

# ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 57

МАЙ, 2014

ВЫПУСК 2

СПИНЫ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР И МАГНИТНЫЕ  
ПОЛЯ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ В АКТИВНЫХ ЯДРАХ  
ГАЛАКТИК С МАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*Ю.Н.Гнедин, В.Н.Глобина, М.Ю.Пиотрович,*

*С.Д.Булига, Т.М.Нацелишвили* 173

BVRI CCD ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТ-  
НОСТЯХ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ. VII

*В.Т.Дорошенко, [Ю.С.Ефимов], Г.А.Борман, Н.Г.Пулатова* 189

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ОКРУЖЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ПАРА-  
МЕТРОВ ПЯТИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ПОЛОС ГЛАВНЫХ  
ГАЛАКТИК

*Хин-Фа Денг, Гуишенг Ю* 209

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СР-ЗВЕЗД НА ГЛАВНОЙ  
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. III

*Ю.В.Глаголевский* 217

ОБЛАСТЬ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ SNO 87

*А.Л.Гюльбудагян* 227

ВРАЩЕНИЕ ЛИНИИ АПСИД В ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ  
СИСТЕМЕ GSC 4487 0347 = V 957 CEP

*В.С.Козырева, А.В.Кусакин* 237

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

## Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)  
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրիմին (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)  
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Զալոդյան (Հայաստան)  
Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կուլմո (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

## Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)  
Заместители главного редактора: В.П.Гринин (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.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), 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 զոնով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և քարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24<sup>Г</sup>  
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38  
e-mail: [astrofiz@sci.am](mailto:astrofiz@sci.am)

## СПИНЫ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК С МАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Ю.Н.ГНЕДИН, В.Н.ГЛОБИНА, М.Ю.ПИОТРОВИЧ,  
С.Д.БУЛИГА, Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ

Поступила 22 января 2014

Рассмотрена проблема определения основных параметров активных ядер галактик (АЯГ) с мазерным излучением - величины магнитного поля в области мазерного излучения и спина центральной сверхмассивной черной дыры (СМЧД). Расчеты величины спина выполнены в рамках двух физических моделей генерации релятивистских джетов: модели Блэндфорда-Знаека (БЗ) и гибридной модели Мейера. Для некоторых АЯГ получены данные, свидетельствующие о ретроградном вращении. Расчеты величины магнитного поля в области мазерного излучения выполнены в рамках общепринятых моделей аккреционного диска. Наши оценки показывают, что верхний предел на величину магнитного поля в области мегамазерного излучения не превышает 1 Гс, что не противоречит имеющимся данным наблюдений.

**Ключевые слова:** *активные ядра: галактики: магнитные поля: черные дыры: аккреционные диски*

1. **Введение.** За последние десятилетия у достаточно большого количества АЯГ обнаружена интенсивная линия излучения с частотой 22 ГГц, обусловленная мазерным механизмом излучения молекул водяного пара  $H_2O$ . Данная линия излучения соответствует переходу между вращательными уровнями основного колебательного состояния молекулы воды. В нашей Галактике источники мазерного излучения, работающие на молекулах водяного пара (т.н.  $H_2O$  - мазеры), обнаружены в областях звездообразования и в расширяющихся оболочках сильно проэволюционировавших холодных звезд. С 1977г., когда первый внегалактический космический мазер был обнаружен в соседней спиральной галактике М33, данная мазерная линия излучения наблюдалась более чем в 100 галактиках. Светимости  $H_2O$  - мазеров лежат в пределах от  $10^{-2} L_{\odot}$  до  $23000 L_{\odot}$ , где  $L_{\odot}$  - светимость Солнца ( $L_{\odot} = 2 \times 10^{33}$  эрг/с). Мазерные источники на молекулах воды разделяются на две группы в зависимости от светимости в мазерной линии. Яркие внегалактические мазеры, для которых  $L_{H_2O} > 10 L_{\odot}$ , называются "мегамазерами" и обнаружены, в основном, в ядрах активных галактик - сейфертовских галактиках второго типа и в галактиках "лайнер" (англ.

LINER, галактика, в спектре ядра которой наблюдаются эмиссионные линии элементов с низкой ионизацией). Менее яркие внегалактические H<sub>2</sub>O - мазеры, т.н. "киломазеры", для которых  $L_{\text{H}_2\text{O}} < 10 L_{\odot}$ , обычно обнаруживаются в галактиках с активными процессами звездообразования. В подобных галактиках источники мазерного излучения расположены вблизи областей звездообразования и, видимо, смещены относительно центра галактики.

Так как частота мазерной линии излучения воды принадлежит радиодиапазону, то детектирование и наблюдение АЯГ галактик в этой линии осуществляется методами радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами.

Спектры радиодиапазона некоторых АЯГ, в которых обнаружено мегамазерное излучение молекул водяного пара, представляют собой три группы линий, одна из которых расположена в центре и соответствует систематической скорости движения активной галактики относительно наблюдателя, а две другие расположены симметрично относительно основной группы линий. Подобные спектры являются свидетельством того, что источник мазерного излучения расположен в аккреционном диске, окружающем центральную СМЧД, на расстоянии порядка 1 пк от центра. В тех случаях, когда пространственное разрешение было достаточно, выполненный анализ кривых лучевых скоростей показал, что скорости движения мазерных источников являются кеплеровскими, что подтверждает идею о том, что источник мазерного излучения находится в аккреционном диске. Положение источников мазерного излучения в аккреционных дисках с хорошей точностью подтверждено для ряда АЯГ [1,2]. Мазерные линии излучения молекул водяного пара обнаружены преимущественно в спектрах сейфертовских галактик, которые имеют большой угол наклона аккреционного диска, близкий к 90°.

Наиболее подробно исследована активная галактика NGC 4258 [3]. С помощью методов радиоинтерферометрии в центре этой галактики обнаружен тонкий аккреционный диск с большим углом наклона и искривленный на периферии, в котором движение вещества вокруг центральной СМЧД происходит с кеплеровскими скоростями (данные анализа кривой лучевых скоростей). Также наблюдения показали, что мазерный источник активной галактики NGC 4258 расположен на расстоянии порядка 0.14-0.28 пк от центра галактики.

Важным результатом исследования мазерных источников является измерение масс СМЧД, находящихся в центрах активных галактик, что достигается за счет анализа кеплеровских кривых лучевых скоростей движения мазерных пятен. Для АЯГ получено эмпирическое соотношение между массой черной дыры и максимальным значением внешнего радиуса кольца, в пределах которого находится мазерный источник [4]:  $R_{\text{max}} \approx 0.3 M_7$  пк, где масса центральной черной дыры  $M_{\text{BH}} = M_7 \times 10^7 M_{\odot}$ . Данная линейная зависимость отражает кинематику процесса образования диска вокруг СМЧД.

Целью данной работы является определение величины спина СМЧД, а также оценка величины магнитного поля в области мазерного излучения для АЯГ с мегамазерными источниками.

2. *Определение спина сверхмассивных черных дыр активных ядер галактик с мазерным излучением.* Безразмерный параметр Керра (спин) является характеристикой степени вращения черной дыры и представляет собой удельный угловой момент вращения. В системе единиц, где  $G = \hbar = c = 1$ , спин определяется следующей формулой:  $a = J/M_{BH}^2$ , где  $J$  - момент вращения черной дыры,  $M_{BH}$  - масса черной дыры.

Спин является положительной величиной и может принимать значения от нуля до единицы, но, тем не менее, было введено понятие отрицательного спина. Если вокруг черной дыры образован аккреционный диск, то в данной системе существуют два главных момента вращения - момент вращения аккреционного диска и момент вращения черной дыры. В том случае, когда вращение диска и черной дыры происходит в одном направлении (т.е. векторы моментов вращения сонаправлены), то говорят о положительном значении спина центральной черной дыры. Если же аккреционный диск и черная дыра вращаются в противоположных направлениях (векторы моментов вращения противоположно направлены), то считается, что спин принимает отрицательные значения, модуль которых соответствует степени вращения черной дыры (данный режим часто называют ретроградным). Иными словами, знак спина указывает на свойства всей системы в целом. Факт существования систем с противоположным направлением вращения черной дыры и аккреционного диска до сих пор остается под вопросом по причине трудностей, связанных с образованием подобных систем. Положительные значения спина могут образоваться в процессе аккреции вещества, так как аккрецирующее вещество "раскручивает" черную дыру, и по этой причине направления вращения черной дыры и аккреционного диска совпадают. Отрицательные значения спина могут появиться в процессе слияния черных дыр.

Существует проблема определения спина черных дыр из наблюдений. Основной метод, который применяется, основан на эффекте гравитационного красного смещения, и заключается в анализе профиля линии излучения  $K_{\alpha}$  сильно ионизированных атомов железа, имеющей энергию 6.4 кэВ. Вследствие указанного эффекта энергии фотонов, наблюдаемых у Земли, которые были испущены вблизи горизонта событий черной дыры, должны быть существенно меньше энергии фотонов, излучаемых из внешних областей за горизонтом черной дыры. Анализ профиля такой линии позволяет определить физические параметры черной дыры, включая ее спин. Однако неопределенности, связанные с интерпретацией профиля наблюдаемой линии, не позволяют определить величину спина черной дыры с высокой надежностью (см. в связи с этим [5-8]).

Другой метод определения спина черной дыры основан на анализе кинетической мощности релятивистского джета (струи), генерируемого вращающейся черной дырой в магнитном поле горизонта событий черной дыры.

Существует класс астрофизических моделей, описывающих процессы, происходящие в центральных областях АЯГ, в соответствии с которыми струйные выбросы (джеты) черпают свою энергию частично или целиком из энергии вращения черной дыры (например, [9, 10]). Во многих из этих моделей существует зависимость между кинетической мощностью джета  $L_j$ , массой черной дыры  $M_{BH}$ , величиной спина  $a$  и величиной магнитного поля в эргосфере черной дыры  $B_H$ , которая выглядит следующим образом:  $L_j \propto B_H^2 \cdot M_{BH}^2 \cdot a^2$ . В том числе, данное соотношение применимо к модели Блэндфорда - Знаека (далее - БЗ) [9] и к гибридной модели, объединяющей механизмы Блэндфорда - Пейна (далее - БП) и БЗ [10]. Тогда выражение для величины спина имеет следующий вид:

$$|a| = \eta \left( \frac{L_j}{10^{44}} \right)^{0.5} \left( \frac{10^4}{B_H} \right) \left( \frac{10^8 M_\odot}{M_{BH}} \right), \quad (1)$$

где  $\eta$  - модельный параметр, который в модели БЗ принимает значение  $\eta \approx \sqrt{5}$ , в гибридной модели -  $\eta \approx (1.05)^{-1/2}$ .

Таким образом, для нахождения величины спина центральной СМЧД необходимо знать величину магнитного поля на горизонте событий, массу черной дыры и кинетическую мощность джета.

