MOVSESSIAN¹, T.Yu.MAGAKIAN¹, D.M.SARGSYAN¹, K.OGURA²

We present the results of a 2D spectroscopy of the НН 588 Herbig-Haro objects complex in the BRC 37 dark globule. The spectra of four parts of this

complex, including the NE2, NE1, center and SW2 objects, were obtained with the VAGR multi-pupil spectrograph. The kinematical characteristics of the complex components confirm the existence of a giant bipolar outflow from the central infrared source IRAS 21388+5622. The spectral studies also show that the central object has very low excitation and strong [OI] and [SII] emissions, characteristic for the jets from young stellar objects. Other components represent the typical Herbig-Haro objects. It is shown also that the whole HH 588 complex is the irradiated Herbig-Haro flow. This is evident from the relatively high excitation of the NE2 object and from the shape of the whole HH 588 outflow, which represents itself an arc oriented by its convexity to the center of the IC 1396 HII region.

Key words: *globules: Herbig-Haro objects and flows - individual:HH 588*

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.Ogura, K.Sugitani, A.Pickles*, *Astron. J.*, **123**, 2597, 2002.
2. *J.Bally, B.Reipurth, C.J.Davis*, *Protostars & Planets V*, 2007, p.215.
3. *R.J.White, T.P.Greene, G.W.Doppmann, K.R.Covey, L.A.Hillenbrand*, *Protostars & Planets V*, 2007, p.117.
4. *J.Bally, B.Reipurth*, *Astrophys. J.*, **546**, 299, 2001.
5. *M.Kun, Z.T.Kiss, Z.Balog*, in "Handbook of Star-Forming Regions, V.I", ASP Monograph Publications, Vol. 4. ed. B.Reipurth, p.136.
6. *G.Duvert, J.Chernicharo, R.Bachiller, J.Gomez-Gonzalez*, *Astron. Astrophys.*, **233**, 190, 1990.
7. *H.E.Matthews*, *Astron. Astrophys.*, **75**, 345, 1979.
8. *D.Froebrich, A.Scholz, J.Eisloffel, G.C.Murphy*, *Astron. Astrophys.*, **432**, 575, 2005.
9. *K.Sugitani, H.Matsuo, M.Nakano, M.Tamura, K.Ogura*, *Astron. J.*, **119**, 323, 2000.
10. *T.Movsessian, J.-L.Gach, J.Boulesteix, F.Zhamkotsian*, *Baltic Astronomy*, **9**, 51, 2000.
11. ADHOCw, <http://www.oamp.fr/adhoc/adhocw.htm>
12. *B.Reipurth, J.Bally*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **39**, 403, 2001.
13. *B.Reipurth, J.Bally, D.Devine*, *Astron. J.*, **114**, 2708, 1997.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ОБОЛОЧКЕ A0e/B9e ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА АВ AUR

М.А.ПОГОДИН¹, О.В.КОЗЛОВА², Н.Г.БЕСКРОВНАЯ¹,
Н.Р.ИХСАНОВ¹, Н.З.ИСМАИЛОВ³, О.В.ХАЛИЛОВ³, Р.В.ЮДИН¹

Поступила 7 июня 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

Анализ спектров известной Ae/Be звезды Хербига АВ Aug, полученных с использованием кудэ-спектрографа высокого разрешения ($R \sim 20000 - 25000$), установленного на 2.6-м телескопе Шайна Крымской АО (Украина) и эшелле-спектрометра среднего разрешения ($R \sim 14000$) на 2-м телескопе Сейсса Шемахинской АО НАН Азербайджана, привел к неожиданному результату. Оказалось, что изменения эквивалентных ширин EW эмиссионных линий HeI 5876 и D NaI показывают обратную корреляцию ($r = -0.67 \pm 0.14$ по данным КрАО и -0.73 ± 0.10 по данным ШАО). При этом для линий H α и HeI 5876 эта корреляция прямая ($r = +0.68 \pm 0.14$ по данным КрАО и $+0.59 \pm 0.14$ по данным ШАО). С использованием метода Лафлера-Кинмана был найден период изменений EW этих линий $P = 123.7$ дня. На фазовых диаграммах, построенных для этого периода, изменения EW носят синусоидальный характер, изменения $EW(HeI)$ и $EW(DNaI)$ происходят в противофазе, а $EW(HeI)$ и $EW(H\alpha)$ - синфазно. Рассмотрена возможная интерпретация наблюдаемого явления. Подчеркивается необходимость новых спектральных наблюдений АВ Aug, чтобы подтвердить обнаруженные эффекты на большем статистическом материале.

Ключевые слова: *звезды: Ae/Be звезды Хербига - звезды:околозвездная среда:аккреция - объект АВ Aug*

1. **Введение.** АВ Aug (MWC 93, B9/A0Ve, $V = 7^m.2$) является самой яркой из Ae/Be звезд Хербига на северной небесной полусфере. Эти звезды находятся на стадии эволюции до Главной последовательности (PMS-objects) и имеют массы от 2 до, приблизительно, 10 масс Солнца. Их спектральные классы лежат в интервале от F0 до B0 [1,2].

АВ Aug расположена в центре слабой туманности сложной пространственной структуры, содержащей образования типа "арок" и "струй" [1]. В окрестностях АВ Aug наблюдаются и более слабые и маломассивные молодые объекты поздних спектральных классов: SU Aug, UY Aug, Наго 6-39 и др. В работах [3,4] отмечается вероятная связь АВ Aug с Т-ассоциацией Aug Т-1, а в [5] - с ассоциацией отражательных туманностей Tau R2.

Спектр АВ Aug богат эмиссионными линиями, образующимися в газовой околозвездной оболочке. Наиболее яркими из них являются первые члены бальмеровской серии H α и H β . Наблюдается также эмиссия в линиях FeII, CaII, HeI, NaI и др. [6-9].

Звезда окружена газопылевым аккреционным диском. Во многих работах,

посвященных анализу прямых интерферометрических изображений объекта и его окрестностей в ИК и миллиметровом диапазонах, отмечается, что внешний диск на расстоянии десятков и сотен а.е. имеет сложную пространственную структуру. Он содержит, по меньшей мере, 2 отдельных кольца с различным наклоном плоскости к лучу зрения, соединенных спиралевидной перемышкой [10-12]. Оценка угла наклона оси вращения i к лучу зрения сильно различается в работах разных авторов. В одной из пионерских работ [13] было определено $i = 78^\circ$, в [10,14] - менее 20° . По-видимому, такой разброс связан с тем, что в диске сложной структуры существует пространственная стратификация вещества, распределение которого в проекции на картинную плоскость оказывается различным при наблюдениях на разных длинах волн. Для внутренней части диска оценки угла наклона находятся в лучшем соответствии друг с другом: в [11] - $39^\circ \pm 2^\circ$, в [12] - $43^\circ \pm 7^\circ$, в [15] - от 45° до 65° . Судя по типу профилей эмиссионных линий бальмеровской серии в спектре АВ Ауг, имеющих ярко выраженную Р Суг-структуру, ориентация диска по отношению к лучу зрения должна быть промежуточной [16]. Мы в нашем исследовании будем исходить из предположения, что интервал возможных значений i составляет $40^\circ - 60^\circ$.

В настоящее время одной из наиболее важных задач является исследование характера взаимодействия аккреционного диска АВ Ауг со звездой. У менее массивных и более холодных звезд типа Т Таугі это взаимодействие хорошо описывается в рамках модели так называемой магнитосферной аккреции (МА-модели) [17]. Напряженность магнитного поля на поверхности этих звезд составляет порядка 10^3 Гс. Магнитное поле звезды останавливает приближение аккреционного диска вплотную к ее поверхности. Вследствие этого внутренний радиус диска оказывается ограничен снизу радиусом магнитосферы. На этом радиусе аккреционный поток проникает в магнитное поле звезды и, двигаясь вдоль силовых линий поля, достигает ее поверхности в области магнитных полюсов. Радиус магнитосферы у звезд типа Т Тау обычно составляет порядка 5 радиусов звезды.

В случае Ае/Ве звезд Хербига ситуация менее определенная. Звезды ранних спектральных классов не имеют подфотосферных конвективных зон, необходимых для генерации сильного магнитного поля. В ряде работ предлагались сценарии неклассического динамо [18,19]. У более низкотемпературных Ае-звезд Хербига могло сохраниться поле, сформировавшееся у них на более ранней стадии эволюции, когда, согласно теории Паллы и Стайлера [20], они имели более поздние спектральные классы К-Г (т.н. звезды типа Т Тау промежуточной массы). О существовании аккреции у Ае-звезд Хербига через газовые потоки, коллимированные полем внутри магнитосферы, упоминается в работах [21-23]. Недавно магнитные поля порядка 10^2 Гс были измерены спектрополяриметрическим методом у большой

выборки Ae-звезд Хербига [24,25]. Это означает, что магнитные поля Ae/Be звезд Хербига, по-видимому, почти на порядок меньше, чем у звезд типа T Тау, и, соответственно, радиусы их магнитосфер (если они вообще существуют) при тех же значениях темпа аккреции оказываются существенно меньше (менее 2-х радиусов звезды). Вопрос о применимости классической МА модели к таким звездам до сих пор остается открытым.

Одним из эффективных методов исследования процессов, происходящих в области взаимодействия между звездой и аккреционным диском, является поиск и анализ циклических изменений спектральных параметров, связанных с излучением этой области. В случае AB Aur с промежуточной ориентацией диска по отношению к наблюдателю ситуация осложняется тем, что между наблюдателем и звездой расположена область звездного ветра [16]. Объекты такого типа являются наиболее удобными для изучения процессов, происходящих в самом ветре. В 80-90-е годы был опубликован ряд работ, посвященных исследованию быстрой переменности (часы-дни), наблюдаемой в некоторых эмиссионных линиях в спектрах Ae/Be звезд Хербига, формирующихся главным образом в ветре [26-30]. В частности, у AB Aur были обнаружены циклические изменения параметров линий CaII (H,K), MgII (h,k), HeI 5876, FeII, H α с величиной периода порядка суток. Для CaII был получен период $P=32^h$ [27], для линии H α - $P=58^h$ [28], а в другую дату для этой же линии - $P=32^h.3$ [30]. Подобные циклические изменения интерпретировались авторами этих работ в рамках предположения о вращении в ветре устойчивых азимутальных неоднородностей.

Задачей настоящей работы был поиск циклических изменений в оболочке AB Aur на более долгой временной шкале - порядка нескольких месяцев.

2. Наблюдения. Спектральные наблюдения AB Aur на телескопе ЗТШ-2.6-м Крымской астрофизической обсерватории (Украина) проводились с использованием кудэ-спектрографа ASP-14 и различных ПЗС-систем в качестве приемника излучения. В наиболее ранний сезон 1986-1988гг. была установлена ПЗС-система обсерватории Хельсинки GES+"CCD2000" (Astromed Ltd) [31]. В 2002-2003гг. использовался приемник "SDS9000" Photometric GmbH, а в 2009-2011гг. наблюдения проводились с ПЗС камерой Andor IKOM-L. Спектральное разрешение в спектральной области $\lambda\lambda$ 5800 - 6700 Å составляло $R\sim 20000 - 25000$. Для первичной обработки спектров использовались программы, разработанные в КрАО С.Г.Сергеевым (CCD ROCK, SPE и т.д.).

Для спектроскопических наблюдений AB Aur в Шемахинской астрофизической обсерватории НАН Азербайджана был использован эшелле-спектрометр среднего разрешения ($R\sim 14000$), созданный на базе спектрографа UAGS и расположенный в кассегреновском фокусе 2-м телескопа Цейсса [32]. В качестве приемника излучения использовалась ПЗС матрица (530x580 px) с

рабочей спектральной областью $\lambda\lambda 4700 - 6700 \text{ \AA}$. Обработка спектральных данных проводилась по программе Галазутдинова DECH20T [33].

3. *Результаты.* Как видно из табл.1, в КраО в 2010-2011гг. было получено 12 спектров АВ Aug в области линий HeI 5876 и дублета D NaI 5889, 5895 и столько же спектров в области линии H α в эти же даты.

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ H α , HeI и DNaI ПО ДАННЫМ КраО В ДАТЫ, КОГДА БЫЛИ ПОЛУЧЕНЫ СПЕКТРЫ В ОБЛАСТИ ВСЕХ ТРЕХ ЛИНИЙ, А ТАКЖЕ ФАЗЫ ПЕРИОДА $P=123^d.7$

Дата	Юлианская дата (JD24 00000.0+...)	EW(Å)			φ ($P=123^d.7$)
		H α	He I	DNa I	
25.10.2002	52572.422	39.0	0.66	0.56	0.58
	52572.453				
27.10.2002	52574.300	39.0	0.54	0.72	0.60
	52574.350				
31.10.2003	52944.447	36.9	0.64	0.56	0.59
	52944.504				
25.01.2010	55222.358	30.9	0.25	0.98	0.94
	55222.376				
	55222.448				
22.10.2010	55492.430	29.0	0.16	1.15	0.18
	55492.462				
23.10.2010	55493.462	30.8	0.16	1.16	0.18
	55493.509				
24.10.2010	55494.431	33.0	0.16	1.11	0.19
	55494.500				
23.11.2010	55524.384	38.0	0.45	0.91	0.43
	55524.395				
19.12.2010	55550.415	38.8	0.15	0.93	0.64
	55550.415				
22.12.2010	55553.380	36.2	0.18	0.89	0.67
	55553.405				
13.03.2011	55634.231	39.0	0.48	1.20	0.32
	55634.251				
25.03.2011	55646.300	34.0	0.23	0.85	0.42
	55646.347				
26.03.2011	55647.280	37.0	0.33	0.84	0.43
	55647.310				
28.03.2011	55649.311	33.7	0.22	0.83	0.45
	55649.371				
13.04.2011	55665.230	38.0	0.54	0.79	0.57
	55665.250				

К ним были добавлены еще 3 спектра, полученные ранее в 2002-2003гг. В таблице, помимо дат наблюдений, приведены эквивалентные ширины EW эмиссионных профилей этих линий, а также фазы периода $P=123.7$ дня, определение которого будет обсуждаться ниже. Эти фазы ϕ были рассчитаны для начальной даты JD2452500.0. Для дублета D NaI EW вычислялась как суммарная величина для обеих компонент D₁5895 и D₂5889, при этом спектры предварительно очищались от теллурических линий атмосферного пара. Были также убраны узкие межзвездные (IS) компоненты, формирующиеся в пространстве между звездой и наблюдателем. Перед измерением EW из спектров вычитался синтетический спектр атмосферы звезды, рассчитанный для модели ($T_{\text{эфф}} = 10000^\circ \text{K}$, $\log g = 3.5$, $V_{\text{син}} = 85 \text{ км/с}$) с использованием программы SYNTH+ROTATE [34].

В табл.2 приведены те же данные для эмиссионной линии $\text{H}\alpha$ по спектрам, полученным в ночи, когда наблюдения в области $\text{HeI} + \text{DNaI}$ не проводились (23 даты, начиная с 1986г.). В табл.3 собрана аналогичная

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ $\text{H}\alpha$
ПО ДАННЫМ КраО В ОСТАЛЬНЫЕ ДАТЫ, А ТАКЖЕ
ФАЗЫ ПЕРИОДА $P=123^{\text{д}}.7$

Дата	Юлианская дата (JD24 00000.0+...)	$EW(\text{Å})$ $\text{H}\alpha$	ϕ ($P=123^{\text{д}}.7$)
20.03.1986	46510.300	30.0	0.61
07.03.1988	47228.300	26.3	0.41
16.03.1988	47237.360	34.3	0.49
01.10.1988	47436.400	32.0	0.09
02.03.2003	52701.213	33.0	0.63
04.03.2003	52703.200	32.7	0.64
11.09.2009	55086.551	30.8	0.89
12.09.2009	55087.550	30.6	0.90
22.10.2009	55127.400	33.1	0.22
24.10.2009	55129.397	34.4	0.23
24.11.2009	55160.330	28.8	0.49
24.11.2009	55160.500	28.9	0.49
25.11.2009	55161.458	31.2	0.50
26.11.2009	55162.372	30.3	0.51
30.11.2009	55166.372	29.0	0.54
05.01.2010	55202.408	32.2	0.83
20.03.2010	55276.230	36.3	0.42
21.03.2010	55277.300	35.0	0.43
18.04.2010	55305.290	33.0	0.66
23.04.2010	55310.237	33.2	0.70
05.05.2010	55322.250	31.8	0.79
23.09.2010	55463.350	25.9	0.94
21.11.2010	55522.400	35.8	0.41

ТО ЖЕ, ЧТО ТАБЛИЦА 1, НО ДЛЯ ДАННЫХ ШАО

Дата	Юлианская дата (JD24 00000.0+...)	$EW(\text{Å})$			Φ ($P=123^{\circ}.7$)
		$\text{H}\alpha$	He I	DNa I	
16.08.2008	54694.513	27.3	0.52	0.75	0.75
17.08.2008	54695.521	27.6	0.52	0.68	0.76
19.08.2008	54697.517	31.9	0.67	0.87	0.77
25.08.2008	55222.358	28.7	0.47	0.84	0.82
24.11.2008	54795.341	34.4	1.03	0.51	0.56
02.12.2008	54803.268	31.5	1.08	0.36	0.62
09.10.2009	55109.462	27.8			0.08
15.10.2009	55120.418	23.6	0.44	0.70	0.17
17.10.2009	55122.390	24.4	0.51	0.59	0.18
25.10.2009	55130.307	26.3	0.40	0.74	0.20
26.12.2009	55192.241	28.9	0.41	0.80	0.76
01.02.2010	55229.220	29.5	0.37	0.75	0.13
10.11.2010	55511.270	25.3	0.45	0.87	0.34
11.11.2010	55512.210	27.2	0.47	0.96	0.35
12.11.2010	55513.240	30.2	0.36	0.94	0.36
13.11.2010	55514.230	30.3	0.54	0.69	0.37
14.11.2010	55515.213	31.0	0.53	0.90	0.38
15.11.2010	55516.218	28.9	0.57	0.97	0.38
16.11.2010	55517.250	26.7	0.47	0.72	0.39
17.11.2010	55518.217	29.7	0.71	0.82	0.40
18.11.2010	55519.223	29.3	0.47	0.81	0.41
20.11.2010	55521.238	31.3	1.00	0.32	0.42

информация о датах, фазах и EW линий $\text{H}\alpha$, He I и D Na I по данным, полученным в ШАО (22 даты для $\text{H}\alpha$ и 21 дата для $\text{He I} + \text{D Na I}$).

Таким образом, для последующего анализа нами было всего использовано 36 спектров в области He I и D Na I и 60 спектров в области $\text{H}\alpha$. Точность единичного измерения EW составляла 0.5 - 1.0 Å для $\text{H}\alpha$ и 0.02 - 0.05 Å для He I и D Na I .

Наиболее интересным результатом анализа спектрального материала оказалась корреляция изменений величин EW трех линий $\text{H}\alpha$, He I 5876 и D Na I . На рис.1 видно, что заметная прямая корреляция между $EW(\text{H}\alpha)$ и $EW(\text{He I})$ наблюдается как по данным, полученным в КрАО ($r=+0.67 \pm 0.14$), так и по данным ШАО ($r=+0.59 \pm 0.14$). Изменения величин $EW(\text{D Na I})$ и $EW(\text{He I})$ показывают обратную корреляцию ($r=-0.68 \pm 0.14$ по данным КрАО и -0.73 ± 0.10 по данным ШАО).

Мы использовали все измеренные величины EW этих линий для поиска возможного периода их переменности. Для этого был применен метод пробного периода Лафлера-Кинмана [35]. Этот метод основан на вычислении так называемого Θ -параметра для значений пробного периода

из интервала, в котором предполагается наличие реального периода. Для каждого пробного периода P строится фазовая диаграмма исследуемых

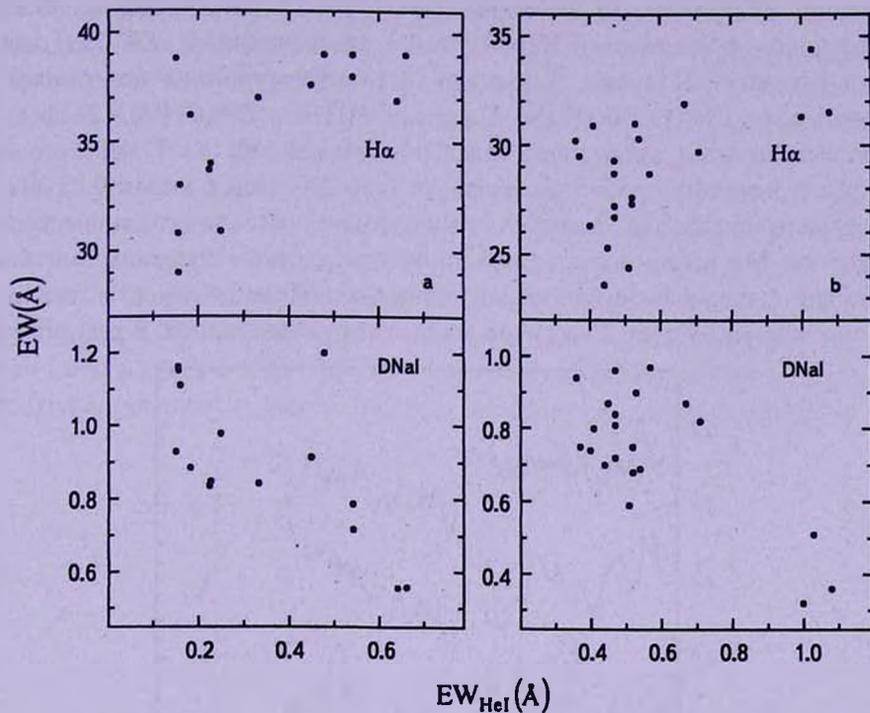


Рис.1. Корреляционные зависимости между изменениями эквивалентных ширин линий $H\alpha$, $DNaI$ и HeI : а) по данным КраО, верху - $EW(H\alpha)$ и $EW(HeI)$, $r = +0.68 \pm 0.14$; внизу - $EW(DNaI)$ и $EW(HeI)$, $r = -0.67 \pm 0.14$; б) по данным ШАО, верху - $EW(H\alpha)$ и $EW(HeI)$, $r = +0.59 \pm 0.14$; внизу - $EW(DNaI)$ и $EW(HeI)$, $r = -0.73 \pm 0.10$.

величин m_p , $i = 1, \dots, N$. Θ -параметр для этого периода рассчитывается по формуле:

$$\Theta(\tilde{P}) = \sum_{(i)} (m_i - m_{i+1})^2 / \sum_{(i)} (m_i - \bar{M})^2, \quad (1)$$

где

$$\bar{M} = \sum_i m_i / N.$$

Задача сводится к поиску минимума функции $\Theta(P)$. Величина P , соответствующая этому минимуму, и будет наиболее близкой к реальному периоду. Данный метод оказывается эффективным для поиска периодов циклической переменности любого характера. В частности, для исследования импульсной активности, когда аппроксимация ряда наблюдаемых величин гармоническими функциями не очень удобна, так как при этом максимум амплитуд отдельных гармоник существенно смещается в сторону более высоких членов разложения.

Для периодограммного анализа были сгруппированы 7 отдельных массивов данных. 4 из них относятся к данным, полученным в КраО: $EW(\text{HeI})$ - 15 значений, $EW(\text{DNaI})$ - 15 значений, $EW(\text{H}\alpha)$ - для дат, в которые также проводились наблюдения в $\text{HeI} + \text{DNaI}$ - 15 значений, и $EW(\text{H}\alpha)$ для остальных дат - 23 точки. 3 массива были сформированы по данным, полученным в ШАО ($EW(\text{H}\alpha)$ - 22 даты, $EW(\text{HeI})$ и $EW(\text{DNaI})$ - 21 дата).

Поиск периода проводился отдельно для каждого из 7 массивов в интервале значений пробного периода от 0 до 500 дней с шагом 0.25 дня. В силу малой статистики каждая из 7 периодограмм имела много минимумов-артефактов. Мы искали только такие минимумы, которые присутствовали бы на каждой Θ -периодограмме, так как случайное появление одного и того же ложного периода у всех 7 массивов достаточно маловероятно. В результате

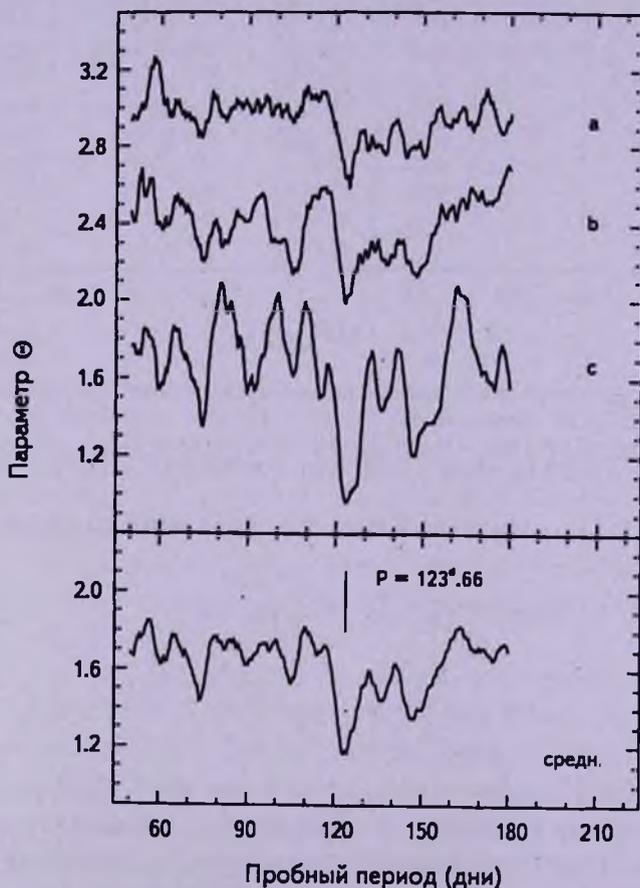


Рис.2. Зависимость Θ -параметра от величины пробного периода в окрестности основного минимума, соответствующего периоду $P = 123.7 \pm 0.3$ суток. Верхняя панель: а) периодограмма, усредненная по трем (для линий $\text{H}\alpha$, HeI и DNaI , наблюдавшимся в КраО в одни даты, см. табл.1); б) периодограмма для линии $\text{H}\alpha$ по данным КраО из табл.2; с) то же, что а), но для данных ШАО (см. табл.3). Нижняя панель: периодограмма, усредненная по всему массиву данных (60 дат).

было найдено единственное значение $P=123.66 \pm 0.32$ дня, удовлетворяющее этому условию, не считая кратных (удвоенного и утроенного) периодов.

В верхней части рис.2 показаны участки 3-х Θ -периодограмм в окрестности обнаруженного минимума, соответствующего $P=123.7$ дня: а) периодограммы, усредненной по всем 3-м линиям, наблюдавшимся в КрАО в одни и те же даты (см. табл.1) - 15 точек, б) такой же усредненной периодограммы для данных ШАО - 21 точка (см. табл.3) и в) периодограммы, полученной по $EW(H\alpha)$ для остальных дат наблюдений в КрАО - 23 точки (см. табл.2). В нижней части рисунка приведена периодограмма, усредненная по полному массиву данных (60 независимых дат для $H\alpha$ и 36 - для линий HeI и $DNaI$).

Рис.3а, б, с иллюстрируют фазовые диаграммы, построенные для $EW(H\alpha)$, $EW(HeI)$ и $EW(DNaI)$ по всем полученным данным для периода $P=123^d.7$ при начальной дате $JD2452500.0$ (верхняя часть рисунков). В нижней части рисунков приводятся эти же фазовые зависимости, но сглаженные по 3-м

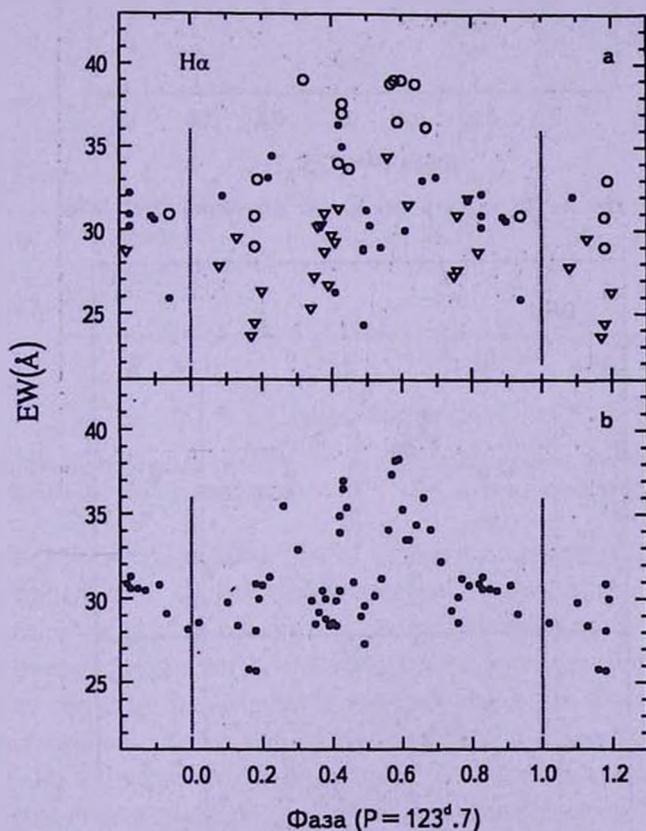


Рис.3а. Фазовые диаграммы для величины $EW(H\alpha)$, построенные для периода $P=123^d.7$. а) светлые кружки - по данным КрАО в даты, когда наблюдения проводились в линиях $H\alpha$, HeI и $DNaI$; темные кружки - по данным КрАО, когда наблюдения проводились только в $H\alpha$, светлые треугольники - по данным ШАО. б) диаграмма по всему массиву данных, усредненная по 3-м точкам методом медиан.

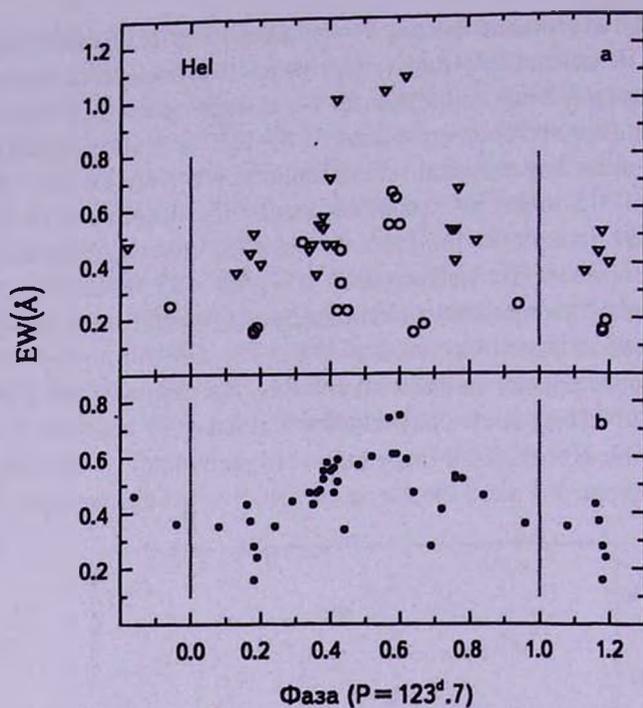


Рис.3б. То же, что рис.3а, но для линии HeI 5876.

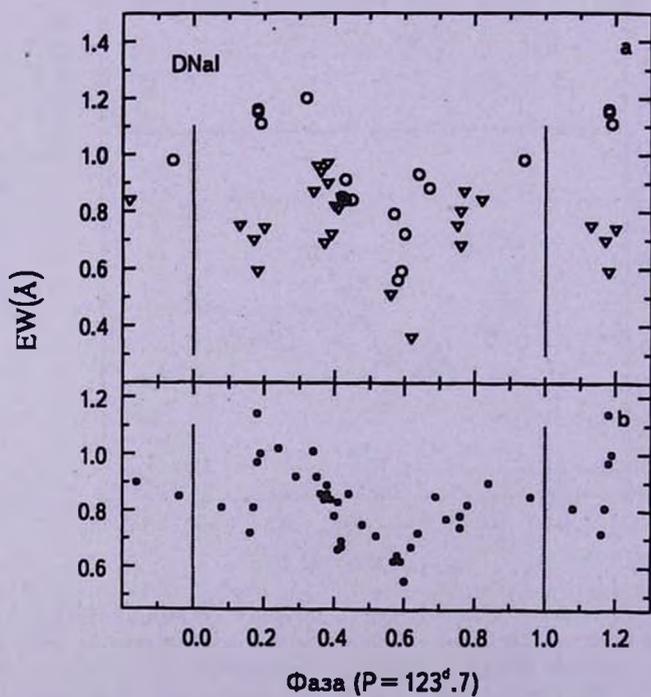


Рис.3с. То же, что рис.3а, но для дублета DNal.

точкам методом медиан. Большой разброс точек на диаграммах (особенно для линии $H\alpha$) связан с многокомпонентной природой наблюдаемой спектральной переменности, на фоне которой исследуемые нами циклические изменения - только одна из компонент. Тем не менее, эта компонента противофазных синусоидальных изменений $EI(HeI)$ и $EI(DNaI)$, а также синфазных - для линий $H\alpha$ и HeI достаточно хорошо заметна.

На рис.4 показаны нормированные спектры АВ Aur в области линий HeI 5876 и $D NaI$ на двух фазах $\varphi = 0.18$ и 0.59 (по данным КраО), где обнаруженные нами спектральные особенности хорошо видны.

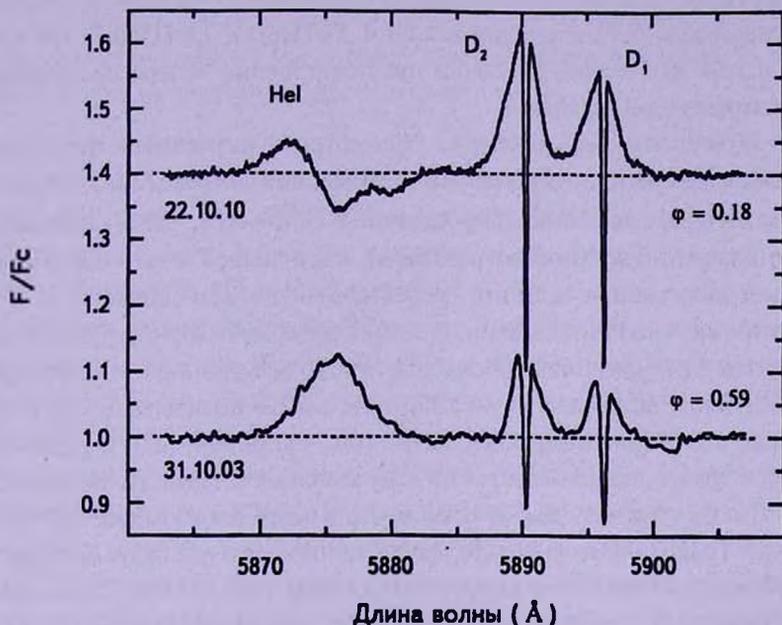


Рис.4. Нормированные спектры АВ Aur в области линии HeI 5876 и дублета $DNaI$ на двух различных фазах периода $P = 123^d.7$: $\varphi = 0.18$ и $\varphi = 0.59$ (по данным КраО).

4. *Дискуссия.* Для того, чтобы перейти к интерпретации найденных нами корреляций между изменениями интенсивностей различных спектральных линий и объяснить их циклический характер, нам надо в первую очередь установить, какова общая структура оболочки АВ Aur, и в каких ее областях формируются интересующие нас эмиссионные линии.

Эмиссионная линия HeI формируется в 3-х высокотемпературных зонах: а) на внутренней границе диска, б) в горячих, коллимированных магнитным полем газовых потоках внутри магнитосферы (если она есть) и в) в области падения аккрецируемого газа на поверхность звезды, где происходит основное аккреционное энерговыделение.

В отличие от линии HeI 5876, область образования которой ограничена с внешней стороны границей магнитосферы, эмиссионные линии дублета

D NaI в оболочках звезд класса А-В формируются в удаленных, наиболее холодных районах диска и ветра. В работе [36] было также показано, что при высокой плотности газа в диске эти линии могут образовываться и на меньших расстояниях от звезды, достаточно близко к внутреннему радиусу диска.

Областью формирования эмиссионной линии $\text{H}\alpha$ является вся оболочка, куда входит экваториальный диск, магнитосфера и зона ветра на промежуточных широтах. Она включает в себя район, где формируется эмиссия в HeI 5876, поэтому наблюдаемая корреляция $EW(\text{H}\alpha)$ и $EW(\text{HeI})$ является достаточно ожидаемым результатом. Более неожиданной оказалась обнаруженная антикорреляция изменений величин $EW(\text{HeI})$ и $EW(\text{DNaI})$, так как излучение в этих линиях идет из разных пространственно непересекающихся районов околозвездной оболочки.

Чтобы объяснить это явление, рассмотрим различные факторы, определяющие интенсивность эмиссии в отдельной линии. Как известно, она должна быть пропорциональна величине $SB(1 - e^{-\tau})$, где S - площадь проекции на картинную плоскость области, излучающей в данной линии, B - функция источников в линии, усредненная по всей области, а τ - средняя оптическая толщина в данной линии вдоль луча зрения. Величины B и τ являются функциями плотности газа N и его электронной температуры T_e . С ростом плотности газа τ увеличивается. Как показывают расчеты функции источников для отдельных линий (см., например, [37]) в условиях не-ЛТР, характерных для околозвездного газа, величина B также увеличивается с ростом N . Таким образом, можно сказать, что в более плотном газе эмиссия в линиях будет более интенсивной. Но изменения температуры будут оказывать противоположное влияние на эмиссию в линиях HeI 5876 и DNaI . Для эмиссии в линии гелия требуется температура, существенно выше 10000 К, нейтральный же натрий при высоких температурах быстро ионизируется, и для заметного излучения в линиях D NaI температура должна быть гораздо ниже 10000 К.

Таким образом, можно выделить два типа явлений, которые могли бы в принципе объяснить наблюдаемую антикорреляцию $EW(\text{HeI})$ и $EW(\text{DNaI})$, изменения которых носят периодический характер. Это: а) циклическое перераспределение плотности аккрецируемого газа в области внутренней границы диска в направлении на звезду и б) циклические изменения температуры в аккреционном потоке.

Сценарии, описывающие явления первого типа были опубликованы в работах [38,39], где рассматривались модели так называемой осциллирующей магнитосферы. Согласно этим моделям, дисковая аккреция на звезду не является стационарной. Она проходит стадию накопления аккрецируемого газа на границе с магнитосферой, который в какой-то момент преодолевает ее

сопротивление, и происходит быстрый сброс вещества на звезду. Через определенное время система "диск плюс магнитосфера" восстанавливает свою прежнюю структуру, и весь процесс циклически возобновляется. На качественном уровне такая динамическая модель может объяснить наблюдаемую антикорреляцию изменений $EW(\text{HeI})$ и $EW(\text{DNaI})$, однако для параметров нашей системы временной масштаб циклической активности должен быть существенно меньше, чем это наблюдается. Сценарии, описывающие явления второго типа, основаны на предположении о локальных возмущениях, происходящих в аккреционных дисках (см. [40,41] и процитированную там литературу).

Дальнейшее развитие этой гипотезы требует детального моделирования взаимодействия диска с магнитным полем, которое находится за пределами круга задач, рассматриваемых в нашей статье.

5. Заключение.

1. Анализ 24-х спектров AB Aur, полученных в КрАО в 2010-2011 гг. в области линий $\text{H}\alpha$, HeI 5876 и дублета D NaI и, дополнительно, 3-х спектров в области $\text{H}\alpha$ и 3-х спектров в области $\text{HeI}+\text{DNaI}$, взятых из архива Крымской АО и относящихся к более раннему периоду, позволил обнаружить заметную корреляцию изменений эквивалентных ширин (EW) эмиссионных линий $\text{H}\alpha$ и HeI 5876 с коэффициентом корреляции $r = +0.68 \pm 0.14$ и обратную корреляцию для $EW(\text{HeI})$ и $EW(\text{DNaI})$ с $r = -0.67 \pm 0.14$. Добавление к этому материалу спектральных данных, полученных для этих же линий в ШАО в 2008-2010 гг., позволило получить независимое подтверждение этих корреляций: $r = +0.59 \pm 0.14$ (для $EW(\text{H}\alpha)$ и $EW(\text{HeI})$) и $r = -0.73 \pm 0.10$ (для $EW(\text{H}\alpha)$ и $EW(\text{HeI})$).

2. Периодограммный анализ всех измеренных величин EW для полного массива спектральных данных (всего 60 значений EW для линии $\text{H}\alpha$ и 36 - для HeI и D NaI) по методу Лафлера-Кинмана показал наличие периода $P = 123^{\text{d}}.7 \pm 0^{\text{d}}.3$. На фазовых диаграммах, построенных для этого периода на фоне большого разброса точек, связанного с многокомпонентной природой спектральной переменности, хорошо заметны изменения $EW(\text{HeI})$, которые происходят синфазно с $EW(\text{H}\alpha)$ и в противофазе с $EW(\text{DNaI})$. При этом кривая изменения всех EW напоминает синусоиду.

3. Анализ возможных физических причин противофазной переменности в линиях HeI 5876 и дублета DNaI показал, что они могут быть интерпретированы в рамках гипотезы о локальном прогреве аккреционного диска вблизи его внутренней границы, связанном с диффузией магнитного поля звезды внутрь диска, сопровождающейся диссипацией магнитной энергии. Сам процесс носит циклический характер, и величина периода магнитной активности оказывается близкой к наблюдаемой при параметре эффективности диффузии $\alpha = 0.005$.