**3. Методика расчета величины спина сверхмассивной черной дыры.** Для определения величины магнитного поля используется соотношение между плотностью энергии магнитного поля и плотностью кинетической энергии аккрецирующего вещества на горизонте событий черной дыры  $B^2/8\pi = \kappa \rho c^2$ , где  $\kappa$  - коэффициент, показывающий, во сколько раз отличаются плотности энергий магнитного поля и аккреционного потока. Условие равенства этих двух величин соответствует  $\kappa = 1$ . Тогда для величины магнитного поля получается следующее выражение:

$$B_H = 6.3 \times 10^8 \sqrt{\frac{M_\odot}{M_{BH}}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa l_E}{\epsilon}} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{1 - a^2}}, \quad (2)$$

где  $l_E$  - эддингтоновский параметр, показывающий, во сколько раз болометрическая светимость аккреционного диска отличается от эддингтоновской светимости для данного источника ( $l_E = L_{bol}/L_{Edd}$ ,  $L_{Edd} = 1.3 \times 10^{38} (M/M_\odot)$ ),  $\epsilon$  - коэффициент излучения диска, характеризующий, какая часть энергии аккреционного потока переходит в излучение ( $L_{bol} = \epsilon \cdot \dot{M} c^2$ , где  $\dot{M}$  - темп аккреции).

Основная трудность данного подхода связана с определением кинетической мощности джета. Из наблюдений данную величину определяют

по взаимодействию релятивистских частиц джета с горячим газом, окружающим галактику и излучающим в рентгеновском диапазоне [11]. Но подобным образом кинетическую мощность джета удалось определить лишь у небольшого количества АЯГ (порядка 30 объектов).

В данной работе для определения кинетической мощности джета используется эмпирическое соотношение между мощностью струйного выброса и мощностью его радиоизлучения [12]:

$$\log(L_J) = 0.81 \cdot \log(L_R) + 11.9, \quad (3)$$

где  $L_R$  - мощность радиоизлучения джета. Основным источником радиоизлучения АЯГ является синхротронное излучение релятивистских частиц джета в магнитном поле. Важно отметить, что мощность радиоизлучения, полученная из наблюдений, отличается от внутренней мощности (мощности в системе отсчета джета) из-за релятивистского эффекта Доплера, и в соотношение (3) входит значение внутренней мощности радиоизлучения. Для данного соотношения поток радиоизлучения регистрируется на частоте 5 ГГц. Далее необходимо совершить переход от наблюдаемой мощности радиоизлучения к реальной. Он описан в работе [12].

Подставив выражение (2) в (1), мы получим уравнение относительно величины спина  $a$ :

$$\frac{|a|}{\sqrt{\varepsilon(1+\sqrt{1-a^2})}} = \eta \frac{10^4}{6.3} \left( \frac{L_J}{10^{44}} \frac{M_\odot}{M_{BH}} \frac{1}{\kappa l_E} \right)^{0.5}, \quad (4)$$

где правая часть представляет собой численное значение для каждого из источников (т.е. при подстановке конкретных значений массы, эддингто-

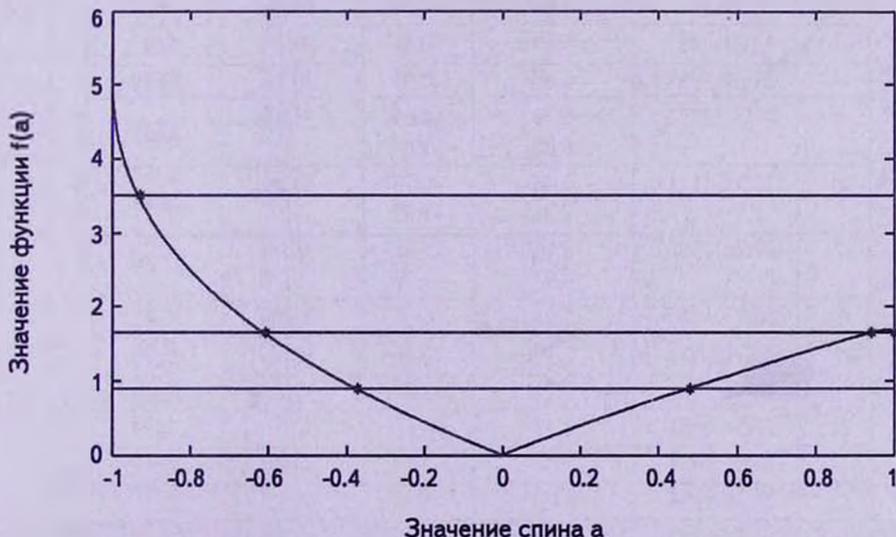


Рис.1. График функции  $f(a)$ .

новского параметра, кинетической мощности джета и при выборе конкретной модели генерации джета). Данное уравнение является нелинейным и не имеет аналитического решения, поэтому находить значение  $a$  мы будем следующим образом. Введем функцию  $f(a)$  как

$$f(a) = \frac{|a|}{\sqrt{\epsilon(1 + \sqrt{1 - a^2})}}$$

Для каждого значения спина  $a$  можно получить численное значение функции  $f(a)$ , используя численные значения коэффициента излучения диска  $\epsilon$ , полученные в работах [13,14]. График функции  $f(a)$  изображен на рис.1.

В зависимости от значения функции  $f(a)$  уравнение (4) может иметь два решения ( $f(a) < 1.54$ ), три решения ( $1.54 < f(a) < 1.69$ ) или одно решение ( $f(a) > 1.69$ ).

4. *Результаты расчетов величины спина сверхмассивных черных дыр в центрах мегамазерных активных ядрах галактик.* Расчет значения спина производился для 15 АЯГ с мазерным излучением. Необходимые значения параметров (масса центральной черной дыры, эддингтоновский параметр и мощность радиоизлучения) были взяты из [15-19]. В

Таблица 1

ДАННЫЕ ПО МЕГАМАЗЕРНЫМ АКТИВНЫМ ЯДРАМ ГАЛАКТИК

№	Объект	$\log(M/M_{\odot})$	$\log L_E$	$\log L_{R,obs}$	$\log L_R$
1	Markarian3	8.50	-0.66	39.86	40.04
2	MRK78	7.99	-0.61	39.86	40.04
3	MRK348	7.18	-0.58	39.7	39.9
4	NGC1068	8.60	-0.95	39.12	39.39
5	NGC2273	5.79	0.65	37.83	38.25
		6.88	-1.64		
6	NGC4151	7.44	-0.33	38.49	38.84
		7.31	-1.57		
7	NGC4388	8.16	-1.61	36.95	37.48
		6.93	-1.76		
8	MRK1066	7.01	-0.57	38.68	39.0
9	NGC1052	8.19	-2.46	39.86	40.04
10	NGC1386	7.24	-1.97	36.7	37.26
11	NGC4051	6.13	-0.68	37.3	37.79
12	NGC4258	7.62	-2.28	35.94	36.59
13	NGC5194	6.95	-1.27	35.5	36.2
14	NGC5347	6.79	-1.09	37.1	37.61
15	NGC3079	7.65	-1.57	38.39	38.75

табл.1 представлены данные по мегамазерным активным ядрам галактик, а также рассчитанные по формуле (3) значения мощности радиоизлучения в системе отсчета джета. Для некоторых объектов указаны две оценки для массы черной дыры и, соответственно, для эддингтоновского параметра. Это связано с тем, что данные оценки были получены различными методами, и установить, какой из этих методов является более надежным, пока что затруднительно, расчеты проводились при значении  $\kappa=1$  (см. (2)).

Результаты расчетов значения спина представлены в табл.2. В тех случаях, когда уравнение (4) имело два решения - положительное и отрицательное - выбор делался в пользу положительного значения спина, так как это является наиболее вероятным результатом. Отрицательные значения означают, что уравнение (4) имело всего одно решение. Отсутствие решения говорит о том, что значение функции превышает физически допустимое значение.

Таблица 2

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЗНАЧЕНИЙ СПИНА

№	Объект	$\log(M/M_{\odot})$	$\log L_E$	Модель БЗ		Гибридная модель	
				$f(a)$	$a$	$f(a)$	$a$
1	Markarian3	8.50	-0.66	0.6280	0.325	0.2878	0.143
2	MRK 78	7.99	-0.61	1.0665	0.578	0.4887	0.249
3	MRK 348	7.18	-0.58	2.2953	-0.764	1.0518	0.569
4	NGC 1068	8.60	-0.95	0.4253	0.215	0.1949	0.096
5	NGC 2273	5.79	0.65	0.5391	0.306	0.2718	0.135
		6.88	-1.64	2.3610	-0.776	1.0819	0.587
6	NGC4151	7.44	-0.33	0.4718	0.240	0.2162	0.106
		7.31	-1.57	2.2844	-0.761	1.0468	0.566
7	NGC4388	8.16	-1.61	0.2534	0.125	0.1161	0.056
		6.93	-1.76	1.2412	0.683	0.5688	0.292
8	MRK1066	7.01	-0.57	1.1929	0.654	0.5467	0.280
9	NGC1052	8.19	-2.46	7.1280		3.2665	-0.910
10	NGC1386	7.24	-1.97	0.9007	0.480	0.4128	0.208
11	NGC4051	6.13	-0.68	1.1991	0.658	0.5495	0.282
12	NGC4258	7.62	-2.28	0.4448	0.225	0.2039	0.100
13	NGC5194	6.95	-1.27	0.2095	0.103	0.0960	0.046
14	NGC5347	6.79	-1.09	0.7628	0.401	0.3496	0.175
15	NGC3079	7.65	-1.57	1.4225	0.795	0.6519	0.338

Расчет величины спина СМЧД в центрах АЯГ с мазерным излучением производился в рамках двух моделей генерации струйных выбросов - модели БЗ и гибридной модели. Значения спина для одних и тех же объектов,

полученные при рассмотрении двух различных моделей, отличаются заметным образом (табл.2). Например, для галактики MRK 348 значение, полученное в рамках модели БЗ, является отрицательным и близким к керовскому значению по абсолютной величине, в то время как значение, полученное при учете гибридной модели, является положительным и также - близким к значению Керра. Кроме того, для всех объектов, у которых значения спинов положительны, значения, полученные в рамках гибридной модели, значительно меньше значений, полученных при рассмотрении модели БЗ. Подобные различия связаны с тем, что в гибридной модели энерговыделение в единицу времени происходит за счет двух процессов - вращения черной дыры и вращения аккреционного диска, в то время как в модели БЗ - только за счет энергии вращения СМЧД. Следовательно, для обеспечения наблюдаемой кинетической мощности джета при заданных массе черной дыры и эддингтоновском параметре энергия вращения черной дыры (а значит - спин) в модели БЗ должна быть больше, чем в гибридной модели. Отрицательные значения спина черной дыры способны обеспечить высокий уровень вышеления энергии из вращения черной дыры. Таким образом, для некоторых объектов, у которых кинетическая мощность джета достигает высоких значений, спины в модели БЗ должны принимать отрицательные значения, в то время как в гибридной модели достаточно положительных значений.