4. Мы планируем продолжить начатое исследование процесса аккреции

у Ae/Be звезды Хербига AB Aur, первые результаты которого представлены в настоящей работе. В первую очередь предполагается проведение новых программ спектральных наблюдений, которые позволили бы подтвердить на большом статистическом материале наблюдаемые эффекты, которые обсуждались в настоящей статье.

Мы выражаем благодарность С.А.Ламзину за полезную дискуссию. Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН №21, Программы ОФН РАН №17 и Программы "Ведущие научные школы" (грант № НШ-1625.2012). Сотрудники ШАО благодарят также TWAS (грант № 10-118 RG/PHYS/AS-G-UNESCO FR: 3240245998) за помощь в приобретении необходимого оборудования.

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: pogodin@gao.spb.ru

² Крымская астрофизическая обсерватория, Украина, e-mail: oles@crao.crimea.ua или oles_kozlova@mail.ru

³ Шемахинская астрофизическая обсерватория НАН Азербайджана, e-mail: ismailovn@yahoo.com

CYCLIC PHENOMENA IN THE CIRCUMSTELLAR ENVELOPE OF THE HERBIG A0/B9e STAR AB AUR

M.A.POGODIN¹, O.V.KOZLOVA², N.G.BESKROVNAYA¹,
N.R.IKHSANOV¹, N.Z.ISMAILOV³, O.V.KHALILOV³, R.V.YUDIN¹

We analyze high and moderate resolution spectra of the well-known Herbig Ae/Be star AB Aur. Observations were made with the coude spectrograph ($R \sim 20000 - 25000$) installed at the 2.6m Shejn telescope of the Crimean Observatory (Ukraine) and with the echelle spectrometer ($R \sim 14000$) at the 2m Zeiss telescope of the Shemakha Observatory (Azerbaijan). Variations of the equivalent widths, EW , of the HeI5876 and DNaI lines have been found to be anti-correlated ($r = -0.67 \pm 0.14$ for CrAO data and -0.73 ± 0.14 for ShAO data), while $EW(H\alpha)$ and $EW(HeI)$ are directly correlated ($r = +0.68 \pm 0.14$ for CrAO data and $+0.59 \pm 0.14$ for ShAO data). The Lafler-Kinman method has revealed the period of cyclic variations $P = 123^d.7 \pm 0^d.3$. In phase diagrams constructed for this period the EW curves look like sinusoids with $EW(H\alpha)$ and the $EW(HeI)$ changing in sin-phase while $EW(HeI)$ and $EW(DNaI)$ - in counter-phase. A possible interpretation of the observed phenomena is discussed. We emphasize a necessity to perform new spectral observations of AB Aur in order

to confirm the observed effects with a more statistically-rich data set.

Key words: *stars:Herbig Ae/Be stars - stars:circumstellar matter:accretion - individual (AB Aur)*

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 337, 1960.
2. *U.Finkenzeller, R.Mundt*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 55, 109, 1984.
3. Г.В. Зайцева, *Переменные звезды*, 17, 294, 1970.
4. *Н.Л.Магалашвили, Я.И.Кумсишвили*, *Бюллетень Абастум. Обс.*, 39, 3, 1970.
5. *R.Racine*, *Astron. J.*, 73, 233, 1968.
6. *P.W.Merrill, C.J.Burwell*, *Astrophys. J.*, 77, 103, 1933.
7. *P.W.Merrill, C.J.Burwell*, *Astrophys. J.*, 98, 153, 1943.
8. *S.Kleinman, L.V.Kuhi*, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, 84, 766, 1972.
9. *T.Böhm, C.Catala*, *Astron. Astrophys.*, 301, 155, 1995
10. *J.A.Eisner, B.F.Lane, L.A.Hillenbrand et al.*, *Astrophys. J.*, 613, 1049, 2004.
11. *V.Pietu, S.Guilloteau, A.Dutrey*, *Astron. Astrophys.*, 443, 945, 2005.
12. *J.Hashimoto, M.Tamura, T.Muto et al.*, *Astrophys. J.*, 729, L17, 2011.
13. *V.Mannings, A.I.Sargent*, *Astrophys. J.*, 490, 792, 1997.
14. *C.A.Grady, B.E.Woodgate, C.W.Bowers et al.*, *Astrophys. J.*, 630, 958, 2005.
15. *W.M.Liu, P.M.Hinz, W.F.Hoffman et al.*, *Astrophys. J.*, 618, L13, 2005.
16. В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, *Астрон. ж.*, 73, 192, 1996.
17. *J.Bouvier, S.H.P.Alencar, T.J.Harries et al.*, in *Protostars and Planets V*, Univ. Arizona Press, 479, 2007.
18. *C.A.Tout, J.E.Pringle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 272, 528, 1995.
19. *C.A.Tout, J.E.Pringle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 281, 219, 1996.
20. *F.Palla, S.W.Stahler*, *Astrophys. J.*, 418, 414, 1993.
21. *J.Muzerolle, P.D'Alessio, N.Calvet et al.*, *Astrophys. J.*, 617, 406, 2004.
22. *J.C.Mottram, J.S.Vink, R.D.Oudmaijer et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 377, 1363, 2007.
23. *C.A.Grady, K.Humagushi, G.Schneider et al.*, *Astrophys. J.*, 719, 15656, 2010.
24. *S.Hubrig, M.A.Pogodin, R.V.Yudin et al.*, *Astron. Astrophys.*, 463, 1039, 2007.
25. *G.A.Wade, S.Bagnulo, D.Drouin et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 376, 1145, 2007.
26. *F.Praderie, T.Simon, C.Catala et al.*, *Astrophys. J.*, 303, 311, 1986.
27. *C.Catala, P.Felenbok, A.Tabalera et al.*, *Astrophys. J.*, 308, 791, 1986.
28. *T.Böhm, C.Catala, B.Carter et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 120, 431, 1996.
29. *C.Catala, J.-F.Donati, T.Böhm et al.*, in *Cyclical Variability in Stellar Winds*, Springer-Verlag, 361, 1998.
30. *N.G.Beskrovnaya, M.A.Pogodin, I.D.Najdenov et al.*, *Astron. Astrophys.*,

298, 585, 1995.

31. *J. Huovelin, M. Poutanen, I. Tuominen*, Helsinki Univ. of Tech. Radio Lab. Report, VS166, p.18, 1992.
32. *Х.М.Микашлов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов*, Циркуляр ШАО №109, 2005.
33. *Г.А.Галазутдинов*, Препринт САО РАН No92, 1992.
34. *N. Piskunov*, in: Stellar Magnetism, 92, Nauka, St. Petersburg, 1992.
35. *J. Lafler, T.D. Kinman*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 114, 216, 1965.
36. *C. Sorelli, V.P. Grinin, A. Natta et al.*, Astron. Astrophys., 309, 155, 1996.
37. *М.А.Погодин*, Астрофизика, 24, 491, 1986.
38. *A.P. Goodson, R.M. Wingle*, Astrophys. J., 524, 159, 1999.
39. *C.R. D'Angelo, H.C. Spruit*, Mon. Notic. Roy. Astron., 406, 1208, 2010.
40. *S.H. Lubow, J.E. Pringle*, Mon. Notic. Roy. Astron., 402, L6, 2010.
41. *G. Lodaio, J.E. Pringle*, Mon. Notic. Roy. Astron., 381, 1287, 2007.

ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ V503 Cyg B 2010г. ОРБИТАЛЬНЫЙ И ДРУГИЕ ПЕРИОДЫ

Е.П.ПАВЛЕНКО¹, Д.А.САМСОНОВ¹, О.И.АНТОНЮК¹,
М.В.АНДРЕЕВ², А.В.БАКЛАНОВ¹, А.А.СОСНОВСКИЙ¹

Поступила 10 августа 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

Фотометрические исследования карликовой новой V503 Cygni были проведены в течение 29 ночей в Крымской астрофизической обсерватории и в обсерватории Терскол в 2010г. Мы не обнаружили так называемых "отрицательных сверхгорбов", наблюдавшихся ранее в спокойном состоянии и в обычных (коротких) вспышках. Вместо этого в обычных вспышках, так же как и в сверхвспышке и некоторое время после ее окончания, мы зарегистрировали "положительные" сверхгорбы. В остальное время вне вспышек мы впервые обнаружили колебания блеска с орбитальным периодом 0.077760(3) сут., которые фотометрическим путем ранее не наблюдались.

Ключевые слова: *аккреция:аккреционные диски:карликовые новые: катаклизмические переменные*

1. *Введение.* Карликовые новые являются подклассом катаклизмических переменных - тесных двойных систем, находящихся на поздней стадии эволюции [2]. Они состоят из звезды позднего спектрального класса (звезды-донора), заполняющей свою полость Роша и теряющей вещество на первичный компонент системы - белый карлик, нейтронную звезду или черную дыру (звезду-аккретор). В немагнитных (дисковых) системах вещество, покидая звезду-донор, образует аккреционный диск вокруг звезды-аккретора. Аккреционный диск, будучи нейтральным и холодным в неактивном состоянии, по мере накопления в нем аккреционного вещества, в какой-то момент, вследствие достижения в нем критических условий, становится ионизованным и горячим, начинается его выпадение на белый карлик, сопровождаемое вспышкой [3,4].

Для звезд типа SU UMa характерна вспышечная активность двух типов: нормальные вспышки и сверхвспышки [2]. Нормальные вспышки имеют типичную продолжительность около 3-х суток, они менее яркие, чем сверхвспышки, продолжительность которых также больше (~10-14 сут.). Во время сверхвспышек регистрируются колебания блеска с периодом на несколько процентов больше орбитального периода - так называемые "положительные сверхгорбы", которые появляются вследствие апсидальной прецессии диска, запускаемой приливной нестабильностью в нем [5]. У

нескольких катаклизмических переменных были обнаружены колебания блеска с периодом, меньше орбитального. Они получили название "отрицательные сверхгорбы". Предполагается, что "отрицательные сверхгорбы" вызываются нодальной прецессией наклоненного диска [6-9]. Период как "положительных", так и "отрицательных" сверхгорбов P_{σ} связан с прецессионным $P_{пр}$ и орбитальным $P_{орб}$ периодами соотношением (1):

$$1/P_{пр} = 1/P_{орб} - 1/P_{\sigma} . \quad (1)$$

"Отрицательные" сверхгорбы регистрируются у всех типов катаклизмических переменных в неактивном состоянии, иногда - в нормальных вспышках. ER UMa - первая катаклизмическая переменная, у которой отрицательные сверхгорбы были зарегистрированы во время сверхвспышки [10,11].

Спектральные наблюдения в неактивном состоянии позволяют определить орбитальный период системы, однако фотометрическим путем обнаружить орбитальные колебания блеска удается не всегда.

V503 Cygni ($\alpha = 20^{\text{h}}27^{\text{m}}17^{\text{s}}.5$ и $\delta = 43^{\circ}41'22''$, 2000.0) является малоизученной катаклизмической переменной [12]. Спектральный класс звезды-донора - M6 [13]. Известно, что эта система относится к малочисленной подгруппе карликовых новых типа SU UMa, которая может изменять свою вспышечную активность: Харвей и др. [1] сообщили о "нечастых" вспышках, повторяющихся через ~30 сут. в течение 89-дневного интервала между сверхвспышками, а Като и др. [14], анализируя данные AAVSO, обнаружили, что в отдельные годы вспышечная активность системы радикальным образом усиливалась и нормальные вспышки повторялись каждые 7-9 сут. в течение практически неизменного по длительности сверхцикла (интервала между сверхвспышками). Во время сверхвспышки у звезды регистрировались "положительные" сверхгорбы с периодами 0.08101(4) сут. [1], 0.081767(45) сут. - 0.081022(18) сут. [15]. По спектральным наблюдениям в неактивном состоянии Харвей и др. [1] обнаружили орбитальный период 0.07771(28) сут., который фотометрически никак не проявлялся. В то же время авторы объявили об открытии в минимуме "отрицательных" сверхгорбов с периодом 0.07669(1) сут. Этот период (0.076 сут.) впервые был обнаружен Шкоди и др. [16] еще в 1988г., однако авторы ошибочно идентифицировали его как орбитальный период.

Целью нашей работы было изучение периодических процессов в системе V503 Cygni на разных фазах вспышечной активности, спустя 16 лет после исследований Харвея и др., в частности, выяснить, насколько стабильно явление "отрицательных" сверхгорбов в спокойном состоянии системы.

2. *Наблюдения.* Наблюдения V503 Cygni проводились в 2010г. в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) на телескопе системы Кассегрен с диаметром зеркала 380 мм, оснащенного ПЗС SBIG-ST7, а также в Терскольской обсерватории на телескопе Цейс-600 с помощью

ПЗС PixelVision.

Наблюдения охватили интервал времени с 20 июня по 14 ноября 2010г. Они проводились без применения светофильтров в течение 29 сут. Общее число измерений составило 3719 (около 107 часов наблюдений). Полученные нами наблюдения приведены в табл.1. В ней указана Юлианская дата начала и конца наблюдений для каждой ночи, число измерений и место проведения наблюдений.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Начало	Конец	N	Обсерв.	Начало	Конец	N	Обсерв.
JD2455000+...	JD2455000+...			JD2455000+...	JD2455000+...		
375.3725	375.3900	223	Терскол	455.2821	455.4730	126	КрАО
378.3676	378.5148	272	Терскол	457.2356	457.4211	113	КрАО
379.3249	379.4228	174	Терскол	482.2834	482.4294	85	КрАО
380.3233	380.5101	350	Терскол	484.2642	484.2921	14	КрАО
418.2832	418.5561	154	КрАО	486.2461	486.2849	12	КрАО
422.2857	422.4055	37	КрАО	500.2230	500.4040	206	КрАО
423.2924	423.5623	70	КрАО	501.1773	501.3285	51	КрАО
424.2847	424.5356	145	КрАО	502.1995	502.5673	46	КрАО
426.2985	426.5612	241	КрАО	503.1983	503.3942	76	КрАО
427.3665	427.4446	44	Терскол	504.2263	504.3650	36	КрАО
428.2315	428.4382	568	Терскол	505.2422	505.3987	47	КрАО
431.2315	431.3397	201	Терскол	510.3338	510.3681	9	КрАО
432.2928	432.3843	164	Терскол	513.1582	513.1952	10	КрАО
452.2366	452.4384	125	КрАО	515.1634	515.3938	85	КрАО
454.4543	454.5110	35	КрАО				

Экспозиции в отдельные ночи подбирались таким образом, чтобы при наилучшем временном разрешении достигалось достаточное отношение сигнала к шуму. Погрешность наблюдений, определенная нами по непременным звездам как среднеквадратичная ошибка разности блеска контрольной звезды, блеск которой близок к блеску переменной звезды и звезды сравнения, в зависимости от телескопа и типа ПЗС-приемника, достигала значения $0^m.005 - 0^m.01$ в максимуме блеска и $0^m.08 - 0^m.1$ - в минимуме. В качестве звезды сравнения использовалась звезда из каталога USNO A2.0 1275-13934488 [17]. Для определения ее блеска в 2012г. (17 и 18 июня) на телескопе К-380 с помощью ПЗС APOGEE 47E+ были проведены специальные наблюдения в полосе R , Джонсона данной звезды сравнения и звезды сравнения C1 [18] в окрестности Новой Лебеда 1975 с известными $UBVR$ величинами в системе Джонсона (J). Оба объекта в моменты наблюдений находились на воздушных массах, разницей в которых можно было пренебречь. Путем фотометрического сравнения звезды USNO A2.0 1275-13934488 относительно звезды C1, была получена

ее величина в полосе R_r равная $13^m.53 \pm 0^m.05$.

3. *Анализ кривых блеска.* Общая кривая блеска V503 Cyg, полученная нами в 2010г., приведена на рис.1. Видно, что в течение наблюдений нам удалось пронаблюдать 5 фрагментов нормальных вспышек и фрагмент одной сверхвспышки. Нормальные вспышки имеют амплитуду $1^m.5 - 2^m$ и длительность цикла около 8-10 сут., соответствуя состоянию "частых вспышек"

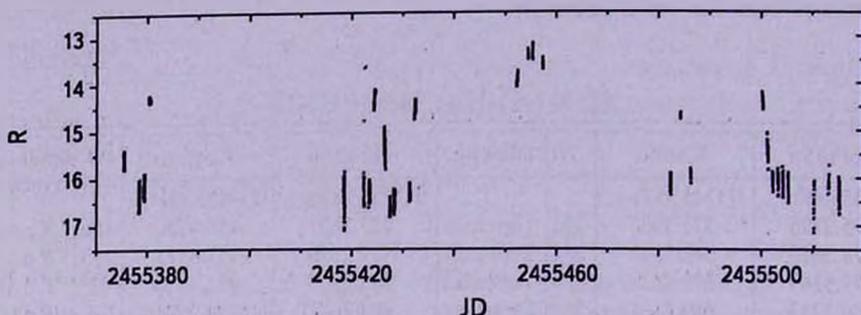


Рис.1. Вспышечная кривая блеска V503 Cyg в 2010г.

вспышечной активности. При рассмотрении нормальных вспышек видно, что возрастание яркости происходит в течение суток, в то время как возвращение в "спокойное" состояние занимает около двух - трех суток.

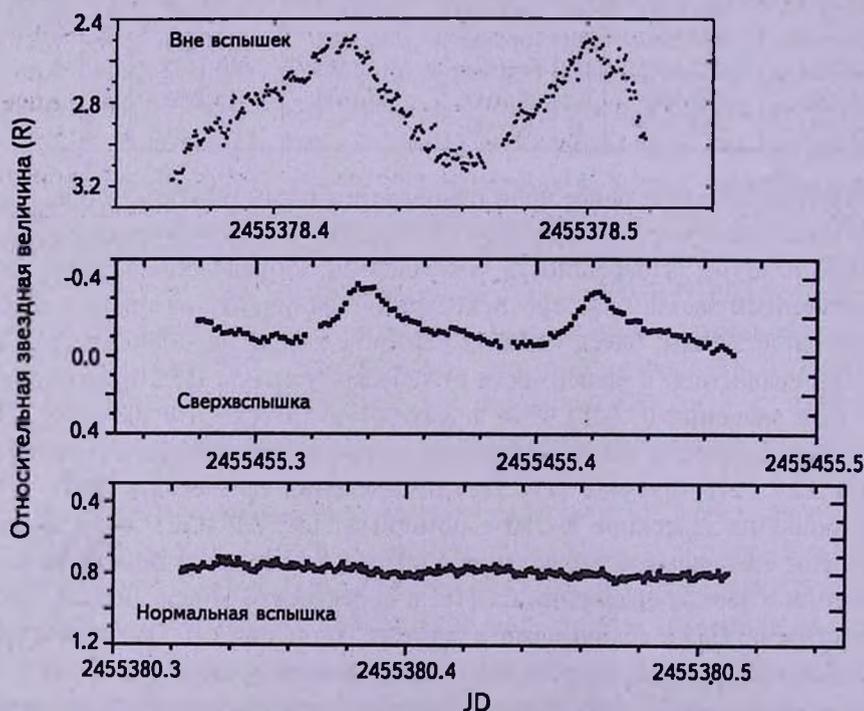


Рис.2. Примеры кривых блеска в неактивном состоянии во время сверхвспышки и в нормальной вспышке.

На всех фазах вспышечной активности - в спокойном состоянии, в нормальных вспышках и во время сверхвспышки, система демонстрировала короткопериодическую переменность с характерным временем 0.08 сут. На рис.2 представлены примеры колебаний блеска вне вспышек, в нормальной вспышке и во сверхвспышке. В неактивном состоянии амплитуда колебаний может достигать $0^m.5$, во время сверхвспышки - около $0^m.3$, а в нормальной вспышке - около $0^m.05$. Заметим, что амплитуда колебаний в минимуме по нашим данным почти в два раза была меньше, чем по наблюдениям Шкоди и др. [16] и Харвея и др. [1] ($0^m.9 - 1^m.0$).

Для выяснения природы колебаний, мы проанализировали данные, используя два метода: 1) периодограммный анализ временных рядов и 2) метод "O-C" - анализ хода разностей наблюдаемых моментов экстремумов "O" и расчетных "C".

4. *Сверхвспышка.* Учитывая, что изменения блеска происходили на шкале нескольких звездных величин, для корректного сравнения амплитуд короткопериодической переменности V503 Cygni на разных стадиях активности, мы предварительно перевели все данные в относительные интенсивности (Rel. units) согласно соотношению $I = 100 \cdot 10^{-0.4\Delta m}$, где Δm - дифференциальная звездная величина. Анализ был проведен отдельно для нескольких наиболее плотных групп данных во время сверхвспышки, в нормальных вспышках и в неактивном состоянии. Анализ временных рядов проводился с использованием пакета ISDA [19].

На рис.3 приведена периодограмма для данных фрагмента сверхвспышки, который, скорее всего, представлял ее начало (JD 2455454, 2455455, 2455457). Наиболее значимый пик периодограммы соответствует периоду 0.08135(11) сут., находясь в хорошем согласии с периодом положительных сверхгорбов, полученным Като и др. [15]. Свертка с этим периодом приведена на рис.3 (справа). Заметим, что этот период относится к первой

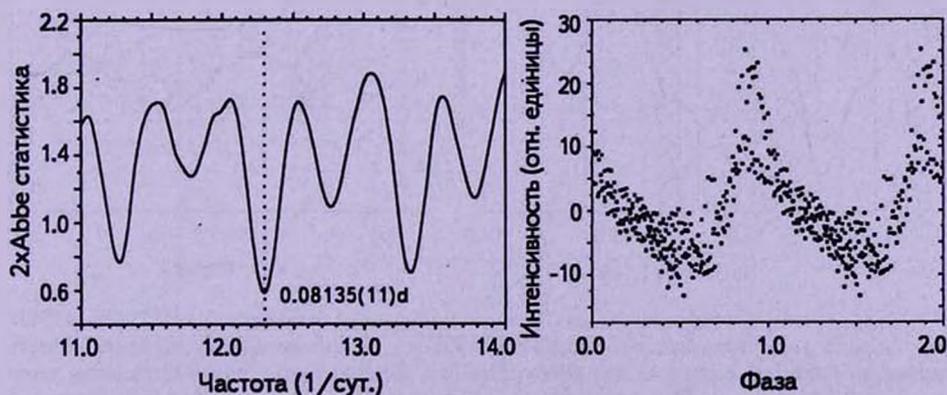


Рис.3. Слева: периодограмма в окрестности орбитального периода и периодов "положительных" и "отрицательных" сверхгорбов. Справа: свертка данных с периодом 0.08135 сут.

половине сверхвспышки. Амплитуда сверхгорбов во время максимума сверхвспышки вдвое превышает амплитуду до и после него. Сам профиль сверхгорбов крайне асимметричен.

5. Нормальные вспышки. Нормальные вспышки V503 Суг являются типичными для карликовых новых типа SU UMa: возрастание блеска длится около суток, а спад - около 2-х суток. Быстротечность вспышек ограничивает получение достаточно большого статистического материала, потому мы провели поиск периодов только для двух нормальных вспышек, а точнее, для их нисходящих ветвей: для вспышки, представленной датами JD 2455424 и 2455426 и для вспышки, представленной датами JD 2455500 и 2455501. Амплитуда колебаний во время нормальных вспышек не превосходила $0^m.05$. Результат периодограммного анализа показан на рис.4. На обеих периодограммах обращают на себя внимание совпадающие пики в окрестности частот 11.5 и 12.5, одна из которых вызвана суточной скважностью. Заметим, что вторая частота близка по величине к частоте положительных сверхгорбов, наблюдавшихся ранее во время сверхвспышки [1,15], что дает основание полагать ее истинной. Из-за недостаточной статистики нельзя сделать вывод о точной величине периода для каждой из ночей, однако можно говорить о том, что он наилучшим образом

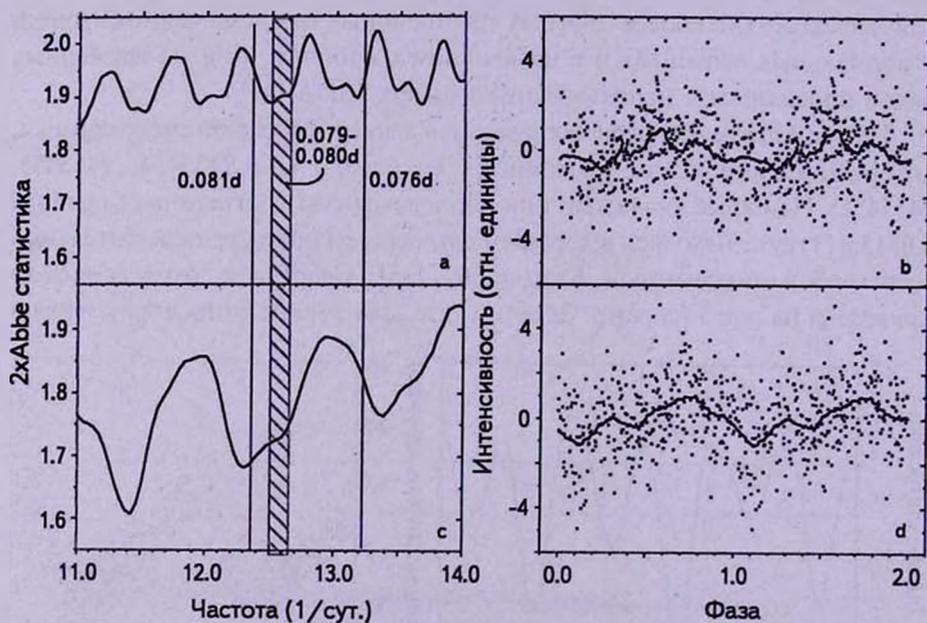


Рис.4. Слева: периодограмма для данных нормальной вспышки JD 2455424-2455426 (a) и нормальной вспышки JD 2455500-2455501 (c). Заштрихованной показана область периодов, наиболее вероятная для обеих вспышек. Вертикальные линии проведены через периоды "положительных" и "отрицательных" сверхгорбов, которые наблюдали Харвей и др. [1]. Свертки данных с периодом 0.08 сут. приведены справа (b, d).

совпадает в интервале 0.079 - 0.081 сут. Этот результат отличен от того, что получили Харвей и др. [1]. По их данным, во время нормальных вспышек колебания блеска происходили с периодом "отрицательных" сверхгорбов.

6. *Неактивное состояние.* Для поиска периодов в неактивном состоянии (вне вспышек), мы выделили 4 участка на общей кривой блеска. 1-й участок охватил ночи JD 2455375, 2455378, 2455379; 2-й - JD 2455418, 2455422, 2455423; 3-й - JD 2455427, 2455428, 2455431; 4-й - JD 2455502, 2455503, 2455504, 2455505. Периодограммы для каждой группы данных приведены на рис.5а - d, сверху вниз в хронологическом порядке. Оказалось, что для всех четырех участков нет единого общего наилучшего периода. Однако для трех из них (b, c, d) такой период есть и он равен 0.0777 сут.

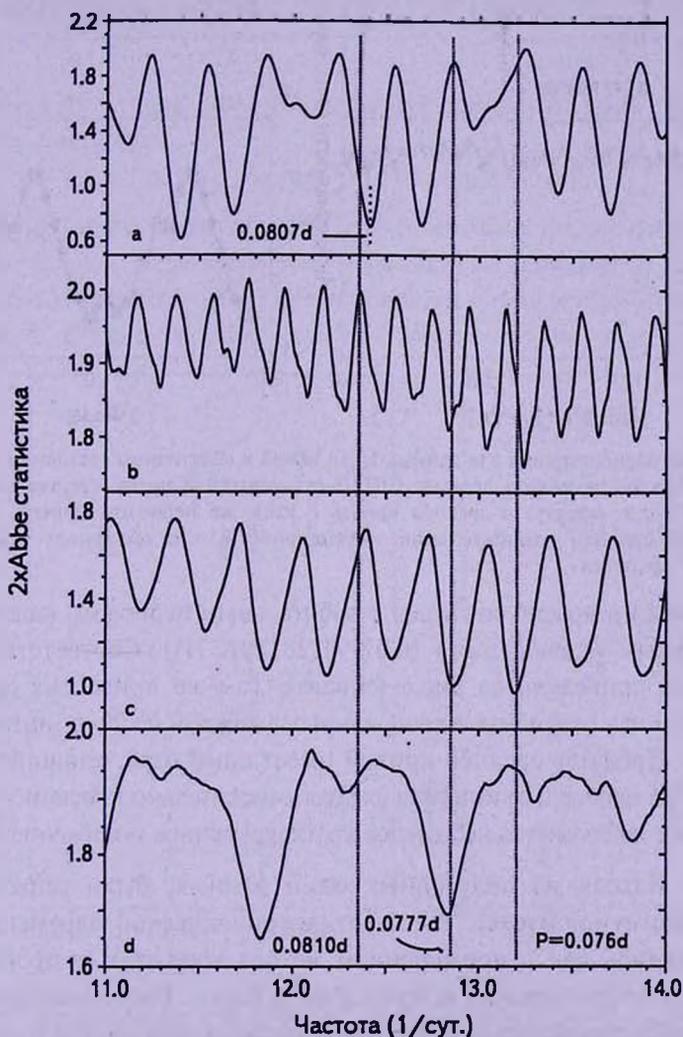


Рис.5. Периодограммы для отдельных фрагментов неактивного состояния V503 Суг

В то же время интервалу (а) соответствует период 0.0807 сут., а на интервале (с), помимо периода 0.0777 сут., периодограмма содержит пик на периоде 0.076 сут., который пропадает после процедуры отбеливания. Данные трех интервалов разделены пятью вспышками и сверхвспышкой, однако фаза периода 0.0777 сут., довольно хорошо держится: на рис.6 (слева) представлена периодограмма для выборки, объединяющей эти три группы данных. Период 0.077760(3) сут. является единственным для данной выборки, никаких других значимых сигналов не остается после его вычитания.

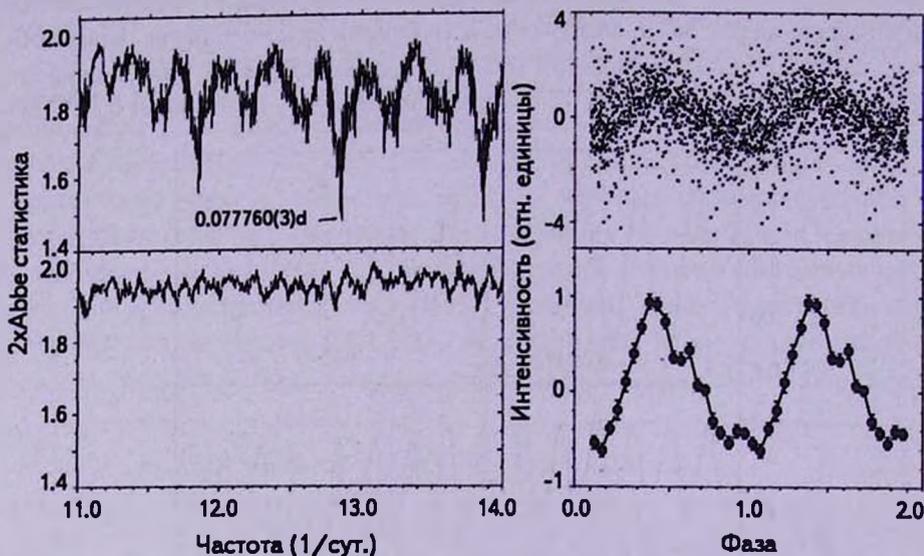


Рис.6. Слева: периодограмма для данных 13-ти ночей в неактивном состоянии (вверху) и этих же данных после вычета периода 0.07776 сут. (внизу). Справа: свертка данных с периодом 0.07776 сут. (вверху) и средняя кривая с этим же периодом (внизу). Данные нормированы к средней относительной интенсивности, что объясняет появление "отрицательных" величин.

Этот период прекрасно совпадает с орбитальным периодом, найденным по спектральным наблюдениям (0.07771(28) сут. [1]). Соответствующая свертка с ним приведена на рис.6 (справа). Там же приведена средняя кривая, полученная путем усреднения данных в каждом из 20-ти интервалов фаз периода. Профиль средней кривой имеет один горб, длящийся чуть более половины периода, за которым следует относительно плоский участок. На самом горбе наблюдается небольшое кратковременное понижение блеска.

7. *O-C*. Исходя из полученных нами данных, были определены моменты максимумов блеска "O" короткопериодической переменности. Они определялись как с применением метода хорд, так и программы Марсаковой и Андропова [20] и приведены в табл.2. Расчетные моменты "C" ("calculated") определялись с помощью соотношения (2), где в качестве "стартовой" величины периода взят орбитальный период из работы Харвея

Таблица 2

ГЕЛИОЦЕНТРИЧЕСКИЕ МОМЕНТЫ МАКСИМУМОВ БЛЕСКА.
JD Hel + 2400000

55375.430	55423.350	55428.410	55482.325	55503.305
55378.420	55423.420	55431.300	55484.290	55503.380
55378.500	55423.500	55452.260	55486.265	55504.310
55379.370	55424.492	55452.330	55500.380	55505.275
55380.360	55426.300	55452.400	55501.190	55505.350
55380.435	55426.390	55454.475	55501.250	55513.175
55418.535	55426.450	55455.340	55501.290	55515.205
55422.300	55426.550	55455.420	55502.210	55515.280
55422.375	55428.270	55457.310	55502.280	55515.350

и др. [1], а начальная эпоха соответствует первому из табл.2 наблюденному моменту максимума.

$$HJD_{\max} = 2455375.435 + 0.07771 \cdot E. \quad (2)$$

На рис.7 представлен ход $O-C$ и соответствующие два фрагмента общей кривой блеска, охватывающие нормальную вспышку с последующим неактивным состоянием. Из рисунка видно, что во время вспышки и после нее ход $O-C$ изменяет свой наклон. Это означает, что на стадии вспышки

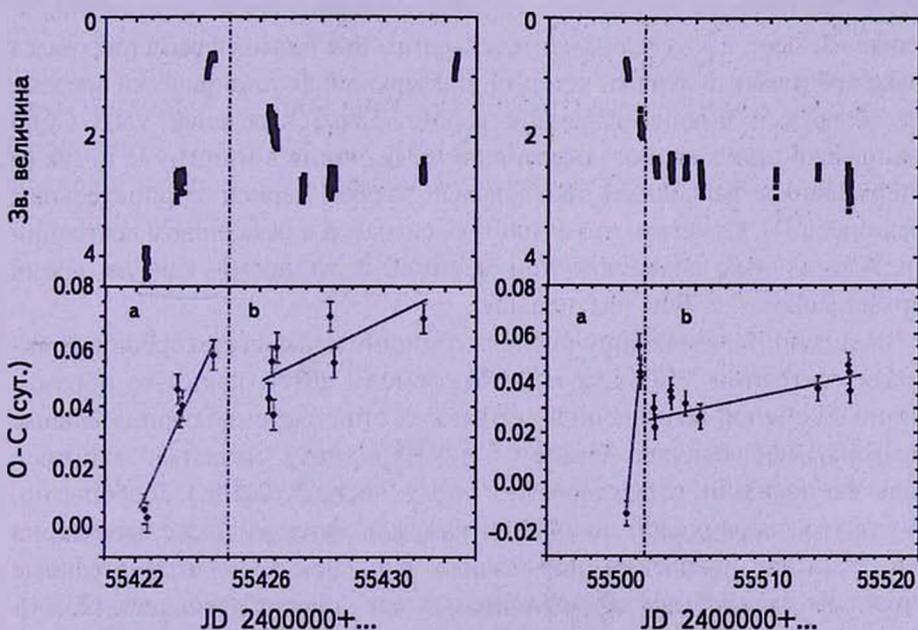


Рис.7. Кривые блеска двух вспышек и соответствующий ход $O-C$, рассчитанный по эфемериде (2). Штрих-пунктирной линией обозначен возможный момент переключения одного периода на другой.

и после нее регистрировались различные периоды. Проведя соответствующие расчеты, мы получили, что для восходящей ветви нормальной вспышки, наблюдавшейся в интервале JD 2455422 - 2455424, колебания блеска происходили с периодом 0.0801(24) сут., а в последующем спокойном состоянии - с периодом 0.07814(42) сут. Во время второй вспышки (JD 2455501 - 2455502) колебания блеска имели период 0.08289 ± 0.0052 сут., а после нее - 0.07781(8) сут. Результат в пределах ошибок находится в согласии с результатом периодограммного анализа. Для первой вспышки смена периодов произошла, вероятно, между JD 2455424 и 2455426, а для второй - сразу после ее окончания, между JD 2455501 и 2455502. Точнее момент смены периодов, из-за скажности в наблюдениях, определить невозможно.

Таким образом, мы впервые зарегистрировали фотометрическую переменность в минимуме, являющуюся орбитальным периодом. Профиль средней кривой блеска орбитального периода, приведенный на рис.6, указывает на то, что орбитальная модуляция блеска вызвана скорее переменным вкладом горячего пятна [2] или горячей линии [21] в общее излучение системы в течение орбитального периода, чем переменным вкладом нагретой стороны вторичного компонента.

8. *Обсуждение.* Совместный периодограммный и *O-C* анализ показал, что в 2010г. в системе V503 Cygni действовало только два периодических процесса. Первый - это колебания блеска с периодом положительных сверхгорбов во время сверхвспышки, некоторое время после ее окончания и, по крайней мере, в двух нормальных вспышках. Вне вспышек регистрировался только орбитальный период, который, подчеркнем, фотометрически впервые был обнаружен именно в данной работе. Такое поведение V503 Cygni кардинально отличается от поведения в 1994г., когда в минимуме (а также в нормальных вспышках) наблюдался только период отрицательных сверхгорбов [1]. Отметим, что амплитуда сигналов в неактивном состоянии и в нормальных вспышках соизмерима, в то время как во время сверхвспышки - в 7-10 раз меньше.

Возможно, исчезновение периода отрицательных сверхгорбов в неактивном состоянии V503 Cyg по наблюдениям 2010г. каким-то образом связано со сменой вспышечной активности этой системы: отрицательные сверхгорбы наблюдались Харвеем и др. [1] в эпоху "нечастых" вспышек и, как мы показали, отсутствовали в эпоху "частых" (2010г.). Любопытно, что у другой карликовой новой MN Dra, для которой также характерна смена частоты появления нормальных вспышек [22], отрицательные сверхгорбы также были обнаружены в эпоху "редких" вспышек [23,24]. Однако детальным наблюдением MN Dra в минимуме во время частых вспышек [25] не было, поэтому неизвестно, существовали тогда отрицательные сверхгорбы или нет. Очевидно, необходимы дальнейшие исследова-

дования таких систем для выявления возможной связи вспышечной активности с возникновением/исчезновением отрицательных сверхгорбов.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность анонимному рецензенту за полезные замечания.

¹ НИИ "Крымская астрофизическая обсерватория", Научный, Украина, e-mail: erpavlenko@gmail.com

² Международный центр астрономических, медицинских и экологических исследований НАНУ, Украина

³ Астрономический институт РАН, Пик Терскол, Россия

PHOTOMETRY OF THE DWARF NOVA V503 Cygni IN 2010. THE ORBITAL AND OTHER PERIODS

E.P.PAVLENKO¹, D.A.SAMSONOV¹, O.I.ANTONYUK¹,
M.V.ANDREEV², A.V.BAKLANOV¹, A.A.SOSNOVSKIJ¹

The photometric investigations of the dwarf nova V503 Cygni have been carried out during 29 nights in the Crimean astrophysical observatory and in the Terskol observatory in 2010. We did not find so-called "negative superhumps" that have been observed earlier in a quiet state and in ordinary (short) outbursts. Instead of this in both ordinary outbursts and superoutburst as well as over some time after the superoutburst's end we have registered the "positive superhumps". During the rest time apart from outbursts we first found the brightness variations with period 0.077760(3) d, that never have been found by a photometric way.

Key words: accretion:accretion disks:dwarf novae:cataclismic variables

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Harvey, D.Skillman, D.J.Patterson, F.Ringwald, Publ. Astron. Soc. Pacif., 107, 551, 1995.
2. B.Warner, Cataclysmic variable stars, Cambridge Astrophysics Series. Cambridge, New York: Cambridge University Press. p.568.
3. S.A.Balbus, J.F.Hawley, Astrophys. J., 376, 214, 1991.
4. Y.Osaki, Publ. Astron. Soc. Pacif., 108, 39, 1996.

5. *R. Whiterhurst*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **232**, 35, 1988.
6. *J.M. Bonnet-Bidaud, C. Motch, M. Mouchet*, *Astron. Astrophys.*, **143**, 313, 1985.
7. *M.A. Wood, C.J. Burke*, *Astrophys. J.*, **661**, 1042, 2007.
8. *P. Barrett, D.O'Donoghue, B. Warner*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **233**, 759, 1988.
9. *M. Montgomery, D. Bisikalo*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **405**, 1397, 2010.
10. *T. Ohhima et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 2012 in press.
11. *T. Kato et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **64**, 21, 2012.
12. *T.C. Хрузина, С.Ю. Шугаров*, Атлас Катаклизмических переменных звезд типа U Geminorum, ред. А.М.Черепашук. М., МГУ, 1991.
13. *R. Ishioka, K. Sekiguchi, H. Maehara*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **59**, 929, 2007.
14. *T. Kato, R. Ishioka, M. Uemura*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **54**, N6, 1029, 2002.
15. *T. Kato et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **61**, S395, 2009.
16. *P. Szkody, S. Howell, M. Mateo, T. Kreidl*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **101**, 899, 1989.
17. *D. Monet et al.*, USNO-A2.0. A Catalog of Astrometric Standards, U.S. Naval Observatory, Washington, DC, 1980.
18. *Ja. Kaluzny, I. Semeniuk*, *Acta Astronomica*, **37**, 349, 1987.
19. *Ja. Pelt*, Frequency Analysis of Astronomical Time Series. Valgus Publ., Tallinn, 1980.
20. *V.I. Marsakova, I.L. Andronov*, *Odessa Astron. Publ.*, **9**, 127, 1996.
21. *D.V. Bisikalo, A.A. Boyarchuk, A.A. Kil'pio et al.*, *Astron. Rep.*, **45**, 611, 2001.
22. *D. Nogami, M. Uemura, R. Ishioka et al.*, *Astron. Astrophys.*, **404**, 1067, 2003.
23. *Е.П. Павленко, И.Б. Волошина, М.В. Андреев и др.*, *Астрон. ж.*, **87**, 8, 2010.
24. *E. Pavlenko et al.*, AIP Conf. Proc. 1273, 17th European White Dwarf Workshop, ed. K. Werner, T. Rauch, Maryland: AIP, **320**, 2010.
25. *S.V. Antipin, E.P. Pavlenko*, *Astron. Astrophys.*, **391**, 565, 2002.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК МАЛОМАССИВНЫХ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ ТУМАННОСТИ ОРИОНА

А.А.АКОПЯН

Поступила 25 июля 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

В данной статье определена функция распределения частоты рентгеновских вспышек молодых, наиболее маломассивных звездных объектов туманности Ориона. Для этого использованы методы, которые ранее были разработаны и применены при определении соответствующей функции для оптических вспышек вспыхивающих звезд. Показано, что для данной выборки функцию распределения частоты рентгеновских вспышек можно представить в виде экспоненциальной функции.