Интересной особенностью является то, что среди вычисленных значений спина присутствуют отрицательные значения: для модели БЗ в галактиках - MRK 348, NGC 2273, NGC 4151, для гибридной модели в галактике NGC 1052. Кроме того, для объекта NGC 1052 отсутствует решение в случае модели БЗ. Полученные отрицательные значения спина для галактик NGC 2273 и NGC 4151 могут быть связаны с неточными оценками массы СМЧД и эддингтоновского параметра, при которых они были рассчитаны, так как для этих АЯГ были найдены две возможные оценки параметров. Но это не является главной причиной появления отрицательных значений спина, потому что, во-первых, оценки параметров АЯГ, соответствующие отрицательным значениям спина, могут быть близкими к истинным, и, во-вторых, среди остальных объектов также присутствуют АЯГ, у которых спины СМЧД принимают отрицательные значения. В рамках данной работы рассматриваются два возможных объяснения этой особенности.

Первое объяснение состоит в том, что значения спина центральных черных дыр для вышеупомянутых объектов действительно могут быть отрицательными, т.е. данные системы находятся в ретроградном режиме аккреции (направления вращения черной дыры и аккреционного диска противоположны). Этот факт, в свою очередь, проливает свет на процесс, в результате которого были образованы данные АЯГ, а именно - на процесс слияния черных дыр. Второе возможное объяснение заключается в следующем.

Значение функции  $f(a)$  зависит от коэффициента  $\kappa$  как  $f(a) \propto 1/\sqrt{\kappa}$  ( $B^2/8\pi = \kappa r c^2$ ). То есть при увеличении значения коэффициента  $\kappa$ , значение функции  $f(a)$  уменьшается. Расчеты производились в предположении о равенстве плотностей энергии магнитного поля на горизонте событий и энергии аккрецирующего вещества ( $\kappa = 1$ ). Если же предположить, что для объектов, для которых получены отрицательные значения спина,  $\kappa \gg 1$ , то значения функции  $f(a)$  уменьшатся и попадут в диапазон, при котором возможно существование положительного решения. Подобное объяснение также относится к галактике NGC 1052, для которой отсутствует решение для модели БЗ. С точки зрения физики сильное неравенство  $\kappa \gg 1$  означает, что в эргосфере черной дыры действуют дополнительные процессы усиления магнитного поля, что приводит к тому, что энергия магнитного поля сильно превышает энергию аккреционного потока.

Для того, чтобы разрешить неопределенность в интерпретации полученных результатов, необходимо провести дополнительные исследования. Существуют методы, с помощью которых можно сделать вывод о направлении вращения черной дыры, т.е. о знаке спина. Они основаны на том факте, что радиус последней устойчивой орбиты аккреционного диска увеличивается с изменением значения спина от  $+1$  до  $-1$ . Один из методов связан с измерением поляризации излучения аккреционного диска. В результате рассеяния на электронах излучение диска должно быть сильно поляризованным. Однако при наличии магнитного поля степень поляризации может быть сильно уменьшена в результате эффекта фарадеевской деполаризации [20]. Величина магнитного поля в диске уменьшается с увеличением расстояния от центра. Таким образом, величина магнитного поля на внутреннем радиусе диска для АЯГ с отрицательным значением спина СМЧД будет меньше, чем для АЯГ с положительным значением спина черной дыры. Это, в свою очередь, отразится на величине степени поляризации излучения. Другой метод определения направления вращения черной дыры связан с оценкой вклада мягкого рентгеновского излучения в спектры АЯГ. Температура аккреционного диска увеличивается с уменьшением расстояния до центра, из чего следует, что внутренние области диска излучают преимущественно в рентгеновском диапазоне. При этом, чем дальше последняя устойчивая орбита от центра, тем меньше температура на внутреннем крае аккреционного диска и тем меньше вклад мягкого рентгеновского излучения в спектр. Таким образом, измерение степени поляризации излучения внутренних областей аккреционного диска и оценка вклада мягкого рентгеновского излучения в спектры АЯГ позволит сделать вывод о наличии АЯГ с отрицательными значениями спина.

На данный момент существует мало работ по теоретическому определению величины спина центральной СМЧД в АЯГ с мазерным излучением. Есть

несколько работ, в которых выполнены оценки величины спина черных дыр преимущественно для квазаров и радиогалактик без мазерных источников. Одной из таких работ является работа [21]. В этой работе исходным соотношением для определения величины спина, так же, как и в данной работе, явилось соотношение (1). Существенным различием является то, что в работе [21] не рассматривались отрицательные значения спина, т.е. в соотношении (1) отсутствовали модульные скобки. Для кинетической мощности джета и массы СМЧД были использованы эмпирические оценки. Величина магнитного поля вблизи горизонта событий черной дыры определялась тремя способами. Первый заключался в том, что за величину магнитного поля была принята величина эддингтоновского магнитного поля, связанная с простым предположением о том, что плотность энергии магнитного поля сравнивается с полной плотностью энергии аккрецирующей плазмы, дающей эддингтоновскую светимость. Оценка для величины эддингтоновского магнитного поля выглядит следующим образом:  $B_{\text{Edg}} \cong 10^4 (M_{\text{BH}} / 10^9 M_{\odot})^{-0.5}$  Гс.

Данная оценка является справедливой лишь для тех АЯГ, болометрическая светимость которых равна  $L_{\text{Edg}}$ . Болометрические светимости аккреционных дисков могут заметным образом отличаться от значений их эддингтоновских светимостей (табл.2). Второй способ определения величины магнитного поля, использованный в работе [21], состоял в том, что за величину магнитного поля было принято постоянное значение:  $B = 10^4$  Гс. Такая возможность была предложена и рассмотрена, например, в работах [22,23]. Однако отсутствие зависимости величины магнитного поля вблизи горизонта событий от свойств черной дыры (массы, спина) является маловероятным. Наконец, третий способ определения величины магнитного поля был основан на предположении о том, что величина магнитного поля в эргосфере черной дыры пропорциональна величине спина:  $B \cong 2.78 \times 10^4 a$  Гс. Подобная зависимость косвенно подтверждается при сравнении соотношений для кинетической мощности джета, полученных эмпирически [11,12], и теоретически [10]. В работе [21] были получены оценки величины спина для квазаров и радиогалактик, которые оказались принадлежащими диапазону значений от 0.2 до 1.

При сравнении с работой [21] в рассмотрение были включены также отрицательные значения спинов, что позволило расширить задачу. Также в данной работе был использован метод определения величины магнитного поля из условия равенства плотностей кинетической энергии аккрецирующего вещества и энергии магнитного поля.

5. *Определение величины магнитного поля в области мазерного излучения.* Существуют различные методы измерения космических магнитных полей. Среди них - метод, основанный на эффекте Зеемана, измерение круговой поляризации непрерывного излучения, детектирование

циклотронных линий и измерение угла ориентации плоскости поляризации излучения (метод, основанный на эффекте Фарадея).

Измерение магнитных полей, связанных с активными ядрами галактик, затруднено в связи с сильной удаленностью этих объектов. По этой причине объем наблюдательных данных о величине магнитных полей в АЯГ недостаточен.

Одной из наиболее хорошо исследованных АЯГ является галактика NGC 4258. Для данного объекта проводились поляриметрические наблюдения мазерной линии излучения воды [24]. Измерение круговой поляризации в "крыльях" уширенного за счет эффекта Зеемана профиля линии позволило определить величину продольной составляющей магнитного поля. Была обнаружена низкая степень круговой поляризации (<0.1%), и был определен верхний предел тороидальной компоненты поля - 90 мГс (на расстоянии 0.2 пк от центра).

Проблема генерации магнитного поля в аккреционных дисках до сих пор является не до конца решенной. Вероятнее всего, за происхождение магнитного поля ответственно турбулентное динамо. В соответствии с теорией стандартного аккреционного диска [25] вещество в диске движется по кеплеровским орбитам, что говорит о наличии в диске дифференциального вращения. Эффекты генерации магнитного поля благодаря неоднородному (дифференциальному) вращению составляют основу теории турбулентного гидродинамического динамо крупномасштабных магнитных полей. Для усиления и поддержания крупномасштабных магнитных полей турбулентные движения не должны обладать зеркальной симметрией.

Для определения величины магнитного поля в области мазерного излучения используется предположение о степенном радиальном распределении магнитного поля в аккреционном потоке [26]:

$$B(r) = B_H \left( \frac{R_H}{r} \right)^n, \quad (5)$$

где  $R_H = \frac{GM_{BH}}{c^2} [1 + \sqrt{1 - a^2}]$  - радиус горизонта событий черной дыры,  $B_H$  - величина магнитного поля на горизонте событий.

В данной работе рассматриваются две модели аккреционных потоков - модель стандартного аккреционного диска [25] и модель аккреционного потока с доминирующей адвекцией (ADAF). Показатель степени  $n$  в формуле (5) принимает различные значения в зависимости от рассматриваемой модели:  $n = 1$  в модели стандартного аккреционного диска с тороидальным распределением магнитного поля,  $n = 5/4$  в модели аккреционного потока с доминирующей адвекцией.

Определение величины магнитного поля производится на расстоянии, соответствующем внешнему радиусу кольца, в пределах которого находится

мазерный источник. Для некоторых объектов получены пространственные разрешения, для остальных источников используется эмпирическая оценка (1). Значения внешнего радиуса кольца мазерной зоны представлены в табл.3.

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В  
ОБЛАСТИ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ( $B_m$ )

Модель				$n = 1$ (SAD)		$n = 5/4$ (ADAF)	
№	Объект	$\log(M/M_\odot)$	$R_m$ , пк	$B_m$ , Гс		$B_m$ , Гс	
				Модель БЗ	Гибридная модель	Модель БЗ	Гибридная модель
1	NGC 2273	5.79 6.88	0.084	2.3299 0.7658	2.4705 0.5153		
2	NGC 4258	7.62	0.29	0.1958	0.2039		
3	NGC 4388	8.16 6.93	0.29	0.8148 0.1298	0.8319 0.1572		
4	Markarian3	8.50	9.8	0.1027	0.1094	0.0043	0.0047
5	MRK78	7.99	3.03	0.1743	0.2011	0.0072	0.0085
6	MRK348	7.18	0.47	0.6767	0.4608	0.0275	0.0192
7	NGC1068	8.60	12.34	0.0682	0.0708	0.0029	0.0030
8	NGC4151	7.44 7.31	0.85	0.5246 0.1863	0.5481 0.1271	0.0223 0.0076	0.0233 0.0053
9	MRK1066	7.01	0.32	0.5393	0.6437	0.0222	0.0273
10	NGC1386	7.24	0.54	0.0908	0.1011	0.0038	0.0043
11	NGC4051	6.13	0.04	1.3052	1.5608	0.0538	0.0662
12	NGC5194	6.95	0.276	0.3268	0.3324	0.0139	0.0142
13	NGC5347	6.79	0.19	0.4346	0.4725	0.0183	0.0201
14	NGC3079	7.65	1.39	0.0732	0.0953	0.0030	0.0040
15	NGC1052	8.19	4.80		0.0249		0.0010

Расчет производился для АЯГ, для которых значения спина были получены выше. Оценки величины магнитного поля в области мазерного излучения получены для двух моделей генерации джета - модель БЗ и гибридная модель, а также для двух моделей аккреционных потоков. Расчеты проводились при значении  $\kappa = 1$  (см. (2)). Результаты расчетов представлены в табл.3. Для галактик NGC 2273, NGC 4258 и NGC 4388 наблюдательные данные (кривые лучевых скоростей, спектры мазерного излучения) свидетельствуют в пользу того, что вещество вокруг СМЧД образует аккреционный диск, поэтому для этих объектов не проводились расчеты в рамках модели ADAF. Для галактики NGC1052 отсутствуют значения величины магнитного поля для модели БЗ, так как при расчетах значения спина черной дыры отсутствовало

решение уравнения (4).