Ключевые слова: *звезды: рентгеновские вспышки: функция распределения частоты*

1. *Введение.* Рентгеновские наблюдения вспыхивающих звезд подтвердили связь и аналогию (в смысле временного поведения последовательности вспышек) между оптическими и рентгеновскими вспышками. Это дало основание применить методы, ранее разработанные для определения функции распределения частоты оптических вспышек вспыхивающих звезд, при статистическом исследовании рентгеновских вспышек.

В работе [1] было приведено краткое описание методов, которые могут быть использованы для определения функции распределения частоты рентгеновских вспышек молодых звездных объектов. Соответствующая функция была определена для выборки из 195 маломассивных молодых звездных объектов облака L1688, входящего в состав комплекса темных облаков ρ Ori. Было показано, что она имеет экспоненциальный вид. В данной работе определена аналогичная функция для маломассивных звезд туманности Ориона.

Ассоциация Ориона известна как одна из наиболее хорошо изученных систем вспыхивающих и эмиссионных звезд. Подавляющее большинство этих звезд обнаружено в результате систематических наблюдений ассоциации Ориона широкоугольными телескопами (напр., [2-4]). Однако обнаружение вспыхивающих звезд в самой туманности Ориона (ONC) по оптическим наблюдениям затруднено из-за сильного поглощения света. Рентгеновские

наблюдения, благодаря большой проникаемости рентгеновских лучей, восполнили этот пробел.

2. Использованные данные. В работе используются данные, полученные рентгеновской обсерваторией Chandra в январе 2003г. (в течение 13 дней) в рамках проекта COUP (Chandra Orion Ultradeep Project) [5], во время 6-ти глубоких последовательных экспозиций с общей продолжительностью 838 кс или 9.7 дня. В туманности Ориона ($17' \times 17'$) было обнаружено 1616 рентгеновских источников (в диапазоне 0.5-9.0 keV), из которых 1408 принадлежат области Ориона [6]. За исключением 10 ОВ-звезд, остальные 1398 являются холодными молодыми объектами [7]. У многих из них обнаружены рентгеновские вспышки. Несомненно, что эти звезды являются также оптически вспыхивающими звездами, однако из-за большого поглощения в туманности они не были обнаружены при систематических наблюдениях вспыхивающих звезд ассоциации Ориона. Можно с большой уверенностью сказать, что обнаруженная группа из 1398 холодных молодых объектов является ядром системы вспыхивающих звезд ассоциации Ориона.

Для обнаружения и исследования рентгеновских вспышек этих звезд составляются разные однородные подвыборки (см. напр., [8-10]), одна из которых [8] использована в данной работе. Согласно [8], подвыборка представляет собой однородную выборку маломассивных ($0.1-0.3 M_{\odot}$), полностью конвективных звезд спектральных классов M0.5-M6.5. Из 250 маломассивных объектов COUP в подвыборку были включены 165, а именно те, у которых зарегистрированы более 100 событий (рентгеновских квантов), при эффективной экспозиции > 700 кс. У этих звезд обнаружена 151 вспышка. Количественные и качественные критерии выделения вспышек можно найти в [8]. Основной из них - резкий подъем блеска на статистически значимый уровень. Распределение числа обнаруженных вспышек приводится во втором столбце табл.1.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ВСПЫШЕК

k , число вспышек	n_k , набл. число звезд	\bar{n}_k , вычисл. число звезд	
		Метод 1	Метод 2
0	71	72	72
1	58	57	56
2	20	25	25
3	11	8	9
4	5	2	3

3. Методы определения функции распределения частот. Частота вспышек является одной из важнейших характеристик вспыхивающих звезд. Прямое определение частоты вспышек отдельных звезд из-за низкой

частоты вспышек требует огромного количества наблюдательного времени. Например, в данном случае это составляет несколько месяцев чистого наблюдательного времени. Поэтому прямое определение частот практически становится невозможным. Однако существуют методы определения функции распределения частот вспышек выборки звезд в целом, разработанные для статистических исследований оптических вспышек [11-13]. Начало этим методам было положено в работе Амбарцумяна [11].

В работе [1] предложено использовать эти методы для определения функции распределения частоты рентгеновских вспышек и приведено их краткое описание. В этих методах базовым является предположение о случайном и независимом характере вспышек. Для оптических вспышек вспыхивающих звезд окрестности Солнца это предположение неоднократно было подтверждено в работах разных авторов. Учитывая характер связи оптических и рентгеновских вспышек, оно позволяет рассматривать последовательность рентгеновских вспышек также, как пуассоновский процесс. В этом случае, вероятность обнаружения у отдельной звезды k вспышек за время наблюдений t определяется выражением:

$$p_k(t) = \frac{(vt)^k e^{-vt}}{k!}. \quad (1)$$

Как и в работе [1], имеющиеся данные позволяют применить два независимых метода определения искомой функции.

Метод 1. Согласно [12], искомая функция плотности распределения средней частоты вспышек равна обратному преобразованию Лапласа функции выживания:

$$\varphi(v) = L^{-1}[F_1(T)], \quad (2)$$

где $F_1(T)$ - функция надежности, или функция выживания. Оценкой максимального правдоподобия функции выживания $F_1(T)$ является оценка Каплана-Мейера:

$$F_1(T) = \prod \left(1 - \frac{k_i}{n_i} \right), \quad (3)$$

где n_i - число объектов, для которых $T' \geq t_i$, k_i - число объектов, у которых в момент условного времени t_i зарегистрированы первые вспышки (t_i - моменты времени, в которых зарегистрированы вспышки, T' - момент первой вспышки данного объекта, если она имела место, если же вспышка не имела место, то T' - общее время наблюдений за этим объектом).

Нетрудно показать, что в случае, если искомая функция плотности распределения частоты вспышек имеет нижнюю границу, отличную от нуля ($v_0 > 0$), то решение имеет вид:

$$\varphi(v - v_0) = L^{-1}[e^{v_0 T} F_1(T)]. \quad (4)$$

Обратное преобразование Лапласа можно выполнить как численным, так и аналитическим способом, предварительно аппроксимируя подоператорное выражение функцией с известным обратным преобразованием Лапласа. В случае $\nu_0 > 0$, удобно аппроксимировать в виде $F_1(T) = e^{-\nu_0 T} f(T)$, где $f(T)$ - функция с известным обратным преобразованием Лапласа.

Метод 2. В этом методе [13] функция распределения частот определяется через собственные статистические моменты распределения, которые сами определяются через соответствующие моменты числа вспышек. Для выборки вспыхивающих объектов с плотностью распределения частоты $\varphi(\nu)$, моменты распределения числа вспышек соответственно равны:

$$\mu k_1 = \int \sum_{k=0}^{\infty} k p_k \varphi(\nu) d\nu, \quad \mu k_j = \int \sum_{k=0}^{\infty} (k - \mu k_1)^j p_k \varphi(\nu) d\nu, \quad j = 2, 3, 4. \quad (5)$$

Соответственно, для статистических моментов функции распределения частот имеем:

$$\begin{aligned} \mu \nu_1 &= \frac{\mu k_1}{t}, \quad \mu \nu_2 = \frac{(\mu k_2 - \mu k_1)}{t^2}, \quad \mu \nu_3 = \frac{(\mu k_3 - 3\mu k_2 + 2\mu k_1)}{t^3}, \\ \mu \nu_4 &= \frac{(\mu k_4 - 6\mu k_3 - 6\mu k_2 \mu k_1 + 11\mu k_2 - 6\mu k_1 + 3\mu k_1^2)}{t^4}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\mu \nu_1 = \int \nu \varphi(\nu) d\nu, \quad \mu \nu_j = \int (\nu - \mu \nu_1)^j \varphi(\nu) d\nu, \quad j = 2, 3, 4. \quad (7)$$

При решении задачи, вместо теоретических моментов распределения числа вспышек используются соответствующие эмпирические. Таким образом, задача сводится к определению функции распределения с помощью известных моментов распределения. Для этого можно использовать метод подгонки кривых семейства распределений Пирсона методом моментов. Плотности распределения семейства Пирсона подчиняются уравнению:

$$\frac{df}{dx} = \frac{(x-a)f}{b_0 + b_1 x + b_2 x^2}. \quad (8)$$

Коэффициенты a и b_i могут быть выражены через первые четыре момента распределения. В зависимости от значений величин D и λ :

$$D = b_0 b_2 - b_1^2, \quad \lambda = \frac{b_1^2}{b_0 b_2}, \quad (9)$$

можно различить 12 типов распределений, среди которых такие известные, как гамма-распределение, бета-распределение, нормальное и т.д. Более детальное описание методов можно найти в работах [12,13].

4. *Определение искомой функции по методу 1.* Метод требует определения моментов первых рентгеновских вспышек у отдельно взятых звезд. Для этого были использованы рентгеновские кривые блеска, приведенные в электронном издании работы [5]. В качестве момента

вспышки был выбран момент пикового значения вспышки, который определяется более уверенно и менее подвержен селективным эффектам.

При определении из общего периода наблюдений были исключены промежутки между последовательными экспозициями, во время которых наблюдения не проводились. Таким образом, в расчет принималось только чисто наблюдательное время, состоящее из склеенных между собой отдельных непрерывных экспозиций ("условное время"). Понятие "условного времени" было введено в рассмотрение и использовано в работе Амбарцумяна [11].

После определения моментов первых вспышек была построена функция, соответствующая функции выживания (верхняя панель рис.1.), которую удалось аппроксимировать функцией:

$$F(T) = \frac{1}{aT+1} e^{-v_0 T}. \quad (10)$$

Значения параметров a , v_0 , а также статистик χ^2 , R^2 (коэффициент детерминации - доля дисперсии, объясняемая рассматриваемой моделью зависимости) приводятся в табл.2. Данные таблицы, а также график остатков (нижняя панель рис.1.) указывают на достаточно хорошую степень аппроксимации.

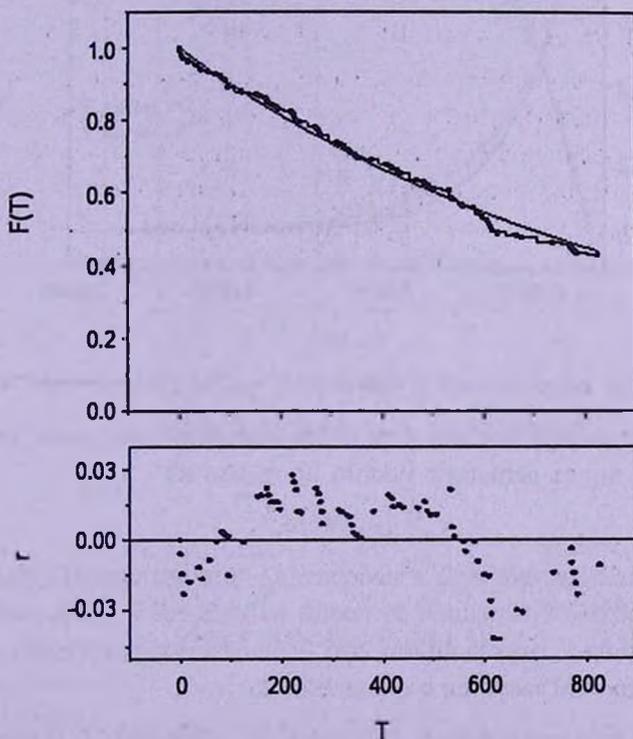


Рис.1. Функция выживания (верхняя панель), график остатков r - разностей между кривой и точками на верхней панели (нижняя панель).

РЕЗУЛЬТАТЫ АППРОКСИМАЦИИ ПО МЕТОДУ 1

Параметры и статистические величины	a	N_0	χ^2	R^2
	$4.00E-4 \pm 1.56E-4$	$6.46E-4 \pm 1.30E-4$	$2.85E-4$	0.98974

Соответственно, с помощью выражений (4,10) для искомой функции распределения получим:

$$\Phi(v) = \int_{v_0}^v \varphi(v) dv = 1 - e^{-(v-v_0)/a}. \quad (11)$$

На рис.2 (заполненные квадраты и линия) приведены функция распределения - $\Phi(v)$ и функция надежности - $[1 - \Phi(v)]$ частот рентгеновских вспышек.

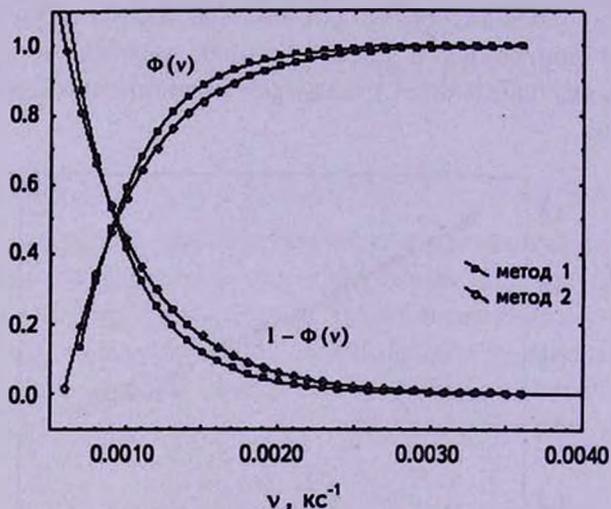


Рис.2. Функции распределения и надежности частот рентгеновских вспышек.

При данном распределении частот рентгеновских вспышек, ожидаемое распределение числа вспышек можно получить из

$$\bar{n}_k = N \int p_k \varphi(v) dv, \quad (12)$$

где N - общее количество звезд в выборке, p_k - вероятность (1) обнаружения у отдельной звезды k вспышек за время наблюдений t . Оно приводится в 3-м столбце табл.1, откуда видно, что наблюдаемое распределение числа вспышек хорошо согласуется с ожидаемым.

5. Определение искомой функции по методу 2. В этом методе тип распределения определяется через величины D, λ (9). Согласно исполь-

зованным данным, обе величины оказались близкими к нулю, что указывает на экспоненциальный тип распределения. Соответственно, плотность функции распределения частот рентгеновских вспышек имеет вид:

$$\varphi(\nu) = \frac{1}{a} e^{-(\nu-\nu_0)/a},$$

со следующими значениями параметров распределения $a = 0.000499 \text{ кс}^{-1}$, $\nu_0 = 0.000593 \text{ кс}^{-1}$. Естественно, соответствующая кумулятивная функция распределения имеет вид (11), с несколько различающимися параметрами. На рис.2 кружками и линией приведены функции распределения и надежности частот рентгеновских вспышек, полученные вторым методом. Как видно, полученные разными методами функции не сильно отличаются, однако в данном случае второй метод дает несколько лучшее соответствие наблюдаемого распределения числа вспышек с ожидаемым распределением (рис.3).

Очевидно, что за T часов наблюдений можно получить более значимую информацию о рентгеновских вспышках тех звезд, для которых средний промежуток между вспышками меньше T . В табл.3 приводятся ожидаемые



Рис.3. Распределения числа вспышек.

Таблица 3

ОЖИДАЕМОЕ КОЛИЧЕСТВО ЗВЕЗД

Частота ν , кс^{-1}	Средний промежуток между вспышками, час	Число звезд с частотой $\nu' \geq \nu$
0.003	93	1
0.0025	111	4
0.002	139	10
0.0015	185	27

количества звезд с частотой больше $1/T$.

Зависимость рентгеновская светимость-частота вспышек. Знание функции распределения частоты вспышек дает возможность установить зависимость вспышечной активности звезды (частота вспышек) от ее других характеристик. Прямое построение таких зависимостей невозможно из-за незнания частоты вспышек у отдельных звезд.

В этих случаях, обычно выделяются группы звезд с примерно одинаковыми значениями данной характеристики и для данных групп вычисляются средние значения частоты вспышек. Очевидно, что из-за случайного характера процесса, а также наличия возможных селективных эффектов и корреляций, этот способ имеет определенные недостатки и серьезно затрудняет правильную интерпретацию полученных зависимостей. Наличие альтернативного способа может значительно улучшить ситуацию.

Хорошо известно (напр., [14]), что если между величинами x , y существует взаимно однозначная и возрастающая зависимость $y=y(x)$, то для функций распределений этих величин имеют место:

$$\begin{aligned} \Psi_x(x) &= \Psi_y[y(x)], & x_p &= x(y_p), \\ \Psi_y(y) &= \Psi_x[x(y)], & y_p &= y(x_p), \end{aligned} \quad (13)$$

где p - квантиль распределения.

Соотношения (13) позволяют установить зависимость $y=y(x)$, если известны соответствующие функции распределения. Если аналитические виды функций или одной из функций неизвестны, то зависимость легко можно установить графическим способом.

В настоящее время широко принята точка зрения, что характеристический уровень рентгеновского излучения у холодных маломассивных звезд форми-

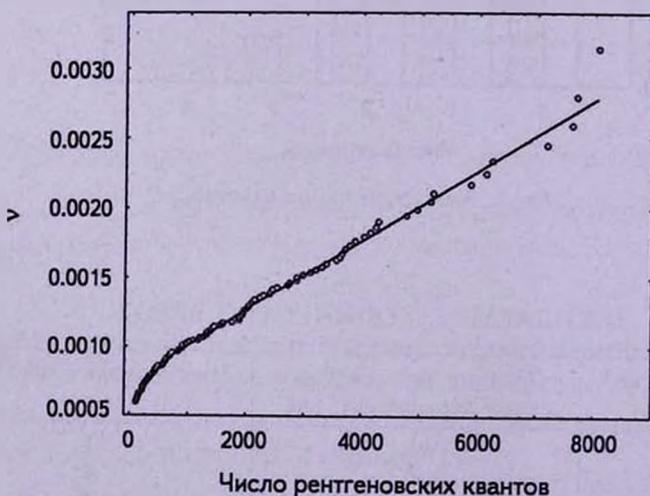


Рис.4. Зависимость частоты вспышек от рентгеновского потока.

руется в результате множества мелких, отдельно не выделяющихся вспышек. Естественно предполагать, что чем больше рентгеновская светимость, тем больше частота вспышек. Это подтверждается также модельными расчетами и наблюдательными данными [8].

Используя данные о потоках рентгеновского излучения приведенные в электронном издании работы [5], можно построить функцию распределения рентгеновских светимостей исследованных звезд, и используя соотношения (13), получить зависимость частоты вспышек от рентгеновской светимости (рис.4). На самом деле на оси абсцисс на рис.4 приведены числа зарегистрированных рентгеновских квантов за все время наблюдений. Полученная зависимость находится в хорошем согласии с аналогичной зависимостью, приведенной в работе [8].

Зависимость частоты рентгеновских вспышек от частоты оптических вспышек. Соотношения (13) дают возможность построить зависимость частоты рентгеновских вспышек от частоты оптических вспышек. При этом необходимо предположить, что оптически вспыхивающие звезды ассоциации Ориона и рентгеновски вспыхивающие звезды туманности Ориона представляют собой две одинаковые в статистическом смысле подвыборки генеральной выборки вспыхивающих звезд. Сделаем также естественное предположение о том, что между этими частотами существует взаимно однозначная и возрастающая зависимость.

Функция распределения частоты оптических вспышек вспыхивающих звезд ассоциации Ориона была определена в работах [13,15]. В работе [15] был применен метод Амбарцумяна [11], а в работе [13] - второй метод данной статьи. Используя функцию, полученную в [13], с помощью соотношений (13) была построена зависимость частоты рентгеновских вспышек

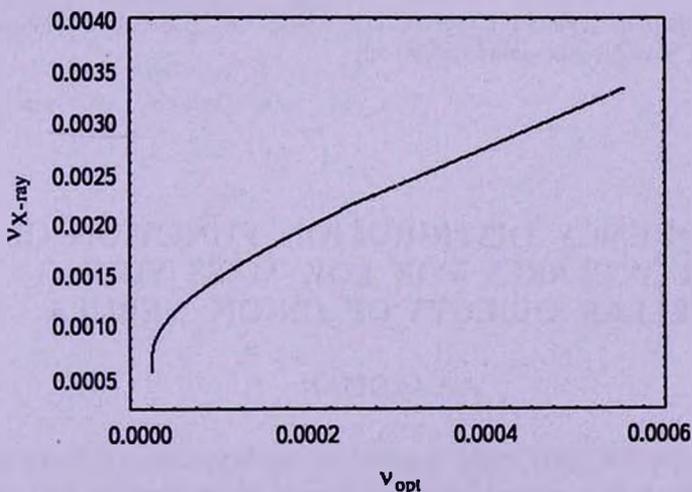


Рис.5. Зависимость частоты рентгеновских вспышек от частоты оптических вспышек.

от частоты оптических вспышек (рис.5). Из рис.5 следует, что на одну вспышку, которую можно обнаружить фотографическим способом, с помощью широкоугольных телескопов в диапазонах U , B , V приходится на порядок больше рентгеновских вспышек, которые можно обнаружить телескопом *Chandra*, описанным в [8] методом. При этом, с увеличением частоты вспышек наблюдается некоторое уменьшение этой величины.

6. *Заключение.* В данной статье определена функция распределения частоты рентгеновских вспышек молодых, наиболее маломассивных звездных объектов туманности Ориона. Для этого применены методы, которые ранее были разработаны и применены при определении соответствующей функции для оптических вспышек вспыхивающих звезд. Для рентгеновских вспышек функция распределения частоты ранее была определена только для выборки из 195 маломассивных молодых звездных объектов облака L1688, входящего в состав комплекса темных облаков ρ Ori. В работе используются высококачественные данные, полученные рентгеновской обсерваторией *Chandra* в рамках проекта COUP, во время 6-ти глубоких последовательных экспозиций с общей продолжительностью 9.7 дня. Исследована выборка маломассивных ($0.1-0.3 M_{\odot}$), полностью конвективных звезд спектральных классов M0.5-M6.5, состоящая из 165 сравнительно ярких в рентгеновском диапазоне объектов. Показано, что для данной выборки функцию распределения частоты рентгеновских вспышек можно представить в виде

$$\Phi(\nu) = 1 - e^{-(\nu-\nu_0)/a}$$

с параметрами $a = 0.0004 + 0.000499 \text{ кс}^{-1}$, $\nu_0 = 0.000645 + 0.000593 \text{ кс}^{-1}$.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: aakopian@bao.sci.am

FREQUENCY DISTRIBUTION FUNCTION OF X-RAY FLARES FOR LOW-MASS YOUNG STELLAR OBJECTS OF ORION NEBULA

А.А.АКОПЯН

In this article the distribution function of the frequency of X-ray flares of young low-mass stellar objects of Orion Nebula is determined. For this, the methods that have been developed and applied in determining the appropriate

function for the optical flares of flare stars are used. It is shown that distribution function of the frequency of X-ray flares can be represented as an exponential function.

Key words: *X-ray flares: distribution function of frequency*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Акопян, *Астрофизика*, 55, 95, 2012.
2. G.Haro, E.Chavira, *Bol. Obs. Tonantzintla Tacubaya*, 5, 59, 1969.
3. E.S.Parsamian, E.Chavira, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 3, 69, 1982.
4. S.D.Wiramihardja, T.Kogure, S.Yoshida et al., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 41, 155, 1989.
5. K.V.Getman, E.Flaccomio, P.S.Broos et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 160, 319, 2005.
6. K.V.Getman, E.D.Feigelson, N.Grosso et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 160, 353, 2005.
7. E.D.Feigelson, K.V.Getman, L.Townsley et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 160, 379, 2005.
8. M.Caramazza, E.Flaccomio, G.Micela et al., *Astron. Astrophys.*, 471, 645, 2007.
9. K.V.Getman, E.D.Feigelson, P.S.Broos et al., *Astrophys. J.*, 688, 418, 2008.
10. S.J.Wolk, F.R.Harnden, E.Flaccomio et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 160, 423, 2005.
11. В.А.Амбарцумян, *Астрофизика*, 14, 367, 1978.
12. А.А.Акопян, *Астрофизика*, 39, 561, 1996.
13. А.А.Акопян, *Астрофизика*, 46, 75, 2003.
14. R.J.Trumpler, H.F.Weaver, "Statistical Astronomy", Univ. of California Press, Berkeley, Los Angeles, 1953, p.644.
15. Э.С.Парсамян, *Астрофизика*, 16, 677, 1980.

ВЛИЯНИЕ ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ НА
ПЕРЕМЕННОСТЬ ЗВЕЗДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е. В. РУБАН, А. А. АРХАРОВ

Поступила 21 июня 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

Исследовано влияние горячих юпитеров на переменность излучения 14 ярких звезд, имеющих планеты и представленных в Пулковском спектрофотометрическом каталоге (ПСК) и фотометрическом каталоге Hipparcos. Спектральный диапазон исследования: 320 + 1080 нм. Фотометрические величины: *U*, *V*. По результатам фотометрических наблюдений обнаружена микропеременность звезды τ Boo в полосах *U* и *V* с амплитудами $\sim 0^m.018$ и $\sim 0^m.020$ и периодами $\sim 3.4d$ и $\sim 3.2d$, соответственно. Исходя из совпадения периодов переменности с периодом обращения планеты τ Boo b вокруг звезды, было сделано предположение, что микропеременность связана с обращением планеты. Обнаружена также микропеременность звезды 51 Peg в полосе *V* с амплитудой $0^m.023$, практически совпадающей с величиной падения блеска при прохождении планеты по диску звезды, но с периодом 11.6d, в 3 раза превышающем период обращения планеты, 4.2d. По-видимому, планета 51 Peg b проходит по диску звезды в каждом третьем обороте по орбите. Это может свидетельствовать о наличии в системе звезда-планета дополнительного тела (другой планеты?), возмущающего планетную орбиту. По результатам спектрофотометрических наблюдений влияния даже самых горячих юпитеров обнаружено не было.

Ключевые слова: *звезды с планетами, микропеременность*

1. *Введение.* В связи с обнаружением планет у многократно наблюдаемых звезд, появилась возможность исследовать их влияние на результаты спектрофотометрических и фотометрических наблюдений. Влияние планеты может проявиться либо в наложении излучения планеты на излучение звезды, либо в частичном затмении звезды при прохождении планеты по звездному диску. Это влияние будет обнаруживаться в нетепловом распределении энергии в спектре суммарного излучения звезды и планеты и в микропеременности суммарного излучения, связанной с разным вкладом планеты в зависимости от ее положения на орбите. При больших (несколько лет) периодах обращения планеты для выявления этих эффектов нужны многолетние и однородные ряды наблюдений. При коротких периодах (несколько дней) микропеременность может быть выявлена по рядам фотометрических наблюдений или обнаружена по увеличению разброса результатов спектрофотометрических наблюдений за интервал времени, сравнимый с периодом обращения планеты.

Задача поиска влияния планет сложна тем, что при малых относительных размерах планет производимые ими эффекты очень малы. Кроме того, они зависят не только от размеров планет, но и от их температуры и

расстояний до своих звезд и Солнца. Чтобы иметь возможность выбора планет с наиболее благоприятными условиями для поиска создаваемых ими эффектов, мы использовали обширные и однородные наблюдательные материалы, которые представлены в Пулковской базе спектрофотометрических данных (ПБСД), послужившей основой для создания Пулковского спектрофотометрического каталога (ПСК [1,2]), и в каталоге Hipparcos [3]. Спектральный диапазон исследования: 320 + 1080 нм. Фотометрические величины: B , V .

При выборе звезд за основу был взят список звезд, имеющийся в ПБСД. Из него были отобраны звезды с планетами. Влияние горячих гигантских планет на спектры материнских звезд было рассмотрено в первую очередь. Очевидно, что, если оно незначимо, то незначимо и влияние более холодных и малых планет. Для звезд, имеющих планеты с короткими периодами обращения, была исследована возможная периодичность микропеременности их блеска из-за неоднократного прохождения планеты по диску звезды.

2. *Список звезд и планет.* Из всего списка звезд (693 звезды) ПБСД лишь у 14 звезд оказались планеты. Список этих звезд приведен в

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКА ЗВЕЗД

n	HD	$BS = HR$	Название	V mag	Sp	r , пк	M / M_{\odot}	R_s / R_{\odot}	T_{eff} K	$k (N_i)$
1	12929	617	α Ari	2.01	K2III	20.2	1.5	17.7	4650°	2(7),10(10)
2	22049	1084	ϵ Eri+	3.72	K2V	3.2	0.84°	0.735°	5122°	1(4)
3	28305	1409	ϵ Tau	3.53	K0III	45	2.7	12.3	4900	1(3)
4	39060	2020	β Pic+	3.85	A6V	19.3	1.75°	1.53°	8073°	1(4)
5	62509	2990	β Gem	1.16	K0III	10.34	2	11.0	4670	6(5),9(1) 11(28),12(10) 13(41),16(3) 17(8)
6	89484	4057	γ l Leo	2.01	K0III	38.5	1.2	42.6	4600°	4(6),13(4) 14(7),15(1)
7	120136	5185	τ Boo	4.50	F7V	15.6	1.34	1.42	6390	7(6),17(4)
8	136726	5714	11 UMi	5.02	K4III	119.5	1.8	45	4100°	7(6),17(4)
9	137759	5744	ι Dra	3.29	K0III	31.5	1.8	11.99	4500	5(8),16(5) 17(2),19(1)
10	163917	6698	ν Oph	3.32	K0III	46.8	2.7	10.0°	4800	1(5)
11	170693	6945	42 Dra	4.82	K1III	97.3	0.98	36	4450°	9(6),20(4)
12	216956	8728	α PsA+	1.17	A3V	7.7	2.00°	1.832°	8751°	1(230),4(17) 5(23),7(3) 9(7),16(10) 17(11),19(14)
13	217014	8729	51 Peg	5.45	G2IV	14.7	1.05	1.02	5790	2(3)
14	222404	8974	γ Cep	3.21	K1IV	13.79	1.59	5.0	4890	4(5),5(1),11(5)

Примечание:

* - звезда находится в газопылевом диске.

• - данные [6].

~ - данные [7].

табл.1. Содержание столбцов: p - номер по порядку; HD - номер звезды по каталогу HD ; $BS \equiv HR$ - номер по каталогу ярких звезд [4]; Название; V - величина, mag; Sp - спектральный класс; r_p - расстояние в парсеках, пк; M/M_{\odot} - масса в единицах солнечных масс; R_p/R_{\odot} - радиус в единицах солнечного радиуса; $T_{\text{эф}}$ - эффективная температура в градусах Кельвинах, К. Данные, помеченные "*", взяты из каталога [5], "***" - из [6], остальные - из [1,2,7,8]. (О содержании последнего столбца см. ниже).

Как известно [1,2], в ПБСД хранится материал многолетних спектrophотометрических наблюдений в виде сезонных каталогов. Номера сезонных каталогов, k , согласно [9], для звезд табл.1 приведены в табл.2. В ней же даны годы наблюдений в каждом сезоне ("b" и "e" - первая и вторая

Таблица 2

НОМЕРА СЕЗОНОВ, ГОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ДИАПАЗОНЫ

k	Годы	$\lambda\lambda$, нм	k	Годы	$\lambda\lambda$, нм
1	1971-1973	325-737.5	12	1985	510-1080
2	1974-1977	"	13	1986	"
4	1985-1986	"	14	1986-1987	480-1102.5
5	1987	"	15	1987b	487.5-1107.5
6	1988	"	16	1987e	510-1080
7	1989b	"	17	1988	"
9	1990-1991	"	19	1989	"
10	1983	510-1080	20	1990	485-1105
11	1984	"	22	1971-1991	325-1080

половины года, соответственно) и спектральный диапазон, $\lambda\lambda$, в нм. Номером $k = 22$ обозначен сводный каталог, в котором представлены средневзвешенные результаты нескольких сезонов. Сезоны, k , в которых наблюдалась каждая конкретная звезда, приведены в последнем столбце табл.1, в скобках дано количество наблюдений звезды за сезон, N_k .

Длительность сезона определялась неизменностью места наблюдений, телескопа, спектрального диапазона и регистрирующей аппаратуры. Занесение данных в сезонный каталог, k , происходило следующим образом. Результаты наблюдений, полученные во всех длинах волн, λ , спектрального диапазона с шагом 2.5 нм, освобождались от влияния земной атмосферы и после учета спектральной чувствительности инструмента представлялись в виде абсолютизированных квазимонохроматических освещенностей от звезды на внешней границе земной атмосферы, $E(\lambda)$ в эрг \cdot см $^{-2}$ с $^{-1}$ см $^{-1}$. В течение сезона

звезда, как правило, наблюдалась несколько раз в разные ночи вблизи кульминации. Выраженные в звездных величинах, $m(\lambda) = -2.5 \log E(\lambda)$, результаты усреднялись по числу наблюдений звезды за сезон. Усредненные величины, $m_k(\lambda)$, а также их среднеквадратичные (стандартные) ошибки, $S_k(\lambda)$, заносились в текущий (сезонный) каталог k в ПБСД.

В табл.3 приведен список планет рассматриваемых звезд. В ней для каждой звезды даны: номер по порядку, n ; номер звезды, $BS \equiv HR$; название планеты; произведение массы планеты на синус угла, i , между лучом зрения и осью планетной орбиты, $M \sin i$, в единицах массы Юпитера, M_j ; период обращения планеты вокруг общего со звездой центра масс, p , в сутках, d ; большая полуось орбиты, a , в астрономических единицах, AU ; эксцентриситет,

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКА ПЛАНЕТ

n	$BS = HR$	Планета	$M \sin i / M_j$	p / d	a / AU	e	T / K	T_{pl} / K	$\lambda_{max} / \text{mkm}$ $r = b$	Год
1	617	α Aгi b	1.8	380.8	1.2	0.25	1060	1070	2.70	2011
2	1084	ϵ Eгi b+	1.55	2502	3.39	0.702	160	190	15.04	2000 2010
3	1409	ϵ Tau b	7.6	594.9	1.93	0.151	890	900	3.24	2007
4	2020	β Pic b+	8	7300	9.55	<0.2	220	220	13.02	2008 2011
5	2990	HD 62509 b	2.9	589.6	1.69	0.02	730	730	3.98	2006
6	4057	γ l Leo b	8.78	428.5	1.19	0.144	1520	1530	1.90	2009 2011
7	5185	τ Boo b	3.9	3.314	0.046	0.018	2340	2340	1.24	1996 2009
8	5714	11 UMi b	10.5	516.2	1.54	0.08	1170	1170	2.47	2009
9	5744	HIP 75458 b	8.82	510.7	1.275	0.713	970	1160	2.50	2002 2011
10	6698	ν Oph b	22.3	536	1.8	0.13	770	775	3.74	2004 2011
		ν Oph c	24.5	3169	5.88	0.18	430	430	6.74	2010 2011
11	6945	42 Dra b	3.88	479.1	1.19	0.38	1230	1280	2.26	2009
12	8728	Fomalhaut b+	<3	320000	115	0.11	75	76	38.38	2008 2011
13	8729	51 Peg b	0.468	4.231	0.052	0	1950	1950	1.48	1995 2010
14	8974	γ Cep b	1.85	903.3	2.05	0.049	520	520	5.62	2003 2011

Примечание: + - звезда находится в газопылевом диске.

е. В последнем столбце приведены год обнаружения планеты (первое число) и год его подтверждения (второе число). Все перечисленные данные взяты из [7], температуры планеты, T_{pl} , T'_{pl} , и длина волны максимума излучения, λ_{max} , определены в настоящей работе (см. ниже).

Как известно, излучение планеты имеет две составляющих: отраженное излучение и тепловое. Первая составляющая зависит от альbedo планеты, вторая - от температуры. Принятый на Земле световой сигнал в обоих случаях зависит от размера планеты и ее расстояний от материнской звезды и Земли. Очевидно, что при малых размерах планеты и больших расстояниях световой сигнал очень мал. Мы провели оценку отраженного излучения для 3-х больших планет из табл.3: самого близкого к Солнцу гиганта ϵ Eri b ($r_s = 3.2$ пк), а также для двух самых близких к своим звездам юпитеров τ Boo b ($a = 0.046$) и 51 Peg b ($a = 0.052$).

Если звезда излучает как абсолютно черное тело с температурой T_{eff} , то освещенность планеты от звезды в длине волны λ , $E_{spl\lambda}(T_{eff})$, можно выразить через функцию Планка $B_\lambda(T_{eff})$:

$$E_{spl\lambda}(T_{eff}) = (R_s/r_{pl})^2 \pi B_\lambda(T_{eff}), \quad (1)$$

где $R_s = 6.96 \cdot 10^{10} R_\odot$ см, а r_{pl} - расстояние от звезды до планеты. В качестве r_{pl} мы будем принимать большую полуось ее орбиты: $r_{pl} \approx a \cdot 1.496 \cdot 10^{13}$ см. Строго говоря, большая полуось есть расстояние планеты не до звезды, а до центра масс в апоастре, но из-за малой относительной массы планеты центр масс практически совпадает со звездой.

Долю отраженного планетой света мы оценили, принимая нормальное падение звездного излучения и используя альbedo Юпитера, $A \approx 0.7$. Освещенность на Земле, $E_{pl\lambda}$, от отраженного излучения планеты выразится как

$$E_{pl\lambda} = 0.7 E_{spl\lambda}(T_{eff}) (R_{pl}/r_s)^2, \quad (2)$$

где R_{pl} - радиус планеты, а в качестве расстояния от планеты до Земли использовали r_s - расстояние от звезды до Солнца (расстояние планеты от звезды и расстояние Земли от Солнца в данном случае пренебрежимо малы, и ими можно пренебречь). Радиус планеты, R_{pl} , можно оценить из отношения масс планеты и Юпитера, предполагая равенство их плотностей. Тогда отношение масс, приведенное в столбце 4 табл.3, будет равно отношению $(R_{pl}/R_J)^3$, где R_J - радиус Юпитера. Из этого отношения находится R_{pl} :

$$R_{pl} = R_J \cdot \sqrt[3]{M \sin i / M_J}. \quad (3)$$

Оценив все основные параметры, легко оценить отношение освещенностей от планеты и звезды на Земле, $E_{pl}/E_s(T_{eff})$. Отношение одинаково для всех длин волн. Для трех отобранных выше планет оно равно: $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ (τ Boo b), $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ (51 Peg b) и $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ (ϵ Eri b). Как видно, освещенности

даже от самых близких юпитеров из табл.3 пренебрежимо малы.

Заметим, что для планеты ϵ Eri b, которая движется по орбите с большим эксцентриситетом, освещенность от звезды в периастре будет почти в 2 раза больше. Доля отраженного излучения возрастет во столько же раз (см. формулу (2)), но освещенность на Земле останется по-прежнему очень слабой, чтобы ее можно было заметить на фоне звездного излучения.

Заметим также, что радиус, определенный по формуле (3), может быть, в зависимости от угла наклона орбиты, меньше истинного радиуса планеты, так как $M \sin i \leq M$. При углах наклона, меньших 5° , масса планеты, M , становится более чем в 10 раз больше $M \sin i$, а освещенность от планеты увеличивается, соответственно, более чем в 4 раза. Но для рассматриваемых планет освещенность и в этих случаях остается слишком слабой. Можно оценить, что для больших ($\sim 30 M_J$) планет, находящихся на расстояниях ≤ 0.01 а.е. от своих звезд, расположенных близко (~ 1 пк) к Солнцу, отношение освещенностей может быть ≥ 0.01 . Такой сигнал уже можно выявить статистически по широко представленным результатам фотометрических и спектрофотометрических наблюдений.

Рассмотрим теперь вторую составляющую излучения планеты - тепловую. Тепловое излучение планеты характеризуется температурой T_{pl} . Ее максимальное значение можно оценить исходя из предположения, что планета, лишенная атмосферы, поглощает все падающее звездное излучение (при его нормальном падении) с эффективной температурой T_{eff} , нагревается и переизлучает его по формуле Планка с температурой T_{pl} . Температура T_{pl} вычисляется по известной формуле: $T_{pl} = T_{eff} \sqrt{R_s / r_{pl}}$. Ниже мы исследуем результаты спектрофотометрических наблюдений материнских звезд горячих планет с целью поиска эффекта присутствия планеты.

Температура планеты во время ее движения по эллиптической орбите меняется. Максимальную температуру, T_{pl}^* , планета имеет в самой близкой к звезде точке орбиты. Чтобы оценить ее, мы предположили, что эта точка находится на расстоянии, равном малой полуоси, $b = a \sqrt{1 - e^2}$. Вычисленная в ней температура, T_{pl}^* , приведена в табл.3. Из всех планет, помещенных в таблицу, наибольшее различие температур ($\Delta T_{pl} \approx 200$ K) в выбранных точках орбиты наблюдается у горячей планеты HIP 75458 b ($n=9$, табл.3), обращающейся по орбите с наибольшим эксцентриситетом ($e=0.713$). При большом изменении температуры при движении планеты по орбите суммарное излучение планеты и звезды будет меняться, что может сказаться на разбросе результатов спектрофотометрических наблюдений. Ниже мы проверим это для данной звезды (см. раздел 4б).