Выполненный расчет дает представление о величине магнитного поля в области мазерного излучения при рассмотрении различных моделей аккреционных потоков и генерации струйных выбросов и показывает, что величина магнитного поля в среднем не превышает 1 Гс. Наблюдательные данные для галактики NGC 4258 дают оценку для величины тороидальной компоненты магнитного поля  $B_{\phi} \leq 90$  мГс. Расчетные значения для данной галактики по порядку величины близки к значению, полученному из наблюдений.

6. *Заключение.* В данной работе была рассмотрена проблема определения основных параметров АЯГ с мазерным излучением - спина центральной СМЧД и магнитного поля в области мазерного излучения.

Расчет величины спина СМЧД производился в рамках двух моделей формирования струйных выбросов - модели БЗ и гибридной модели Мейера. Значения спина для одних и тех же объектов, полученные при рассмотрении двух различных моделей, отличаются заметным образом, что связано с различиями в количестве энергии, извлекаемой из вращения черной дыры, необходимой для обеспечения наблюдаемых мощностей джетов.

Среди вычисленных значений спина присутствуют отрицательные значения соответствующие ретроградному вращению: для модели БЗ в галактиках MRK 348, NGC 2273, NGC 4151, для гибридной модели в галактике NGC 1052. Отрицательные значения спинов у ряда объектов возникают только в случае примерного равенства магнитного давления и давления аккрецируемого газа. Если предположить, что параметр  $\kappa = B^2/8\pi c^2$  существенно больше единицы, т.е.  $\kappa \gg 1$ , то решение уравнения (4) приводит к положительным значениям спинов, т.е.  $a > 0$ . Но этот факт приводит к выводу о необходимости существования дополнительного механизма усиления магнитного поля вблизи радиуса горизонта событий черной дыры.

Для того, чтобы разрешить неопределенность в интерпретации полученных результатов, необходимо провести дальнейшие исследования. Измерение степени поляризации излучения внутренних областей аккреционного диска и оценка вклада мягкого рентгеновского излучения в спектры АЯГ позволит сделать вывод о режиме аккреции в рассматриваемых АЯГ. Расчеты величины магнитного поля в области мазерного излучения проводились для двух моделей аккреционных потоков - модель стандартного аккреционного диска и модель аккреционного потока с доминирующей адвекцией. Результаты показывают, что в среднем величина магнитного поля в области мазерного излучения не превышает значения в 1 Гс в независимости от рассматриваемых моделей, что согласуется по порядку величины с имеющимися наблюдательными данными.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных иссле-

дований Президиума РАН "Нестационарные явления в объектах Вселенной" и программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН "Активные процессы в галактических и внегалактических объектах".

Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург, Россия, e-mail: gnedin@gao.spb.ru

## SPINS OF SUPERMASSIVE BLACK HOLES AND MAGNETIC FIELD STRENGTHS IN THE ACCRETION DISKS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI WITH MASER RADIATION

Yu.N.GNEDIN, V.N.GLOBINA, M.Yu.PIOTROVICH, S.D.BULIGA,  
T.M.NATSVLISHVILI

The problem of determination of the magnetic field strength in the masers radiation region and the spin of the central supermassive black hole (SMBH) is considered. The calculations of the spin value were carried out in framework of two models of the relativistic jet generation: Blandford-Znajek (BZ) and the hybrid Meier models. For some active galactic nuclei (AGNs) the obtained data confirms the retrograde rotation of a black hole. The calculations of the magnetic field strength in the maser radiation region are made for the standard models of the accretion disk. Our estimations show that the upper limits of the magnetic field strength in the maser radiation region do not exceed 1 G. This fact does not contradict to the observed data.

Key words: *active nuclei: galaxies: magnetic fields: black holes: accretion disks*

## ЛИТЕРАТУРА

1. C.Y.Kuo, J.A.Braatz, J.J.Condon et al., *Astrophys. J.*, 727, 20, 2011.
2. M.Ramolla, M.Haas, V.N.Bennert et al., *Astron. Astrophys.*, 530, A147, 2011.
3. J.A.Braatz, C.Henkel, L.J.Greenhill et al., *Astrophys. J.*, 617, L29, 2004.
4. M.Wardle, F.Yusef-Zadeh, *Astrophys. J. L.*, 750, L38, 2012.
5. A.R.King, S.H.Lubow, G.I.Ogilvie et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 363, 49, 2005.
6. C.S.Reynolds, *Classical and Quantum Gravity*, 30, 244004, 2013.

7. *A.R.Patrick, J.N.Reeves, D.Porquet et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **426**, 2522, 2012.
8. *L.W.Brenneman, C.S.Reynolds, M.A.Nowak et al.*, *Astrophys. J.*, **736**, 103, 2011.
9. *R.D.Blandford, R.L.Znajek*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **179**, 433, 1977.
10. *D.L.Meier*, *Astrophys. J.*, **522**, 753, 1999.
11. *S.W.Allen, R.H.J.Dunn, A.C.Fabian et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **372**, 21, 2006.
12. *A.Merloni, S.Heinz*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **381**, 589, 2007.
13. *I.D.Novikov, K.Thorne*, in *Black Holes*, Ed. by C. De Witt, B. De Witt, Gordon and Breach, New York, 1973.
14. *J.H.Krolik*, arXiv: 0709.1489, 2007.
15. *J.-M.Wang, E.-P.Zhang*, *Astrophys. J.*, **660**, 1072, 2007.
16. *J.E.Greene, C.Y.Peng, M.Kim et al.*, *Astrophys. J.*, **721**, 26, 2010.
17. *J.-H.Woo, C.M.Urry*, *Astrophys. J.*, **579**, 530, 2002.
18. *M.Ramolla, M.Haas, V.N.Bennert et al.*, *Astron. Astrophys.*, **530**, 11, 2011.
19. *A.Merloni, S.Heinz, T. Di Matteo*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **345**, 1057, 2003.
20. *N.A.Silant'ev, M.Yu.Piotrovich, Yu.N.Gnedin et al.*, *Astron. Astrophys.*, **507**, 171, 2009.
21. *R.A.Daly*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **414**, 1253, 2011.
22. *B.Punsly, F.V.Coroniti*, *Astrophys. J.*, **354**, 583, 1990.
23. *М.Ю.Пиотрович, Н.А.Силантьев, Ю.Н.Гнедин, Т.М.Нацелишвили*, *Астрофизический Бюллетень*, **66**, 344, 2011.
24. *M.Modjaz, J.M.Moran, P.T.Kondratko et al.*, *Astrophys. J.*, **626**, 104, 2005.
25. *N.I.Shakura, R.A.Sunyaev*, *Astron. Astrophys.*, **24**, 337, 1973.
26. *W.Xie, W.-H.Lei, Y.-C.Zou et al.*, *Research in Astron. Astrophys.*, **12**, 817, 2012.



## BVRI CCD ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ. VII

В.Т.ДОРОШЕНКО<sup>1</sup>, Ю.С.ЕФИМОВ<sup>2</sup>, Г.А.БОРМАН<sup>2</sup>, Н.Г.ПУЛАТОВА<sup>2,3</sup>

Поступила 8 июля 2013

Принята к печати 19 февраля 2014

Представлены результаты наблюдений в полосах *B, V, R, I* 234 звезд сравнения в окрестностях 21-й галактики с активным ядром (AGN) с координатами по прямому восхождению от 9 до 24 часов в широком диапазоне звездных величин. Блазары и квазары составляют большую часть рассмотренных AGN. Для подавляющего большинства звезд их *B, V, R, I* величины ранее не были известны. Карты для отождествления звезд прилагаются. Результаты исследования могут быть использованы для дифференциальной фотометрии ядер галактик.

Ключевые слова: *активные ядра галактик: объекты типа BL Lac: фотометрия звезд сравнения*

1. *Введение.* Эта работа является продолжением предыдущей статьи [1] о калибровке звезд сравнения в полях некоторых активных ядер галактик (AGN), преимущественно блазаров, которые наблюдались в 2005-2008гг. на 2.6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Блазары, являющиеся подклассом AGN, обладают сильной оптической переменностью, которая проявляется на разных временных масштабах (годы, часы и минуты) в широком диапазоне амплитуд. В настоящее время известно несколько тысяч блазаров, многие слабее  $16^m$  в полосе *V*. Однако даже в оптическом диапазоне подробно исследовано не более нескольких десятков. Исследования блазаров проводятся на разных обсерваториях. Объединение усилий астрономов по всему миру тормозится отсутствием абсолютной фотометрической калибровки слабых звезд в полях многих из этих переменных источников. Применение CCD приемников излучения, даже с использованием небольших телескопов, позволяет расширить число звезд, используемых в качестве стандартов, в сторону слабых объектов с сохранением достаточно высокой точности.

2. *Наблюдения и калибровка.* В 2005-2008гг. Ю.С.Ефимов проводил фотометрические наблюдения блазаров в прямом фокусе ( $f=10000 \pm 5$  мм) 2.6-м телескопа (ЗТШ) Крымской астрофизической обсерватории (КрАО). Целью этих наблюдений было исследование быстрой переменности, т.е.