Различие температур в разных точках орбиты зависит не только от эксцентриситета, но и от общей удаленности планеты от звезды. Так, у более удаленной, а значит и более холодной планеты ϵ Eri b ($n=2$, табл.3),

орбита которой имеет примерно такой же эксцентриситет ($e=0.702$), что и планета HIP 75458 b, различие температур составляет всего 30 К. Такое различие температур обнаружить по результатам спектрофотометрических наблюдений очень трудно.

Значительную роль в поиске светового сигнала от планеты играет спектральный диапазон излучения планеты. Его можно оценить по длине волны максимального излучения, λ_{max} , которая связана с температурой T законом смещения Вина: $\lambda_{max} = 0.290/T$ см. Поскольку для диапазона наших исследований наиболее существенны короткие волны, то в табл.3 приведены длины волн максимального излучения, λ_{max} , полученные для большей температуры, $T = T'_{pl}$. Отличия λ_{max} от λ'_{max} незначительные: максимальные смещения длины волны составляют ~ 2.8 мкм ($n=2$) и 0.5 мкм ($n=9$). В остальных случаях смещения длины волны при движении планеты по орбите не превышают 0.1 мкм. В спектре планеты ϵ Eri b ($n=2$, табл.3) длина волны максимума излучения, λ'_{max} (15.04 мкм), находится далеко в инфракрасной области. В спектре HIP 75458 b ($n=9$, табл.3) она ($\lambda'_{max} = 2.5$ мкм) ближе к исследуемому диапазону. Результаты спектрофотометрических наблюдений родительской звезды, ι Dra (BS 5744), этой планеты мы также рассмотрим ниже (см. раздел 4б).

Кроме переменности при движении по орбите, излучение горячей планеты, накладываясь на излучение звезды, может исказить распределение энергии в ее спектре. Самые горячие ($T_{pl} \approx 2000$ К) и самые близкие к своим звездам ($a \approx 0.05$ а.е.) юпитеры из табл.3 обращаются вокруг звезд BS 5185 (τ Boo, $n=7$, табл.1) и BS 8729 (51 Peg, $n=13$, табл.1). Звезды похожи на Солнце по массам ($M \sin i/M_{\odot} \approx 1.1 + 1.3$), размерам ($R/R_{\odot} \approx 1.3$) и температурам (~ 6000 К), см. табл.1. Однако их планеты в 10 раз ближе к звездам, чем Меркурий к Солнцу, в 3 раза горячее и в тысячи и десятки тысяч раз массивнее ближайшей к Солнцу планеты. Длины волн максимального излучения этих планет (см. табл.3) близки к рассматриваемому диапазону спектра. Ниже (см. разделы 4а, 4в) мы рассмотрим, влияет ли их излучение на спектры материнских звезд.

Поскольку обе горячие планеты имеют самые короткие орбитальные периоды, то мы попытаемся найти для родительских звезд этих планет периодические изменения блеска, связанные с быстрым обращением вокруг них планет (см. раздел 3).

3. Звезды с короткопериодическими юпитерами. Самые близкие юпитеры в табл.3 имеют следующие периоды обращения по орбите: $\sim 3d$ (τ Boo b) и $\sim 4d$ (51 Peg b) (см. табл.3). Чтобы выявить эти периоды по результатам фотометрических наблюдений Vt и Bt [3], нами были построены спектры мощности для обеих материнских звезд.

Для звезды τ Boo (BS 5185) спектры мощности и фазовые кривые

приведены на рис.1. На рис.1а и 1с показаны спектры мощности, $10^5 PW$, вычисленные для рядов Vt (а) и Bt (с). По осям абсцисс отложены частоты, ν , обратные периоду (в сутках, d). Максимальные по высоте пики, отмеченные на рисунках штриховыми линиями, соответствуют периодам $p \approx 3.36 d$ (Vt) и $p \approx 3.21 d$ (Bt) и превышают уровень шума в 4.56 раз на рис.1а и в 3.21 раза на рис.1с.

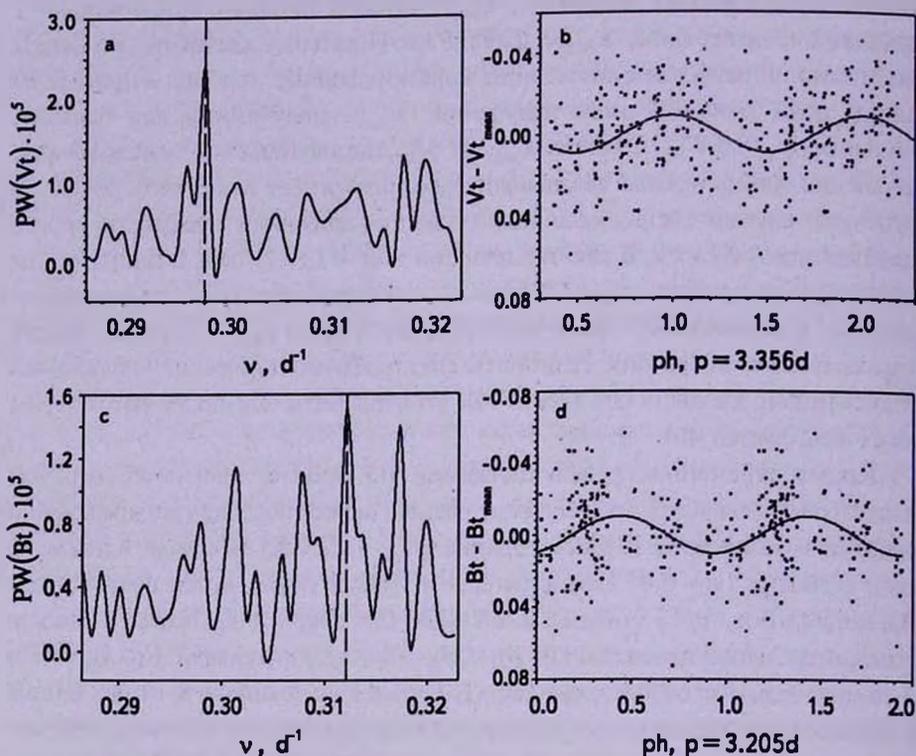


Рис.1. Спектры мощности для звезды τ Boo: $PW(Vt) \cdot 10^5$ (а), $PW(Bt) \cdot 10^5$ (б), ν - частота в d^{-1} и фазовые кривые: $Vt - Vt_{mean}$ (с), $Bt - Bt_{mean}$ (д), ph - фаза, p - период.

После свертки с найденными периодами всех результатов наблюдений (количество наблюдений - 168) по фазам в один цикл, построены фазовые кривые на рис.1б и 1д (для наглядности циклы повторены дважды). По осям абсцисс отложены значения фаз, ph , а по осям ординат - разности $Vt - Vt_{mean}$ и $Bt - Bt_{mean}$, где Vt_{mean} и Bt_{mean} - средние величины в рядах наблюдений Vt и Bt . Через точки построения проведены кривые приближенной регрессии (синусоиды). Амплитуды переменности: $\sim 0^m.018$ в полосе Vt , $\sim 0^m.020$ в полосе Bt . (Заметим, что аппроксимация синусоидой применена нами только для определения амплитуды переменности, равной удвоенной амплитуде синусоиды; для описания формы кривой эта аппроксимация является довольно грубой.) Для оценки силы связи между наблюдаемыми величинами и фазами

вычислены дисперсии величин от регрессионных кривых и определены корреляционные отношения θ (см. [10,11]). (Используемые здесь и далее статистические величины, формулы и таблицы квантилей взяты из книги Пустыльника [11].) Корреляционные отношения, θ , равны 0.505 для Vt и 0.402 для Bt . Полученные значения значимы с доверительной вероятностью $> 99.9\%$ [11].

Используя данные табл.1 и 3, мы оценили площадь максимального покрытия диска звезды BS 5185 при прохождении планеты. Она составляет ~ 0.013 от площади всего диска. На такую же величину должен уменьшаться в любой длине волны поток излучения (в звездных величинах), идущий от звезды во время частичного затмения планетой. Полученные амплитуды переменности в полосах Vt и Bt несколько больше этой величины, но периоды переменности, $\sim 3.2 + 3.4 d$, практически совпадают с периодом обращения планеты $\tau_{\text{Boo b}}$ по орбите ($p = 3.314 d$, см. табл.3). Учитывая неопределенность в оценке радиуса планеты (из-за неопределенности массы и плотности планеты, см. раздел 2), можно считать, что расхождения связаны с грубостью этой оценки и переменность обусловлена обращением планеты вокруг звезды.

Звезда 51 Peg (BS 8729) исследовалась нами ранее [10] как многократно наблюдавшаяся стандартная звезда. Не останавливаясь подробно на этом исследовании, отметим, что по результатам фотометрических наблюдений в полосах Vt и Bt была получена переменность звезды только в полосе Bt с амплитудой $0^m.023$ и периодом $11.6 d$ [10]. Полученный период примерно в 3 раза превысил период обращения планеты 51 Peg b ($p \approx 4.2 d$, см. табл.3). (Периоды обращения планеты, полученные разными авторами, несколько различаются: $p \approx 4.2 d$ [12] и $p \approx 3.5 d$ [13]). В то же время амплитуда переменности, $0^m.023$, полученная в [10], практически совпала с величиной падения блеска на $0^m.017$ при прохождении планеты по диску звезды [13]. Оценка отношения площадей дисков планеты и звезды дает $\sim 0,006$, что так же, как для BS 5185, меньше величины падения блеска. Расхождение можно объяснить несколько заниженным значением радиуса планеты при оценке отношения площадей.

Таким образом, для обеих звезд были обнаружены периодические изменения блеска с амплитудами $\sim 0^m.02$ в полосах Vt и Bt для $\tau_{\text{Boo b}}$ и в полосе Bt для 51 Peg.

4. *Звезды с горячими юпитерами.* Как отмечалось во *Введении*, влияние горячих планет на результаты спектрофотометрических наблюдений может проявиться, с одной стороны, на изменении распределения энергии в спектрах звезд, с другой - на увеличении разброса результатов наблюдений.

На рис.2а представлена наблюдаемая последовательность спектроэнергетических кривых для звезд разных температур, $T_{\text{эф}}$ близких температурам

τ Воо (BS 5185) и 51 Peg (BS 8729). Все кривые, кроме кривой BS 5185, получены в одном сезоне, $k=2$. Кривая BS 5185 построена по данным сводного каталога, $k=22$. В скобках даны номера сезонов, k , и количество наблюдений, N_x . По вертикальной оси отложены квазимонохроматические величины в длине волны λ относительно величин в длине волны 555 нм: $m_\lambda - m_{555}$. По горизонтальной оси отложены длины волн, λ в нм. Внизу на "усах" приведены ошибки наблюдений: для звезды BS 5185 (1),

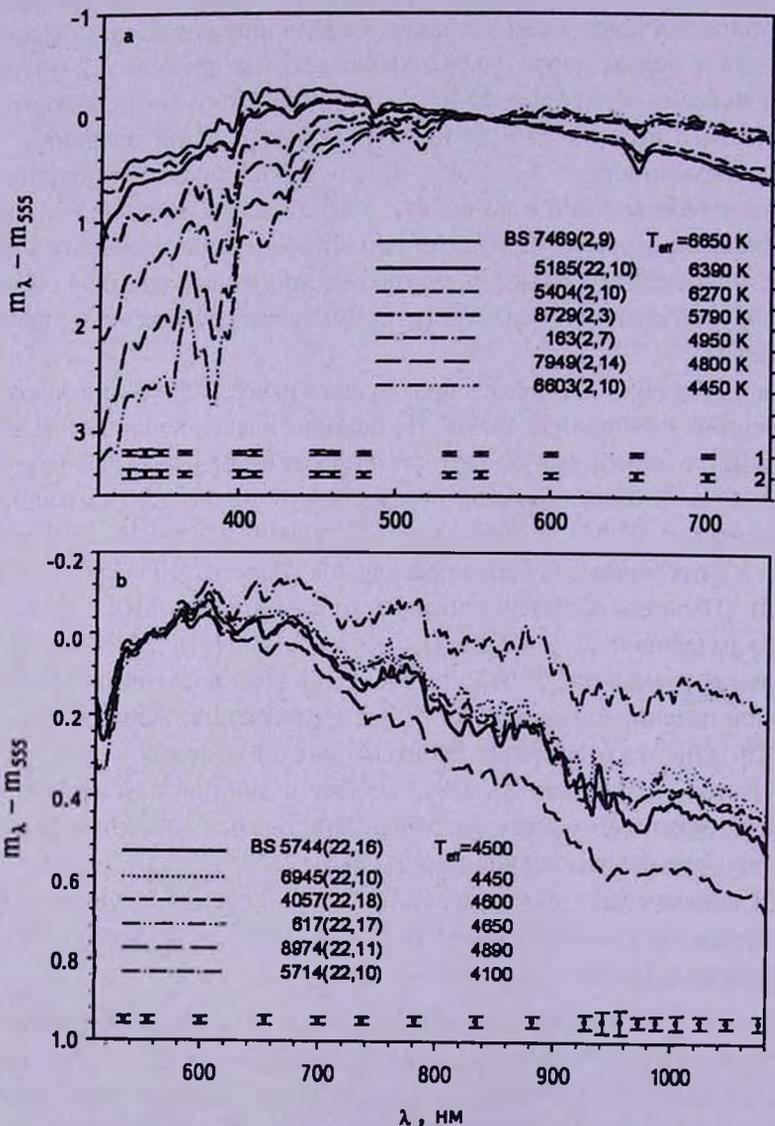


Рис.2. $m_\lambda - m_{555}$ для звезд с номерами BS и температурами T_{eff} 4450 - 6650 K (а) и 4100 - 4890 K (b); в скобках - k , N_x ; на "усах" - ошибки BS 5185 (а,1), BS 8729 (а,2) и BS 5744 (b).

$\pm \sqrt{S_{\lambda}^2(5185) + S_{555}^2(5185)}$, и для звезды BS 8729 (2), $\pm \sqrt{S_{\lambda}^2(8729) + S_{555}^2(8729)}$.

На рис.2b представлена в увеличенном масштабе длинноволновая ($\lambda > 500$ нм) область спектра. На нем нанесены спектроэнергетические кривые для звезды τ Dra (BS 5744) и других звезд близких температур. Все кривые на рис.2b построены по данным сводного каталога ($k=22$ [1,2]), нормированным в длине волны 555 нм. На "усах" внизу рисунка даны ошибки для звезды BS 5744: $\pm \sqrt{S_{\lambda}^2(5744) + S_{555}^2(5744)}$.

(Для звезд, не вошедших в табл.1, температуры на рис.2а и 2b взяты из каталога [5]).

Рассмотрим далее каждую звезду.

4а. *Звезда BS 5185 (τ Boo)*. Представленное на рис.2а распределение энергии в спектре звезды BS 5185 показало, что излучение горячей планеты не повлияло на кривую энергии звезды, которая "вписалась" в спектральную последовательность спектроэнергетических кривых для звезд разных температур.

Мы проверили, не сказалось ли быстрое обращение ($p \approx 3d$) планеты τ Boo b на разбросе результатов наблюдений звезды.

Звезда наблюдалась в двух сезонах, $k=7$ ($N_7=6$) и $k=17$ ($N_{17}=4$). Дисперсия результатов наблюдений, $N_k \cdot S_{k\lambda}^2$, в каждом сезоне сравнивалась со случайной дисперсией, S_0^2 , по критерию Фишера:

$$N_k \cdot S_{k\lambda}^2 / S_0^2 < F(N_k - 1, \infty). \quad (4)$$

В левой части неравенства (4) использовались отношения дисперсий, усредненные по длинам волн. Случайная дисперсия, S_0^2 , была определена нами ранее [14] для групп сезонов в разных спектральных диапазонах. Числа степеней свободы для случайной дисперсии в группах следующие: $f_I = 275$ ($\lambda \lambda 325 + 737.5$ нм) и $f_{II} = 143$ ($\lambda \lambda 510 + 1080$ нм). Учитывая большие значения степеней свободы, при выборе квантилей Фишера мы использовали в обеих группах $f \approx \infty$. Отношение дисперсий результатов наблюдений звезды для сезона $k=7$ приблизительно равно 1.3, квантиль Фишера $F(5, \infty) = 2.2$. Соответственно, для сезона $k=17$ отношение дисперсий равно 1.2, квантиль Фишера $F(3, \infty) = 2.6$. Видно, что для обоих сезонов неравенство (4) выполнялось. Следовательно, дисперсия результатов наблюдений звезды определялась только случайными факторами, и быстрое обращение планеты вокруг звезды не отразилось на разбросе результатов.

Расхождение результатов между сезонами, $m(17) - m(7)$, составляло в среднем $0^m.031$. Для проверки значимости этого расхождения по критерию Стьюдента [11] была вычислена величина

$$T = \left[S_{7,\lambda}^2 \cdot t_{95\%}(N_7 - 1) + S_{17,\lambda}^2 \cdot t_{95\%}(N_{17} - 1) \right] / \sqrt{S_{7,\lambda}^2 + S_{17,\lambda}^2}, \quad (5)$$

где $t_{95\%}(N_k - 1)$ - квантиль Стьюдента, соответствующий степени свободы $N_k - 1$ и доверительной вероятности 95%. Для результатов наблюдений звезды BS 5185 $t_{95\%}(5) = 2.57$ [11] в сезоне $k = 7$ и $t_{95\%}(3) = 3.18$ [11] в сезоне $k = 17$. Сосчитанное по формуле (5) критическое значение величины T равно 0^m.053. Поскольку различие средних величин в сравниваемых сезонах меньше этого критического значения, $m(17) - m(7) < T$, то расхождение величин между сезонами незначимо с вероятностью >95%. Следовательно, на расхождение результатов между сезонами планета также не повлияла.

Таким образом, наличие горячей планеты у звезды τ Boo (BS 5185) никак не отразилось на результатах ее спектрофотометрических наблюдений.

4б. *Звезда BS 5744 (γ Dra)*. Рассмотрим влияние горячей планеты, HIP 75458 b ($n = 9$, табл.3), на результаты наблюдений звезды γ Dra, BS 5744, ($n = 9$, табл.1). Планета обращается по сильно вытянутой ($e = 0.713$) орбите. Ее температура меняется при движении по орбите на ~200 К. Наибольшая температура равна 1160 К. На рис.2б, на котором представлены кривые энергии BS 5744 и других звезд близких температур, видно, что, с учетом неопределенности температуры (± 100 К [15]), представленные на рисунке кривые образуют температурную последовательность. Кривая BS 5744 от этой последовательности не отклоняется.

Обратим внимание на эмиссию в спектре звезды в районе водяной полосы, 920-930 нм. В этих же длинах волн наблюдалось сильное увеличение разброса данных (см. "усы" внизу рисунка). Проведенный нами ранее [16] дисперсионный анализ результатов наблюдений всех звезд ПБСД показал, что у звезды BS 5744 в 16-ом сезоне была обнаружена в этой области спектра реальная переменность световых потоков, значимо превышающая случайный разброс с вероятностью >95%. Амплитуда переменности составляла 0^m.04. Однако эмиссия и переменность в ней относятся, скорее всего, к особенностям звезды и не связаны с планетой. Для уточнения требуются дополнительные исследования.

Период обращения планеты равен 520.7 d. При своем обращении по орбите планета, по-видимому, может частично затмевать звезду, проходя по ее диску. Согласно нашим оценкам, площадь диска звезды, закрываемая планетой во время затмения, составляет $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ -ую часть от площади всего диска. На такую же величину уменьшится поток звездного излучения, который слишком мал, чтобы его обнаружить.

Таким образом, наличие планеты HIP 75458 b у звезды BS 5744 осталось незамеченным во время спектрофотометрических и фотометрических наблюдений.

4в. *Звезда BS 8729 (51 Peg)*. Рассматривая рис.2а, можно заметить, что кривая BS 8729 в области длинных волн (>555 нм) "выбивается" из

температурной последовательности кривых: отклонение ее от нормального положения значительно превышает ошибки наблюдений, приведенные внизу рисунка.

Естественно предположить, что на спектр звезды оказывает влияние планета 51 Peg b. Не развивая здесь этот вопрос, отметим, что, как показали исследования, на наблюдаемые особенности спектра планета влияния не оказывает. Исследованию же распределения энергии в спектре звезды будет посвящена наша следующая работа.

5. *Дискуссия.* Если обнаруженная нами переменность звезды BS 8729 в полосе *Vt* (см. раздел 3) связана с обращением вокруг нее планеты 51 Peg b, а период переменности в 3 раза превышает период обращения планеты, то планета проходит по диску звезды в каждом третьем обороте по орбите. Это может свидетельствовать о наличии в системе звезда-планета дополнительного тела (другой планеты?), возмущающего планетную орбиту.

Если периоды переменности и обращения планеты не связаны (свидетельство - отсутствие переменности в полосе *It*), то требуются дополнительные исследования для поиска причин переменности.

6. *Заключение.* Для решения поставленной задачи был составлен список из 14 звезд с планетами (табл.2 и 3), для которых имелись результаты спектрофотометрических наблюдений в ПБСД и фотометрических наблюдений в каталоге Hipparcos [3].

Для 3-х планет-гигантов, τ Boo b, 51 Peg b и ϵ Eri b, самых близких к Земле и к родительским звездам была проведена оценка освещенности на Земле от отраженного от них излучения. Отношения освещенностей от планет и собственных звезд составляли $10^{-4} + 10^{-8}$, что невозможно было заметить по результатам спектрофотометрических и фотометрических наблюдений.

По результатам фотометрических наблюдений была обнаружена микропеременность звезды τ Boo (BS 5185) в полосах *Vt* и *It*, которая объяснялась обращением планеты τ Boo b вокруг звезды.

По результатам фотометрических наблюдений в полосе *Vt* была обнаружена микропеременность звезды 51 Peg (BS 8729) с амплитудой, соответствующей прохождению планеты по диску, но с периодом в 3 раза большим периода обращения планеты. При этом в полосе *It* переменность с тем же периодом не была обнаружена.

Проведено исследование влияния теплового излучения самых горячих планет, τ Boo b и 51 Peg b, на результаты спектрофотометрических наблюдений родительских звезд, BS 5185 и BS 8729. Влияния обнаружено не было.

Была обнаружена переменная эмиссия в спектре звезды ι Dra (BS 5744) в области водяной полосы 920-930 нм. Разброс данных превышал

случайный разброс значимо с вероятностью $>95\%$. Требуется дополнительные исследования для выяснения природы этой эмиссии.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: rubanc@mail.ru e-mail: arkadi@arharov.ru

THE INFLUENCE OF THE HOT JUPITERS ON THE VARIABILITY OF A STAR RADIATION

E.V.RUBAN, A.A.ARKHAROV

The influence of the hot Jupiters on the radiation variability of the 14 bright stars which have planets has been investigated. The original data have been taken from the Pulkovo Spectrophotometric Catalog (PSK) in the spectral range $320 + 1080$ nm and from Hipparcos Catalog (photometric magnitudes V_t , B_t). On the base of photometric observations the microvariability of the star τ Boo was found in the bands V_t and B_t with amplitudes $\sim 0^m.018$ и $\sim 0^m.020$ and periods $\sim 3.4d$ и $\sim 3.2d$ correspondently. Taking into account the coincidence of the variation periods with the orbital period of planet τ Boo b around the star it was supposed that microvariability is connected with planet orbital motion. Also the microvariability of the star 51 Peg in the band B_t was found with amplitude $0^m.023$. This value almost coincides with the value of the brightness decrease during the planet transit on the star disk but with the period of 11.6d, exceeding by factor 3 the planet orbital period, 4.2d. It seems the planet 51 Peg b crosses the star disk in every third orbit turn. It could indicate the presence of an additional body in the star-planet system (another planet?) which disturbs the planet orbit. On the base of spectrophotometric observations no influence of even the hottest Jupiters has been found.

Key words: *stars with planers: microvariability*

ЛИТЕРАТУРА

1. G.A.Alekseeva, A.A.Arkharov, V.D.Galkin et al., Baltic Astronomy, 5, 603, 1996.
2. G.A.Alekseeva, A.A.Arkharov, V.D.Galkin et al., Baltic Astronomy, 6, 481, 1997.
3. The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200, ESA, 1997.
4. D.Hoffleit, C.Jascek, The Bright Star Catalogue, New-Haven, p.472, 1982.

5. *А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.Д.Галкин и др.*, Каталог спектральных, фотометрических, пространственных и физических характеристик 693 ярких звезд, деп. в ВИНТИ, №2327-В97, с.171, 1997.
6. *E.Di.Folco, F.Thevenin, P.Kervella et al.*, *Astron. Astrophys.*, 426, 601 2004.
7. Jean Schneider, *The Extrasolar Planets Encyclopaedia*, <http://exoplanet.eu> 2011.
8. Exoplanet Data Explorer, <http://exoplanets.org/planets.shtml> 2011.
9. *Е.В.Рубан, Г.А.Алексеева, А.А.Архаров и др.*, Письма в Астрон. ж., 32, 672, 2006.
10. *Е.В.Рубан, А.А.Архаров*, *Астрофизика*, 53, 575, 2010.
11. *Е.И.Пустылыник*, Статистические методы анализа и обработки наблюдений, М., Наука, с.288, 1968.
12. *S.H.Pravdo, L.Angelini, S.A.Drake et al.*, *New Astronomy*, 1, 171, 1996.
13. *G.W.Henry, G.W.Marcy, R.P.Butler, S.S.Vogt*, *Astrophys. J.*, 529, L41, 2000.
14. *Е.В.Рубан, А.А.Архаров*, *Астрофизика*, 55, 65, 2012.
15. *Е.В.Рубан, А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Т.Ю.Пузакова*, *Астрофизика*, 50, 415, 2007.
16. *А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Е.В.Рубан*, *Изв. ГАО*, 215, 21, 2000.

О СКОРОСТИ ОСЕВОГО ВРАЩЕНИЯ ϵ ВОЗНИЧЕГОИ.С.ПОТРАВНОВ^{1,2}

Поступила 30 июня 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

Представлены результаты исследования проекционной скорости вращения $V_{\sin i}$ главного компонента системы ϵ Возничего на основе спектров, полученных вне затмения. Опубликованные ранее измерения этого параметра дают довольно большой разброс значений от 5 до 54 км/с. В данной работе методом, основанным на Фурье анализе кросс-корреляционного максимума между наблюдаемым и теоретическим спектрами, получено значение 38 км/с. Этот результат подтверждается расчетом индивидуальных профилей линий и хорошо согласуется со среднестатистическим значением скоростей вращения звезд-сверхгигантов высокой светимости.

Ключевые слова: *звезды: скорость вращения - объект: ϵ Возничего*

1. *Введение.* Затменная система ϵ Возничего является одной из самых необычных переменных звезд. Главный компонент - сверхгигант спектрального класса F0 Ia - каждые 27.1 года затмевается вторичным компонентом, никак не проявляющим себя в оптическом диапазоне. В ходе затмения, продолжающегося около двух лет, звезда ($m_V \approx 2^m.8$) ослабевает примерно на $0^m.8$. Несмотря на длительную историю изучения системы (с момента открытия ее переменности в 1821г. пастором Фричем в Кведлинбурге наблюдалось уже 7 затмений) ее физические особенности и эволюционный статус по-прежнему остаются неясными. Сочетание значительной величины орбитального периода и продолжительности затмения указывает на большие размеры затмеваемого тела, превосходящие характерные размеры звезд. Ввиду этого, на ранних этапах изучения ϵ Возничего были популярны гипотезы, в которых затмевающий объект представлялся то гипотетической гигантской полупрозрачной звездой, то роем метеорных тел. В настоящее время общепринятой является модель, предложенная Хуангом [1], в которой затмения вызываются газо-пылевым диском вторичного компонента. Однако и это предположение, замечательно подтвердившееся в результате интерферометрических наблюдений в ходе последнего затмения [2], не дает желаемой точности определения физических параметров компонент ввиду большой неопределенности расстояния до системы ($\approx 350 - 4000$ пк, [3]). Благодаря такому широкому интервалу возможных расстояний и тому, что в настоящее время известна лишь функция масс системы $f = 3.12 M_{\odot}$ [4], наблюдаемые свойства ϵ Возничего могут описываться двумя, существенно разными типами

моделей (см. обзор [5] и цитированные там работы). В рамках первого из них, так называемого "массивного", главный (оптический) компонент является нормальным сверхгигантом с массой около 15 солнечных. В этом случае, масса вторичного компонента составляет 13 масс Солнца. "Маломассивный" сценарий предполагает массу главного компонента близкой к солнечной, в то время как вторичный компонент более массивен $M = 5 M_{\odot}$. Оба типа моделей существенно различаются так же и в эволюционном аспекте. "Массивный" сценарий эволюционно более молодой, в нем F сверхгигант недавно покинул Главную последовательность, а диск вокруг вторичного имеет протопланетную природу. В "маломассивном" варианте главный компонент это post-AGB звезда, а диск вокруг невидимого компаньона образовался в результате обмена массой на поздних стадиях эволюции двойной системы. В пользу этого сценария, в частности, говорит недавняя работа [6], в которой авторы воссоздали распределение энергии в непрерывном спектре (SED) на основе архивных ультрафиолетовых данных и наблюдений инфракрасной обсерватории "Спитцер" и пришли к выводу о возможности воспроизведения наблюдаемого SED при массе F компонента в 2.2 солнечных, и массе вторичного $5.9 M_{\odot}$. В то же время, анализ химического состава атмосферы главного компонента [7] приводит авторов к выводу о его схожести с химическим составом массивных сверхгигантов, но не post-AGB звезд. Таким образом, вопрос выбора сценария пока остается открытым.

Очевидно, что тщательное изучение основных характеристик наблюдаемого "оптического" компонента несомненно должно помочь в решении данного вопроса. В уже упомянутой статье [7], помимо определения химического состава, авторы уточняют фундаментальные параметры F звезды на основе внезатменных спектров высокого разрешения. Получены значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и микротурбулентной скорости: $T_{\text{eff}} = 8025 \text{ K}$, $\log g = 1.0$, $\zeta = 10 \text{ км/с}$. В статье [7] авторы также дают осторожную оценку совместного вклада осевого вращения звезды и макротурбулентности в наблюдаемое уширение профилей линий как $\approx 27 \text{ км/с}$. В то же время, прямого измерения данной величины ими не производилось. Значения $V \sin i$, опубликованные в предыдущих работах, лежат в довольно широких пределах (табл.1). В данной работе проекционная скорость вращения (далее по тексту "скорость вращения") $v \sin i$ Возничего измерена на основе спектров высокого разрешения, полученных после затмения с помощью 2-м телескопа обсерватории Терскол.

2. Данные предыдущих исследований. В ранних исследованиях величина $V \sin i$ определялась путем сравнения наблюдаемых профилей ряда избранных линий с теоретическими, свернутыми с различными значениями скорости осевого вращения. В середине XX в. Слеттебаком [8] и Хербигом [9] была проведена серия исследований скоростей вращения

обширных выборок ярких звезд. Искомая величина $V_{\sin i}$ определялась в них по небольшому числу линий, среди которых чаще всего использовались Fe I 4071 Å и Mg II 4481 Å. Позднее был опубликован ряд работ [10,11], посвященных расширению выборки, и уточнению значений скорости благодаря учету тонких эффектов. Прогресс в методике определения $V_{\sin i}$, избавивший от трудоемкой подгонки теоретических профилей и позволивший работать со значительными выборками звезд, связан с применением Фурье-анализа профиля линии, предложенным Кэрроллом еще в 30-х годах [12]. Используя вариант этого метода, связанный с определением положения первого нуля преобразования Фурье от профиля линии, Ройе с соавторами [13,14] определили скорости вращения более чем 2000 звезд в обоих полушариях небесной сферы. В число данных обзоров неоднократно попадала и ϵ Возничего. Непосредственные оценки величины $V_{\sin i}$ данной звезды были также выполнены в работах [7,15]. Значения скорости осевого вращения исследуемой звезды по данным разных авторов приведены в табл.1.

Таблица 1

$V_{\sin i}$ (км/с)	Источник
30	Slettebak, 1955
30	Herbig, Spalding, 1955
45	Abt, Morrell, 1995
54	Royer et.al., 2002
27	Sadakane et.al, 2010
5	Chadima et.al., 2011

3. *Наблюдения и обработка.* Очередное затмение ϵ Возничего произошло в 2009–2011 гг. Используемые в статье спектры были получены с помощью эшелюного спектрографа "МАЭСТРО" 2-м телескопа обсерватории Терскол. Всего в период с 03.04. 2009 по 22.11.2011 гг. был получен 51 спектр с разрешением $R=45000$ в диапазоне 3900–9800 Å. Наблюдения охватывают практически все фазы затмения. Ряд спектров был получен как до затмения, так и после него. Именно эти спектры, не искаженные затменными эффектами, пригодны для определения величины $V_{\sin i}$. Стандартная процедура обработки, включающая в себя сложение нескольких суб-экспозиций, очистку кадров от горячих пикселей и следов космических частиц, учет темновых кадров и плоского поля, производилась в пакете IRAF [16]. Для привязки спектров к шкале длин волн использовались спектры калибровочной Th-Ag лампы. Для каждой ночи были рассчитаны инструментальная и гелиоцентрическая поправки. Нормировка спектральных порядков на континуум выполнялась в пакете DECH 30 [17] путем аппроксимации сплайном расставленных вручную реперов, что позволяло аккуратно учесть вклад широких крыльев ряда линий.

4. *Анализ.* Согласно классической модели вращающейся звезды [18], наблюдаемый профиль спектральной линии может быть представлен в виде свертки

$$D(\lambda) = T(\lambda) \cdot G(\lambda), \quad (1)$$

где $D(\lambda)$ - наблюдаемый профиль, $T(\lambda)$ - профиль, учитывающий действие всех механизмов уширения линии, таких как: естественное уширение, микротурбулентность, эффект Штарка, силы ван дер Ваальса и тепловое движение атомов, кроме вращения. В таком случае $G(\lambda)$ представляет собой непосредственно вращательный профиль. В работе [19] показано, что максимум кросс-корреляционной функции "объект-спектр образец" $CCF_{от}$ (в обозначениях цитируемой статьи) идентичен вращательному профилю $G(\lambda)$ и может быть использован для определения $V \sin i$ исследуемой звезды. Преимущество использования кросс-корреляционной функции в данной процедуре состоит в том, что она несет информацию о большем числе спектральных линий, таким образом, повышая отношение сигнал/шум. Кроме того, отпадает необходимость выбора неблендированных линий. Однако в случае работы с одним объектом, по-прежнему целесообразной остается подгонка теоретических профилей отдельных спектральных линий. При анализе спектров ϵ Возничего подобный подход позволяет в какой-то мере выяснить возможный вклад комплексных динамических явлений в атмосфере звезды, проявляющихся в виде пульсаций и изменениях эквивалентных ширин линий металлов вне затмения [7]. Таким образом, для первоначального определения $V \sin i$ в настоящей статье использовался метод, описанный в статье [19], позволяющий определить скорость осевого вращения по положению первого нуля σ_1 преобразования Фурье от кросс-корреляционного максимума:

$$V \sin i = \frac{k_1(\epsilon)}{\sigma_1}, \quad (2)$$

где, $k_1(\epsilon)$ - функция коэффициента потемнения к краю, описываемая аппроксимационным выражением:

$$k(\epsilon) = 0.60975 + 0.0639\epsilon + 0.0205\epsilon^2 + 0.021\epsilon^3.$$

Для определения $V \sin i$ ϵ Возничего был использован спектр, полученный путем усреднения трех спектров в промежутке времени 20-22.11.2011, снятых уже после завершения прошедшего затмения. Выбор этих спектров обусловлен их наибольшей удаленностью по времени от затмения среди полученного наблюдательного материала, а так же симметричностью профилей неблендированных линий. В ходе работы использовался участок в диапазоне 5000-5500 Å, содержащий ряд линий как нейтральных, так и однократно ионизованных металлов. Выбор данного участка спектра для кросс-корреляционного анализа обусловлен отсутствием в нем водородных линий,

а так же сильного теллурического спектра. Полученный спектр был приведен в лабораторную систему координат путем компенсации лучевой скорости звезды. В дополнение к наблюдаемому спектру в программе SynthV [20] был рассчитан синтетический спектр, не уширенный вращением. В качестве фундаментальных параметров F звезды были взяты значения, полученные в статье [7]. Код SynthV позволяет задавать значения содержаний отдельных элементов в атмосфере. Эта возможность была использована путем замены солнечных величин для ряда элементов на значения, полученные в ходе исследования химического состава ϵ Возничего в цитируемой выше работе. Кросс-корреляционная функция CCF_{DT} (рис.1) рассчитывалась в пакете IRAF с помощью процедуры *fxcor*. В дальнейшем центральный пик функции аппроксимировался гауссианой.

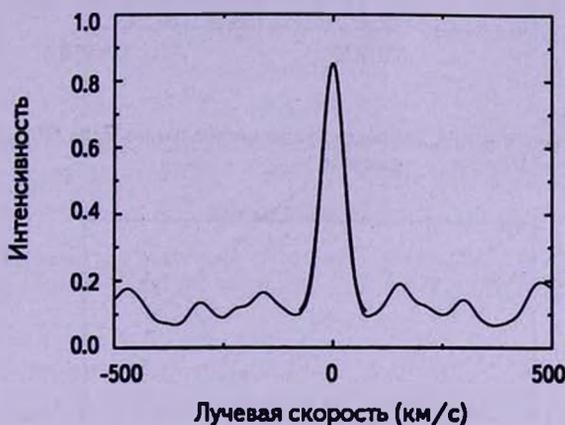


Рис.1. Кросс-корреляционная функция CCF_{DT} . Жирной линией показана аппроксимация центрального пика гауссианой.

Анализ CCF пика выполнялся с помощью стандартных алгоритмов быстрого преобразования Фурье. На рис.2 представлен результат преобразования от Гауссовского профиля, аппроксимирующего центральный пик. В итоге из формулы (2), по положению первого нуля преобразования, было определено значение $V \sin i = 38$ км/с. При этом, значение коэффициента потемнения к краю $\epsilon = 0.527$ в полосе V для звезды с параметрами $T_{\text{eff}} = 8000$ К, $\log g = 1.0$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ было взято из таблиц ван Хаме [21]. Как отмечалось ранее, спектр ϵ Возничего демонстрирует изменения формы профилей и эквивалентных ширин линий металлов на коротких временных масштабах, не связанные с затмением. Подобные изменения асимметрии профилей триплета N I 8703, 8711, 8718 Å ассоциированы Ламбертом [22] с фотосферными пульсациями главного компонента, наблюдаемых также фотометрически с периодом (или квазипериодом) около $80^{\text{д}}$ [5].

Таким образом, возникает вопрос о вкладе переменной скорости пульсаций в наблюдаемое уширение линий спектра. Среди 9 спектров, полу-

ченных в соседние ночи в ноябре 2011г., явственно прослеживается трансформация от асимметричных профилей к симметричным, использованным для Фурье-анализа (рис.3).

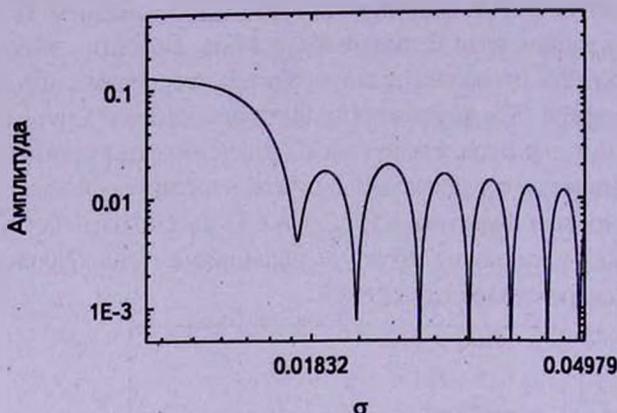


Рис.2. Преобразование Фурье аппроксимации центрального пика $CCF_{от}$. Ось ординат представлена в логарифмическом масштабе.

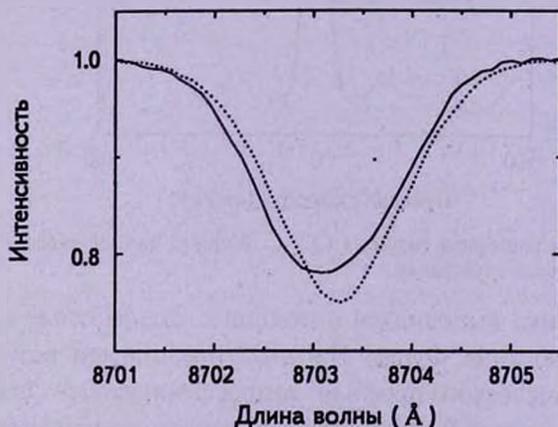


Рис.3. Профили линии N I 8703 Å, наблюдаемые на двух разных фазах пульсаций. Пунктиром показан симметричный профиль, использованный для Фурье-анализа.

Насколько корректно полученное выше значение $V \sin i$ позволяет описать ширины линий в спектре звезды с пульсациями? Для ответа на этот вопрос был рассчитан ряд синтетических спектров с варьировавшейся величиной пульсационной скорости V_p .

Сравнение теоретических профилей с наблюдаемыми, производилось по линиям триплета N I 8703, 8711, 8718 Å. Выбор триплета азота, расположенного в красной области спектра, обусловлен тем, что как показал Ламберт [21], эти линии образуются преимущественно в фотосфере F-звезды, и не искажаются в ходе затмения. Расчеты профилей указанных выше линий с

использованием $V \sin i = 38$ км/с продемонстрировали хорошее совпадение наблюдаемых и теоретических полуширин линий. В случае асимметричных профилей, наблюдавшихся в начале ноября 2011г., использование при расчетах дополнительной пульсационной скорости $V_p = -5$ км/с позволило добиться хорошего совпадения профилей как по форме, так и по лучевым скоростям (рис.4).

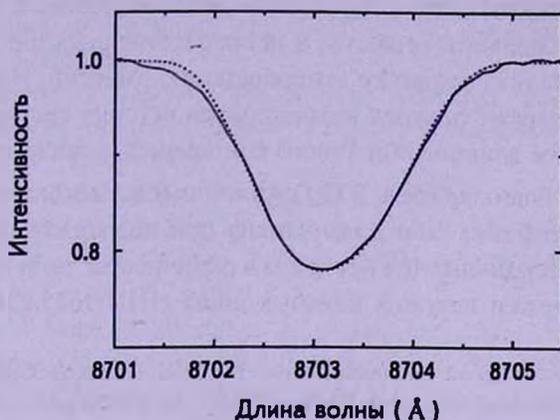


Рис.4. Сравнение наблюдаемого и теоретического профилей линии N I 8703 Å. Синтетический спектр (пунктир) рассчитан с пульсационной скоростью $V_p = -5$ км/с.

5. Заключение. Методика оценки ошибки измерения скорости вращения звезды, предложенная в работе [19], позволяет определить точность полученного нами значения как ± 0.5 км/с. В действительности, однако, ряд факторов заставляет увеличить величину ошибки. Несмотря на то, что анализ имеющегося наблюдательного материала позволяет говорить о незначительном влиянии небольшой дополнительной скорости пульсаций на точность определения $V \sin i$, необходимо учитывать, что наблюдения вне затмения охватывают лишь часть пульсационного цикла. Дополнительные исследования в этом направлении позволят лучше прояснить картину изменений наблюдаемых профилей. Кроме того, необходимо отметить, что синтетический спектр с использованными выше параметрами, предоставляет хорошее, но все же не идеальное описание наблюдаемых профилей линий. Для определения фундаментальных параметров атмосферы ϵ Возничего, авторы работы [7] использовали ЛТР модели плоско-параллельных атмосфер. Только для ряда легких элементов были учтены не-ЛТР поправки при анализе их содержания. Однако, при изучении протяженных атмосфер сверхгигантов, не-ЛТР эффекты и влияние сферической геометрии атмосферы, могут повлиять на результаты моделирования. С учетом этого реальная точность определения скорости вращения звезды должна быть ниже приведенного выше значения.

В заключение следует отметить, что полученное значение скорости

осевого вращения ϵ Возничего хорошо согласуется со средним значением $V_{\text{sin}i} = 35$ км/с, определенным в работе [23] для выборки из 17 F сверхгигантов ранних подклассов. В случае если ось вращения звезды незначительно наклонена к лучу зрения, полученное значение $V_{\text{sin}i}$ и есть реальная скорость вращения. В маломассивной модели ϵ Возничего эта скорость хоть и близка к критической (≈ 55 км/с), но все же недостаточна для того, чтобы служить механизмом истечения вещества с экватора. Основную роль в появлении вещества в непосредственных окрестностях главного компонента (см. например интерпретацию эмиссии $\text{H}\alpha$ в работе [15]), по-видимому играют сложная эволюционная история системы (обмен масс), гравитационное влияние вторичного компонента, а также пульсации.

Автор выражает благодарность В.П.Гринину и В.В.Цымбалу за ценное обсуждение в ходе работы. Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН "Нестационарные процессы в окрестностях звезд и галактик" и программы поддержки ведущих научных школ (НШ-1625.2012.2).

¹ Учреждение Российской академии наук Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, e-mail: ilya.astro@gmail.com

² Астрономический институт им. В.В. Соболева, С.-Петербургского государственного университета, Россия

ON THE ROTATIONAL VELOCITY OF ϵ AURIGAE

I.S.POTRANNOV^{1,2}

Results of measurements of the ϵ Aurigae projected rotational velocity $V_{\text{sin}i}$ obtained on the base of out of eclipse spectra are presented. Previous measurements provided a large spread of this velocity from 5 to 54 km/s. In the present paper the value of 38 km/s obtained from Fourier transform of the maximum cross-correlation function between observed spectrum and template is determined. This result is confirmed by calculations of individual spectral line profiles and is in agreement with the mean value of the rotational velocity for high-luminous supergiants.

Key words: stars: *rotational velocity - individual: ϵ Aurigae*

ЛИТЕРАТУРА

1. S.-S.Huang, *Astrophys. J.*, **141**, 976, 1965.
2. B.Kloppenborg, R.E.Stencel, J.Monnier *et al.*, *Nature*, **464**, 870, 2010.
3. F. van Leeuwen, *Astron. Astrophys.*, **474**, 653, 2007b.
4. S.C.Morris, *JRASC*, **56**, 210, 1962.
5. E.F.Guinan, L.E.DeWarf, in ASP Conf. Series, Vol. 279, Exotic Stars as Challenges to Evolution, ed. C.A.Tout, W. van Hamme (San Francisco: ASP), 121, 2002.
6. D.W.Hoard, S.B.Howell, R.E.Stencel, *Astrophys. J.*, **714**, 549, 2010.
7. K.Sadakane, E.Kambe, B.Saito, S.Honda, O.Hashimoto, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **62**, 1381, 2010.
8. A.Slettebak, *Astrophys. J.*, **121**, 653, 1955.
9. G.H.Herbig, J.F.Spalding Jr, *Astrophys. J.*, **121**, 118, 1955.
10. A.Slettebak, G.W.Collins, P.Boyce, M.White, T.Parkinson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **29**, 137, 1975.
11. H.Abi, N.Morrell, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **99**, 135, 1995.
12. J.A.Carroll, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **93**, 478, 1933.
13. F.Royer, M.Gerbaldi, R.Faraggiana, A.E.Gómez, *Astron. Astrophys.*, **381**, 105, 2002a.
14. F.Royer, S.Grenier, M.O.Baylac, A.E.Gómez, J.Zorec, *Astron. Astrophys.*, **393**, 897, 2002b.
15. P.Chadima, P.Harmanec, P.D.Bennett *et al.*, *Astron. Astrophys.*, **530**, A146, 2011b.
16. D.Tody, "IRAF in the Nineties" in *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, A.S.P. Conference Ser., Vol 52, eds. R.J.Hanisch, R.J.V.Brissenden, J.Barnes, 173, 1993.
17. G.A.Galazudinov, *SAO Preprint*, **92**, 1992.
18. G.W.Collins, R.G.Trux, *Astrophys. J.*, **439**, 860, 1995.
19. C.G.Diaz, G.F.González, H.Levato, M.Grosso, *Astron. Astrophys.*, **531**, 143, 2011.
20. V.V.Tsymbal, in ASP Conf. Ser. 108, Model Atmospheres and Spectral Synthesis, ed. S.J.Adelman, F.Kupka, W.W.Weiss, 198, 1996.
21. V. van Hamme, *Astrophys. J.*, **106**, 2096, 1993.
22. D.L.Lambert, S.R.Sawyer, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **98**, 389, 1986.
23. I.Fukuda, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **94**, 271, 1982.

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ТИПА АЛГОЛЯ

И.Л.АНДРОНОВ

Поступила 16 августа 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

Мы предлагаем специальный класс функций для математического моделирования периодических сигналов специального типа с неравномерным распределением аргументов. Данный метод разработан для определения феноменологических характеристик кривых блеска, необходимых для регистрации в "Общем каталоге переменных звезд" и других базах данных. Для типов затменных двойных звезд с плавными кривыми блеска - EB и EW рекомендуется тригонометрический полином оптимальной степени в полной или симметричной форме. Для затменных двойных систем с относительно узкими минимумами статистически оптимальной является аппроксимация кривых блеска в классе неположительных сплайн-функций. Используется комбинация тригонометрического полинома второго порядка (TP2, что описывает эффекты "отражения", "эллипсоидальности" и "пятнистости") и локализованных вкладов минимумов (параметризованных по глубине и профилю отдельно для главного и вторичного минимумов). Такое приближение характеризуется статистической точностью сглаживающей кривой, которая до ~1.5-2 раз лучше, чем у тригонометрического полинома статистически оптимальной степени, а также отсутствием ложных "волн" на кривой блеска, связанных с эффектом Гиббса. Кроме ширины минимума, которую невозможно определить при аппроксимации тригонометрическим полиномом, метод позволяет определять с лучшей точностью его глубину, а также разделить эффекты затмения и внезатменной части. Для многоцветных наблюдений, улучшение точности сглаживающей кривой в каждом фильтре позволит с лучшей точностью получить кривые изменения показателя цвета. Эффективность предложенного метода повышается с уменьшением ширины затмения. Метод дополняет аппроксимацию тригонометрическим полиномом. Метод, названный NAV ("New Algol Variable"), иллюстрирован применением для затменных двойных систем VSX J022427.8-104034=USNO-B1.0 0793-0023471 и BM UMa. Для VSX J022427.8-104034 рассмотрена альтернативная модель "удвоенного периода".

Ключевые слова: *двойные звезды: типа Алголя: феноменологическое моделирование*

1. *Введение.* Исследование переменных звезд является одним из важнейших направлений современной астрофизики. Для классификации новых открытых переменных звезд и занесения их в "Общий каталог переменных звезд" [1] (регулярно обновляемая электронная версия доступна по адресу <http://www.sai.msu.su/groups/cluster/gcvs/gcvs/>) или другие базы данных (напр. "Variable Star Index", <http://www.aavso.org/vsx>, или национальные, или обсерваторские списки новооткрытых переменных звезд), необходимо определение характеристик переменности. В частности, для поиска возможной периодичности используется большое количество методов периодограммного

анализа. Их условно можно разделить на группы "непараметрических" (или "точка-точка") и "параметрических" (или "точка-линия"). К непараметрическим относятся: метод Лафлера-Кинмана [2], усовершенствованный Холоповым [3] и его модификации, сравнительный анализ которых был проведен Андроновым и Чинаровой [4]. Параметрические методы основаны на анализе отклонений индивидуальных наблюдений ("точек") от сглаживающей кривой ("линия"), параметры которой определяются методом наименьших квадратов (см. монографию Андерсона [5]). Проблемы выделения периодических компонент сигналов рассмотрены также в монографиях Теребижа [6,7].

В данной работе мы рассматриваем алгоритм аппроксимации периодических процессов с использованием базисных функций специального вида специально для звезд типа Алголя (EA). Это "затменно-двойные со сферическими или слегка эллипсоидальными компонентами, обладающие кривыми блеска, позволяющими фиксировать моменты начала и конца затмений" [8,1,9] в отличие от звезд типов EB и EW. С математической точки зрения это означает, что изменения у EB и EW плавные (производная непрерывна), а у EA производная резко изменяется в моменты начала и конца затмения. Поэтому для кривых блеска типов EB, EW коэффициенты тригонометрического полинома быстро убывают с номером гармоники, и статистически оптимальная степень s сравнительно невелика [10,11].

При уменьшении ширины минимума D , являющейся обязательным параметром для этого типа звезд в "Общем каталоге переменных звезд" [1], величина s увеличивается, что приводит к ухудшению качества аппроксимации - как за счет появления формальных "волн" на кривой блеска (эффект Гиббса [12]), так и к увеличению статистической погрешности аппроксимации [10,11].

"Феноменологическое" моделирование является оптимальным для большинства известных двойных звезд, поскольку "физическое" моделирование (см. монографию [13]) на основании метода Вилсона-Девинни [14] и его многочисленных модификаций требует дополнительной информации о температурах и лучевых скоростях обеих компонент и отношении масс, которая доступна лишь для ~1% объектов. Для остальных ~99% актуальными остаются "феноменологические" модели.

Определение физических характеристик компонент (и, возможно, пятен) требует решения некорректной обратной задачи (напр., [15]) и обычно приводит к протяженной области решений в пространстве параметров, которые дают сходные по качеству аппроксимации результаты. Как показано далее в этой работе, "феноменологическое" моделирование дает согласие с "физической" аппроксимацией в пределах погрешностей, однако, требует значительно меньших вычислительных затрат.

2. Математические модели.

2.1. Тригонометрический полином. Для периодических сигналов

выполняется соотношение $x(1+kP) = x(t)$, где $x(t)$ - значение сигнала в момент времени t , P - период и k - произвольное целое число. Если измеряемым сигналом является блеск (звездная величина), то график зависимости $x(t)$ наблюдаемых значений сигнала x_i от времени t_i ($i = 1, \dots, n$ - номер текущего наблюдения) называется "кривой блеска". Поскольку часто наблюдения астрономических объектов проводятся не непрерывно, а в дискретные моменты времени (напр., патрульный фотографический, визуальный или ПЗС мониторинг), то такое представление данных не является удобным. Для звезд с моно-периодическими изменениями можно записать общее выражение для тригонометрического полинома степени s (иногда называемого усеченным рядом Фурье [13]):

$$x_{TP,s}(t) = C_1 + \sum_{j=1}^s (C_{2j} \cos(j\omega(t-T_0)) + C_{2j+1} \sin(j\omega(t-T_0))) = \quad (1)$$

$$= C_1 + \sum_{j=1}^s R_j \cos(j\omega(t-T_{0j})). \quad (2)$$

Здесь неизвестными являются коэффициенты C_α , $\alpha = 1, \dots, m$, $m = 1 + 2s$, $\omega = 2\pi/P$ - основная круговая частота, $j\omega$ - круговая частота гармоники номер $(j-1)$, T_0 - "начальная эпоха" (эта аппроксимация от нее не зависит). Большой физический смысл имеет вторая форма записи, где используется полуамплитуда R_j , волны с круговой частотой $j\omega$ и "начальная эпоха" T_{0j} соответствующая максимуму значения вклада соответствующей волны.

Отметим, что, для симметричных кривых блеска $x(T_0 + \tau) = x(T_0 - \tau)$, целесообразно использовать аппроксимацию с $m = 1 + s$ коэффициентами и $R_j = C_j - 1$:

$$x_{TP,s}(t) = C_1 + \sum_{j=1}^s C_{j+1} \cos(j\omega(t-T_0)). \quad (3)$$

Однако вопрос о наличии асимметрии обычно решается в результате оценки статистической значимости коэффициентов при синусах C_{2j+1} в (1), при начальной эпохе T_0 , соответствующей минимуму сглаживающей кривой.

Учитывая, что максимум звездной величины соответствует минимуму потока, это иногда приводит к недоразумениям в статьях. Например, при исследовании пульсирующих звезд, начальная эпоха соответствует максимуму блеска (т.е. минимуму звездной величины). Поэтому в [10,11] перед суммой стоит знак "минус". Однако для затменных звезд минимум блеска соответствует максимуму звездной величины, поэтому в данной статье удобнее использовать именно такое определение (2).

Для фиксированного значения степени тригонометрического полинома s и в общем случае неравномерных аргументов сигнала, коэффициенты C_α следует определять методом наименьших квадратов (напр., [16]). На практике, во многих статьях применяются упрощенные формулы для "численного преобразования Фурье", которые дают значения коэффициентов, отличающиеся

от статистически оптимальных, полученных методом наименьших квадратов.

"Симметричная" форма (3) используется для исследования зависимостей амплитуд R_i от физических характеристик затменной двойной системы (напр., [17]).

Для иллюстрации поиска статистически оптимальной степени тригонометрического полинома s для системы типа EA, используем наблюдения затменной двойной звезды VSX J022427.8-104034 = USNO-B1.0 0793-0023471 (далее VSX0224) в созвездии Кита, открытой Н.А.Вирниной.

Наблюдения опубликованы на сайте AAVSO http://www.aavso.org/vsx/docs/239151/1027/var_photometry.txt. Сообщение об открытии опубликовано в электронном циркуляре VSNET <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-ecl/3749>, где, используя нашу программу [10] и параметр $s=9$, определены значения периода $P=0.522734 \pm 0.000015^d$, начальной эпохи $T_0=2455106.3231 \pm 0.0005^d$, сглаженных значений блеска в минимуме $m_{min} = 16.079 \pm 0.008^m$ (без фильтра, калибровка в системе R) и максимуме $m_{max} = 15.417 \pm 0.011^m$.

На рис.1. показаны зависимости характеристик аппроксимирующих функций в зависимости от степени тригонометрического полинома s (см. подробнее [10,11,16]). По разным критериям оптимальными являются значения

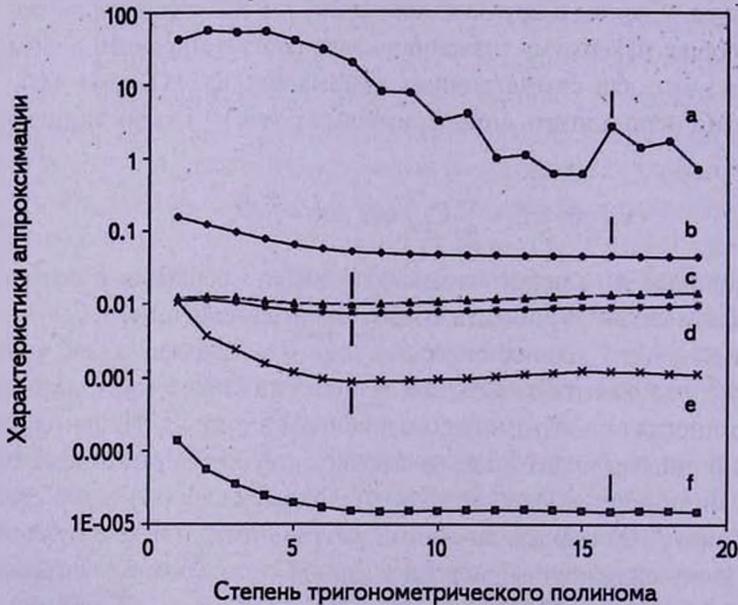


Рис.1. Зависимости от степени тригонометрического полинома s характеристик аппроксимаций кривой блеска затменной звезды VSX0224: а - $\log FAP$, б - среднеквадратичного отклонения наблюдений от сглаживающей функции; в - среднеквадратичного значения точности сглаживающей кривой блеска; д - точности определения блеска в минимуме; е - точности определения фазы минимума; ф - точности определения периода. Вертикальные черточки соответствуют оптимальному (для данного критерия) значению s .

$s = 16$ (критерий Фишера с вероятностью ложной тревоги $FAP < 0.01$; минимальная статистическая погрешность определения фотометрического периода) и $s = 7$ (минимальная статистическая погрешность определения сглаживающей функции; блеска в минимуме; фазы минимума).

Данный результат подтверждает, что критерий Фишера часто дает завышенную оценку оптимальной степени s , что может быть связано с коррелированностью отклонений наблюдений, полученных в близкие моменты времени, от сглаживающей кривой.

Использованное Н.А.Вирниной значение $s = 9$ соответствует значительно меньшему значению $FAP < 2 \cdot 10^{-8}$ ($-\log FAP = 7.7$). Однако анализ кривых блеска показывает, что, поскольку минимум на кривой блеска узкий, то аппроксимации при $s = 7$ и $s = 9$ проходят существенно выше наблюдаемых точек, и $s = 16$ соответствует существенно лучшему описанию самого минимума, хотя на внезатменной части кривой появляются "волны" из-за эффекта Гиббса.

Поэтому в дальнейшем для построения фазовых кривых VSX0224 используются значения $T_0 = \text{HJD } 2455106.3236 \pm 0.0006$, $P = 0.522724 \pm 0.000014^d$, соответствующие $s = 16$. Значение блеска в минимуме $m_{\min} = 16.109 \pm 0.009^m$ существенно лучше соответствует наблюдениям.

2.2. Метод "асимптотических парабол". Для независимой оценки параметров минимума на фазовой кривой мы использовали метод "асимптотических парабол" [18]. По 82 точкам в интервале фаз от -0.06 до $+0.06$ получено значение $m_{\min} = 16.154 \pm 0.015^m$, что соответствует "треугольному" профилю минимума. Точность определения фазы минимума практически одинакова для тригонометрического полинома с $s = 16$ (0.00119) и "асимптотических парабол" (0.00122).

2.3. Метод "кусочных аппроксимаций". С учетом локальности минимумов полной продолжительностью D [1], естественно разделить фазовую кривую блеска на части - "внезатменную" ($D/2, 0.5 - D/2$; $0.5 + D/2, 1 - D/2$), "главный минимум" ($-D/2, +D/2$) и "вторичный минимум" ($0.5 - D/2, 0.5 + D/2$). Предполагаем, что период и начальная эпоха определены другими методами (обычно, для уже известных звезд, с учетом более ранних наблюдений других авторов), а орбита двойной звезды является круговой (поэтому главный и вторичный минимумы имеют одинаковую продолжительность D , и разделены половиной периода P). Как обычно, считаем, что фазы ϕ ($E + \phi = (t - T_0)/P$) из интервала $[0, 1)$ могут быть расширены на все вещественные значения добавлением к ним произвольных целых чисел. Целочисленные значения E называют "номером цикла" (напр., [8, 9]).

При таких предположениях, можно записать

$$x_C(\phi) = C_1 + C_2 \cos(2\pi\phi) + C_3 \sin(2\pi\phi) + C_4 \cos(4\pi\phi) + C_5 \sin(4\pi\phi) + C_6 H(\phi; C_8; \beta_1) + C_7 H(\phi - 0.5; C_8; \beta_2). \quad (4)$$

В предположении круговой орбиты ширина $D=2C_6$, обоих минимумов одинакова. Однако в общем случае глубины C_6 , C_7 и параметры профиля β_1 и β_2 различны для главного и вторичного минимумов.

Использование тригонометрического полинома степени 2 для аппроксимации внезатменной части кривой блеска обусловлено физическими моделями. Коэффициенты C_2 , C_3 соответствуют главным вкладкам эффектов "отражения" и "эллипсоидальности", а C_4 , C_5 описывают асимметрию кривой, обычно связанную с эффектом O'Connell (пятнистостью одной или обеих звезд) (напр., [9,13]).

Основная проблема в выборе безразмерной функции $V(z) = H(\phi; C_8; \beta)$, описывающей профиль минимума, где $z(\phi; C_8) = \phi/C_8$. Для ограниченных по ширине функций, для $|z| \geq 1$ принимаем $V(z) = 0$, т.е. в дальнейшем речь идет об определении функции $V(z)$ только внутри интервала $[-1,1]$.

Очевидно, из-за симметрии минимума функция должна быть симметрична $V(-z) = V(z) = V(|z|)$ и, желательно, $V(0) = 1$. Требование непрерывности и кусочной монотонности кривой блеска приводит к условиям $V(\pm 1) = 0$, $dV(|z|)/d|z| \leq 0$.

В монографии [12] приводятся классические "функции фильтра": "прямоугольная" $V(z) = 1$, "треугольная" (Бартлетта) $V(z) = 1 - |z|$, фон Ганна $V(z) = (1 + \cos \pi z)/2$ и др. Однако их профили сильно отличаются от наблюдаемых у затменных звезд. Кроме того, для описания профилей минимумов, желательно выполнение требований скорости вычисления (простоты) функции $V(z)$ и минимального количества дополнительных параметров (β). Следующим классом функций, рассмотренных для аппроксимации, был

$$V(z) = (1 - z^2)^\beta. \quad (5)$$

Семейство функций $V(z)$ показано на рис.2 (слева). При $\beta = 0$, получаем классический "прямоугольный" профиль, при $\beta = 0.5$ - "полуокружность", при $\beta = 1$ - параболу, при $\beta \rightarrow \infty$, гауссиану $V(z) = \exp(-\beta|z|^2)$.

Альтернативным классом функций является предложенный в 2010г. Андроновым [19, <http://www.astrokarpaty.net/kolos2010abstractbook.pdf>]:

$$V(z) = (1 - |z|^\beta)^{3/2}. \quad (6)$$

Семейство этих функций показано на рис.2 (справа). Фиксированный показатель степени, равный 3/2, соответствует асимптотической форме вблизи границы затмения (см. ниже). При $\beta \rightarrow 0$, функция показывает уменьшение ширины до нуля, что не имеет физического смысла. При $\beta \rightarrow 1$, профиль наиболее близок к треугольному. С увеличением β , профиль становится более плоским вблизи середины, что соответствует полному затмению. Таким образом, предварительный качественный анализ показывает

применимость семейства функций (6) для описания фазовых кривых блеска затменных двойных типа EA. Поскольку метод был разработан для новых переменных типа Алголя, он был назван NAV (New Algol Variable).

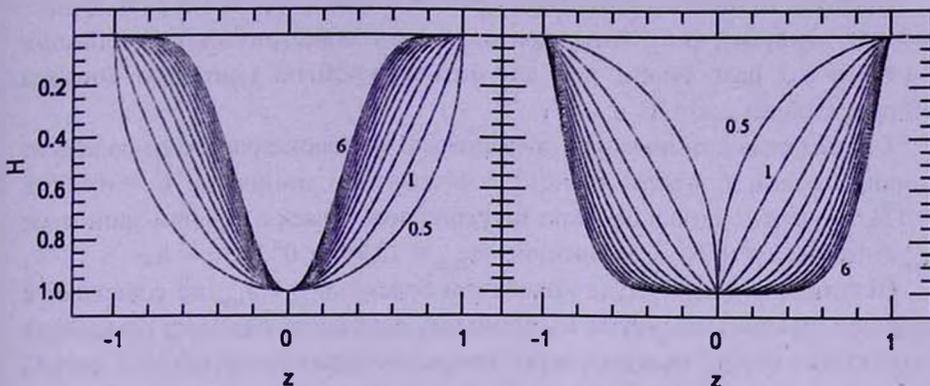


Рис.2. Значения функции $H(z; \beta)$ для разных β от 0.5 до 6 с шагом 0.5 для (5) (слева) и (6) (справа).

2.4. *Определение параметров аппроксимации.* В соотношении (4), параметры C_1, \dots, C_7 могут быть определены линейным методом наименьших квадратов при фиксированных значениях параметров $C_8 = D/2$, $C_9 = \beta_1$, $C_{10} = \beta_2$. При этом, "скрытыми неизвестными параметрами" являются также начальная эпоха T_0 и период P , используемые для определения фаз наблюдений.

Сами параметры C_8, C_9, C_{10} могут быть определены любым из соответствующих численных методов - перебором, Монте-Карло или дифференциальных поправок. Для последнего метода необходимо вычисление производных от сглаживающей функции по данным параметрам. Промежуточные производные от функции профиля минимума равны

$$dV/d|z| = -1.5\beta|z|^{\beta-1}(1-|z|^\beta)^{1/2}, \quad (7)$$

$$dV/d\beta = -1.5\beta|z|^\beta(1-|z|^\beta)^{1/2} \ln|z|. \quad (8)$$

Несмотря на простоту используемых функций и соответствующих производных, программа вычисления сглаживающей функции и ее производных достаточно громоздка из-за кусочной заданности аппроксимации. Метод дифференциальных поправок (напр., [10,11]) требует определения начальных значений параметров вблизи оптимального значения. Поэтому нами реализован метод перебора параметров, а затем уточнения их значений методом дифференциальных поправок.

Для фазовой кривой, использованной выше для примера объекта VSX0224, нами получены следующие значения параметров: $C_8 = 0.1012$, $C_9 = 1.040$,

$C_{10} = 0.1$, $\sigma = 0^m.0466$. По величине среднеквадратичного отклонения наблюдений от сглаженной кривой, такая аппроксимация соответствует тригонометрическому полиному степени $s = 10$ с $m = 1 + 2s = 21$ параметрами.

Средняя точность сглаженной кривой $0^m.0065$, что в 1.5 раза лучше, чем для наилучшего по этому критерию тригонометрического полинома с $s = 7$ и в 2 раза лучше, чем для оптимальной по критерию Фишера аппроксимации с $s = 16$.

Глубина главного минимума относительно тригонометрического полинома второй степени $C_6 = 0.686 \pm 0^m.012$, а вторичного минимума $C_7 = -0.085 \pm 0^m.124$, что равно нулю в пределах погрешностей. Блеск в главном минимуме $m_{min} = 16.156 \pm 0^m.008$, в максимуме $m_{max} = 15.437 \pm 0^m.005$.

Отметим, что амплитуда колебаний блеска $m_{min} - m_{max}$ не совпадает с глубиной главного минимума C_6 , поскольку последний параметр показывает уменьшение блеска относительно "аппроксимации внезатменной части". Этот подход близок к "ректификации" кривой блеска [9], однако используется только для минимумов, а не для всей кривой.

Еще одну аппроксимацию минимума предложили в 2011г. Микулашек и др. [20], которую в наших обозначениях можно записать как:

$$V(z) = 1 - (1 - \exp(-z^2))^{\beta}. \quad (9)$$

При $\beta = 1$ эта функция совпадает с гауссианой. Однако, как и в случае приближения (5), дает семейство функций. Очевидно, что для этой функции ограничение $|z| \leq 1$ отсутствует, и минимум формально имеет бесконечную ширину. Поэтому определение параметра D для "Общего каталога переменных звезд" с использованием такой функции невозможно.

Для VSX0224 наилучшая аппроксимация при $C_7 = 0.0536$, что существенно меньше приведенного выше значения; $\sigma = 0^m.0476$, $C_6 = 0.622 \pm 0^m.012$, $m_{min} = 16.093 \pm 0^m.007$, что хуже, чем аппроксимация тригонометрическим полиномом или функцией NAV (4,6).

Полная форма аппроксимации у [20] отличается от нашей. Из тригонометрического полинома оставлено только слагаемое с косинусом удвоенной фазы (что соответствует эффекту "эллипсоидальности" только), а эффект O'Connell описывается комбинацией из трех синусоид. Такое приближение еще хуже описывает фазовую кривую.

Сглаженные кривые блеска, полученные разными методами, показаны на рис.3. Наилучшей для описания как внезатменной части кривой блеска, так и затмения, является аппроксимация методом NAV (рис.3с).

Хотя для "физического" моделирования звездные величины обычно переводят в относительные интенсивности, и такой сигнал также может быть аппроксимирован методом NAV (в том числе, для многоцветных наблюдений и с учетом точности индивидуальных наблюдений), для занесения феноменологических характеристик в каталоги удобнее исполь-

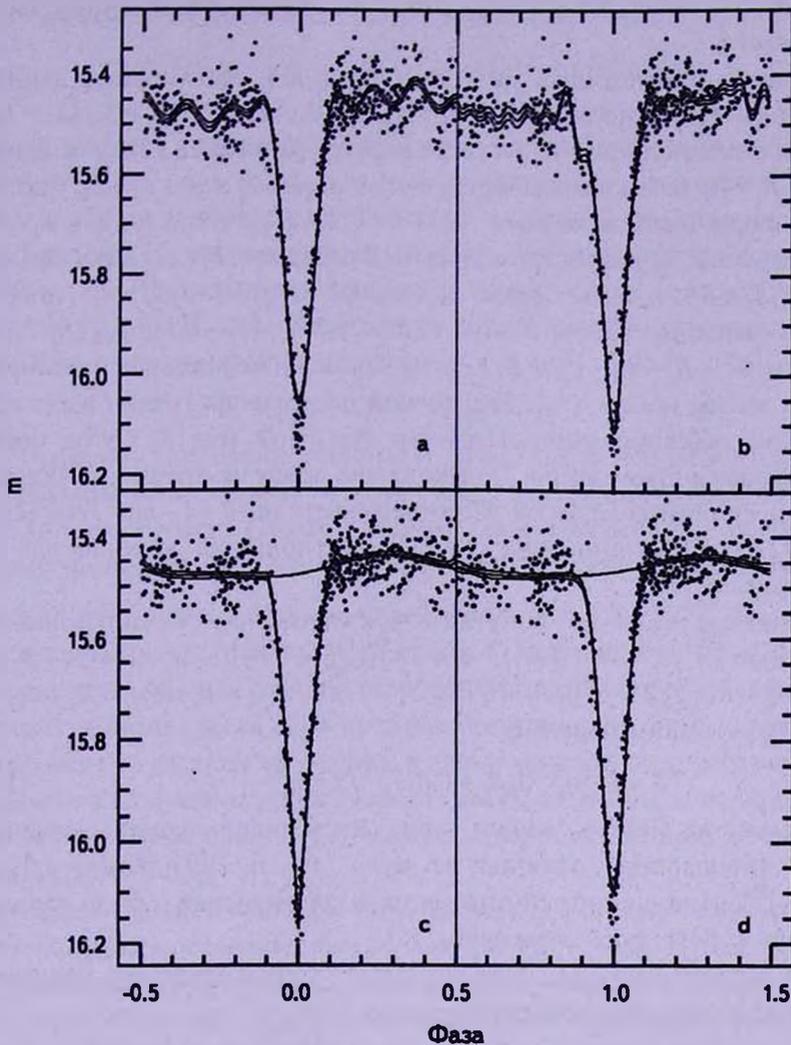


Рис.3. Аппроксимации фазовой кривой затменной переменной VSX0224: а - тригонометрическим полиномом степени $s=7$; б - $s=16$; в - методом NAV; д - с использованием функции (9) [20]. Показаны коридоры ошибок для сглаживающих функций. Для аппроксимаций (с,д) показаны продолжения на фазы затмений внезатменной части.

зовать звездные величины.

2.5. Кривая блеска для упрощенной модели сферических компонент. Не приводя полный набор формул, используемых для вычисления "физических" моделей кривых блеска, многократно описанных в литературе [9,13-15], рассмотрим самый простой случай сферических компонент (подробнее описан в монографии [21]). Также пренебрегаем потемнением диска к краю. Для слегка вытянутых компонент, использовался метод "ректификации" кривой блеска делением потока на данной фазе на

сглаженное значение, полученное аппроксимацией внезатменной части кривой блеска.

Обозначим радиусы двух звезд R_1 и R_2 ($\leq R_1$), светимости в данном фильтре L_1 и L_2 и относительные потоки $l_1 = L_1/(L_1 + L_2)$, $l_2 = L_2/(L_1 + L_2)$. Тогда наблюдаемый поток $I(\Theta) = 1$, если видимое расстояние между центрами звезд $\Theta \geq R_1 + R_2$ (внезатменная часть); $I(\Theta) = l_1$, если $0 \leq \Theta \leq R_1 - R_2$ (полное затмение, вторая звезда за первой); $I(\Theta) = 1 - l_1 (R_2/R_1)^2$, если $0 \leq \Theta \leq R_1 - R_2$ (частное затмение, первая звезда за второй). В интервале $R_1 - R_2 \leq \Theta \leq R_1 + R_2$, $I(\Theta) = 1 - l_1 S/\pi R_1^2$ (первая звезда за второй), $I(\Theta) = 1 - l_2 S/\pi R_2^2$ (вторая звезда за первой). Здесь $S = (\gamma_1 - 0.5\sin 2\gamma_1)R_1^2 + (\gamma_2 - 0.5\sin 2\gamma_2)R_2^2$, где $\gamma_0 = \arccos(\Theta^2 + R_j^2 - R_{j-1}^2)/(2\Theta R_j)$ - угол между линией центров и вектором от центра звезды номер j ($= 1, 2$) и точкой пересечения границ звезд при проекции на небесную сферу. Параметр $\Theta = a\sin\theta$ (где θ - угол между линией центров и лучом зрения, a - расстояние между центрами звезд) связан с наклоном орбиты i и фазой ϕ соотношением $\sin^2\theta = 1 - \sin^2 i \cos^2(2\pi\phi)$ (напр., [22]). Очевидно, при $i = 90^\circ$, соотношение упрощается до $\theta = \arcsin|\sin(2\pi\phi)|$.

Для малых углов α получаем асимптотическое соотношение $(\gamma - 0.5\sin 2\gamma) \approx 2\gamma^3/3 = 2h^3/(3R^3)$, $S \approx 2h^3(1/R_1 + 1/R_2)/3$ и $\eta_1 = (R_1 + R_2) - \Theta \approx (R_1\gamma_1^2 + R_2\gamma_2^2)/2 = h^2(1/R_1 + 1/R_2)/2$, где $h = R_1 \sin\gamma_1 = R_2 \sin\gamma_2 \approx R_1\gamma_1 \approx R_2\gamma_2$. Таким образом,

$$S \approx 2^{5/2} \eta_1^{3/2} (1/R_1 + 1/R_2)^{-1/2} / 3 \sim \eta_1^{3/2}. \quad (10)$$

Поскольку на фазе ϕ_e начала (или, симметрично, конца) затмения $\eta = 0$, а производная отлична от нуля, то $\eta_1 = (d\eta/d\phi)(\phi - \phi_e)$, и $S \sim (\phi - \phi_e)^{3/2}$. Именно это асимптотическое соотношение и было использовано при выборе формы затмения (6).

Перед входом в полную фазу затмения (второй контакт), получаем аналогичное асимптотическое соотношение

$$\pi R_2^2 - S \approx 2^{5/2} \eta_2^{3/2} (-1/R_1 + 1/R_2)^{-1/2} / 3 \sim \eta_2^{3/2}, \quad (11)$$

где $\eta_2 = \Theta - (R_1 - R_2)$. Конечно, такую модель также можно было бы внести в программу и определять 4 дополнительных параметра l_1 ($= 1 - l_2$), R_1/a , R_2/a , I вместо одного β . Затраты времени на вычисления становятся сравнимыми с необходимыми для вычисления "физических" моделей, и поэтому такая "упрощенная модель" бесполезна.

Производная функции (10) равна нулю при $\eta_1 = 0$, что означает, что производная от блеска по фазе не имеет скачка в моменты входа и выхода из затмений. Однако она быстро увеличивается, поэтому можно говорить о границах затмений.

Можно предложить бесконечное количество монотонных функций, удовлетворяющих асимптотическим зависимостям для начала и конца

нисходящей ветви затмения. Такими свойствами обладает, напр., функция

$$V(\phi) = \kappa w(\chi)(1 - \chi)^{3/2} + (1 - \kappa)(1 - (1 - w(\chi))\chi^{3/2}), \quad (12)$$

где $w(\chi)$ - весовая функция, равная 1 при $\chi = 0$ и 0 при $\chi = 1$, а ее первая и вторая производная равны нулю на концах интервала $[0, 1]$. Здесь $\chi = (|\phi| - \phi_2) / (\phi_1 - \phi_2)$, где ϕ_1 и ϕ_2 - фазы конца затмения и конца полной фазы затмения, которые также являются неизвестными параметрами, как и κ . Параметр κ связан с различием коэффициентов пропорциональности в (10) и (11). Предполагая симметрию функции $w(\chi)$ относительно середины интервала ($\chi = 0.5$), можно предложить, напр., простейшую полиномиальную функцию с указанными свойствами

$$w(\chi) = 1 - 10\chi^3 + 15\chi^4 - 6\chi^5. \quad (13)$$

Функция (12) хорошо описывает восходящую или симметричную ей нисходящую ветвь, однако, по количеству параметров, не является удобной для аппроксимации. Поэтому вместо данной модели мы использовали форму минимума (6) с одним феноменологическим параметром β .

2.6. Гипотеза удвоенного периода для VSX0224. Несмотря на то, что электронные публикации об открытии переменности VSX0224 содержат информацию об орбитальном периоде $P = 0.5227^d$, отсутствие вторичного минимума вблизи фазы 0.5 в пределах погрешностей вызывает удивление, поскольку оно является аргументом в пользу того, что поверхностная яркость вторичного компонента пренебрежимо мала по сравнению с этим параметром для главного компонента, т.е. спутник имеет существенно более низкую температуру.

Модель системы могла бы быть проверена в будущем при проведении спектральных и многоцветных фотометрических наблюдений.

При наличии одноцветных наблюдений, как в случае VSX0224, возможен дополнительный тест. Предположим, что истинный период вдвое больше: $P = 2 \cdot 0.522724^d = 1.045448^d$, а главный и вторичный минимумы сравнимы по глубине. Тогда, с использованием процедуры NAV, получим новую аппроксимацию с несколько меньшим разбросом $\sigma = 0^m.0457$. По критерию Фишера, вероятность случайного уменьшения до такой величины составляет 33%, т.е. вдвое больше вероятность альтернативной гипотезы неслучайного уменьшения. Соответствующий набор параметров: $C_3 = 0.0528$ (что ненамного больше, чем половина значения $C_9 = 0.1040$ при рассмотренной выше гипотезе "короткого периода"), $C_9 = 1.030$ (что согласуется с приведенным ранее результатом), $C_{10} = 0.940$ (естественно, при наличии явно выраженного вторичного минимума, значение стало более близким к C_9). Блеск в минимумах $16.158 \pm 0^m.008$ (фаза 0.0), $16.203 \pm 0^m.016$ (фаза 0.5). Следует отметить понижение блеска на внезатменной части вблизи фазы 0.86, что может быть интерпретировано холодным пятном на одном из компонентов

двойной системы.

Глубины минимумов $C_6 = 0.692 \pm 0^m.010$ и $C_7 = 0.745 \pm 0^m.019$, т.е. более глубоким (главным) в этой модели является минимум на фазе 0.5, т.е. для внесения в каталог следует использовать начальную эпоху $T_0 = 2455106.8463 \pm 0.0006^d$. Разность глубин $C_7 - C_6 = 0.062 \pm 0^m.021$ составляет 3σ , и может считаться статистически значимой.

С учетом формулы Погсона, в минимуме затмевается часть потока

$$I = 1 - 10^{-0.4C}, \quad (14)$$

где $C = C_6$ для минимума на фазе 0.0 и $C = C_7$ для минимума на фазе 0.5. Для полученных значений, $I_1 = 0.4713 \pm 0.049$, $I_2 = 0.4965 \pm 0.0089$. Значение $I_1 + I_2 = 0.9678 \pm 0.0101$ весьма близко к единице, что свидетельствует о том, что оба затмения "почти полные". Отношение средних поверхностных яркостей $I_2/I_1 = 0.949 \pm 0.020$ также близко к единице в пределах погрешностей. Пример аналогичного анализа для другой системы WZ Crv приведен нами в [23].

Таким образом, можно сделать самое упрощенное предположение, что компоненты затменной системы практически одинаковы, а наклонение орбиты близко к 90° . В этом случае, можно записать соотношение $(R_1 + R_2)/a = \sin \pi D = \sin 2\pi C_8$ [9,23], где R_1, R_2 - радиусы компонент, а a - расстояние между их центрами.