переменности в течение ночи на интервале нескольких часов с хорошим временным разрешением. Наблюдались, в основном, объекты типа BL Lac и квазары. Список наблюдаемых объектов рассматриваемых в этой части работы приводится в табл.1. Характеристики используемых матриц, уравнения трансформации инструментальных величин в международную *BVRcIc* систему

Таблица 1

СПИСОК ОБЪЕКТОВ, НАБЛЮДАЕМЫХ НА 2.6-м ТЕЛЕСКОПЕ  
КрАО В 2005-2008г. С *BVRI* CCD ФОТОМЕТРОМ, ОБСУЖДАЕМЫХ  
В ЭТОЙ РАБОТЕ

№	Объект	$\alpha$ (2000)	$\delta$ (2000)	$z$	Тип	Дата наблюдений (ггггммдд)
1.	PKS 0913+003	09:15:53.7	+00:07:13.3	3.074	BL Lac	20080101
2.	S4 0917+624	09:21:36.2	+62:15:52.2	1.446	QSO	20061221
3.	4C 21.35=ON 238	12:24:54.4	+21:22:46.5	0.435	QSO	20080113
4.	S4 1435+638	14:36:45.8	+63:36:37.8	2.062	QSO	20060817
5.	Mrk 845	15:07:45.0	+51:27:10.4	0.04592	Sy 1	20121010,20121014
6.	GB6 B1508+5607	15:09:47.9	+55:56:17.3	0.37653	BL Lac	20070828
7.	1ES 1517+65.6	15:17:47.6	+65:25:23.3	0.702	BL Lac	20070814
8.	1ES 1544+820	15:40:16.1	+81:55:06.0	--	BL Lac	20070814
9.	1ES 1553+113	15:55:43.0	+11:11:24.4	0.360	BL Lac	20070815
10.	DA 406=B2 1611+34	16:13:41.1	+34:12:47.9	1.39996	QSO	20060703
11.	4C 38.41	16:35:15.5	+38:08:04.5	1.81313	QSO	20060430
12.	3C 345	16:42:58.8	+39:48:37.0	0.59347	QSO	20050806
13.	H 1722+119	17:25:04.3	+11:52:15.5	0.018	BL Lac	20050708,20070814
14.	4C 51.37=S4 1739+52	17:40:37.0	+52:11:43.4	1.375	QSO	20060629
15.	S4 1749+70	17:48:32.8	+70:05:50.8	0.770	BL Lac	20070814
16.	S5 1803+78	18:00:45.7	+78:28:04.0	0.684	BL Lac	20050709,20060630, 20070815
17.	S5 2007+77	20:05:31.0	+77:52:43.2	0.342	BL Lac	20050711
18.	PKS 2029+121=OW149	20:31:55.0	+12:19:41.3	1.215	BL Lac	20070930
19.	PKS2032+107=OW154.9	20:35:22.3	+10:56:07.8	0.601	QSO	20060727
20.	PKS 2149+17	21:52:24.8	+17:34:37.8	0.870	BL Lac	20070815
21.	BL LAC	22:02:43.3	+42:16:40.0	0.0688	BL Lac	20050808
22.	3C 454.3	22:53:57.7	+16:08:53.6	0.859	QSO	20050802,20070828, 20080112
23.	1ES 2344+51.4	23:47:04.8	+51:42:17.9	0.045013	BL Lac	20061119
24.	PKS 2356+196=OZ193	23:58:46.1	+19:55:20.4	1.066	QSO	20051012,20080112

Джонсона-Кузинса (далее просто *BVRI*), и детали фотометрической обработки изложены в первой части этой работы [1]. Инструментальная система при наблюдениях на ЗТШ оказалась очень близка к международной системе. Мы использовали хорошие в фотометрическом отношении ночи, когда среднеквадратичные отклонения звездного потока во время нескольких (от 4-х до 6-ти) наблюдений в течение ночи составляли 2-4%. Затем вычисляли средневзвешенную величину по всем калибровкам и ошибку среднего. Атмосферная экстинкция измерялась в каждую из выбранных ночей по звездам с известными звездными величинами в тех полях, которые служили

вторичными стандартами.

Довольно часто для калибровки звезд в полях некоторых AGN нужны были дополнительные наблюдения, которые мы проводили на 70-см телескопе КраО (АЗТ8) с матрицей AP7p. В этом случае преобразование инструментальных звездных величин в международные проводилось по уравнениям, которые указаны в работе [2].

Так же, как и в предыдущей части [1], в данном случае у нас не было возможности выявлять переменные звезды среди выбранных кандидатов в стандарты, поскольку каждый объект наблюдался небольшой интервал времени.

3. *Результаты.* Результаты фотометрии звезд в окрестностях 21 AGN, наблюдения которых проводились в 2005-2008гг. на ЗТШ, представлены в табл.2, в последовательных столбцах которой приводятся: название объекта и нумерация звезд в поле, координаты 2000г., взятые из интерак-

Таблица 2

## BVRI ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ AGN

Объект	$\alpha$ (2000)	$\delta$ (2000)	$B$	$er B$	$V$	$er V$	$R$	$er R$	$I$	$er I$	Примечания
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
<b>PKS 0913+003</b>	09:15:53.6	+00:06:58	--	--	--	--	--	--	--	--	
01	09:15:53.2	+00:06:08.6	--	--	--	--	--	--	16.185	0.008	ЗТШ
02	09:15:58.5	+00:07:08.0	--	--	--	--	--	--	15.693	0.008	ЗТШ
03	09:16:01.0	+00:06:29.7	--	--	--	--	--	--	15.245	0.009	ЗТШ
04*	09:15:43.5	+00:06:31.7	--	--	--	--	--	--	13.694	0.002	ЗТШ
05	09:15:43.8	+00:06:37.2	--	--	--	--	--	--	16.332	0.007	ЗТШ
06	09:15:59.1	+00:04:54.0	--	--	--	--	--	--	15.909	0.010	ЗТШ
07	09:16:02.7	+00:05:10.0	--	--	--	--	--	--	15.221	0.011	ЗТШ
08	09:16:01.6	+00:07:04.0	--	--	--	--	--	--	16.467	0.011	ЗТШ
09	09:15:54.3	+00:10:06.6	--	--	--	--	--	--	14.005	0.008	ЗТШ
<b>S4 0917+624</b>	09:21:36.2	+62:15:52									
01	09:21:31.7	+62:15:05.2	16.147	0.003	15.612	0.004	15.271	0.004	14.969	0.002	АЗТ8
02	09:21:43.6	+62:15:23.4	17.284	0.009	16.458	0.008	15.998	0.005	15.597	0.008	АЗТ8
03	09:21:42.3	+62:16:16.5	19.743	0.123	18.997	0.054	18.083	0.052	17.007	0.012	АЗТ8
04	09:21:31.9	+62:17:00.3	18.840	0.036	18.237	0.026	17.827	0.014	17.468	0.036	АЗТ8
05	09:21:15.7	+62:16:20.3	17.546	0.014	16.741	0.013	16.270	0.011	15.848	0.006	АЗТ8
06	09:21:21.8	+62:13:57.1	19.334	0.059	17.802	0.057	16.493	0.096	15.972	0.013	АЗТ8
07	09:21:37.4	+62:13:20.2	18.708	0.035	17.651	0.019	16.969	0.016	16.337	0.031	АЗТ8
08	09:21:59.1	+62:13:35.7	17.075	0.017	16.474	0.005	16.104	0.006	15.741	0.008	АЗТ8
09*	09:22:01.3	+62:16:09.8	16.049	0.007	14.823	0.006	14.047	0.005	13.387	0.002	АЗТ8
10	09:21:54.8	+62:17:32.4	20.011	0.343	19.190	0.127	18.028	0.086	16.619	0.023	АЗТ8
<b>4C 21.35</b>	12:24:54.4	+21:22:46.5									
01*	12:24:55.9	+21:25:56.7	14.940	0.009	14.163	0.013	13.799	0.003	13.331	0.016	ЗТШ+АЗТ8
02	12:24:44.7	+21:19:16.5	15.459	0.025	14.911	0.032	14.646	0.003	14.244	0.012	ЗТШ+АЗТ8
03	12:24:41.0	+21:21:28.0	16.619	0.009	15.725	0.010	15.288	0.005	14.693	0.006	ЗТШ+АЗТ8
04*	12:25:01.6	+21:23:24.6	17.112	0.007	16.258	0.007	15.851	0.006	15.321	0.004	ЗТШ+АЗТ8
05	12:24:53.2	+21:25:37.0	17.988	0.023	17.393	0.014	17.107	0.009	16.673	0.012	ЗТШ+АЗТ8
06	12:24:51.5	+21:25:40.3	18.460	0.038	16.955	0.007	16.057	0.041	14.887	0.005	ЗТШ+АЗТ8
07	12:24:46.9	+21:24:46.6	18.151	0.031	17.143	0.016	16.583	0.009	15.970	0.007	ЗТШ+АЗТ8
08	12:25:06.1	+21:24:42.5	17.721	0.016	16.834	0.008	16.394	0.005	15.841	0.010	ЗТШ+АЗТ8
<b>S4 1435+638</b>	14:36:44.8	+63:36:38									
01*	14:36:49.6	+63:37:54.9	15.474	0.012	14.867	0.008	14.488	0.014	14.172	0.012	ЗТШ+АЗТ8
02	14:36:54.9	+63:36:55.1	18.238	0.046	17.582	0.021	17.223	0.017	16.854	0.055	ЗТШ+АЗТ8
03	14:36:57.8	+63:35:42.9	13.581	0.008	12.754	0.005	12.278	0.008	11.831	0.017	ЗТШ+АЗТ8