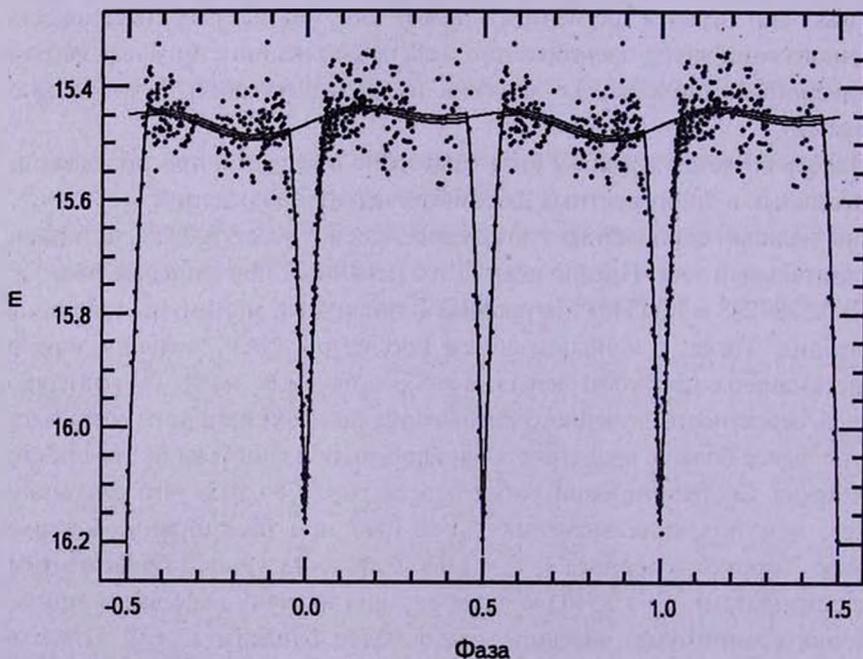


Рис.4. Фазовая кривая блеска VSX0224 для гипотезы "двух близких по глубине минимумов" (или "удвоенного периода") с начальной эпохой, соответствующей $T_0 = \text{HJD } 2455106.3236$ и периодом $P = 2 \cdot 0.522724^d = 1.045448^d$ и ее аппроксимация методом NAV.

Также предположим, что обе звезды находятся на Главной последовательности. Для околосолнечных масс, $R/R_{\odot} = M/M_{\odot}$, и получаем для параметра $C_2 = 0.0528$ значение $M/M_{\odot} = 0.835$, что соответствует Sp G8V [24]. Очевидно, что это предварительная оценка, полученная при ряде упрощающих предположений.

Линейно интерполируя зависимость "спектр-масса-радиус" из таблицы 15.8 [24], получим (в предположении "одинаковых звезд"), $M/M_{\odot} = 0.735$, $R/R_{\odot} = 0.779$, Sp K2.8 V. Такое различие соответствующих параметров связано с различием эмпирических зависимостей "масса-радиус" по разным литературным данным.

Считая, что большая звезда более горячая (при предположении о Главной последовательности), можно было бы ожидать, что затмение на фазе 0.0 является полным, а на фазе 0.5 - частным. Однако для "серьезной" проверки этого предположения необходимы новые наблюдения с лучшей точностью. Кроме того, небольшое различие поверхностных яркостей, свидетельствующее о различии температур, должно привести к изменениям показателя цвета в интервалах фаз затмений с максимумом вблизи фазы 0.0 и минимумом вблизи фазы 0.5.

Оценим вклад "корректировки" с учетом наблюдаемого отношения средних яркостей, линейно интерполируя в интервале спектральных классов K0 - K5, массы, радиусы, абсолютные звездные величины в фотометрической системе R , и параметр, обратный температуре ($1/T$). Результирующие пары параметров для наблюдаемых значений периода и ширины затмения: $M_1 = 0.740 M_{\odot}$, $M_2 = 0.732 M_{\odot}$, $R_1 = 0.785 R_{\odot}$, $R_2 = 0.775 R_{\odot}$, $T_1 = 4751$ K, $T_2 = 4696$ K, Sp1 K2.5V, $L_1/(L_1 + L_2) = 0.519$ (близко к наблюдаемому значению 0.529). Абсолютная звездная величина $M_R = 5^m.81$, что соответствует расстоянию ~207 пк. Отметим еще раз, что, поскольку разность глубин минимумов на пределе обнаружения - 3σ , то данные оценки приведены лишь для иллюстрации разности параметров по сравнению со случаем "точно одинаковых звезд".

2.7. Применение к другим двойным системам. Выше, метод NAV был иллюстрирован применением к одной двойной системе VSX0224. Однако он использовался и для звезд с более широкими минимумами - типов EB, EW. На рис.5 показана аппроксимация методом NAV фазовой кривой блеска VM UMa по CCD V наблюдениям Вирниной и др. [25]. Система была классифицирована, как EW [26], и физическое моделирование [25] с использованием программы [27] подтверждает, что это сверхконтактная система. Согласно "классическому" определению, в таких системах невозможно определить начало и конец минимума. Однако на кривой блеска видна существенная разница между "плавными" изменениями, связанными с вытянутостью компонентов, и сравнительно узкими минимумами. Статис-

тически оптимальными являются параметры $C_3 = 0.104$, $C_9 = 1.4$, $C_{10} = 1.1$.

Таким образом, метод NAV применим и к звездам типа EW. Хотя, во многих случаях, их кривые блеска хорошо описываются и тригономет-

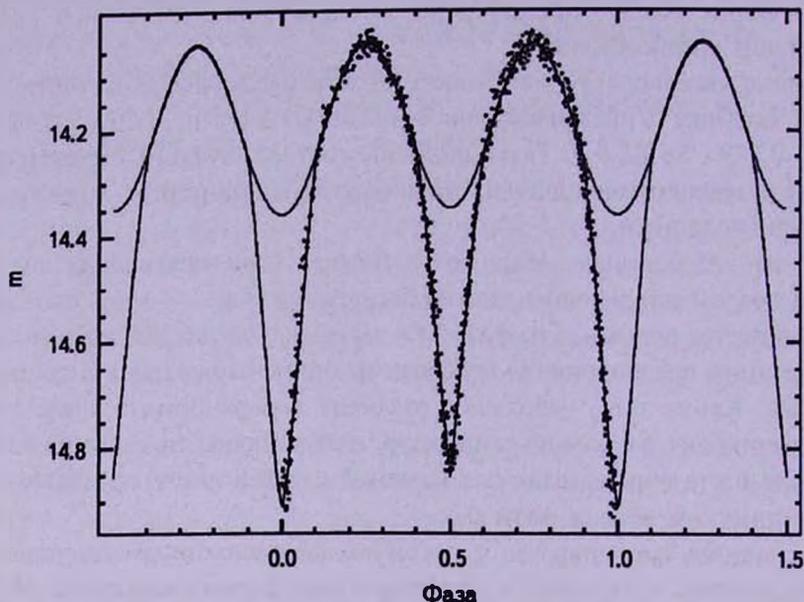


Рис.5. Аппроксимация методом NAV фазовой кривой блеска VM UMa в фильтре I.

рическим полиномом [10,13,17]. В частности, оптимальным значением для VM UMa является степень $s=8$, которая и использовалась в работе [25]. Однако число параметров $m = 1 + 2s = 17$ существенно больше, чем 10 в методе NAV, поэтому статистическая точность аппроксимации NAV в 1.3 раза лучше, чем для тригонометрического полинома.

В качестве "предшественника" метода NAV, нами использовалась раздельная аппроксимация внезатменной и полной фазовых кривых блеска WZ Cy [23] тригонометрическими полиномами соответственно степени $s=2$ и оптимальной ($s=9$). Однако метод NAV дает лучшую аппроксимацию полной кривой блеска с определением границ затмения математическими методами, а не субъективными визуальными.

Следует отметить и хорошее согласие аппроксимаций методом NAV и теоретических кривых, рассчитанных с использованием метода Вилсона-Девинни [14]. Мы использовали программу, разработанную Золя [27].

3. *Обсуждение.* Поскольку для определения параметров кривых блеска переменных звезд, необходимых для регистрации в "Общем каталоге переменных звезд", необходимо вычисление статистически оптимальных аппроксимаций, нами был предложен метод "NAV", который был апробирован на наблюдениях десятков реальных звезд и теоретических моделях. Такое

феноменологическое моделирование особенно эффективно для новых (впервые открытых или малоисследованных) переменных типа Алголя (New Algol Variable), которые, в частности, исследуются в рамках проектов "Украинская виртуальная обсерватория" [28] и "Меж-долготная астрономия" [29].

С уменьшением ширины затмения, количество параметров гармоник возрастает и может достигать нескольких десятков. Эффект Гиббса и статистические погрешности измерений приводят к появлению короткопериодических видимых волн на кривой блеска, которые физически не присутствуют в сигнале. Предлагаемый метод уменьшения статистически оптимального числа параметров заключается в альтернативном выборе группы базисных функций, отличных от классического набора синусов и косинусов. Используется комбинация тригонометрического полинома второго порядка (TP2, что описывает эффекты "отражения", "эллипсоидальности" и "пятнистости") и локализованных вкладов минимумов (параметризованных по глубине и профиля отдельно для главного и вторичного минимумов). Это позволяет существенно улучшить качество аппроксимации.

Основными параметрами для описания затмений являются: полуширина $C_3 = D/2$, которая одинакова для главного и вторичного минимумов в частом предположении круговой орбиты, а также параметры β_1 и β_2 , которые описывают профили затмений. Численные модели показывают, что, для близких по размерам звезд, $\beta_1 \approx \beta_2 \approx 1$, и профиль в центре затмений "треугольный". При прохождении меньшей звезды по диску большей ("транзит"), основной эффект изменения блеска связан с потемнением к краю диска затмеваемой звезды, и можно ожидать, что $\beta_1 \approx 2$. В этом случае, второе затмение полное, и $\beta_2 > 2$.

Особый интерес представляют полные затмения. Формально они описываются профилем (6) при сравнительно больших значениях параметра β . Для полного затмения можно предложить более вычислительно медленные модели, рассмотренные выше. Однако они требуют определения большего количества параметров и затрат компьютерного времени при практически таком же качестве аппроксимации, поэтому мы их не использовали.

Профиль затмения, описываемый функцией (6), дает лучшее согласие с "физическими" моделями, чем (5) или (9).

Метод "NAV" применим также и к типам EB и EW, хотя наиболее эффективен для класса EA.

По результатам анализа, оценены характеристики VSX J022427.8-104034.

Автор благодарит Н.Н.Самуся, В.Ю.Теребижа, В.П.Гринина, D.Chochol, S.Otero за полезное обсуждение, S.Zoła за программы физического моделирования затменных двойных звезд, описанные в [26], и фонд Королевы Ядвиги Ягеллонского университета (Краков) за индивидуальный грант. Работа была инициирована многочисленными открытиями новых затменных

двойных аспиранткой Н.А.Вирниной, опубликовавшей под моим руководством 19 статей.

Кафедра "Высшая и прикладная математика", Одесский Национальный Морской университет, Одесса, Украина; e-mail: tt_ari@ukr.net

PHENOMENOLOGICAL MODELING OF THE LIGHT CURVES OF ALGOL-TYPE ECLIPSING BINARY STARS

I.L.ANDRONOV

We introduce a special class of functions for mathematical modeling of periodic signals of special shape with irregularly spaced arguments. This method was developed for determination of phenomenological characteristics of the light curves, which are necessary for registration in the "General Catalogue of Variable Stars" and other databases. For eclipsing binary stars with smooth light curves - of types EB and EW - it is recommended a trigonometric polynomial of optimal degree in a complete or symmetric form. For eclipsing binary systems with relatively narrow minima (EA-type), statistically optimal is an approximation of the light curves in a class of non-polynomial spline functions. It is used a combination of the second-order trigonometric polynomial (TP2, what describes effects of "reflection", "ellipsoidality" and "spotness") and localized contributions of minima (parametrized in depth and profile separately for primary and secondary minima). Such an approach is characterized by a statistical accuracy of the smoothing curve, which is up to ~1.5-2 times better than the trigonometric polynomial of statistically optimal degree, and the absence of false "waves" in the light curve associated with the effect of Gibbs. In addition to the minimum width, which can not be determined by a trigonometric polynomial approximation, the method allows to determine with better accuracy its depth, as well as to separate the effects of the eclipse and out-of-eclipse parts. For multi-color observations, improving the accuracy of the smoothing of the curve in each filter will allow to obtain with better accuracy the curves of the color index variations. Effectivity of the proposed method increases with decreasing eclipse depth. The method is a complementary one to the approximation using trigonometric polynomials. The method called NAV ("New Algol Variable"), was illustrated by application to eclipsing binary systems VSX J022427.8-104034=USNO-B1.0 0793-0023471 and BM UMa. For VSX J022427.8-104034, an alternative model of "double period" is discussed.

Key words: binary stars:Algol-type:phenomenological modeling

ЛИТЕРАТУРА

1. *N.N.Samus, O.V.Durlevich, E.V.Kazarovets et al.*, General Catalog of Variable Stars (GCVS database, Version 2012Jan), <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?cat=B%2Fgcv&>
2. *J.Lafter, T.D.Kinman*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **11**, 216, 1965.
3. *П.Н.Холопов*, в "Методы исследования переменных звезд" (под ред. Б.В.Никонова), М., Мир, с.307, 1971.
4. *I.L.Andronov, L.L.Chinarova*, *Kinem. Phys. Celest. Bodies*, **13**, No.6, 55, 1997.
5. *Т.Андерсон*, Введение в многомерный статистический анализ. М., Физматгиз, 1963.
6. *В.Ю.Теребиж*, Анализ временных рядов в астрофизике. М., Физматлит, 1992.
7. *В.Ю.Теребиж*, Введение в статистическую теорию обратных задач. М., Физматлит, 2005.
8. *П.Н.Холопов*, Переменные звезды, **21**, 465, 1981.
9. *В.П.Цесевич*, (ред.) Затменные переменные звезды, М., Наука, 1971.
10. *I.L.Andronov*, *Odessa Astron. Publ.*, **7**, 49 1994.
11. *I.L.Andronov*, *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*, **292**, 391, 2003.
12. *Р.В.Хемминг*, Цифровые фильтры, М., Советское радио, 1980.
13. *J.Kallrath, E.F.Milone*, *Eclipsing Binary Stars: Modeling and Analysis*. Springer, 2012.
14. *R.E.Wilson, E.J.Devinney*, *Astrophys. J.*, **166**, 605, 1971.
15. *А.В.Гончарский, А.М.Черепашук, А.Г.Ягола*, Некорректные задачи астрофизики, М., Наука, 1985.
16. *I.L.Andronov, V.I.Marsakova*, *Astrophysics*, **49**, 370, 2007 (перевод из "Астрофизика" **49**, 433, 2007).
17. *S.M.Rucinski*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **105**, 1433, 1993.
18. *V.I.Marsakova, I.L.Andronov*, *Odessa Astron. Publ.*, **9**, 127, 1996.
19. *I.L.Andronov*, *Int. Conf. KOLOS-2010 Abstr. Booklet*, Snina, Slovakia, **1**, 2010.
20. *Z.Mikulášek, M.Zejda, J.Janik*, *Proc. IAU Symp.*, **282**, 391, 2011.
21. *А.М.Шульберг*, Тесные двойные звездные системы с шаровыми компонентами, М., Наука, 1971.
22. *I.L.Andronov*, *As. Ap. Transact.*, **2**, 341, 1992.
23. *N.A.Virgina, I.L.Andronov, M.V.Mogorean*, *Journal of Physical Studies*, **15**, 2901, 2011.
24. *A.N.Cox*, *Allen's Astrophysical Quantities*. 4th ed. The Athlone Press, London, 2000.
25. *N.A.Virgina, E.A.Panko, O.G.Sergienko et al.*, *Odessa Astron. Publ.*, **23**, 147, 2010.
26. *R.G.Sames, J.D.Gray, B.J.Carrigan, T.J.Kreidl*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **107**, 136, 1995.
27. *J.M.Kreiner, S.Rucinski, S.Zola et al.*, *Astron. Astrophys.*, **412**, 465, 2003.
28. *I.B.Vavilova, L.K.Pakulyak, A.A.Shyapnikov et al.*, *Kinem. Phys. Celest. Bodies*, **28**, 85, 2012.
29. *I.L.Andronov, K.A.Antoniuk, A.V.Baklanov et al.*, *Odessa Astron. Publ.*, **23**, 8, 2010.

О НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ДИСКА. IV. ОБОБЩЕНИЕ МОДЕЛЕЙ И СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

К.Т.МИРТАДЖИЕВА¹, С.Н.НУРИТДИНОВ²

Поступила 15 мая 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

Построена обобщенная фазовая модель радиально нестационарного диска с анизотропной диаграммой скоростей, имеющая точный нелинейный закон нестационарности и являющаяся неравновесным обобщением равновесного диска Бисноватого-Когана и Зельдовича. С целью проведения сравнительного анализа неустойчивостей обобщенной модели относительно горизонтальной и вертикальной мод колебаний, для них получены соответствующие нестационарные аналоги дисперсионных уравнений. Анализ полученных результатов показывает, что параметры, характеризующие различие и степень анизотропии нелинейно нестационарных моделей, дают противоположные эффекты в горизонтальных и вертикальных колебаниях диска. Также нами выполнено сравнение горизонтальных и вертикальных мод колебаний на фоне нестационарных моделей с изотропной и анизотропной диаграммами скоростей. Установлено, что при малых и умеренных значениях параметра вращения диска вертикальные моды колебаний доминируют над горизонтальными, а при приближении к максимальному значению вращения наблюдается обратная картина.

Ключевые слова: *самогравитирующий диск; нестационарная модель*

1. *Введение.* В предыдущих частях данной работы нами были исследованы проблемы гравитационной неустойчивости чаще всего наблюдаемых структурных проявлений мод горизонтальных [1,2] и вертикальных [3] колебаний, развивающихся на фоне нестационарных моделей самогравитирующего диска с изотропной и анизотропной диаграммами скоростей. В случае горизонтальных колебаний нами были найдены критерии формирования бароподобной, кольцеобразной и лопсайдальной структур, и определены характерные времена их проявления в зависимости от основных физических параметров рассмотренных моделей. В рамках многочисленных вертикальных мод колебаний в [3] мы изучали вопросы гравитационной неустойчивости интегралообразно-асимметричного, U-образного, куполообразного и прецессионного типов изгиба диска галактик. Расчеты показывают, что среди горизонтальных видов мод колебаний темп неустойчивости моды, приводящей к проявлению лопсайдальности (эффекта смещения ядра от геометрического центра галактики), почти всегда имеет явное превосходство. В случае вертикальных же мод колебаний установлено, что наиболее сильной модой является

асимметричный интегралообразный изгиб диска, затем только проявляется *U*-образный изгиб и за ним идет формирование куполообразного изгиба, а прецессионный тип колебания на фоне рассмотренных двух нестационарных моделей является всегда устойчивым.

Однако теория устойчивости точных, аналитически решаемых моделей всегда требует их усовершенствования и обобщения на более сложные случаи (см., например, [4-6]). Из ранее рассмотренных нами двух нелинейно нестационарных моделей диска одна модель имеет чисто изотропную диаграмму скоростей, что относится явно к идеальному случаю, а эффект анизотропии до сих пор не исследован отдельно. Учитывая, что направление исследования устойчивости нестационарных в исходном состоянии нелинейных моделей самогравитирующих дискообразных систем является сравнительно молодым и, главное, весьма перспективным [4], на наш взгляд, сегодня можно его развивать с точки зрения аналитически решаемых моделей, по крайней мере, двумя путями: а) Путем построения составных дисковых моделей с анизотропной диаграммой скоростей, рассматривая линейную суперпозицию двух нелинейно нестационарных конфигураций (например, хорошо изученная изотропная модель плюс новая, но простая анизотропная модель с введением коэффициента суперпозиции). Таким способом в [7-9] одним из авторов данной работы уже изучены все наиболее интересные типы секториальных, зональных и тессеральных возмущений на фоне одной составной модели нелинейно нестационарного самогравитирующего диска с анизотропной диаграммой скоростей. б) Путем построения обобщенной (или специальной серии) модели, рассматривая весовую функцию $\rho(\Omega)$ в более общем виде (см. ниже формулу (3)). В заключительной части данной работы строится именно одна, достаточно обобщенная серия нестационарной модели диска с анизотропной природой и изучаются проблемы гравитационной неустойчивости этой общей модели относительно основных типов мод горизонтальных и вертикальных колебаний. Кроме того, поскольку эти два типа, взаимно перпендикулярных колебаний сами еще никем не сравнены между собой, ниже такой анализ выполнен нами детально в рамках нестационарных моделей.

2. *Построение обобщенной нелинейно нестационарной модели диска с анизотропной диаграммой скоростей.* Для построения обобщенной нелинейной модели с анизотропной природой мы используем известный метод усреднения по параметру вращения Ω для функции фазовой плотности Ψ_i вращающегося диска с изотропной диаграммой скоростей:

$$\Psi_a = \frac{\int_{-1}^1 \rho(\Omega) \Psi_i d\Omega}{\int_{-1}^1 \rho(\Omega) d\Omega}, \quad (1)$$

где Ψ_l - фазовая плотность изотропной модели нестационарного самогравитирующего диска, которая равна [1-3]

$$\Psi_l = \frac{\sigma_0}{2\pi\Pi\sqrt{1-\Omega^2}} \left[\frac{1-\Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_\perp - v_b)^2 \right]^{-1/2} \chi(R-r). \quad (2)$$

Напомним, что здесь v_r и v_\perp - радиальная и тангенциальная компоненты скорости "частицы" с координатой $\vec{r}(x, y)$, $\Pi(\psi) = (1 + \lambda \cos \psi)(1 - \lambda^2)^{-1}$ есть коэффициент растяжения системы, $\lambda = 1 - (2T/U|_0)$ - амплитуда пульсации системы ($0 \leq \lambda \leq 1$), причем при $\lambda = 0$ (когда начальное значение вириального отношения $(2T/U|_0 = 1)$) модель (2) совпадает с равновесной моделью Бисноватого-Когана-Зельдовича [5], χ - функция Хевисайда, а некоторые другие обозначения даны подробно в [1].

Теперь, учитывая, что $\rho(\Omega)$ должна быть четной функцией, можно построить серию нестационарных анизотропных моделей самогравитирующего диска, беря весовую функцию в достаточно общем виде

$$\rho(\Omega) = C_{\alpha\beta} \Omega^{2\alpha} (1 - \Omega^2)^{(2\beta+1)/2}, \quad (3)$$

где α и β - целые числа. Коэффициент $C_{\alpha\beta}$ определяется из условия нормировки $\int_{-1}^1 \rho(\Omega) d\Omega = 1$. Так мы находим

$$C_{\alpha\beta} = \left(\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \sin^{2\alpha} \theta \cos^{2(\beta+1)} \theta d\theta \right)^{-1} = \frac{[2(\alpha + \beta + 1)]!!}{\pi(2\alpha - 1)!!(2\beta + 1)!!}. \quad (4)$$

Подставляя же функцию (3) в (1), после некоторых преобразований имеем

$$\Psi_a = C_{\alpha\beta} \frac{\sigma_0}{2\pi} \int_{-1}^{+1} \frac{\Omega^{2\alpha} (1 - \Omega^2)^\beta}{\sqrt{D - (\Omega - v_\perp r)^2}} d\Omega. \quad (5)$$

Здесь требуется выполнение условия

$$D = 1 - \frac{r^2}{\Pi^2} + v_\perp^2 (r^2 - \Pi^2) - \Pi^2 (v_\perp - v_a)^2 > 0. \quad (6)$$

Если введем обозначение $\Omega - rv_\perp = \ell$, то интеграл в (6) принимает удобный для анализа вид

$$\Psi_a = C_{\alpha\beta} \frac{\sigma_0}{2\pi} \chi(D) \int_{-\sqrt{D}}^{+\sqrt{D}} \frac{(\ell + rv_\perp)^{2\alpha} [1 - (\ell + rv_\perp)^2]^\beta}{\sqrt{D - \ell^2}} d\ell. \quad (7)$$

Для произвольных α и β интеграл в (7) можно выразить только через специальные функции, что вызывает неудобства в проблеме исследования устойчивости модели. Но отдельные частные случаи выражаются через алгебраические функции. Например, при $\alpha = 0$, $\beta = 1$

$$\Psi_a = \frac{2\sigma_0}{3\pi} \left\{ 1 + \frac{r^2}{\Pi^2} + \Pi^2 [(v_r - v_a)^2 + v_\perp^2] - 3r^2 v_\perp^2 \right\} \chi(D). \quad (8)$$

Если $\alpha = 2$, $\beta = 0$, тогда

$$\Psi_{\sigma} = \frac{\sigma_0}{\pi} (3D^2 + 24D \cdot r^2 v_1^2 + 8r^4 v_1^4) \chi(D). \quad (9)$$

Наконец, полагая в (7) $\ell = \sqrt{D} \sin \theta$, и разлагая в ряд числитель, мы находим следующий результат

$$\Psi_{\sigma} = C_{\alpha\beta} \frac{\sigma_0}{2\pi} \chi(D) \sum_{n=0}^{\beta} \sum_{j=0}^{2\alpha+2n} \frac{(-1)^n \beta!}{n!(\beta-n)!} \binom{2\alpha+2n}{j} (r v_{\perp})^j (\sqrt{D})^{2\alpha+2n-j} T_{nj}, \quad (10)$$

где $T_{nj} = (2\alpha + 2n - j - 1)!! \cdot g / (2\alpha + 2n - j)!!$, причем $g = \pi/2$ для четных j и $g = 0$ для нечетных j .

Таким образом, нами получена общая формула (10) для нелинейно анизотропных моделей нестационарных дискообразных самогравитирующих систем (ДСС). Задавая конкретные значения для параметров α и β , мы получаем соответствующую нелинейно нестационарную дисковую модель с анизотропной диаграммой скоростей. Умножая (10) на $[1 + \Omega(x v_y - y v_x)]$, в принципе, всегда можно иметь дело с вращающейся обобщенной моделью, хотя роль вращения весьма подробно изучена нами в [1-3] для всех мод колебаний.

3. Анализ гравитационных неустойчивостей обобщенной анизотропной модели. Теперь, налагая малое возмущение на обобщенную нелинейно нестационарную модель (10), можно изучать проблемы гравитационной неустойчивости данной неравновесной модели относительно конкретных мод возмущений. Как отмечено выше, это необходимо для сравнительного изучения условия происхождения той или иной наблюдаемой структуры и нахождения точных критериев их формирования на фоне нелинейно неравновесных моделей, т.е. на ранней, нелинейно нестационарной стадии эволюции ДСС.

3.1. Случай вертикальных мод колебаний. Наблюдательные проявления и физика вертикальных мод колебаний нами даны в [3] достаточно подробно. Здесь рассмотрим основные типы этих мод для нашей обобщенной модели. Начнем изучение с анализа S -образного асимметричного изгибного колебания с азимутальным волновым числом $m = 1$ и радиальным - $N = 4$. Тем более этот случай в [3] не был изучен по указанному там ряду причин. Как известно, для нахождения критериев неустойчивостей нелинейно нестационарных моделей (10) относительно конкретного типа возмущения, необходим вывод соответствующего нестационарного аналога дисперсионного уравнения (НАДУ). НАДУ для анизотропных моделей (10) легче всего вывести при помощи усреднения НАДУ изотропной модели (2) по Ω с весовой функцией (3). Исходя из этого, с помощью общего вида НАДУ [3] изгибных колебаний получим сначала НАДУ для данной моды (1; 4) на фоне изотропной нестационарной модели (2). Так, подставляя $N = 4$, $m = 1$ в формулу (15) нашей работы

[3], имеем

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 D(\psi)}{d\psi^2} + \left(\lambda \sin \psi + 2i\Omega\sqrt{1-\lambda^2} \right) \frac{dD(\psi)}{d\psi} + \left[\frac{29}{8} + \frac{\Omega\sqrt{1-\lambda^2}}{1+\lambda\cos\psi} \left(2i\lambda\sin\psi - \Omega\sqrt{1-\lambda^2} \right) - \frac{17(1-\Omega^2)(1-\lambda^2)}{3(1+\lambda\cos\psi)} \right] \cdot D(\psi) = 0. \quad (11)$$

Теперь умножим (11) на функцию (3) и проинтегрируем результат по Ω в интервале от -1 до $+1$. Таким образом, получим искомый НАДУ изгибной моды (1;4) колебаний исследуемой обобщенной анизотропной модели нестационарных дисков (10):

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 D(\psi)}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dD(\psi)}{d\psi} + \left[\frac{29}{8} - \frac{(17-14P)(1-\lambda^2)}{3(1+\lambda\cos\psi)} \right] D(\psi) = 0, \quad (12)$$

где

$$P = \frac{2\alpha + 1}{2(\alpha + \beta + 2)}. \quad (12')$$

С помощью НАДУ (12) мы можем исследовать вопросы формирования S-образного асимметричного изгиба диска на фоне обобщенной модели (10). Отметим, что данный НАДУ (12) не поддается аналитическому рассмотрению. Поэтому он исследован нами методом устойчивости

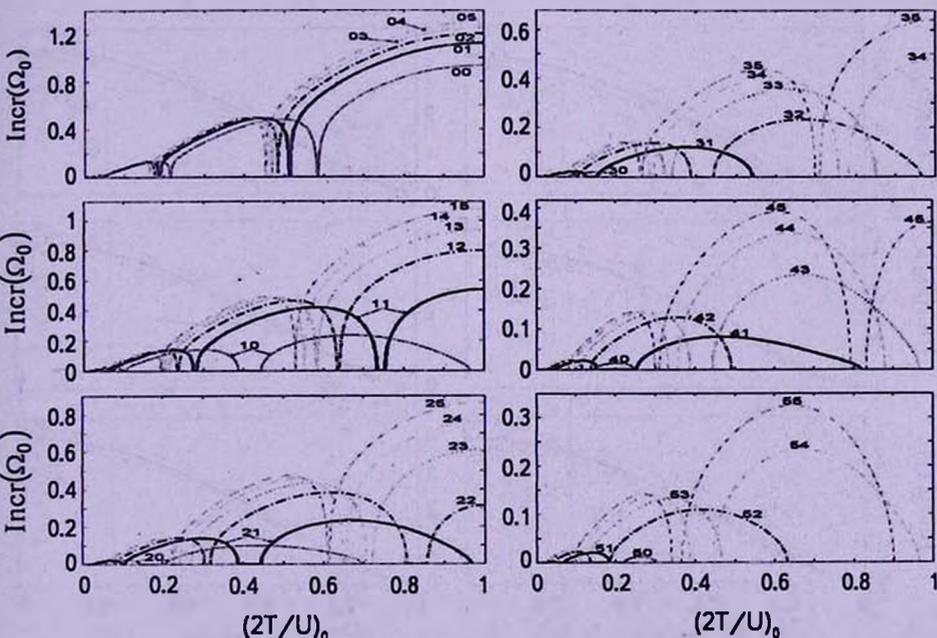


Рис.1. Сравнение инкрементов неустойчивости в зависимости от начального вириального отношения моделей (10) с различными значениями α и β для моды (1;4) вертикальных возмущений. Первая цифра над кривой - α , вторая - β .

периодических решений [10] численно.

Для сравнительного анализа устойчивости анизотропных моделей (10) относительно этой моды колебаний с помощью численных расчетов НАДУ (12) нами построены графики зависимостей инкрементов неустойчивости от начального вириального отношения моделей для различных значений параметров α и β (рис.1). На этих рисунках сразу бросается в глаза, прежде всего то, что с увеличением значения параметра β возрастает максимальное значение инкрементов неустойчивости моды (1;4) колебаний, а для значений параметра α наблюдается обратная картина. Заметим также, что с ростом значения α инкремент неустойчивости S-образного асимметричного изгиба диска уменьшается, и сами области неустойчивости постепенно смещаются вдоль оси $(2T/U)_0$ справа в левую сторону. Таким образом, мы заключаем, что если увеличение общей степени $(\alpha + \beta)$ в весовой функции (3) сопровождается увеличением параметра α , то мода (1;4) становится более устойчивой на фоне соответствующей анизотропной модели (10), а если это происходит за счет роста значения параметра β , то наблюдается обратная картина.

Теперь рассмотрим моду ($m=5; N=6$), ответственную за формирование N-образного асимметричного изгиба диска. Для данной моды НАДУ в рамках изотропной модели (2) получен в работе [3] (формула (17)). Применяя к этому уравнению вышеописанный метод усреднения, получим следующий НАДУ для изучаемой моды (5;6) на фоне анизотропных моделей (10):

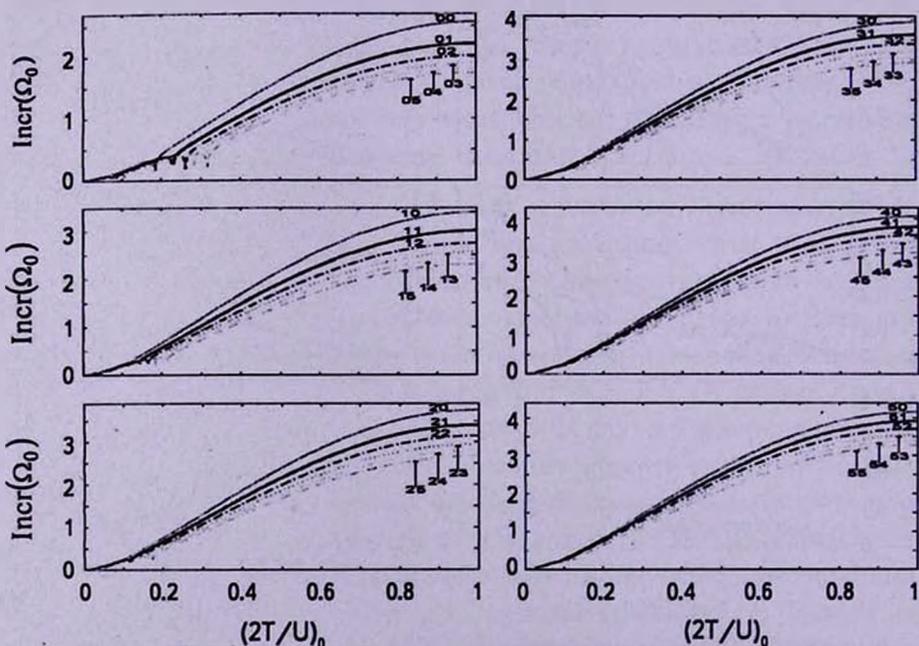


Рис.2. Сравнение инкрементов неустойчивости в зависимости от начального вириального отношения моделей (10) с различными значениями α и β для моды (5;6) вертикальных возмущений. Первая цифра на графиках - α , вторая - β .

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 B(\psi)}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dB(\psi)}{d\psi} + \left[\frac{437}{128} - \frac{5(1-4P)(1-\lambda^2)}{1 + \lambda \cos \psi} \right] \cdot B(\psi) = 0. \quad (13)$$

Численные результаты интегрирования (13) и нахождения зависимостей инкрементов неустойчивости от начального вириального отношения моделей для различных значений параметров α и β представлены на рис.2. Здесь мы наблюдаем противоположную картину в сравнении с результатами моды (1;4). Во-первых, с ростом значений параметра α возрастает максимальное значение инкрементов неустойчивости моды (5;6), а с увеличением значения β , наоборот, оно уменьшается. Во-вторых, независимо от параметров α и β интервал начального вириального отношения, где проявляется N -образный изгиб диска на фоне анизотропных моделей (10), занимает весь диапазон его возможных значений. Таким образом, если увеличение общей степени ($\alpha + \beta$) параметра вращения в (3) сопровождается ростом параметра α , то инкременты неустойчивости моделей (10) относительно моды (5;6) возрастают. А если ($\alpha + \beta$) увеличивается за счет параметра β , то соответствующие модели становятся более устойчивыми по отношению к данной моде.

Купольная неустойчивость моды колебаний $m = 0; N = 3$. НАДУ данной моды вертикальных колебаний изотропной модели приведен в (19) работы [3]. С помощью этого уравнения, методом усреднения, нами получен следующий НАДУ моды (0;3) для анизотропных моделей (10):

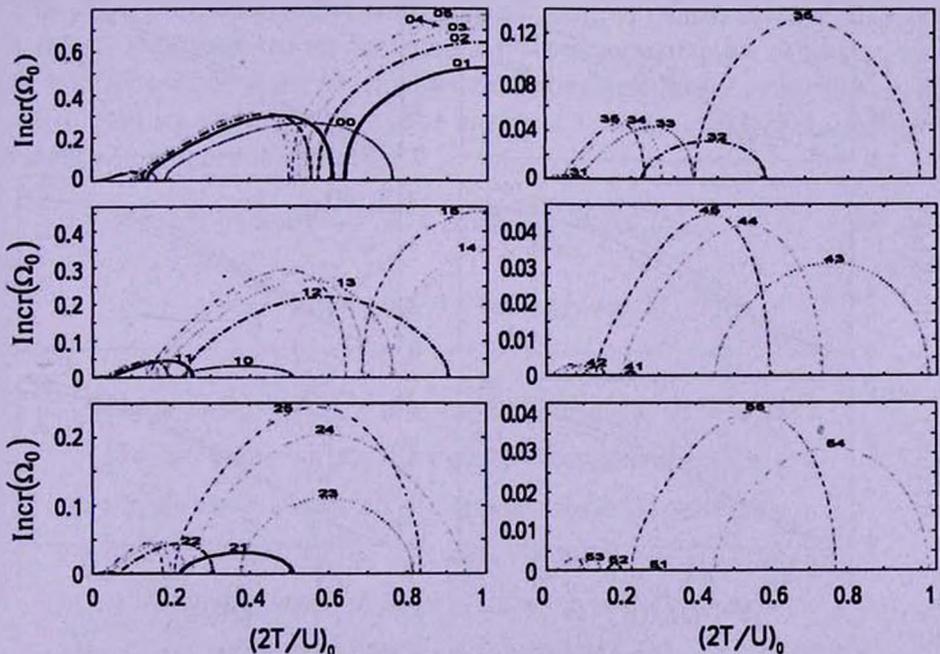


Рис.3. Сравнение инкрементов неустойчивости в зависимости от начального вириального отношения моделей (10) с различными значениями α и β для моды (0;3) вертикальных возмущений. Первая цифра на графиках - α , вторая - β .

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 F(\psi)}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \cdot \frac{dF(\psi)}{d\psi} + \left[\frac{5}{2} - \frac{10(1-P)(1-\lambda^2)}{3(1+\lambda \cos \psi)} \right] \cdot F(\psi) = 0. \quad (14)$$

Численные расчеты уравнения (14) показаны на рис. 3. Интересно, что поведение данной моды на фоне анизотропных моделей (10) точно такое же, как в случае моды (1;4). А именно, здесь также с увеличением значения параметра β куполообразная неустойчивость усиливается, а с ростом значения параметра α , наоборот, мода (0;3) становится более устойчивой. Поэтому, с увеличением значений α пик инкремента неустойчивости модели, соответствующий значению параметра $\beta = 0$, настолько маленький, что порой его не видно на графиках. Также заметим, что с увеличением значения параметра α неустойчивость данной моды проявляется в узком диапазоне малых значений начального вириального отношения.

U-образный изгиб, характеризуемый модой $m = 4$; $N = 5$. С помощью усреднения уравнения (20) из нашей работы [3] мы находим следующий НАДУ данной моды для анизотропных моделей (10):

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 Q(\psi)}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dQ(\psi)}{d\psi} + \left[\frac{187}{64} - \frac{4(1+3P)(1-\lambda^2)}{(1+\lambda \cos \psi)} \right] \cdot Q(\psi) = 0. \quad (15)$$

Графики зависимостей инкрементов неустойчивости от начального вириального отношения анизотропных моделей (10) для моды (4;5) приведены

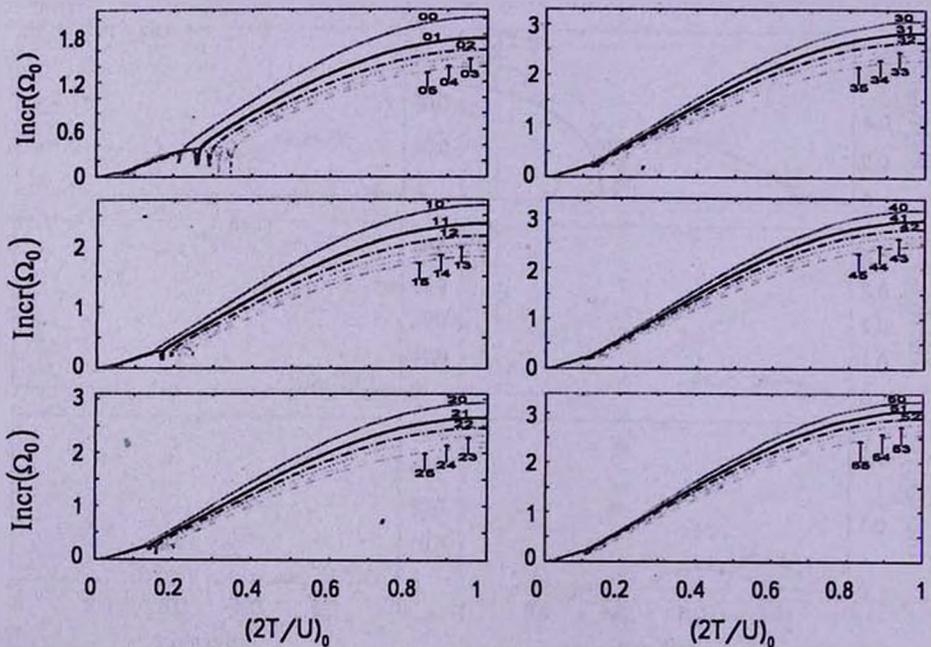


Рис.4. Сравнение инкрементов неустойчивости в зависимости от начального вириального отношения моделей (10) с различными значениями α и β для моды (4;5) вертикальных возмущений.