Таблица 2 (Продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
04	14:36:16.3	+63:35:28.1	18.563	0.066	17.251	0.033	16.433	0.008	15.659	0.056	ЭТШ+АЗТ8
05	14:36:59.2	+63:35:05.8	19.211	0.180	18.133	0.040	17.340	0.022	16.607	0.007	ЭТШ+АЗТ8
06	14:36:58.7	+63:34:23.4	16.957	0.033	16.408	0.009	16.024	0.018	15.747	0.073	ЭТШ+АЗТ8
07	14:36:50.3	+63:33:59.1	17.523	0.062	16.939	0.030	16.565	0.018	16.215	0.041	ЭТШ+АЗТ8
08	14:36:19.7	+63:37:36.6	17.939	0.048	17.422	0.003	17.159	0.012	16.811	0.003	ЭТШ+АЗТ8
09	14:36:42.7	+63:37:20.7	19.201	0.169	17.999	0.047	17.068	0.032	16.082	0.004	ЭТШ+АЗТ8
10	14:36:20.3	+63:34:16.1	13.347	0.004	12.885	0.004	12.590	0.004	12.312	0.013	ЭТШ+АЗТ8
11	14:36:46.0	+63:34:06.6	18.604	0.002	17.393	0.012	16.676	0.008	15.951	0.117	ЭТШ+АЗТ8
12	14:36:27.1	+63:38:27.1	18.880	0.117	18.578	0.080	18.095	0.021	17.442	0.085	ЭТШ+АЗТ8
<b>Mrk 845</b>	15:07:45.0	+51:27:10.4									
01	15:08:05.9	+51:26:52.4	14.372	0.006	13.635	0.008	13.199	0.005	12.826	0.002	АЗТ8
02	15:07:53.0	+51:26:49.8	16.844	0.003	16.047	0.013	15.546	0.013	15.131	0.003	АЗТ8
03	15:08:10.8	+51:24:45.4	17.606	0.004	16.192	0.017	15.326	0.006	14.607	0.003	АЗТ8
04	15:07:43.3	+51:28:20.3	17.382	0.006	16.796	0.010	16.328	0.026	16.031	0.010	АЗТ8
05	15:07:29.6	+51:29:20.2	17.604	0.028	16.391	0.004	15.721	0.014	15.139	0.024	АЗТ8
06	15:07:12.2	+51:31:35.2	14.367	0.003	13.536	0.002	13.061	0.001	12.613	0.001	АЗТ8
07*	15:07:07.5	+51:29:03.5	12.644	0.008	12.034	0.014	11.679	0.023	11.369	0.015	АЗТ8
08	15:07:54.7	+51:22:36.5	16.628	0.001	15.323	0.012	14.500	0.008	13.848	0.001	АЗТ8
<b>GB6 B1508-5607</b>	15:09:47.9	+55:56:17									
01	15:09:40.1	+55:56:07.9	16.573	0.034	18.267	0.188	16.913	0.043	15.535	0.023	АЗТ8
02*	15:09:31.0	+55:57:27.1	14.594	0.008	13.978	0.004	13.628	0.006	13.307	0.004	АЗТ8
03	15:09:55.9	+55:54:41.0	18.703	0.316	17.941	0.140	17.336	0.074	16.571	0.061	АЗТ8
04	15:09:51.3	+55:52:41.2	17.084	0.052	16.615	0.042	16.208	0.030	15.881	0.034	АЗТ8
05	15:09:28.7	+55:58:04.7	18.199	0.169	17.025	0.068	16.211	0.030	15.555	0.028	АЗТ8
06	15:09:40.0	+55:55:05.3	16.943	0.048	16.306	0.033	15.920	0.024	15.557	0.026	АЗТ8
07	15:09:57.0	+55:58:37.0	16.990	0.049	16.347	0.033	15.969	0.024	15.601	0.027	АЗТ8
<b>IES 1517+65.6</b>	15:17:47.6	+65:25:23									
01	15:18:52.0	+65:22:10.2	13.381	0.006	12.884	0.005	12.606	0.005	12.308	0.005	АЗТ8
02	15:17:24.3	+65:21:54.6	14.306	0.008	13.810	0.007	13.541	0.006	13.249	0.007	АЗТ8
03*	15:18:59.5	+65:25:48.3	14.293	0.006	13.680	0.003	13.371	0.005	13.045	0.004	АЗТ8
04	15:17:22.3	+65:27:03.9	14.853	0.009	14.222	0.007	13.901	0.006	13.586	0.007	АЗТ8
05	15:17:26.9	+65:28:49.9	14.792	0.009	14.242	0.007	13.941	0.006	13.608	0.007	АЗТ8
06	15:17:28.6	+65:28:34.1	15.254	0.011	14.494	0.008	14.099	0.007	13.709	0.007	АЗТ8
07	15:17:37.7	+65:27:27.2	15.218	0.011	14.598	0.009	14.263	0.007	13.896	0.008	АЗТ8
08	15:17:50.5	+65:25:35.6	19.055	0.531	17.545	0.112	16.636	0.044	15.749	0.038	АЗТ8
09	15:17:48.2	+65:25:43.3	17.460	0.080	16.807	0.057	16.470	0.044	16.162	0.060	АЗТ8
10	15:18:07.0	+65:24:35.0	16.170	0.027	15.165	0.014	14.588	0.009	14.078	0.010	АЗТ8
11	15:17:17.0	+65:21:27.3	13.368	0.007	12.789	0.006	12.482	0.006	12.161	0.006	АЗТ8
12	15:17:42.3	+65:26:30.6	17.262	0.068	15.725	0.020	14.686	0.008	13.596	0.007	АЗТ8
13	15:17:55.7	+65:24:30.0	15.407	0.013	14.753	0.009	14.412	0.007	14.025	0.008	АЗТ8
14	15:17:50.5	+65:27:33.6	18.076	0.134	16.828	0.056	16.006	0.022	15.350	0.024	АЗТ8
15	15:17:34.7	+65:25:39.8	17.145	0.056	16.171	0.029	15.619	0.017	15.102	0.019	АЗТ8
<b>IES 1544+820</b>	15:40:15.7	+81:55:06									
01	15:39:53.4	+81:54:43.3	16.820	0.055	16.134	0.035	15.833	0.024	15.393	0.030	АЗТ8
02	15:40:27.5	+81:56:17.0	19.007	—	17.917	0.175	17.109	0.065	16.367	0.063	АЗТ8
03	15:41:11.2	+81:54:45.6	17.628	0.114	16.725	0.059	16.179	0.030	15.679	0.035	АЗТ8
04	15:40:07.0	+81:53:29.6	18.489	—	18.096	0.203	17.673	0.124	17.452	0.177	АЗТ8
05	15:40:41.7	+81:52:13.0	18.196	—	17.298	0.099	16.818	0.054	16.292	0.060	АЗТ8
06	15:41:15.0	+81:52:02.0	18.025	—	17.496	0.117	17.201	0.078	16.761	0.093	АЗТ8
07	15:40:14.6	+81:55:57.2	17.493	0.104	16.164	0.037	15.310	0.015	14.573	0.015	АЗТ8
08*	15:40:52.6	+81:54:55.8	15.351	0.009	14.743	0.003	14.408	0.006	14.061	0.004	АЗТ8
09	15:40:29.8	+81:54:21.4	13.622	0.015	13.165	0.011	12.881	0.007	12.587	0.009	АЗТ8
10	15:41:07.1	+81:53:52.9	17.378	0.094	15.995	0.032	15.156	0.013	14.361	0.013	АЗТ8
11	15:41:04.1	+81:52:04.4	15.784	0.025	15.042	0.016	14.620	0.011	14.241	0.013	АЗТ8
12	15:40:18.4	+81:57:04.4	15.568	0.022	14.928	0.015	14.580	0.010	14.252	0.013	АЗТ8
<b>IES 1553+113</b>	15:55:43.1	+11:11:24									
01	15:55:46.1	+11:11:20.6	14.584	0.007	—	—	13.564	0.010	—	—	ЭТШ
02*	15:55:52.2	+11:13:18.9	14.524	0.023	13.828	0.001	13.435	0.001	13.077	0.007	[5]
04	15:55:51.4	+11:08:17.9	15.636	0.012	—	—	13.788	0.014	—	—	ЭТШ
05	15:55:31.8	+11:09:42.3	—	—	—	—	12.451	0.014	—	—	ЭТШ
06	15:55:42.5	+11:09:22.9	16.583	0.013	—	—	15.282	0.026	—	—	ЭТШ
07	15:56:03.4	+11:09:15.1	15.117	0.026	14.167	0.009	13.632	0.005	13.185	0.009	[5]
08	15:55:22.1	+11:10:50.2	13.920	0.024	13.108	0.007	12.689	0.009	12.334	0.011	[5]

Таблица 2 (Продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
09	15:55:46.1	+11:12:38.6	18.025	0.028	--	--	16.527	0.081	--	--	ЭТШ
10	15:55:47.6	+11:14:14.5	17.945	0.026	--	--	15.963	0.049	--	--	ЭТШ
11	15:55:51.7	+11:12:29.9	16.434	0.008	--	--	15.235	0.026	--	--	ЭТШ
12	15:55:42.5	+11:12:15.2	17.011	0.014	--	--	15.605	0.039	--	--	ЭТШ
13	15:55:50.0	+11:09:57.6	16.470	0.011	--	--	15.170	0.024	--	--	ЭТШ
14	15:55:44.1	+11:11:10.8	17.632	0.020	--	--	16.725	0.097	--	--	ЭТШ
DA 406	16:13:41.1	+34:12:47.9									
C <sup>o</sup>	16:13:49.5	+34:11:42.1	14.920	--	14.130	0.04	13.690	0.04	13.29	0.04	[4.8]
01	16:13:32.2	+34:14:29.1	16.970	0.024	16.034	0.013	15.509	0.011	--	--	ЭТШ
02	16:13:49.4	+34:15:27.0	17.225	0.027	15.867	0.012	15.084	0.009	--	--	ЭТШ
03	16:13:58.4	+34:11:47.2	16.441	0.015	15.827	0.009	15.517	0.007	--	--	ЭТШ
04	16:13:43.8	+34:11:06.7	18.241	0.071	17.724	0.043	16.850	0.020	--	--	ЭТШ
05	16:13:47.4	+34:15:42.8	18.356	0.074	17.305	0.032	16.799	0.020	--	--	ЭТШ
06	16:13:46.5	+34:13:18.9	18.401	0.080	17.739	0.044	17.394	0.031	--	--	ЭТШ
08	16:13:49.4	+34:14:57.8	14.904	0.009	14.230	0.008	13.902	0.007	--	--	ЭТШ
09	16:13:36.6	+34:12:33.7	17.885	0.052	17.170	0.028	16.791	0.019	--	--	ЭТШ
A	16:13:29.2	+34:15:09.3	16.951	0.025	16.162	0.016	15.765	0.014	--	--	ЭТШ
10	16:13:38.4	+34:09:39.7	16.029	0.012	15.225	0.008	14.803	0.007	--	--	ЭТШ
C1	16:13:52.9	+34:13:55.1	13.156	0.007	12.101	0.006	11.594	0.005	--	--	ЭТШ
C2	16:13:37.6	+34:14:00.1	14.405	0.008	13.663	0.008	13.303	0.007	--	--	ЭТШ
4C 38.41	16:35:15.5	+38:08:04.5									
01	16:35:19.7	+38:07:06.4	18.868	0.085	17.880	0.050	17.350	0.053	16.664	0.028	ЭТШ+АЭТБ
02	16:35:17.6	+38:08:50.5	19.533	0.277	18.446	0.098	17.682	0.023	16.830	0.037	ЭТШ+АЭТБ
03	16:35:13.4	+38:09:14.4	17.712	0.030	16.859	0.015	16.370	0.011	15.968	0.019	ЭТШ+АЭТБ
04	16:35:04.7	+38:08:26.4	17.253	0.023	16.772	0.021	16.435	0.010	16.259	0.024	ЭТШ+АЭТБ
05	16:35:08.5	+38:06:35.9	19.143	0.194	18.695	0.118	18.338	0.113	17.729	0.106	ЭТШ+АЭТБ
06	16:35:18.9	+38:07:56.9	19.047	0.115	18.773	0.109	18.517	0.046	17.398	0.100	ЭТШ+АЭТБ
07 <sup>o</sup>	16:35:25.4	+38:06:18.0	16.772	0.005	15.938	0.006	15.476	0.006	15.079	0.006	ЭТШ+АЭТБ
08	16:35:27.1	+38:05:48.5	17.236	0.023	16.340	0.011	15.783	0.004	15.301	0.013	ЭТШ+АЭТБ
09 <sup>o</sup>	16:35:32.4	+38:06:24.5	16.294	0.014	15.790	0.007	15.462	0.016	15.138	0.016	ЭТШ+АЭТБ
10	16:35:27.5	+38:07:24.2	17.316	0.019	16.464	0.014	15.990	0.006	15.489	0.016	ЭТШ+АЭТБ
11	16:35:06.6	+38:09:56.8	19.069	0.110	17.794	0.077	17.025	0.017	16.415	0.028	ЭТШ+АЭТБ
12	16:35:01.7	+38:06:03.7	18.882	0.149	18.081	0.044	17.493	0.029	16.882	0.067	ЭТШ+АЭТБ
H 1722+119	17:25:04.4	+11:52:15.5									
C3 <sup>o</sup>	17:24:58.5	+11:51:58.9	14.919	0.022	14.078	0.012	13.600	0.008	13.148	0.016	[10]
01	17:25:14.9	+11:53:28.5	14.564	0.012	13.445	0.009	12.848	0.010	12.272	0.012	ЭТШ
02	17:25:13.1	+11:51:54.7	15.088	0.013	14.823	0.008	14.691	0.012	14.526	0.025	ЭТШ
04	17:25:08.5	+11:53:51.7	15.973	0.018	15.225	0.008	14.774	0.011	14.323	0.020	ЭТШ
05	17:25:01.6	+11:54:47.2	16.780	0.033	15.873	0.010	15.385	0.016	14.927	0.031	ЭТШ
06	17:24:55.3	+11:55:55.7	15.340	0.014	14.259	0.009	13.609	0.009	13.058	0.012	ЭТШ
07	17:24:54.1	+11:54:59.3	16.877	0.036	16.050	0.012	15.576	0.019	15.132	0.037	ЭТШ
08	17:24:52.5	+11:54:18.0	16.485	0.026	15.837	0.010	15.444	0.016	15.030	0.034	ЭТШ
09	17:24:56.0	+11:52:31.1	16.628	0.029	15.809	0.008	15.332	0.014	14.867	0.029	ЭТШ
10	17:24:57.3	+11:52:15.0	16.864	0.035	16.142	0.011	15.699	0.019	15.272	0.041	ЭТШ
11	17:25:16.0	+11:52:29.0	15.783	0.017	14.945	0.010	14.466	0.011	14.013	0.017	ЭТШ
C2	17:25:05.2	+11:52:11.9	14.203	0.009	13.173	0.005	12.570	0.006	12.060	0.009	ЭТШ
C4	17:25:09.5	+11:51:12.4	16.563	0.027	15.665	0.009	15.164	0.013	14.713	0.025	ЭТШ
4C 51.37	17:40:37.9	+52:11:43.4									
01	17:40:33.6	+52:12:25.7	18.254	0.053	17.707	0.052	17.226	0.041	16.891	0.074	АЭТБ
02	17:40:27.6	+52:13:01.0	19.293	0.145	17.824	0.058	16.947	0.029	16.234	0.039	АЭТБ
03 <sup>o</sup>	17:40:21.8	+52:12:28.0	14.217	0.010	13.543	0.013	13.160	0.020	12.803	0.010	АЭТБ
04	17:40:28.4	+52:10:39.0	17.194	0.021	16.188	0.014	15.600	0.010	15.082	0.014	АЭТБ
05	17:40:32.4	+52:10:19.6	19.369	0.153	18.214	0.084	17.365	0.039	16.217	0.037	АЭТБ
06	17:40:32.4	+52:09:44.9	18.490	0.066	17.830	0.059	17.267	0.041	16.798	0.067	АЭТБ
07	17:40:38.1	+52:10:05.7	17.818	0.036	17.336	0.038	16.873	0.029	16.402	0.047	АЭТБ
08	17:40:42.0	+52:10:23.9	17.781	0.036	17.207	0.034	16.842	0.030	16.448	0.051	АЭТБ
09	17:40:42.6	+52:09:50.1	14.459	0.005	13.882	0.005	13.530	0.004	13.201	0.005	АЭТБ
10	17:40:43.1	+52:12:14.8	18.264	0.055	17.556	0.046	17.111	0.036	16.644	0.059	АЭТБ
11	17:40:47.8	+52:12:59.3	16.316	0.011	15.749	0.010	15.371	0.009	15.017	0.014	АЭТБ
12	17:40:57.3	+52:13:29.1	15.589	0.007	14.602	0.006	14.549	0.006	14.206	0.008	АЭТБ
13	17:40:41.6	+52:14:57.4	15.349	0.006	14.598	0.006	14.173	0.005	13.773	0.006	АЭТБ
14	17:40:17.0	+52:12:40.5	14.159	0.004	13.300	0.004	12.826	0.003	12.394	0.004	АЭТБ