на рис.4. Эти графики являются схожими с вышеполученными зависимостями для асимметричной изгибной моды (5;6). Поэтому все выводы, приведенные там, здесь качественно такие же.

Прецессионное колебание (m = 1; N = 2). Метод усреднения уравнения (22) работы [3] по Ω с весовой функцией (3) дает нам следующий НАДУ для данной моды:

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 G(\psi)}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dG(\psi)}{d\psi} + \frac{\lambda(\cos \psi + \lambda)}{1 + \lambda \cos \psi} Q(\psi) = 0. \quad (16)$$

Как видно, уравнение (16) не зависит от параметров α и β . Из работы [3] нам известно, что численные расчеты данного НАДУ дают только устойчивые результаты.

3.2. Случай горизонтальных колебаний. Среди горизонтальных колебаний свое приложение находит, например, бар-мода с азимутальным волновым числом $m = 2$ и радиальным - $N = 2$. Но НАДУ данной моды остается неизменным, независимо от того, модель изотропная или анизотропная по компонентам скоростей (подробности см. в [1]). Поэтому критическая зависимость $(2T/|U|)_0$ от Ω , приведенная в [1], остается неизменной при произвольных α и β .

Одной из наиболее интересных мод горизонтальных колебаний является кольцеобразная мода ($m = 0; N = 4$). На фоне изотропной модели (2) НАДУ этой моды описывается с помощью формулы (39) нашей работы [1]. Как и выше, умножим его на функцию (3) и проинтегрируем результат по Ω в интервале от -1 до +1. В результате получаем НАДУ моды (0;4) для анизотропных моделей (10) в виде системы четырех дифференциальных уравнений второго порядка:

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 K_\tau(\psi)}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dK_\tau(\psi)}{d\psi} + K_\tau(\psi) = \frac{45}{8} A(\psi) (\lambda + \cos \psi)^{3-\tau} \sin^\tau \psi. \quad (\tau = 0; 3). \quad (17)$$

Здесь

$$A(\psi) \equiv (q_1 \cos^3 \psi + q_2 \cos^2 \psi \sin \psi - q_3 \cos \psi \sin^2 \psi + q_4 \sin^3 \psi) K_0(\psi) + \{ 3 q_1 \cos^2 \psi \sin \psi - q_2 [\cos^2 \psi (\lambda + \cos \psi) - 2 \cos \psi \sin^2 \psi] - q_3 [\sin^3 \psi - \sin 2\psi (\lambda + \cos \psi)] - 3 q_4 \sin^2 \psi (\lambda + \cos \psi) \} K_1(\psi) + \{ 3 q_1 \cos \psi \sin^2 \psi - q_2 [\sin 2\psi (\lambda + \cos \psi) - \sin^3 \psi] - q_3 [\cos \psi (\lambda + \cos \psi)^2 - 2 \sin^2 \psi (\lambda + \cos \psi)] + 3 q_4 \sin \psi (\lambda + \cos \psi)^2 \} K_2(\psi) + [q_1 \sin^3 \psi - q_2 \sin^2 \psi (\lambda + \cos \psi) - q_3 \sin \psi (\lambda + \cos \psi)^2 - q_4 (\lambda + \cos \psi)^3] K_3(\psi),$$

где

$$q_1 = h_1^3, \quad q_2 = h_2, \quad q_3 = \frac{1}{3}(4 - 9c^2 - 7P)(1 - \lambda^2)h_1^5,$$

$$q_4 = \left(c^3 - \frac{4}{3}c + \frac{7}{3}c \cdot P\right)(1 - \lambda^2)^{3/2}h_1^6, \quad c = \lambda \sin \psi / \sqrt{1 - \lambda^2}.$$

С помощью результатов численного анализа НАДУ (17) построены графики зависимостей инкрементов неустойчивости от начального вириального отношения анизотропных моделей (10) (рис.5).

Из рис.5 видно, что здесь так же, как и в случае мод (5;6) и (4;5) вертикальных колебаний, рост значения параметра α дает дестабилизирующий эффект в ходе эволюции кольцеобразной моды на фоне исследуемых анизотропных моделей (10), а параметр β , наоборот, играет как бы "стабилизирующую" роль. Однако, наблюдаемая закономерность для β не полностью выполняется для малых значений параметра α . А также, когда возрастает значение α , интервал начального вириального отношения, где формируется кольцеобразная структура на фоне анизотропных моделей (10), занимает весь диапазон его возможных значений.

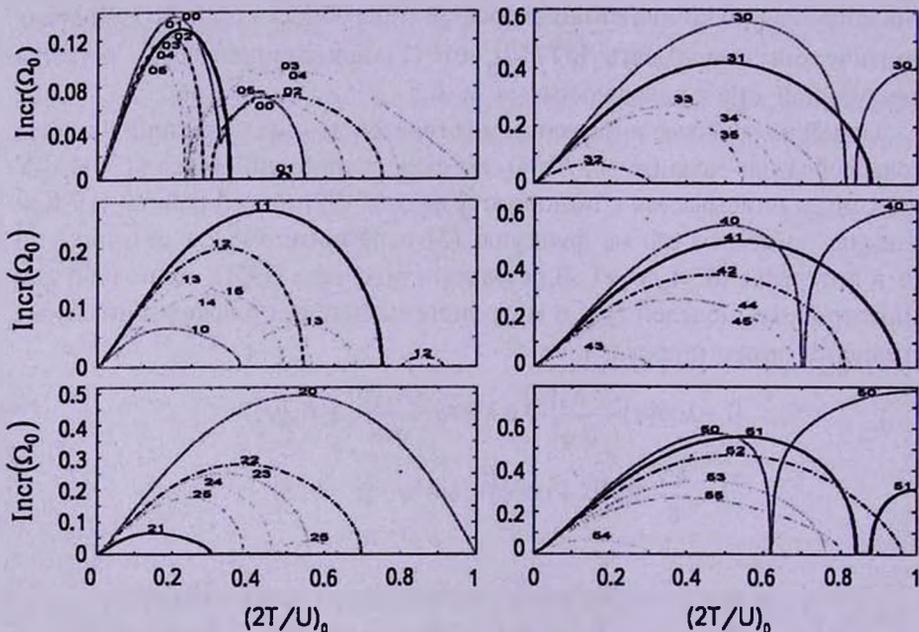


Рис.5. Сравнение инкрементов неустойчивости в зависимости от начального вириального отношения моделей (10) с различными значениями α и β для моды (0;4) горизонтальных возмущений. Первая цифра на графиках - α , вторая - β .

Среди мод горизонтальных колебаний особое место занимает также лопсайдалная мода ($m=1; N=3$), неустойчивость которой приводит к смещению ядра галактики от ее геометрического центра. НАДУ данной моды колебаний для изотропной модели (2) получен в работе [2] (формула

(33)). А усредняя его по Ω с весовой функцией (3), получим следующий НАДУ данной моды колебаний на фоне анизотропных моделей (10):

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 L_\tau(\psi)}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dL_\tau(\psi)}{d\psi} + L_\tau(\psi) = \frac{3W(\psi)}{8(1 + \lambda \cos \psi)^4} (\lambda + \cos \psi)^{2-\tau} \sin^\tau \psi, \quad (\tau = 0; 2), \tag{18}$$

где

$$W(\psi) = [11(\lambda + \cos \psi)^2 + (5P - 4)(1 - \lambda^2) \sin^2 \psi] L_0(\psi) + 10(3 - P)(1 - \lambda^2) (\lambda + \cos \psi) \cdot \sin \psi \cdot L_1(\psi) + [11(1 - \lambda^2)^2 \sin^2 \psi + (5P - 4)(1 - \lambda^2)(\lambda + \cos \psi)^2] L_2(\psi).$$

Численные расчеты НАДУ (18) представлены на рис.6. Эти графики показывают, что параметры α и β , характеризующие нелинейно нестационарные анизотропные модели ДСС (10), дают в развитии данной моды точно такие же эффекты, как у кольцеобразной моды (0; 4) горизонтальных колебаний.

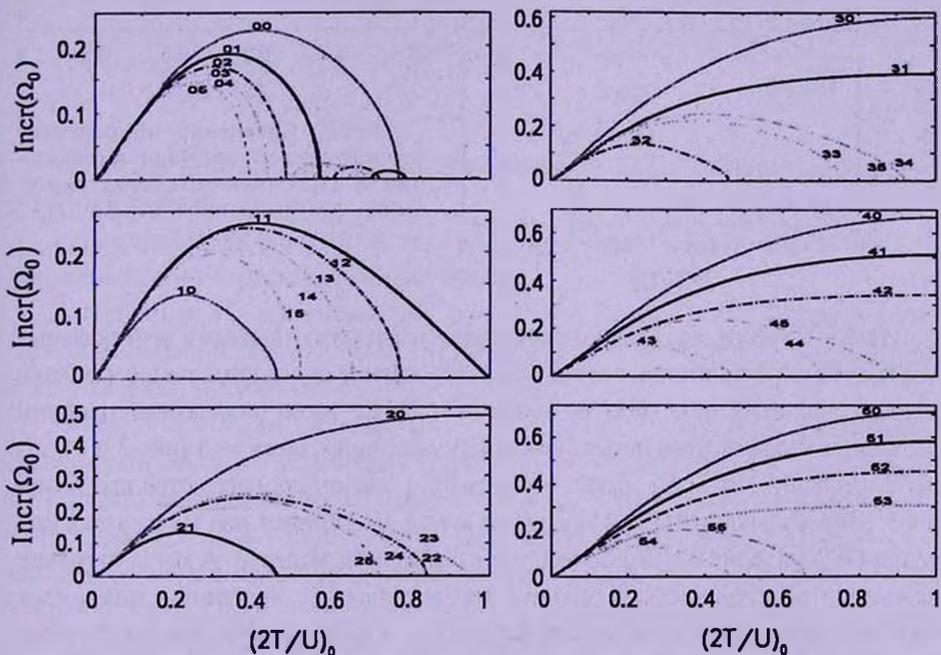


Рис.6. Сравнение инкрементов неустойчивости в зависимости от начального вириального отношения моделей (10) с различными значениями α и β для моды (1;3) горизонтальных возмущений.

4. Сравнение горизонтальных и вертикальных мод колебаний изотропной и анизотропной нестационарных моделей. Как было отмечено во Введении, до сих пор сами горизонтальные и вертикальные моды возмущений на фоне нелинейно нестационарных моделей

ДСС пока что никем еще не сравнивались. Наши детальные исследования этих мод в отдельности показывают, что среди рассмотренных всех горизонтальных мод колебаний лопсайдальная мода ($m=1, N=3$) является наиболее лидирующей, а в случае вертикальных колебаний еще в [3] найдено, что темп неустойчивости асимметричной изгибной моды ($m=5, N=6$) в среднем почти всегда имеет явное превосходство относительно других изученных там мод колебаний.

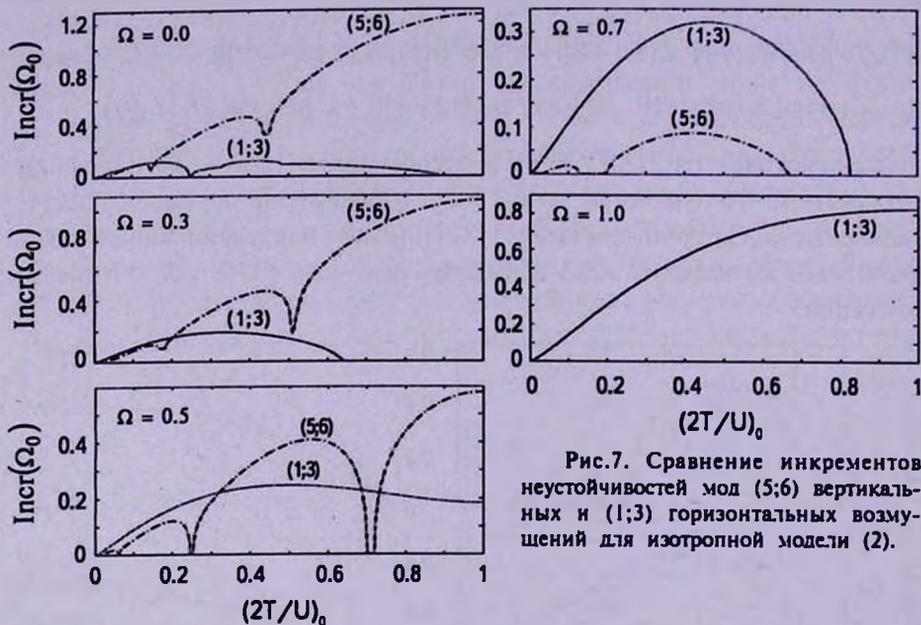


Рис.7. Сравнение инкрементов неустойчивостей мод (5;6) вертикальных и (1;3) горизонтальных возмущений для изотропной модели (2).

Исходя из этого, для сравнительного анализа горизонтальных и вертикальных мод колебаний в принципе достаточно рассмотрение результатов наших расчетов именно для этих двух мод возмущений. Ниже нами построены графики сравнения инкрементов неустойчивостей указанных здесь мод (рис.7 и 8). Из рис.7 и 8 видно, что при малых и умеренных значениях параметра вращения диска вертикальная изгибная мода (5;6) всегда доминирует над горизонтальной модой (1;3) на фоне и изотропной, и анизотропной моделей. А когда параметр вращения приближается к своему максимальному значению, инкремент неустойчивости моды (5;6) стремится к нулю и лидирующей становится мода (1;3). Таким образом, здесь опять подтверждается вывод о том, что вращение диска играет явно дестабилизирующую роль в горизонтальных колебаниях, а в вертикальных колебаниях наблюдается противоположный эффект. Но, несмотря на это, заметим, что при $\Omega \leq 0.5$ максимальные значения инкрементов неустойчивости изгибной моды (5;6) вертикальных колебаний больше, чем у (1;3) горизонтальной моды при $\Omega > 0.5$. Полученные диаграммы также показывают, что анизотропная модель более неустойчива, чем изотропная

относительно этих мод. Однако при $\Omega = 0.5$ изотропная и анизотропная модели ведут себя одинаково относительно этих мод возмущений.

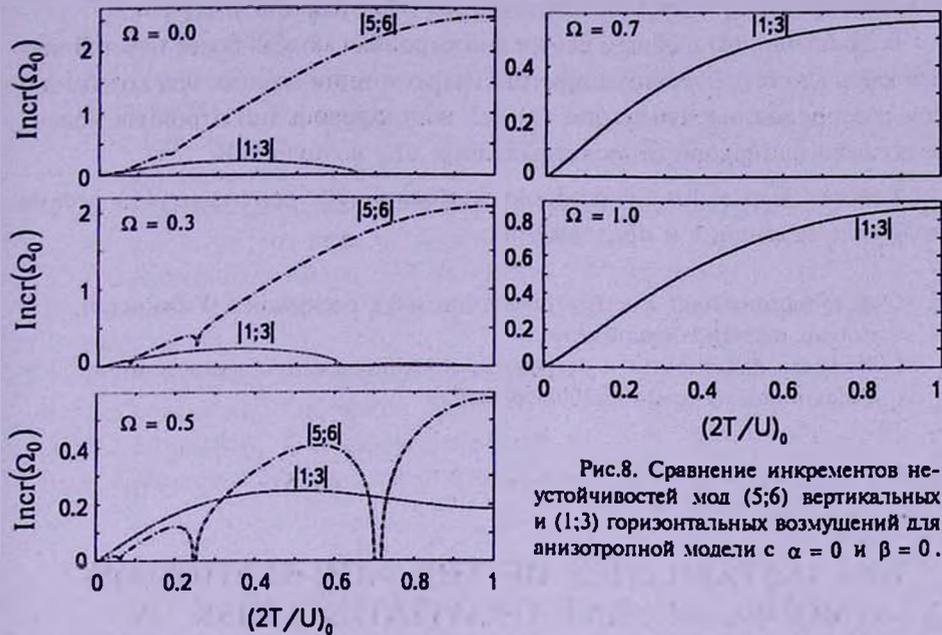


Рис.8. Сравнение инкрементов неустойчивостей мод (5;6) вертикальных и (1;3) горизонтальных возмущений для анизотропной модели с $\alpha = 0$ и $\beta = 0$.

4. **Заключение.** Перечислим полученные нами основные результаты в данной работе:

1. Построена обобщенная нелинейно нестационарная модель ДСС с анизотропными диаграммами скоростей.

2. Найдены НАДУ основных крупномасштабных структурных мод горизонтальных и вертикальных возмущений для обобщенной модели (10) и выполнены численные их исследования.

3. Установлено, что параметры α и β , характеризующие различие и степень анизотропии нелинейно нестационарной обобщенной модели ДСС (10), дают противоположные эффекты в горизонтальных и вертикальных колебаниях диска, а именно, с ростом значений параметра α возрастают максимальные значения инкрементов неустойчивостей кольцеобразной (0;4), лопсайдальной (1;3), N -образной (5;6) и U -образной (4;5) мод, однако с увеличением значения β , наоборот, темпы их неустойчивостей уменьшаются. А для S -асимметричной (1;4) и куполообразной (0;3) мод параметр β дает дестабилизирующий эффект, параметр же α наоборот, играет "стабилизирующую" роль.

4. Построены диаграммы сравнений инкрементов неустойчивостей горизонтальной и вертикальной мод колебаний на фоне изотропной и анизотропной моделей.

5. Установлено, что при малых и умеренных значениях параметра

вращения диска вертикальные моды колебаний изотропной и анизотропной моделей доминируют над горизонтальными, а при приближении вращения к максимальному значению наблюдается обратная картина.

¹6. Найдено, что в общем случае анизотропная модель более неустойчива относительно всех изученных горизонтальных и вертикальных мод колебаний, чем изотропная, но только при $\Omega = 0.5$ изотропная и анизотропная модели ведут себя одинаково относительно этих мод возмущений.

Авторы выражают искреннюю благодарность рецензенту за весьма полезные замечания и предложения.

¹ Астрономический институт академии наук республики Узбекистан,
e-mail: mkaromat@rambler.ru

² Кафедра астрономии и астрофизики национального университета
Узбекистана, e-mail: nur200848@mail.ru

ON INSTABILITIES OF THE NON-STATIONARY MODEL OF SELF-GRAVITATING DISK. IV. GENERALIZATION OF MODELS AND COMPARISON OF RESULTS

K.T.MIRTADJIEVA¹, S.N.NURITDINOV²

We constructed a generalized phase disk model of radial non-stationary with an anisotropic velocity diagrams, which has exact non-linear low of non-stationarity and is a non-equilibrium generalization of the equilibrium disk of Bisnovatyi-Kogan and Zel'dovich. In order to carrying out of comparative analysis of instabilities of generalized model relatively horizontal and vertical oscillation modes, the non-stationary analogues of the dispersion equations for them are obtained. Analysis of the results shows that the parameters which characterize the difference and the degree of anisotropy of nonlinear non-stationary models, shows opposite effects in the horizontal and vertical oscillations of the disk. We have also performed a comparison of the horizontal and vertical oscillation modes on the background of non-stationary models with isotropic and anisotropic velocity diagrams. We have found that at low and moderate values of the disk rotation vertical oscillation modes dominate over the horizontal ones, and at approaches to the maximum value of rotation we can see the opposite picture.

Key words: *self-gravitating disk:non-stationary model*

ЛИТЕРАТУРА

1. *С.Н.Нуритдинов, К.Т.Миртаджиева, Мариам Султана*, *Астрофизика*, 51, 3, 487, 2008.
2. *К.Т.Миртаджиева, С.Н.Нуритдинов, Ж.К.Рузибаев, Мухаммад Халид*, *Астрофизика*, 54, 2, 213, 2011.
3. *С.Н.Нуритдинов, К.Т.Миртаджиева, Икбал Ахмад, Ж.К.Рузибаев*, *Астрофизика*, 52, 4, 643, 2009.
4. *М.Г.Абрамян*, "Динамика вложенных гравитирующих систем", Автореферат на соиск. уч. ст. док. н., Ереван, 1986.
5. *Г.С.Бисноватый-Коган, Я.Б.Зельдович*, *Астрофизика*, 6, 387, 1970.
6. *J.Binney, S.Tremaine*, "Galactic dynamics", Princeton University Press, 1987, p.733.
7. *К.Т.Mirtadjieva*, *Gravitation and Cosmology*, 15, 3, 278, 2009.
8. *К.Т.Mirtadjieva*, *Gravitation and Cosmology*, 18, 1, 6, 2012.
9. *К.Т.Mirtadjieva*, *Gravitation and Cosmology*, 18, 3, 2012 (in press).
10. *И.Г.Малкин*, "Теория устойчивости движения", М., Наука, 1967.

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ СЛОЕ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ. МЕТОД ДВУСТОРОННЕГО ПРОДОЛЖЕНИЯ

Н.Б.ЕНГИБАРЯН, А.Г.БАРСЕГЯН

Поступила 18 июля 2012

Принята к печати 12 сентября 2012

Предлагается метод двустороннего продолжения решения астрофизических задач переноса излучения. Применением уравнения Амбарцумяна для полубесконечной среды задача сводится к двум интегральным уравнениям фундаментального характера, допускающих простое численно-аналитическое решение.

Ключевые слова: уравнение переноса в слое конечной толщины; метод двустороннего продолжения

1. *Введение.* Ряд задач переноса излучения в плоскопараллельной среде, занимающих важное место в теоретической астрофизике, описывается следующим интегральным уравнением переноса типа свертки (см. [1-9]):

$$S(\tau) = g(\tau) + \int_0^{\tau} K(\tau - t) S(t) dt, \quad (1)$$

с четной ядерной функцией K , представленной в виде суперпозиции экспонент:

$$K(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_a^b \exp(-|\tau|s) G(s) ds, \quad \tau \in (-\infty; \infty), \quad 0 \leq a < b \leq \infty, \quad (2)$$

$$G(s) \geq 0 \quad \int_a^b s^{-1} G(s) ds = 1.$$

Здесь $\tau \leq \infty$ - толщина слоя; S - искомая функция источника; g - заданное распределение первичных источников. Число λ представляет собой вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния: $0 \leq \lambda \leq 1$.

К известным частным случаям уравнения (1), (2) относятся:

- Основное интегральное уравнение переноса: тогда $K(x) = \frac{\lambda}{2} E_1(|x|)$, где E_1 - первая интегральная показательная функция.
- Интегральное уравнение некогерентного изотропного рассеяния при полном перераспределении по частотам (см. [6-9]).

- Уравнение для основных гармоник в случае анизотропного рассеяния (см. [1,3,6]).

Уравнение (1) играет роль также в вопросах решения задач переноса в среде с отражающей границей, в сферически-симметрической среде, в неоднородной среде, в нелинейных задачах переноса и др. (см. напр., [8-11]).

Вопросы эффективного решения уравнений (1), (2) не потеряли свою актуальность.

В случае полубесконечной среды Π_{∞} , уравнение (1) обращается в интегральное уравнение Винера-Хопфа. Наиболее действенный метод его решения в случае ядра (2) основан на применении нелинейного уравнения Амбарцумяна (УА) (см. [1-3], [6-9]), которое легко решается численно:

$$\varphi(s) = 1 + \frac{\lambda}{2} \varphi(s) \int_a^b \frac{\varphi(p)G(p)dp}{s+p}. \quad (3)$$

Хорошо известно, что решение уравнения переноса в слое конечной толщины Π_r , $r < \infty$, существенно сложнее случая полубесконечной среды. Эвристические соображения показывают, что функция Амбарцумяна φ может играть роль в данном вопросе. Впервые такую попытку сделал Ямамото [12] для решения основного интегрального уравнения переноса (при $r < \infty$). В работе [13] Соболев показал, что формула Ямамото не является точной.

В работах [14,15] впервые был найден точный метод решения уравнений (1), (2) и более общих уравнений переноса в слое конечной толщины, с использованием функций Амбарцумяна для полупространства. Применению и развитию результатов этих работ посвящен ряд исследований (см. напр., [16-21]). В [22] метод из [15] получил факторизационную трактовку и был применен к случаю произвольного распределения g первичных источников.

Метод работ [15,22] основан на одностороннем продолжении поля излучения вне рассматриваемого слоя. Таким способом устанавливается связь между решениями задач переноса в конечном слое и соответствующей задачи переноса в полубесконечной среде.

В настоящей работе предлагается *метод двустороннего продолжения* (МДП) решения уравнения переноса (1) в слое конечной толщины. Этот метод, имеющий некоторое сходство с подходом работы [14], основан на установлении связи между решениями задач переноса в слое конечной толщины и соответствующей задачи переноса в бесконечной среде. Используется факторизационная трактовка уравнения Амбарцумяна, которая будет описана в разделе 2.2. При произвольном распределении первичных источников уравнения (1), (2) сводятся к следующим двум уравнениям ($s > 0$ - параметр):

$$C^{\pm}(z, s) = \frac{1}{z+s} \pm \int_0^b \frac{1}{p+z} C^{\pm}(p, s) \exp(-rp) d\rho(p). \quad (4)$$

Функция ρ строится через функцию φ . Она универсальна: не зависит от r . Уравнения (4) легко решаются численно, с применением методов дискретных ординат.

2. Факторизация уравнения (1) для бесконечной и полубесконечной сред.

2.1. Факторизационная трактовка уравнения Амбарцумяна. Метод решения уравнений переноса (1), (2) в полубесконечной среде, обычно применяемый в астрофизике, основан на построении следующих трех фундаментальных функций φ , L , Φ (см. [7]):

а) Функция Амбарцумяна φ определяется как основное решение (ОР) уравнения (3) (см. [7,16]). Она обладает следующими свойствами:

$$\varphi(s) \geq 1, \quad \varphi \downarrow \text{ по } s, \quad \int_a^b \frac{1}{s} \varphi(s) G(s) ds = 1 - \sqrt{1 - \lambda}. \quad (5)$$

Под ОР понимается предел простых итераций с нулевым начальным приближением. Оно является единственным "физическим" решением уравнения (3);

б) функция L определяется по формуле

$$L(\tau) = \int_a^b \exp(-\tau s) \varphi(s) G(s) ds, \quad \tau > 0. \quad (6)$$

Функция L обладает следующими свойствами, согласованными с (5):

$$L \geq 0, \quad \int_0^{\infty} L(\tau) d\tau = 1 - \sqrt{1 - \lambda};$$

в) Функция Φ определяется из следующего уравнения свертки типа Вольтерра:

$$\Phi(\tau) = V(\tau) + \int_0^{\tau} V(\tau - t) \Phi(t) dt. \quad (7)$$

Указанные функции имеют прямую связь с вольтерровой факторизацией уравнения переноса в бесконечной и полубесконечной среде. Факторизационная трактовка метода уравнения Амбарцумяна, которая будет описана ниже, значительно упрощает построение теории уравнения (1) в полубесконечной среде и будет использована нами к задачам переноса в слое конечной толщины.

Пусть Λ следующий интегральный оператор свертки:

$$\left(\hat{\Lambda} f \right) (\tau) = \int_d^{\infty} K(\tau - t) f(t) dt \quad (8)$$

с ядерной функцией (2). Случай $d = -\infty$ соответствует бесконечной среде, а случай $d = 0$ (или $d > -\infty$) - полупространству.

Рассмотрим следующую факторизацию (разложение):

$$I - \hat{\Lambda}_d = \left(I - \hat{L}_- \right) \left(I - \hat{L}_+ \right), \quad (9)$$

где I - единичный оператор, а \hat{L}_\pm - следующие вольтерровы операторы свертки с одной и той же искомой ядерной функцией V :

$$\left(\hat{L}_+ f \right) (\tau) = \int_d^\tau L(\tau - t) f(t) dt, \quad \left(\hat{L}_- f \right) (\tau) = \int_\tau^\infty L(t - \tau) f(t) dt. \quad (10)$$

То обстоятельство, что в выражениях обоих операторов \hat{V}_\pm фигурирует одна и та же ядерная функция L , обусловлено симметричностью ядра $K(\tau - t)$.

Раскрывая (9), с учетом правила композиции ядер при умножении интегральных операторов, после простых выкладок приходим к нелинейному уравнению факторизации (НУФ) (см. [16]):

$$L(\tau) = K(\tau) + \int_0^\infty L(t) L(\tau + t) dt. \quad (11)$$

НУФ (11) имеет один и тот же вид как для полубесконечной, так и для бесконечной среды.

При произвольном $\lambda \leq 1$ существует основное решение уравнения (11). Теперь мы воспользуемся представлением (2) ядра через экспоненты. Прямой постановкой проверяется, что тогда имеет место формула (6).

Итак, путем решения УА, по формуле (6) определяется функция L , через которую строится факторизация (9).

2.2. Резольвентная функция. Обратные операторы $(I - \hat{L}_\pm)^{-1}$ имеют вид:

$$\left(I - \hat{L}_\pm \right)^{-1} = I + \hat{\Phi}_\pm, \quad (12)$$

где

$$\left(\hat{\Phi}_+ f \right) (\tau) = \int_d^\tau \Phi(\tau - t) f(t) dt, \quad \left(\hat{\Phi}_- f \right) (\tau) = \int_\tau^\infty \Phi(t - \tau) f(t) dt. \quad \tau > 0. \quad (13)$$

Резольвентная функция Φ определяется из уравнения (7). Она допускает представление в виде суперпозиции экспонент: (см. [8,23]):

$$\Phi(\tau) = \int_0^b \exp(-\tau \rho) \psi(\rho) d\rho,$$

где функция ψ может иметь изолированную слагаемую в виде δ функции Дирака.

Функция Φ может быть записана в виде интеграла Стильтьеса:

$$\Phi(\tau) = \int_0^b \exp(-\tau \rho) d\omega(\rho). \quad (14)$$

Здесь ω - неубывающая функция, причем

$$\int_0^{\infty} \Phi(\tau) d\tau = \int_0^b \frac{1}{p} d\omega(p) = (1 - \lambda)^{-1/2} - 1 (\leq \infty).$$

Такая запись удобна в вопросах приближенного численно-аналитического решения уравнения (7).

2.3. *Схема решения уравнения (1) в полубесконечной среде ($r = +\infty$) методом УА.* Связь уравнения Амбарцумяна с вольтерровой факторизацией (9) приводит к следующей известной схеме решения уравнения переноса

$$\left(I - \hat{\Lambda}_d \right) S = g$$

с ядром (2), при $d \geq -\infty$ (в полубесконечной и бесконечной среде).

Шаг 1. Из уравнения Амбарцумяна (3) определяется функция φ ;

Шаг 2. По формуле (6) определяется функция L .

Шаг 3. Из уравнения (7) определяется резольвентная функция Φ в виде (14).

Шаг 4. Решение уравнения (1) строится с применением формулы

$$S = \left(I + \hat{\Phi}_+ \right) \left(I + \hat{\Phi}_- \right) g,$$

где операторы $\hat{\Phi}_{\pm}$ определяются согласно (13).

При решении некоторых частных задач переноса, нахождение функции Φ не требуется. Например, решение задачи диффузного отражения от полубесконечной среды непосредственно выражается через функцию φ (см. [1-3,6,7]).

3. *Факторизация уравнения (1) в случае слоя конечной толщины.*

3.1. *Два продолжения функции источника S .* Рассмотрим теперь уравнение (1) при $r < \infty$. Пусть \hat{K}_r - интегральный оператор, участвующий в (1):

$$\left(\hat{K}_r f \right) (\tau) = \int_0^r K(\tau - t) f(t) dt.$$

Вид (2) ядра пока не будем использовать.

Для определенности будем считать, что функция g ограничена. Тогда уравнение (1) обладает единственным ограниченным решением S как в диссипативном случае $\lambda < 1$, так и в консервативном случае $\lambda = 1$.

Рассмотрим равенство (1) не только на интервале $[0; r]$, но и на всей вещественной оси $(-\infty; \infty)$. При этом будем считать, что

$$g(\tau) = 0, \quad \tau \notin [0, r].$$

Введем следующие два продолжения f^{\pm} функции источника S :

$$f^+(\tau) = \int_0^{\tau} K(\tau-t)S(t)dt \quad \tau > r, \quad (15)$$

$$f^-(\tau) = \int_0^{\tau} K(\tau-t)S(t)dt \quad \tau < 0. \quad (16)$$

Обозначим через h^- , h и h^+ характеристические функции интервалов $(-\infty; 0)$, $[0; r]$ и $(r; \infty)$ соответственно. Например, $h(\tau) = 1$ при $0 \leq \tau \leq r$ и $h(\tau) = 0$ при $\tau \notin [0; r]$. Имеем:

$$h(\tau) + h^+(\tau) + h^-(\tau) = 1.$$

Наряду с уравнением (1), мы будем рассматривать следующее уравнение на всей прямой

$$f(\tau) = g(\tau) + \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau-t)f(t)h(t)dt, \quad -\infty < \tau < +\infty. \quad (17)$$

Имеют место очевидные равенства:

$$f(\tau) = S(\tau), \quad 0 \leq \tau \leq r; \quad f(\tau) = f^-(\tau), \quad \tau < 0; \quad f(\tau) = f^+(\tau), \quad \tau > r. \quad (18)$$

Эти равенства указывают на следующий физический смысл функций f^{\pm} . Они представляют собой "крылья" функции источника для такой неоднородной бесконечной среды, которая получается из слоя Π , добавлением с двух сторон полупространств, в которых вероятность выживания поглощенного кванта равна нулю, в них первичные источники отсутствуют; распределение свободного пробега кванта во всей бесконечной среде описывается исходной ядерной функцией K .

Пусть \hat{h} , \hat{h}^- и \hat{h}^+ операторы умножения на функции h , h^+ и h^- соответственно. Например, $(\hat{h}f)(\tau) = h(\tau)f(\tau)$. Имеем:

$$\hat{h}_+ \hat{h}^+ + \hat{h}^- = I. \quad (19)$$

Уравнение (1) можно записать в следующей векторно-операторной форме:

$$(I - \hat{T} \hat{h}) f = g, \quad (20)$$

где $\hat{T} = \hat{T}_{-\infty}$ - интегральный оператор на всей прямой, рассмотренный в разделе 2.4:

$$(\hat{T}f)(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau-t)f(t)dt.$$

Мы будем заниматься решением уравнения (20).

3.2. Факторизация оператора $I - \hat{T} \hat{h}$. В случае бесконечной среды сомножители в правой части (9) коммутируют. Поэтому при $d = -\infty$ имеют место равенства:

$$I - \hat{\Lambda} = \left(I - \hat{L}_- \right) \left(I - \hat{L}_+ \right) = \left(I - \hat{L}_+ \right) \left(I - \hat{L}_- \right). \quad (21)$$

Формулы (21) дают возможность построить следующие два разложения оператора $I - \hat{\Lambda} \hat{h}$, участвующего в уравнении (20):

$$I - \hat{\Lambda} \hat{h} = \left(I - \hat{L}_- \right) \left[I - \hat{L}_+ \hat{h} + \hat{\Phi}_- \left(\hat{h}^+ + \hat{h}^- \right) \right], \quad (22)$$

$$I - \hat{\Lambda} \hat{h} = \left(I - \hat{L}_+ \right) \left[I - \hat{L}_- \hat{h} + \hat{\Phi}_+ \left(\hat{h}^+ + \hat{h}^- \right) \right]. \quad (23)$$

Действительно, используя (19), (12) и разложение (21), получаем:

$$\begin{aligned} I - \hat{T}h &= I - \hat{T} + \hat{T} \left(\hat{h}^+ + \hat{h}^- \right) = \left(I - \hat{V}_- \right) \left(I - \hat{V}_+ \right) + \hat{T} \left(\hat{h}^+ + \hat{h}^- \right) = \\ &= \left(I - \hat{V}_- \right) \left[I - \hat{V}_+ + \left(I + \hat{\Phi}_- \right) \hat{T} \left(\hat{h}^+ + \hat{h}^- \right) \right]. \end{aligned}$$

Из (21) имеем $\left(I + \hat{\Phi}_- \right) \hat{T} = \hat{V}_+ + \hat{\Phi}_-$. Поэтому имеет место (22). Разложение (23) проверяется аналогичным образом.

4. Применение разложений (22) и (23).

4.1. Система интегральных уравнений для f^\pm . Покажем, что разложения (22) и (23) сводят уравнение (20) (и тем самым - исходное уравнение (1)) к следующей системе интегральных уравнений относительно функций f^+ и f^-

$$f^-(\tau) = g^-(\tau) - \int_{\tau}^0 \Phi(t-\tau) f^-(t) dt - \int_r^{\infty} \Phi(t-\tau) f^+(t) dt, \quad \tau < 0, \quad (24)$$

$$f^+(\tau) = g^+(\tau) - \int_{-\infty}^0 \Phi(\tau-t) f^-(t) dt - \int_r^{\tau} \Phi(\tau-t) f^+(t) dt, \quad \tau > r, \quad (25)$$

где

$$g^- = \left(I + \hat{\Phi}_- \right) g, \quad g^+ = \left(I + \hat{\Phi}_+ \right) g,$$

$$g^-(\tau) = g(\tau) + \int_{\tau}^r \Phi(t-\tau) g(t) dt, \quad \tau \leq r, \quad g^-(\tau) = 0, \quad \tau > r, \quad (26)$$

$$g^+(\tau) = g(\tau) + \int_0^{\tau} \Phi(\tau-t) g(t) dt, \quad \tau \geq 0, \quad g^+(\tau) = 0, \quad \tau < 0.$$

Действительно, применяя к обеим частям (20) оператор $\left(I - \hat{V}_\pm \right)^{-1} = I + \hat{\Phi}_\pm$, получаем:

$$\left[I - \hat{V}_+ \hat{h} + \hat{\Phi}_- \left(\hat{h}^- + \hat{h}^+ \right) \right] f = g^-,$$

или

$$f(\tau) = g^-(\tau) + \int_{-\infty}^{\tau} V(\tau-t)h(t)f(t)dt - \int_{\tau}^{\infty} \Phi(t-\tau)[h^+(t) + h^-(t)]f(t)dt. \quad (27)$$

Полагая $\tau < 0$ в (27), мы приходим к (24). Аналогично получается соотношение (25).

4.2. Упрощение системы (24), (25). Рассмотрим функции F_1^{\pm} , определяемые по формулам:

$$\begin{aligned} F_1^-(\tau) &= f^-(\tau) + \int_{\tau}^0 \Phi(t-\tau)f^-(t)dt, \quad \tau < 0, \\ F_1^+(\tau) &= f^+(\tau) + \int_r^{\tau} \Phi(\tau-t)f^+(t)dt, \quad \tau > r. \end{aligned} \quad (28)$$

Введем обозначения

$$F^+(\tau) = F_1^+(\tau+r), \quad F^-(\tau) = F_1^-(\tau), \quad \tau > 0. \quad (29)$$

Используя (12), из (28) можно получить следующие выражения f^{\pm} через F_1^{\pm} :

$$\begin{aligned} f^-(\tau) &= F_1^-(\tau) - \int_{\tau}^0 V(t-\tau)F_1^-(t)dt, \quad \tau < 0, \\ f^+(\tau) &= F_1^+(\tau) - \int_r^{\tau} V(\tau-t)F_1^+(t)dt, \quad \tau > r. \end{aligned} \quad (30)$$

Покажем, что функции F^{\pm} удовлетворяют следующей системе интегральных уравнений типа Ганкеля (то есть - с ядрами, зависящими от суммы аргументов)

$$F^{\pm}(\tau) = q^{\pm}(\tau) - \int_0^{\infty} U(\tau+t+r)F^{\mp}(t)dt, \quad \tau > 0, \quad (31)$$

где

$$q^+(\tau) = g^+(\tau+r), \quad q^-(\tau) = g^-(\tau), \quad \tau > 0, \quad (32)$$

а ядерная функция U имеет вид

$$U(\tau) = \Phi(\tau) - \int_0^{\infty} \Phi(\tau+t)V(t)dt. \quad (33)$$

Из (24), (25) и (28) имеем

$$\begin{aligned} F_1^+(\tau) &= g^+(\tau) - \int_{-\infty}^0 \Phi(\tau-t)f^-(t)dt, \quad \tau > r, \\ F_1^-(\tau) &= g^-(\tau) - \int_r^{\infty} \Phi(t-\tau)f^+(t)dt, \quad \tau < 0, \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned}
 F^+(\tau) &= q^+(\tau) - \int_{-\infty}^0 \Phi(\tau+r-t) f^-(t) dt, \\
 F^-(\tau) &= q^-(\tau) - \int_r^{\infty} \Phi(\tau+t) f^+(t) dt, \quad \tau > 0.
 \end{aligned}
 \tag{34}$$

Подставляя выражения (30) для f^\pm в (34), после небольших выкладок получаем:

$$F^+(\tau) = q^+(\tau) - \int_{-\infty}^0 U(\tau+r-t) F_1^-(t) dt, \quad F^-(\tau) = q^-(\tau) - \int_r^{\infty} U(t-\tau) F_1^+(t) dt, \quad \tau > 0.$$

Используя (29), мы приходим к уравнениям (31).

Примечательно, что ядерная функция $U(\tau)$ является универсальной функцией, не зависящей от толщины r слоя. Она участвует в обоих уравнениях при $\tau \geq r$.

Итак, при решении уравнения (1) на конечном промежутке к фундаментальным функциям одной переменной φ , V и Φ присоединяется новая фундаментальная функция U .

4.3. *Окончательная форма уравнений (34).* Уравнения (31) справедливы независимо от представления (2) ядра K в виде суперпозиции экспонент. Поэтому эти уравнения могут быть применены к решению (1) в более общих ситуациях (например - при решении уравнения переноса резонансного излучения в движущейся среде).