Таблица 2 (Продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
S4 1749+701	17:48:33.0	+70:05:50.8										
	01*	17:48:38.2	+70:05:10.4	16.156	0.011	15.050	0.008	14.377	0.005	13.818	0.007	A3T8
	02	17:48:44.7	+70:04:59.9	17.513	0.033	16.152	0.017	15.325	0.009	14.635	0.011	A3T8
	03	17:48:46.9	+70:05:43.0	18.007	0.049	17.482	0.051	17.025	0.040	16.790	0.076	A3T8
	04	17:48:17.7	+70:04:12.5	16.807	0.017	16.350	0.019	15.995	0.017	15.721	0.030	A3T8
	05	17:48:15.1	+70:04:52.8	17.285	0.027	15.874	0.013	14.850	0.007	13.906	0.007	A3T8
	06*	17:48:31.2	+70:04:11.2	16.177	0.011	15.358	0.009	14.911	0.007	14.499	0.011	A3T8
	07	17:48:53.1	+70:07:02.1	16.672	0.016	16.002	0.015	15.598	0.012	15.255	0.020	A3T8
	08	17:49:03.4	+70:04:38.2	18.982	0.128	17.551	0.055	16.756	0.028	16.012	0.036	A3T8
	09*	17:48:52.7	+70:05:27.7	14.087	0.008	13.540	0.001	13.206	0.011	12.902	0.003	A3T8
	10	17:48:58.9	+70:07:10.0	14.081	0.005	13.517	0.005	13.174	0.004	12.885	0.005	A3T8
11	17:48:31.9	+70:08:13.6	17.182	0.025	15.850	0.013	14.940	0.007	14.081	0.008	A3T8	
S5 1803+78	18:00:45.7	+78:28:04.0										
	01*	17:59:52.4	+78:28:50.8	13.814	0.003	13.061	0.002	12.660	0.004	12.290	0.002	A3T8
	02	18:00:07.1	+78:28:29.1	17.612	0.020	16.436	0.010	15.759	0.006	15.225	0.011	A3T8
	03	18:00:28.6	+78:28:09.2	17.437	0.035	16.536	0.016	16.067	0.023	15.580	0.004	A3T8
	04	18:00:41.7	+78:28:17.8	18.625	0.088	17.373	0.017	16.770	0.018	16.162	0.037	A3T8
	05	18:00:33.7	+78:28:34.2	16.287	0.010	15.687	0.004	15.355	0.006	14.985	0.008	A3T8
	06	18:00:00.7	+78:26:55.6	18.331	0.089	17.668	0.019	17.223	0.015	16.892	0.039	A3T8
	07*	17:59:55.6	+78:26:36.6	15.055	0.004	14.373	0.003	13.994	0.004	13.617	0.002	A3T8
	08	18:01:12.0	+78:27:24.0	18.548	0.005	17.809	0.015	17.256	0.069	16.876	0.028	A3T8
	09	18:01:37.1	+78:27:00.6	15.314	0.003	14.506	0.007	14.057	0.001	13.644	0.001	A3T8
	10	18:01:22.7	+78:28:15.0	17.616	0.034	17.005	0.032	16.692	0.017	16.447	0.006	A3T8
S5 2007+77	20:05:30.9	+77:52:43.2										
	01	20:05:15.0	+77:51:50.9	16.833	0.011	15.888	0.006	15.310	0.006	14.761	0.009	ЭТШ+А3Т8
	02	20:05:49.7	+77:52:22.1	17.271	0.016	16.423	0.011	15.932	0.009	15.480	0.008	ЭТШ+А3Т8
	03	20:05:58.0	+77:52:45.4	14.712	0.009	13.638	0.007	13.006	0.008	12.414	0.015	ЭТШ+А3Т8
	04	20:05:11.8	+77:53:26.7	19.139	0.056	18.122	0.034	17.431	0.047	16.698	0.025	ЭТШ+А3Т8
	05	20:05:42.6	+77:51:50.5	18.009	0.042	17.056	0.014	16.510	0.003	16.055	0.010	ЭТШ+А3Т8
	06	20:04:42.9	+77:52:42.8	16.376	0.011	15.508	0.007	14.972	0.008	14.492	0.011	ЭТШ+А3Т8
	07	20:04:52.3	+77:53:03.9	14.289	0.016	13.675	0.003	13.292	0.007	12.933	0.004	ЭТШ+А3Т8
	08*	20:05:56.3	+77:50:44.5	13.933	0.010	12.925	0.008	12.343	0.008	11.838	0.006	A3T8
	09	20:05:37.9	+77:52:36.1	14.289	0.016	13.675	0.003	13.292	0.007	12.933	0.004	ЭТШ+А3Т8
	PKS 2029+121	20:31:55.0	+12:19:41.3									
01		20:31:54.5	+12:19:30.8	18.085	0.024	16.988	0.022	16.255	0.034	15.600	0.055	A3T8
02		20:31:55.7	+12:20:09.0	17.196	0.035	16.095	0.015	15.510	0.007	14.988	0.034	A3T8
03		20:31:58.5	+12:20:08.7	17.519	0.022	16.916	0.036	16.502	0.031	16.108	0.045	A3T8
04		20:31:52.8	+12:20:17.3	18.253	0.012	17.440	0.012	16.840	0.015	16.250	0.014	A3T8
05		20:31:56.0	+12:17:28.7	16.651	0.001	16.188	0.033	15.850	0.002	15.538	0.001	A3T8
06		20:31:48.0	+12:17:59.7	17.022	0.008	16.286	0.007	15.805	0.003	15.424	0.016	A3T8
07*		20:31:56.1	+12:18:01.1	14.040	0.009	13.411	0.007	13.039	0.007	12.710	0.004	A3T8
08		20:31:46.3	+12:18:13.0	14.479	0.009	13.458	0.007	12.897	0.007	12.380	0.004	A3T8
09		20:31:49.1	+12:21:31.2	14.494	0.006	13.729	0.003	13.281	0.008	12.854	0.004	A3T8
11		20:31:52.6	+12:21:18.8	17.202	0.024	16.336	0.030	15.863	0.011	15.430	0.030	A3T8
PKS 2032+107	20:35:22.3	+10:56:07.8										
	C2*	20:35:15.2	+10:54:13.3	14.904	0.002	13.986	0.001	13.458	0.006	13.006	0.002	A3T8
	01	20:35:22.0	+10:56:04.7	17.343	0.054	15.902	0.018	14.938	0.008	14.126	0.009	A3T8
	02	20:35:22.9	+10:56:08.9	15.564	0.010	15.038	0.009	14.746	0.010	14.420	0.012	A3T8
	03	20:35:15.8	+10:55:32.9	16.616	0.018	15.524	0.011	14.948	0.008	14.418	0.010	A3T8
	04	20:35:24.1	+10:54:52.4	17.652	0.060	16.816	0.034	16.411	0.027	16.096	0.044	A3T8
	05	20:35:23.1	+10:54:06.9	15.895	0.011	15.136	0.009	14.688	0.007	14.270	0.009	A3T8
	06	20:35:33.5	+10:54:50.1	15.621	0.010	14.620	0.008	14.051	0.006	13.541	0.007	A3T8
	07	20:35:26.2	+10:56:44.4	17.780	0.066	16.811	0.034	16.200	0.021	15.638	0.028	A3T8
	C1	20:35:22.7	+10:55:45.7	12.212	0.006	11.678	0.005	11.362	0.004	11.099	0.005	A3T8
	C3	20:35:25.4	+10:53:52.0	15.215	0.008	14.305	0.006	13.796	0.005	13.346	0.006	A3T8
C4*	20:35:17.1	+10:54:27.5	15.198	0.008	14.427	0.007	13.973	0.005	13.560	0.006	A3T8	
C5	20:35:22.3	+10:54:47.2	15.596	0.009	14.881	0.008	14.460	0.006	14.086	0.008	A3T8	
C6	20:35:30.2	+10:56:09.2	16.672	0.019	15.304	0.010	14.493	0.006	13.828	0.007	A3T8	
PKS 2149+17	21:52:24.8	+17:34:37.8										
	01	21:52:24.9	+17:33:53.0	18.088	0.075	17.280	0.028	16.778	0.023	16.381	0.028	A3T8
	02	21:52:28.2	+17:34:18.8	18.799	0.220	18.172	0.116	17.534	0.054	16.961	0.053	A3T8
	03	21:52:31.5	+17:34:43.7	18.553	0.171	17.447	0.044	16.720	0.022	16.094	0.026	A3T8
04	21:52:22.4	+17:35:30.2	18.767	0.368	17.986	0.076	17.283	0.028	16.715	0.043	A3T8	