Ниже мы займемся упрощением уравнений (31), используя при этом представление (2), функцию Амбарцумяна и представление (14) резольвентной функции Φ . С учетом (6) и (13), из (33) получаем:

$$U(\tau) = \int_a^b \exp(-\tau p) \left[1 - \int_a^b \frac{\varphi(s)}{s+p} G(s) d(s) \right] d\omega(p).
 \tag{35}$$

Согласно уравнению Амбарцумяна, выражение внутри квадратных скобок равно $[\varphi(p)]^{-1}$. Поэтому

$$U(\tau) = \int_0^b \exp(-\tau p) d\rho(p), \quad d\rho(p) = [\varphi(p)]^{-1} d\omega(p).
 \tag{36}$$

Из (36) видно, что ядерная функция $U(\tau + t + r)$ убывает с возрастанием r . Поэтому уравнения (31) решаются тем легче, чем больше r . Аналогичная ситуация имеет место в случае методов работ [14,15] и их модификаций.

Обозначим через $Q^\pm(p)$ преобразования Лапласа от функций F^\pm :

$$Q^\pm(p) = \int_0^\infty \exp(-\tau p) F^\pm(\tau) d\tau, \quad p \in (0; b).
 \tag{37}$$

Покажем, что (Q^+, Q^-) удовлетворяют следующей системе интегральных уравнений:

$$\begin{aligned} Q^+(z) &= A^+(z) - \int_0^b \frac{1}{p+z} Q^-(p) \exp(-rp) d\rho(p), \\ Q^-(z) &= A^-(z) - \int_0^b \frac{1}{p+z} Q^+(p) \exp(-rp) d\rho(p), \end{aligned} \quad (38)$$

где

$$A^\pm(z) = \int_0^\infty \exp(-\tau z) q^\pm(\tau) d\tau, \quad (39)$$

$$A^+(z) = \int_r^\infty \exp[-(\tau-r)z] g^+(\tau) d\tau, \quad A^-(z) = \int_{-\infty}^0 \exp(\tau z) g^-(\tau) d\tau.$$

Из (31) и (36) имеем

$$F^\pm(\tau) = q^\pm(\tau) - \int_0^b \exp(-\tau\rho) Q^\mp(p) \exp(-r\rho) d\rho(p). \quad (40)$$

Умножая эти соотношения на $\exp(-\tau z)$ и интегрируя по τ на $[0, \infty)$, мы приходим к уравнениям (38).

Складывая и вычитая уравнения (38), можно получить отдельные уравнения относительно $Q^+ + Q^-$ и $Q^+ - Q^-$.

Используя выражения (26) и (13) для g^\pm и Φ , получаем:

$$A^+(z) = \int_0^b \frac{1}{z+p} \bar{g}_+(p) d\omega(p), \quad A^-(z) = \int_0^b \frac{1}{z+p} \bar{g}_-(p) d\omega(p), \quad (41)$$

где

$$\bar{g}_-(p) = \int_0^r g(\tau) \exp(-\tau p) d\tau, \quad \bar{g}_+(p) = \int_0^r g(\tau) \exp[-(r-\tau)p] d\tau. \quad (42)$$

Обозначим через $C^\pm(p, s)$ решения следующих уравнений (в которых $s > 0$ - параметр)

$$C^\pm(z, s) = \frac{1}{z+s} \pm \int_0^b \frac{1}{p+z} C^\pm(p, s) \exp(-rp) d\rho(p). \quad (43)$$

Используя (41), в соответствии с принципом суперпозиции, функции Q^\pm выражаем через C^\pm :

$$\begin{aligned} Q^+(z) + Q^-(z) &= \int_0^b C^+(z, p) [\bar{g}_+(p) + \bar{g}_-(p)] d\omega(p), \\ Q^+(z) - Q^-(z) &= \int_0^b C^-(z, p) [\bar{g}_+(p) - \bar{g}_-(p)] d\omega(p). \end{aligned} \quad (44)$$

4.4. *Определение функции источника S.* Рассмотрим теперь вопрос построения функции источника S по известным функциям F^\pm .

Рассматривая равенство (27) при $\tau \in [0, r]$, будем иметь следующее

уравнение типа Вольтерра для S :

$$S(\tau) = [g^-(\tau) - B(\tau)] + \int_0^\tau V(\tau-t)S(t)dt, \quad (45)$$

где

$$B(\tau) = \int_r^\infty \Phi(t-\tau)f^+(t)dt. \quad (46)$$

Из (30) имеем:

$$\int_r^\infty \exp(-tp)f^+(t)dt = \varphi^{-1}(p) \int_r^\infty \exp(-tp)F_1^+(t)dt. \quad (47)$$

Из (13), (46), (47) и (37) получаем:

$$B(\tau) = \int_0^b \exp[-(r-\tau)p]Q^+(p)d\rho(p). \quad (48)$$

Обозначим через $W(\tau, p)$ решение следующего уравнения типа восстановления (где $p > 0$ - параметр):

$$W(\tau, p) = \exp[-(r-\tau)p] + \int_0^\tau V(\tau-t)W(t, p)dt. \quad (49)$$

Используя резольвентную функцию Φ , получаем

$$W(\tau, p) = \exp[-(r-\tau)p] \left[1 + \int_0^\tau \Phi(t) \exp(-tp)dt \right], \quad \tau \leq r.$$

Используя (13), получаем:

$$W(\tau, p) = \exp[-(r-\tau)p] \left[1 + \int_0^b \frac{1}{p+q} (1 - \exp(-\tau(p+q)))d\rho(q) \right]. \quad (50)$$

Пусть S_0 является решением уравнения восстановления

$$S_0(\tau) = g^-(\tau) + \int_0^\tau V(\tau-t)S_0(t)dt. \quad (51)$$

Имеем:

$$S_0(\tau) = g^-(\tau) + \int_0^\tau \Phi(\tau-t)g^-(t)dt. \quad (52)$$

Сравнивая свободные члены уравнений (45), (49) и (51), с учетом (52), в соответствии с принципом суперпозиции получаем

$$S(\tau) = S_0(\tau) - \int_0^b W(\tau, p)Q^+(p)d\omega(p), \quad 0 \leq \tau \leq r. \quad (53)$$

Отметим, что $S_0(\tau)$ является решением уравнения (1) на полуоси со свободным членом $g(\tau)$, обращающимся в 0 при $\tau > r$,

$$S_0(\tau) = g(\tau) + \int_0^{\infty} K(\tau-t)S_0(t)dt.$$

Второе слагаемое в правой части (53) является поправкой, обусловленной конечностью g .

4.5. *Схема решения уравнения (1),(2) при $r < \infty$.* Теперь можно сформулировать последовательность шагов для решения уравнения (1) при $r < \infty$. Будем считать, что функции φ, V, Φ уже построены, т.е. реализованы все три шага схемы из раздела 2.4. Продолжим эту схему.

Шаг 4. Из (26) определяются функции g^{\pm} в случае финитного свободного члена g .

Шаг 5. Из системы (38) определяются функции Q^{\pm} , где A^{\pm} задаются посредством (39). При этом могут быть использованы формулы (44).

Шаг 6. Из (40) определяются функции F^{\pm} , где q^{\pm} задаются посредством (32).

Шаг 7. Решение S -уравнения (1) определяется посредством (53), где W и S_0 определяются посредством (50) и (52), соответственно.

На вопросе численного решения рассматриваемой задачи мы в настоящей работе подробно останавливаться не будем. Ограничимся следующим замечанием. Применение метода дискретных ординат к уравнению связано с заменой исходной ядерной функции K , заданной посредством (2), конечной суммой вида

$$K(x) \approx \sum_{m=1}^N a_m \exp(-s_m x). \quad (54)$$

Хорошо известно, что при такой редукции исходное интегральное уравнение (1) эквивалентно краевой задаче для системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Эти уравнения представляют собой результат дискретизации соответствующего интегро-дифференциального уравнения переноса. В результате той же редукции (54), в уравнении (38) переменные разделяются и они сводятся к конечной линейной алгебраической системе.

Авторы выражают благодарность рецензенту за полезные замечания.

Институт математики НАН Армении,
e-mail: yengib@instmath.sci.am anibarseghyan@mail.ru

RADIATIVE TRANSFER IN PLANE LAYER OF
FINITE THICKNESS. THE METHOD OF
TWO-SIDE CONTINUATION

N.B.YENGIBARYAN, A.G.BARSEGHYAN

The work is devoted to a new method of solution of astrophysical problems of radiative transfer. With the use of Ambartsumian equation, the problem is reduced to the two integral equations of a fundamental nature, allowing a simple numerical-analytical solution.

Key words: *transfer equation:method of two-side continuation*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Научные труды. Изд.-во Академии наук Арм. ССР, Ер., 1960, т.1, с.431.
2. I.M.Busbridge, The mathematics of the radiative transfer, Oxford, 1960.
3. С.Чандрасекар, Перенос лучистой энергии. М., ИЛ, 1953, с.432.
4. К.М.Кейз, П.Ф.Цвайфел, Линейная теория переноса, М., Мир, 1972.
5. D.Michalas, Stellar Atmospheres, W.H.Freeman and Company, 1978.
6. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М., Гостехиздат, 1956.
7. В.В.Соболев, Курс теоретической астрофизики, М., Наука, 1985.
8. В.В.Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел. М., Наука, 1969.
9. Д.И.Нагирнер, Астрофизика, 26, 1, 1987.
10. Н.Б.Енгибарян, Астрофизика, 1, 297, 1965.
11. Дж.Касты, Р.Калаба, Методы погружения в прикладной математике, М., Мир, 1976.
12. G.Yamatoto, Sci Rep. Tohoku Univ. Ser. 5, Geophysics, 71, 1955.
13. V.V.Sobolev, J., 39, 229, 1962.
14. Н.Б.Енгибарян, М.А.Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 3, с.533-536, 1974.
15. Н.Б.Енгибарян, М.А.Мнацаканян, Матем. заметки, 19:6, 1976, 927-932.
16. Л.Г.Арабаджян, Н.Б.Енгибарян, Итоги науки и техн. Сер. Мат. анализ, 22, М., ВИНТИ, 1984, 175-244.
17. J.Casti, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 72, pp.1210-1211, 1975.
18. О.В.Пикичян, ДАН СССР, 273, 861, 1983.
19. Э.Х.Даниелян, Астрофизика, 37, 129, 1994.
20. А.Г.Никогоссян, JQSRT, 61, 345, 1999.
21. А.Н.Афян, А.Х.Хачатрян, ж. Вычисл. Матем. и Матем. Физ., 41:8 2001, 1217-1228.
22. А.Г.Барсегиан, Изв. НАН РА, Математика, 40:3, 2005, 22-32.
23. Н.Б.Енгибарян, А.А.Погосян, Матем. заметки, 47:6, 1990, 23-30.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 55, 2012 год

<i>Абрамян А.В.</i> О (см. <i>Саргсян Л.</i>)	505
<i>Абрамян М.Г., Матвеевко Л.И.</i> Начальная фаза формирования протозвезды	443
<i>Абу Талейб Я.М.</i> (см. <i>Ель-Бори М.А.</i>)	145
<i>Аджьян Г.С.</i> (см. <i>Вартамян Ю.Л.</i>)	113
<i>Айрапетян М.В.</i> Гравитационное излучение от осциллирующих нейтронных звезд	273
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракиян Д.М.</i>)	421
<i>Акопян А.А.</i> Функция распределения частот рентгеновских вспышек молодых звездных объектов области ρ Орн	95
<i>Акопян А.А.</i> Функция распределения частот рентгеновских вспышек маломассивных молодых звездных объектов туманности Ориона	555
<i>Акопян С.А., Балаян С.К., Додонов С.Н., Моисеев А.В., Смирнова А.А.</i> Панорамная спектроскопия галактик с очагами звездообразования. Исследование SBS 1202+583	5
<i>Алесян Ж., Арутюнян Г.А.</i> Перенос излучения в неоднородной среде. Коэффициент поглощения, зависящий от оптической глубины	283
<i>Андреев М.В.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	543
<i>Андронов И.Л.</i> Феноменологическое моделирование кривых блеска затменных двойных звезд типа Алголя	593
<i>Антипин С.В.</i> (см. <i>Голышева П.Ю.</i>)	235
<i>Антонюк О.И.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	543
<i>Арутюнян Г.А.</i> (см. <i>Алесян Ж.</i>)	283
<i>Архаров А.А.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	65
<i>Архаров А.А.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	175
<i>Архаров А.А.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	567
<i>Афанасьева А.А., Грошева Е.А.</i> Уточнение орбиты визуально-двойной звезды 40/41 Drg	261
<i>Бакланов А.В.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	543
<i>Балаян С.К.</i> (см. <i>Акопян С.А.</i>)	5
<i>Барсегян А.Г.</i> (см. <i>Енгибарян А.Г.</i>)	627
<i>Барсегян А.Г., Тер-Аветисян В.В.</i> Точечный источник света в центре однородного шара и в бесконечной среде	307
<i>Бекетов О.Б., Орлов В.В.</i> Динамика групп галактик в различных моделях гравитации	29
<i>Бескровная Н.Г.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	527
<i>Бисноватый-Коган Г.С.</i> Аналитическое решение для кинетического равновесия по β -процессам в нуклонной плазме с релятивистскими парами	433

<i>Бондарь Н.И.</i> (см. <i>Витриченко Э.А.</i>)	225
<i>Бычков В.</i> (см. <i>Витриченко Э.А.</i>)	225
<i>Бычкова Л.</i> (см. <i>Витриченко Э.А.</i>)	225
<i>Вавилова И.Б.</i> (см. <i>Мельник О.В.</i>)	321
<i>Вартанян Ю.Л., Аджян Г.С., Григорян А.К., Саркисян Т.Р.</i> Долина устойчивости странных карликов	113
<i>Вартанян Ю.Л., Меликян Ш.Р., Шагинян А.А.</i> Электроны в кварковой плазме	473
<i>Витриченко Э.Л., Бондарь Н.И., Бычкова Л., Бычков В.</i> Спутник С1 в системе θ Ori C	225
<i>Гаудензи С.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	469
<i>Геворкян М.</i> (см. <i>Саргсян Л.</i>)	505
<i>Гигоян К.С., Росси К., Склави С., Гаудензи С.</i> Новые яркие углеродные звезды, открытые в DFBS	469
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Особенности распределения магнитного поля по поверхности Ср-звезд. I. HD 37017, 37479, 75049, 125823, 200775, V380 Ori	189
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Магнитное поле химически пекулярных звезд	369
<i>Глаголевский Ю.В., Чунтонов Г.А., Шаврина А.В.</i> Структура атмосферы магнитной звезды HD 21699	161
<i>Гольшева П.Ю., Антипин С.В., Жарова А.В., Катышева Н.А., Хохал Д., Шугаров С.Ю.</i> Многоцветная фотометрия карликовой новой HS 0218+3229	235
<i>Григорян А.К.</i> (см. <i>Вартанян Ю.Л.</i>)	113
<i>Гринин В.П.</i> (см. <i>Ростопчина-Шаховская А.Н.</i>)	165
<i>Грошева Е.А.</i> (см. <i>Афанасьева А.А.</i>)	261
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> Две системы типа трапеции в СМа	107
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> Три НН-объекта, связанных с выбросами	209
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> Радиальная система темных глобул в Ser OB2	403
<i>Джаниашвили Э.Б.</i> (см. <i>Кужсиаишвили М.И.</i>)	217
<i>Добрычева Д.В.</i> (см. <i>Мельник О.В.</i>)	321
<i>Додонов С.Н.</i> (см. <i>Акопян С.А.</i>)	5
<i>Ель-Абишейни М.</i> (см. <i>Ель-Бори М.А.</i>)	145
<i>Ель-Бори М.А., Ель-Абишейни М., Талаат С., Абу Талерб Я.М.</i> Асимметрия солнечных, межпланетных и геомагнитных индексов в направлении север-юг	145
<i>Енгибарян Н.Б., Барсегян А.Г.</i> Перенос излучения в плоском слое конечной толщины: метод двустороннего продолжения	627
<i>Жарова А.В.</i> (см. <i>Гольшева П.Ю.</i>)	235
<i>Жучков Р.Я.</i> (см. <i>Марьева О.В.</i>)	413
<i>Исмашлов Н.З.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	527
<i>Ихсанов Н.Р.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	527
<i>Караченцева В.Е.</i> (см. <i>Кудря Ю.Н.</i>)	477

<i>Кардона О.</i> (см. <i>Симоно Э.</i>)	127
<i>Катышева Н.А.</i> (см. <i>Голышева П.Ю.</i>)	235
<i>Козлова О.В.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	527
<i>Костандян Г.</i> (см. <i>Саргсян Л.</i>)	505
<i>Кривеллари Л.</i> (см. <i>Симоно Э.</i>)	127
<i>Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е.</i> Оптические и HI свойства изолированных галактик каталога 2MIG. II. Соотношение Талли-Фишера	477
<i>Кумсианивили М.И., Чаргешивили К.Б., Джанианивили Э.Б.</i> Результаты UVB фотозлектрических наблюдений Суг OB2 №5 (V729 Суг)	217
<i>Магакян Т.Ю.</i> (см. <i>Мовсесян Т.А.</i>)	517
<i>Магакян Т.Ю.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	83
<i>Магтесян А.П.</i> Влияние окружения на функцию светимости галактик	43
<i>Малумян В.Г., Мартиросян Ж.Р.</i> О связи инфракрасного и радиоизлучения галактик Вольфа-Райе	349
<i>Мартиросян Ж.Р., Саргсян Л.А.</i> Инфракрасные спектральные особенности галактик Вольфа-Райе	337
<i>Мартиросян Ж.Р.</i> (см. <i>Малумян В.Г.</i>)	349
<i>Марьева О.В., Жучков Р.Я.</i> Исследование сверхгиганта O3If Суг OB2 №7 по спектрам умеренного разрешения	413
<i>Матвеевко Л.И.</i> (см. <i>Абрамян М.Г.</i>)	443
<i>Меликян Н.Д.</i> Кривые блеска изменения эмиссионных линий MgII h и k, MgI (2852 Å) и поляризация света мирид	389
<i>Меликян Ш.Р.</i> (см. <i>Вартамян Ю.Л.</i>)	473
<i>Мельник О.В., Добрычева Д.В., Вавилова И.Б.</i> Морфология и показатели цвета галактик в парах: критерии для классификации галактик	321
<i>Миртаджиева К.Т., Нурутдинов С.Н.</i> О неустойчивостях нестационарной модели самогравитирующего диска. IV. Обобщение моделей и сравнение результатов	611
<i>Мклин Б.Дж.</i> (см. <i>Назарян Т.А.</i>)	491
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	83
<i>Мовсесян Т.А., Магакян Т.Ю., Саргсян Д.М., Огура К.</i> HH 588: Гигантский биполярный поток в темном облаке BRC 37	517
<i>Моисеев А.В.</i> (см. <i>Акопян С.А.</i>)	5
<i>Назарян Т.А., Петросян А.Р., Мклин Б.Дж.</i> Близкие соседи галактик Маркаряна. I. База оптических данных	491
<i>Никогосян А.Г.</i> Решение линейных задач переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере. II	293
<i>Никогосян Е.Г., Магакян Т.Ю., Мовсесян Т.А.</i> Поиски HH-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. VIII. Звезды с эмиссией H α в области туманности GM2-41	83
<i>Нурутдинов С.Н.</i> (см. <i>Миртаджиева К.Т.</i>)	611

<i>Огура К.</i> (см. <i>Мовсесян Т.А.</i>)	517
<i>Орлов В.В.</i> (см. <i>Бекетов О.Б.</i>)	29
<i>Павленко Е.П., Самсонов Д.А., Антонюк О.И., Андреев М.В., Бакланов А.В., Сосновский А.А.</i> Фотометрия карликовой новой V503 Суг в 2010г. Орбитальный и другие периоды	543
<i>Паронян Г.</i> (см. <i>Саргсян Л.</i>)	505
<i>Петросян А.Р.</i> (см. <i>Назарян Т.А.</i>)	491
<i>Пинг-Ву</i> (см. <i>Хип-Фа Денг</i>)	55
<i>Погодин М.А., Козлова О.В., Бескровная Н.Г., Ихсанов Н.Р., Исмаилов Н.З., Халилов О.В., Юдин Р.В.</i> Циклические явления в околозвездной оболочке A0e/B9e звезды Хербига АВ Aug	527
<i>Потравнов И.С.</i> О скорости осевого вращения ϵ Возничего	583
<i>Росси К.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	469
<i>Ростопчина-Шаховская А.Н., Гришин В.П., Шаховской Д.Н.</i> Необычные повторяющиеся затмения звезды типа UX Ori WW Vul	165
<i>Рубан Е.В., Архаров А.А.</i> Молодые звезды в газопылевых дисках. I. Фомальгаут	65
<i>Рубан Е.В., Архаров А.А.</i> Молодые звезды в газопылевых дисках. II. Вега (α Lyr) и β Pic	175
<i>Рубан Е.В., Архаров А.А.</i> Влияние горячих юпитеров на переменность звездного излучения	567
<i>Саакян Н.В.</i> Гамма-излучение высоких энергий из ядра радиогалактики Центавр А	21
<i>Самсонов Д.А.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	543
<i>Самсонов А.</i> (см. <i>Саргсян Л.</i>)	505
<i>Саргсян Д.М.</i> (см. <i>Мовсесян Т.А.</i>)	517
<i>Саргсян Л.А.</i> (см. <i>Мартиросян Ж.Р.</i>)	337
<i>Саргсян Л., Геворкян М., Абрамян А.В., Костандян Г., Паронян Г., Самсоян А., Саркисян Д., Синамян П.</i> Поглощение пылью NLR у AGN	505
<i>Саркисян Д.</i> (см. <i>Саргсян Л.</i>)	505
<i>Саркисян Т.Р.</i> (см. <i>Вартанян Ю.Л.</i>)	113
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В.</i> Источник энергии радиоизлучения пульсаров	421
<i>Симоно Э., Кардона О., Кривеллари Л.</i> Исправленный вариант неявного интегрального метода решения задач переноса излучения	127
<i>Синамян П.</i> (см. <i>Саргсян Л.</i>)	505
<i>Склави С.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	469
<i>Смирнова А.А.</i> (см. <i>Акопян С.А.</i>)	5
<i>Сосновский А.А.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	543
<i>Талаат С.</i> (см. <i>Ель-Бори М.А.</i>)	145
<i>Тер-Аветисян В.В.</i> (см. <i>Барсегян А.Г.</i>)	307
<i>Фиделис В.В.</i> Двухлетние наблюдения блазара H1426+428 на атмо-	

сферном черенковском телескопе ГТ-48	255
<i>Фиделис В.В.</i> Наблюдения галактики MRK 501 в мае-июне 2006г. в рентгеновском и гамма-диапазонах СВЭ	357
<i>Халилов О.В.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	527
<i>Хачатрян А.Ж.</i> Пространственное распределение рассеивающегося на одномерной среде гармонического во времени волнового поля	457
<i>Хиао-Хиа Киан</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	55
<i>Хин-Фа Денг, Хиао-Хиа Киан, Ченг-Хонг Луо, Пинг Ву.</i> Исследование корреляции между морфологией и светимостью для двух классов основных галактик	55
<i>Хохол Д.</i> (см. <i>Голышева П.Ю.</i>)	235
<i>Чаргеишвили Э.Б.</i> (см. <i>Кумсианивили М.И.</i>)	217
<i>Ченг-Хонг Луо</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	55
<i>Чунтонов Г.А.</i> (см. <i>Глаголевский Ю.В.</i>)	161
<i>Шаврина А.В.</i> (см. <i>Глаголевский Ю.В.</i>)	161
<i>Шагинян А.А.</i> (см. <i>Вартанян Ю.Л.</i>)	473
<i>Шаховской Д.Н.</i> (см. <i>Ростопчина-Шаховская А.Н.</i>)	165
<i>Шугаров С.Ю.</i> (см. <i>Голышева П.Ю.</i>)	235
<i>Юдин Р.В.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	527

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Панорамная спектроскопия галактик с очагами звездообразования. Исследование SBS 1202+583 <i>С.А.Акопян, С.К.Балаян, С.Н.Додонов, А.В.Моисеев, А.А.Смирнова</i>	5
Гамма излучение высоких энергий из ядра радиогалактики Центавр А <i>Н.В.Саакян</i>	21
Динамика групп галактик в различных моделях гравитации <i>О.Б.Бекетов, В.В.Орлов</i>	29
Влияние окружения на функцию светимости галактик <i>А.П.Магтесян</i>	43
Исследование корреляции между морфологией и светимостью для двух классов основных галактик <i>Хин-Фа Денг, Хиао-Хиа Куан, Ченг-Хонг Луо, Пинг Ву</i>	55
Молодые звезды в газопылевых дисках. I. Фомальгаут <i>Е.В.Рубан, А.А.Архаров</i>	65
Поиски HН-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразо- вания. VIII. Звезды с эмиссией H α в области туманности GM 2-41 <i>Е.Г.Никогосян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян</i>	83
Функция распределения частот рентгеновских вспышек молодых звездных объектов области ρ Orh <i>А.А.Акопян</i>	95
Две системы типа трапеции в СМа <i>А.Л.Гольбудаян</i>	107
Долина устойчивости странных карликов <i>Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян</i>	113
Исправленный вариант неявного интегрального метода решения задач переноса излучения <i>Э.Симонию, О.Кардона, Л.Кривеллари</i>	127
Асимметрия солнечных, межпланетных и геомагнитных индексов в направлении север-юг <i>М.А.Ель-Бори, М.Ель-Абшейни, С.Талаат, Я.М.Абу Талеб</i>	145
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Структура атмосферы магнитной звезды HD 21699 <i>Ю.В.Глаголевский, Г.А.Чунтонов, А.В.Шаврина</i>	161

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Необычные повторяющиеся затмения звезды типа UX Ori WW Vul <i>А.Н.Ростопчина-Шаховская, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской</i>	165
Молодые звезды в газопылевых дисках. II. Вега (α Lyr) и β Pic <i>Е.В.Рубан, А.А.Архаров</i>	175
Особенности распределения магнитного поля по поверхности CP-звезд. I. HD 37017, 37479, 75049, 125823, 200775, V380 Ori <i>Ю.В.Глаголевский</i>	189
Три HH-объекта, связанных с выбросами <i>А.Л.Гольбудагян</i>	209
Результаты UBV фотоэлектрических наблюдений Cug OB2 №5 (V729 Cug) <i>М.И.Кумсиашвили, К.Б.Чаргеишвили, Э.Б.Джаниашвили</i>	217
Спутник C1 в системе Θ^1 Ori C <i>Э.А.Витриченко, Н.И.Бондарь, Л.Бычкова, В.Бычков</i>	225
Многоцветная фотометрия карликовой новой HS 0218+3229 <i>П.Ю.Голышева, С.В.Антипин, А.В.Жарова, Н.А.Катышева, Д.Хохол, С.Ю.Шугаров</i>	235
Двухлетние наблюдения блазара H1426+428 на атмосферном че- ренковском телескопе ГТ-48 <i>В.В.Фиделис</i>	255
Уточнение орбиты визуально-двойной звезды 40/41 Dra <i>А.А.Афанасьева, Е.А.Грошева</i>	261
Гравитационное излучение от осциллирующих нейтронных звезд <i>М.В.Айрапетян</i>	273
Перенос излучения в неоднородной среде. Коэффициент погло- щения, зависящий от оптической глубины <i>Ж.Алесян, Г.А.Арутюнян</i>	283
Решение линейных задач переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере. II <i>А.Г.Никогосян</i>	293
Точечный источник света в центре однородного шара и в бесконеч- ной среде <i>А.Г.Барсемян, В.В.Тер-Аветисян</i>	307

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Морфология и показатели цвета галактик в парах: критерии классификации галактик	
<i>О.В.Мелыик, Д.В.Добрычева, И.Б.Вавилова</i>	321
Инфракрасные спектральные особенности галактик Вольфа-Райе	
<i>Ж.Р.Мартirosян, Л.А.Саргсян</i>	337
О связи инфракрасного и радиоизлучения галактик Вольфа-Райе	
<i>В.Г.Малумян, Ж.Р.Мартirosян</i>	349
Наблюдения галактики MRK 501 в мае-июне 2006г. в рентгеновском и гамма-диапазонах СВЭ	
<i>В.В.Фиделис</i>	357
Магнитное поле химически пекулярных звезд	
<i>Ю.В.Глаголевский</i>	369
Кривые блеска, изменения эмиссионных линий MgII h и k, MgI(2852 Å) и поляризация света Мирид	
<i>Н.Д.Меликян</i>	389
Радиальная система темных глобул в SER OB2	
<i>А.Л.Гольбудагян</i>	403
Исследование сверхгиганта O3If Cyg OB2 №7 по спектрам умеренного разрешения	
<i>О.В.Марьева, Р.Я.Жучков</i>	413
Источник энергии радиоизлучения пульсаров	
<i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян</i>	421
Аналитическое решение для кинетического равновесия по β -процессам в нуклонной плазме с релятивистскими парами	
<i>Г.С.Бисноватый-Коган</i>	433
Начальная фаза формирования протозвезды	
<i>М.Г.Абрамян, Л.И.Матвеевко</i>	443
Пространственное распределение рассеивающегося на одномерной среде гармонического во времени волнового поля	
<i>А.Ж.Хачатрян</i>	457
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Новые яркие углеродные звезды, открытые в DFBS	
<i>К.С.Гигоян, К.Росси, С.Склави, С.Гаудензи</i>	469
Электроны в кварковой плазме	
<i>Ю.Л.Вартанян, Ш.Р.Меликян, А.А.Шагинян</i>	473

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

Оптические и HI-свойства изолированных галактик каталога 2MIG. II. Соотношение Талли-Фишера	<i>Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева</i>	477
Близкие соседи галактик Маркаряна. I. База оптических данных	<i>Т.А.Назарян, А.Р.Петросян, Б.Дж.Мклин</i>	491
Поглощение пылью NLR у AGN	<i>Л.Саргсян, М.Геворкян, А.В.Абрамян, Г.Костандян, Г.Паронян, А.Самсонян, Д.Саркисян, П.Синамян</i>	505
HH 588: гигантский биполярный поток в темном облаке BRC 37	<i>Т.А.Мовсесян, Т.Ю.Магакян, Д.М.Саргсян, К.Огура</i>	517
Циклические явления в околозвездной оболочке A0e/B9e звезды Хербига AB Aur	<i>М.А.Погодин, О.В.Козлова, Н.Г.Бескровная, Н.Р.Ихсанов, Н.З.Исмаилов, О.В.Халилов, Р.В.Юдин</i>	527
Фотометрия карликовой новой V503 Cyg в 2010г. Орбитальный и другие периоды	<i>Е.П.Павленко, Д.А.Самсонов, О.И.Антопюк, М.В.Андреев, А.В.Бакланов, А.А.Сосновский</i>	543
Функция распределения частот рентгеновских вспышек мало- массивных молодых звездных объектов туманности Ориона	<i>А.А.Акопян</i>	555
Влияние горячих Юпитеров на переменность звездного излучения	<i>Е.В.Рубан, А.А.Архаров</i>	567
О скорости осевого вращения ϵ Возничего	<i>И.С.Потравнов</i>	583
Феноменологическое моделирование кривых блеска затменных двойных звезд типа Алголя	<i>И.Л.Андронов</i>	593
О неустойчивостях нестационарной модели самогравитирующего диска. IV. Обобщение моделей и сравнение результатов	<i>К.Т.Миртаджиева, С.Н.Нуритдинов</i>	611
Перенос излучения в плоском слое конечной толщины. Метод двустороннего продолжения	<i>Н.Б.Енгибарян, А.Г.Барсегян</i>	627

CONTENTS

Number 1

- Panoramic spectroscopy of galaxies with star formation regions.
Study of SBS 1202+583
S.A.Hakopian, S.K.Balayan, S.N.Dodonov, A.V.Moiseev, A.A.Smirnova 5
- High energy γ -radiation from the core of radio galaxy Centaurus A
N.V.Sahakyan 21
- Galaxy group's dynamics in different gravity models
O.B.Beketov, V.V.Orlov 29
- The influence of environment on the luminosity function of galaxies
A.P.Mahtessian 43
- Investigation of the correlation between morphology and luminosity
for two classes of main galaxies
Xin-Fa Deng, Xiao-Xia Qian, Cheng-Hong Luo, Ping Wu 55
- Young stars in gas-dust disks. I. Fomalhaut
E.V.Ruban, A.A.Arkharov 65
- Search of HH objects and emission-line stars in the star forming regions. VIII. Stars with $H\alpha$ emission in the vicinity of GM 2-41 nebula
E.H.Nikoghosyan, T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian 83
- The frequency distribution function of X-ray flares of young stellar objects of ρ Oph
A.A.Akopian 95
- Two trapezium-type systems in CMa
A.L.Gyulbudaghian 107
- The stability valley of strange dwarfs
Yu.L.Vartanyan, G.S.Hajyan, A.K.Grigoryan, T.R.Sarkisyan 113
- An improved version of the implicit integral method to solving radiative transfer problems
E.Simonneau, O.Cardona, L.Crivellari 127
- North-south asymmetry in solar, interplanetary and geomagnetic indices
M.A.El-Borie, M.El-Abshehy, S.Talaat, W.M.Abou Taleb 145
- NOTES**
- Structure of the atmosphere of magnetic star HD 21699
Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chuntonov, A.V.Shavrina 161

CONTENTS

Number 2

- The unusual recurrent eclipses of the UX Ori type star WW Vul
A.N.Rostopchina-Shakhovskaja, V.P.Grinin, D.N.Shakhovskoi 165
- Young stars in gas-dust disks. II. Vega (α Lyr) and β Pic
E.V.Ruban, A.A.Arkharov 175
- Peculiarities of magnetic field distribution over the surfaces of CP stars.
I. HD 37017, 37479, 75049, 125823, 200775, V380 Ori
Yu.V.Glagolevskij 189
- Three HH objects, connected with ejections
A.L.Gyulbudaghian 209
- Results of UBV photoelectric observations of Cyg OB2 №5 (V729 Cyg)
M.I.Kumsiashvili, K.B.Chargeishvili, E.B.Janiashvili 217
- The companion C1 in the θ^1 Ori C system
E.A.Vitrichenko, N.I.Bondar', L.Bychkova, V.Bychkov 225
- Multicolour photometry of dwarf nova star HS 0218+3229
P.Yu.Golysheva, S.V.Antipin, A.V.Zharova, N.A.Karysheva, D.Chochol, S.Yu.Shugarov 235
- Two-year observations of blazar H1426+428 with the air Cherenkov telescope GT-48
V.V.Fidelis 255
- The improvement of orbit of the visual double star 40/41 Dra
A.A.Afanasyeva, E.A.Grosheva 261
- Gravitational radiation from oscillating neutron stars
M.V.Hayrapetyan 273
- Radiation transfer in an inhomogeneous medium. Optical depth depending absorption coefficient
G.Alecian, H.A.Harutyunian 283
- Solution of linear radiation transfer problems in plane-parallel atmosphere. II
A.G.Nikoghossian 293
- A point source of light in the center of homogenous sphere and in an infinite medium
A.G.Barseghyan, V.V.Ter-Avetisyan 307

CONTENTS

Number 3

- Morphology and color indices of galaxies in pairs: Criteria for the galaxy classification
O.V.Melnyk, D.V.Dobrycheva, I.B.Vavilova 321
- Infrared spectral properties of WR galaxies
J.R.Martirosian, L.A.Sargsyan 337
- On the relationship of infrared and radio emission of Wolf-Rayet galaxies
V.H.Malumyan, J.R.Martirosian 349
- X-ray and very high energy gamma-ray observations of Mrk 501 during may-june 2006
V.V.Fidelis 357
- Magnetic field of chemically peculiar stars
Yu.V.Glagolevskij 369
- Light curves, variations of the emission lines MgII h and k, MgI(2852 Å) and the light polarization of Miras
N.D.Melikian 389
- Radial system of dark globules in SER OB2
A.L.Gyulbudaghian 403
- Medium resolution optical spectroscopy of O3If Cyg OB2 №7
O.V.Maryeva, R.Ya.Zhuchkov 413
- The source of pulsars' radioemission
D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan 421
- Analytic solution for kinetic equilibrium of β -processes in nucleonic plasma with relativistic pairs
G.S.Bisnovatyi-Kogan 433
- Initial phase of the protostar formation
M.G.Abramyan, L.I.Matveenko 443
- The spatial distribution of a time-harmonic wave field scattered by a one-dimensional medium
A.Zh.Khachatrian 457
- NOTES
- New bright carbon stars found in the DFBS
K.S.Gigoyan, C.Rossi, S.Sclavi, S.Gaudenzi 469
- Electrons in the quark plasma
Yu.L.Vartanyan, Sh.R.Melikyan, H.A.Shahinyan 473

CONTENTS

Number 4

Optical and HI properties of isolated galaxies from 2MIG catalog. II. The Tully-Fisher relation	<i>Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva</i>	477
Close neighbors of Markarian galaxies. I. Optical database	<i>T.A.Nazaryan, A.R.Petrosian, B.J.Mclean</i>	491
Dust obscuration of the narrow line region of AGN	<i>L.Sargsyan, M.Gevorgyan, H.V.Abrahamyan, G.Kostandyan, G.Paronyan, A.Samsonyan, D.Sargsyan, P.Sinamyan</i>	505
HH 588: A giant bipolar outflow in the BRC 37 dark cloud	<i>T.A.Movsessian, T.Yu.Magakian, D.M.Sargsyan, K.Ogura</i>	517
Cyclic phenomena in the circumstellar envelope of the Herbig A0/B9e star AB Aur	<i>M.A.Pogodin, O.V.Kozlova, N.G.Beskrovnaya, N.R.Ikhsanov, N.Z.Ismailov, O.V.Khalilov, R.V.Yudin</i>	527
Photometry of the dwarf nova V503 Cygni in 2010. The orbital and other periods	<i>E.P.Pavlenko, D.A.Samsonov, O.I.Antonyuk, M.V.Andreev, A.V.Baklanov, A.A.Sosnovskij</i>	543
Frequency distribution function of X-ray flares for low-mass young stellar objects of Orion nebula	<i>A.A.Akopian</i>	555
The influence of the hot Jupiters on the variability of a star radiation	<i>E.V.Ruban, A.A.Arkharov</i>	567
On the rotational velocity of ϵ Aurigae	<i>I.S.Potravnov</i>	583
Phenomenological modeling of the light curves of Algol-type eclipsing binary stars	<i>I.L.Andronov</i>	593
On instabilities of the non-stationary model of self-gravitating disk. IV. Generalization of models and comparison of results	<i>K.T.Mirtadjieva, S.N.Nuritdinov</i>	611
Radiative transfer in plane layer of finite thickness. The method of two-side continuation	<i>N.B.Yengibaryan, A.G.Barseghyan</i>	627

CONTENTS

Optical and HI properties of isolated galaxies from 2MIG catalog. II. The Tully-Fisher relation	<i>Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva</i>	477
Close neighbors of Markarian galaxies. I. Optical database	<i>T.A.Nazaryan, A.R.Petrosian, B.J.Mclean</i>	491
Dust obscuration of the narrow line region of AGN	<i>L.Sargsyan, M.Gevorgyan, H.V.Abrahamyan, G.Kostandyan, G.Paronyan, A.Samsonyan, D.Sargsyan, P.Sinamyan</i>	505
HH 588: A giant bipolar outflow in the BRC 37 dark cloud	<i>T.A.Movsessian, T.Yu.Magakian, D.M.Sargsyan, K.Ogura</i>	517
Cyclic phenomena in the circumstellar envelope of the Herbig A0/B9e star AB Aur	<i>M.A.Pogodin, O.V.Kozlova, N.G.Beskrovnaya, N.R.Ikhsanov, N.Z.Ismailov, O.V.Khalilov, R.V.Yudin</i>	527
Photometry of the dwarf nova V503 Cygni in 2010. The orbital and other periods	<i>E.P.Pavlenko, D.A.Samsonov, O.I.Antonyuk, M.V.Andreev, A.V.Baklanov, A.A.Sosnovskij</i>	543
Frequency distribution function of X-ray flares for low-mass young stellar objects of Orion nebula	<i>A.A.Akopian</i>	555
The influence of the hot Jupiters on the variability of a star radiation	<i>E.V.Ruban, A.A.Arkharov</i>	567
On the rotational velocity of ϵ Aurigae	<i>I.S.Potravnov</i>	583
Phenomenological modeling of the light curves of Algol-type eclipsing binary stars	<i>I.L.Andronov</i>	593
On instabilities of the non-stationary model of self-gravitating disk. IV. Generalization of models and comparison of results	<i>K.T.Mirtadjieva, S.N.Nuritdinov</i>	611
Radiative transfer in plane layer of finite thickness. The method of two-side continuation	<i>N.B.Yengibaryan, A.G.Barseghyan</i>	627

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТ РЕНТГЕНОВСКИХ
ВСПЫШЕК МАЛОМАССИВНЫХ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ
ОБЪЕКТОВ ТУМАННОСТИ ОРИОНА

А.А.Акопян 555

ВЛИЯНИЕ ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ НА ПЕРЕМЕННОСТЬ
ЗВЕЗДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е.В.Рубан, А.А.Архаров 567

О СКОРОСТИ ОСЕВОГО ВРАЩЕНИЯ ϵ ВОЗНИЧЕГО

И.С.Потравинов 583

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИВЫХ
БЛЕСКА ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ТИПА АЛГОЛЯ

И.Л.Андронов 593

О НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ САМО-
ГРАВИТИРУЮЩЕГО ДИСКА. IV. ОБОБЩЕНИЕ МОДЕЛЕЙ И
СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

К.Т.Миртаджиева, С.Н.Нуритдинов 611

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ СЛОЕ КОНЕЧНОЙ
ТОЛЩИНЫ. МЕТОД ДВУСТОРОННЕГО ПРОДОЛЖЕНИЯ

Н.Б.Енеибарян, А.Г.Барсегиан 627