Таблица 2 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
05	21:52:27.6	+17:33:31.3	18.206	0.084	17.573	0.065	17.082	0.026	16.794	0.052	A3T8
06	21:52:34.0	+17:33:41.7	18.747	0.067	17.975	0.054	17.321	0.036	16.722	0.087	A3T8
07	21:52:32.2	+17:33:37.3	17.420	0.025	16.456	0.016	15.869	0.016	15.339	0.011	A3T8
08	21:52:31.0	+17:35:42.0	16.461	0.009	15.800	0.008	15.389	0.006	14.979	0.007	A3T8
09	21:52:28.5	+17:35:41.5	16.649	0.021	15.466	0.007	14.761	0.003	14.134	0.005	A3T8
10	21:52:19.0	+17:31:34.7	16.769	0.017	15.570	0.007	14.949	0.013	14.375	0.006	A3T8
11*	21:52:15.6	+17:36:09.1	14.558	0.008	13.877	0.008	13.492	0.008	13.120	0.005	A3T8
IES 2344+51.4	23:47:04.8	+51:42:17.9									
01	23:47:03.8	+51:42:29.5	16.394	0.049	15.738	0.036	15.286	0.018	14.888	0.021	ЭТШ
02	23:46:55.3	+51:40:44.2	14.450	0.011	13.838	0.009	13.440	0.007	13.032	0.007	ЭТШ
03	23:46:55.6	+51:41:39.9	16.678	0.057	15.760	0.035	15.219	0.016	14.723	0.017	ЭТШ
04	23:47:05.0	+51:43:47.8	16.515	0.052	15.854	0.039	15.452	0.020	15.033	0.022	ЭТШ
05	23:47:16.8	+51:43:21.5	16.948	0.078	16.296	0.058	15.856	0.029	15.448	0.032	ЭТШ
06	23:47:10.9	+51:40:27.9	14.440	0.010	13.775	0.009	13.359	0.007	12.957	0.008	ЭТШ
07	23:47:21.4	+51:40:35.2	14.858	0.014	14.012	0.011	13.498	0.009	13.001	0.009	ЭТШ
08	23:47:09.5	+51:41:18.7	17.080	0.074	16.234	0.048	15.685	0.022	15.228	0.023	ЭТШ
09	23:47:03.8	+51:40:50.6	15.499	0.019	14.755	0.014	14.294	0.008	13.848	0.009	ЭТШ
10	23:47:59.4	+51:44:12.2	16.372	0.045	15.537	0.029	15.027	0.014	14.522	0.014	ЭТШ
C1*	23:47:02.2	+51:43:18.1	13.185		12.610	0.04	12.250	0.04	11.900	0.04	[8.11]
C2	23:47:23.8	+51:43:50.2	15.168	0.017	14.594	0.015	14.225	0.010	13.847	0.011	ЭТШ
C3	23:47:10.3	+51:42:14.6	16.972	0.075	16.050	0.045	15.469	0.020	14.943	0.020	ЭТШ
PKS 2356+196	23:58:46.1	+19:55:20.4									
01	23:58:44.5	+19:55:50.9	16.886	0.012	16.308	0.016	15.925	0.010	15.556	0.019	ЭТШ+А3Т8
02	23:58:52.2	+19:55:34.0	15.134	0.005	14.499	0.000	14.119	0.002	13.741	0.001	ЭТШ+А3Т8
03	23:58:39.9	+19:55:27.1	15.672	0.010	14.993	0.008	14.617	0.004	14.222	0.010	ЭТШ+А3Т8
04	23:58:54.8	+19:55:57.6	15.076	0.010	14.298	0.003	13.846	0.002	13.367	0.002	ЭТШ+А3Т8
05*	23:58:56.3	+19:55:14.9	14.626	0.008	13.728	0.008	13.239	0.011	12.813	0.008	ЭТШ+А3Т8
06	23:58:49.3	+19:54:37.8	19.402	0.287	18.461	0.002	17.910	0.025	17.208	0.029	ЭТШ+А3Т8
07	23:58:52.4	+19:54:34.9	19.167	0.115	18.548	0.033	18.123	0.075	17.587	0.014	ЭТШ+А3Т8
08	23:58:52.6	+19:54:09.4	18.894	0.083	17.859	0.033	17.286	0.021	16.730	0.034	ЭТШ+А3Т8
09	23:58:34.3	+19:55:00.3	17.235	0.012	16.601	0.014	16.221	0.028	15.874	0.003	ЭТШ+А3Т8
10	23:58:35.0	+19:54:48.1	18.425	0.008	17.546	0.044	17.047	0.007	16.596	0.043	ЭТШ+А3Т8
11	23:58:41.1	+19:53:46.3	16.484	0.003	15.457	0.005	14.900	0.009	14.383	0.013	ЭТШ+А3Т8
12	23:58:54.2	+19:54:46.2	19.172	0.132	18.509	0.036	17.542	0.008	16.469	0.001	ЭТШ+А3Т8

тивной программы ALADIN, BVRI величины звезд с их ошибками и в ссылках указано, на каком телескопе была сделана калибровка. Звездочкой в колонке 1 отмечены звезды, принятые как основные. Далее приводятся краткие комментарии по объектам.

PKS 0913+003 и S4 0917+624=OK 630. Карты окрестностей PKS 0913+003 и S4 0917+624 - на рис.1.

Блазар PKS 0913+003 наблюдался только в фильтре I. Не удалось найти опубликованных данных по звездам сравнения в этой области. Основная звезда №4 была калибрована относительно звезды E в поле галактики 3C 216, фотометрия которой представлена в [1].

Квazar S4 0917+624=OK 630 на ЭТШ наблюдался тоже только в полосе I. В литературе не нашлось опубликованных данных по звездам сравнения в поле этого объекта. В целях калибровки звезд мы провели дополнительные наблюдения на АЗТ8 26/27.09.2012 и 20/21.11.2012. Оценки BVRI данных основной звезды №9 были получены по 11-ти измерениям за две даты относительно главных звезд 6-ти AGN, которые наблюдались

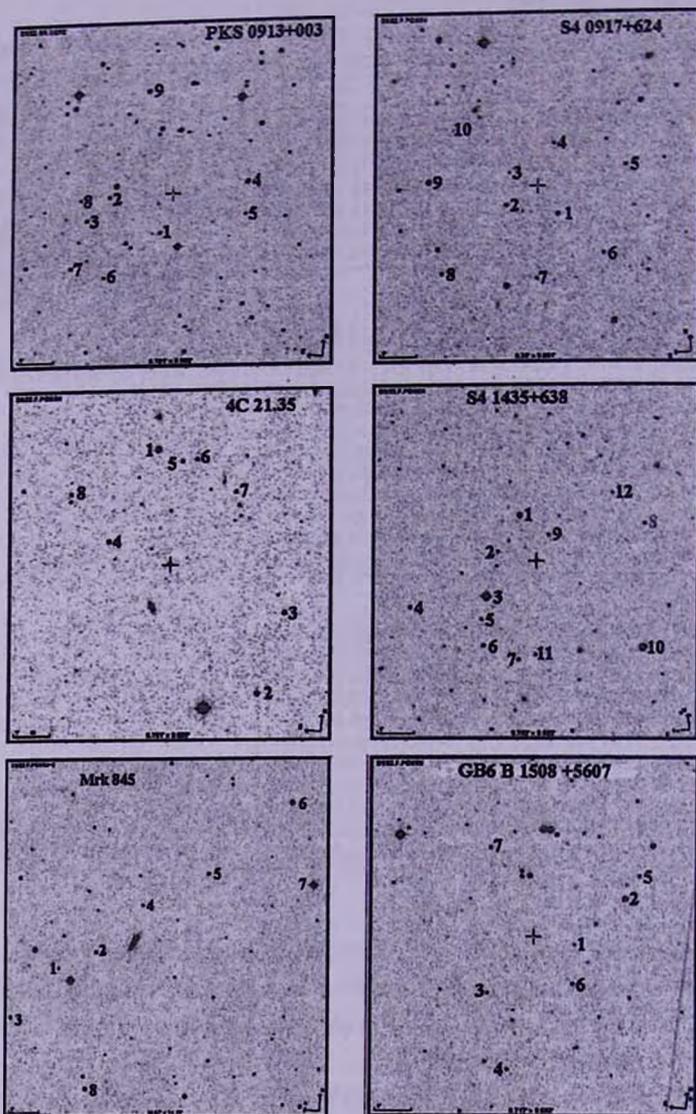


Рис.1. Карты окрестностей PKS 0913+003; S4 0917+624; 4C 21.35=ON 238; S4 1435+638 и GB6 B1508+5607.

за 2 часа до и после наблюдения квазара. Величины остальных звезд, представленных в табл.2, получены относительно звезды №9 как средне-взвешенные значения за три даты: одна дата - наблюдения на ЗТШ и две даты - наблюдения на АЗТ8.

4C 21.35=ON 238 и S4 1435+638. Карты окрестностей - на рис.1.

Для 4C 21.35=ON 238 были выбраны две основных звезды (№1 и №4). Их калибровка была сделана по наблюдениям на АЗТ8 09/10 марта

2013, на основе главных звезд в полях 6-ти AGN, наблюдавшихся в ту же ночь. Для остальных звезд в табл.2 приводятся средневзвешенные значения. В работе [3] для звезд №1-4 есть *BVR* оценки. Сравнение их с нашими величинами показано в табл.3. Различие не более 1 $\sigma$ . Следует отметить, что в табл.3 всюду в первой колонке дана идентификация

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ *BVR* ВЕЛИЧИН ЗВЕЗД, ПОЛУЧЕННЫХ НАМИ, С  
ОПУБЛИКОВАННЫМИ В ЛИТЕРАТУРЕ

Объект	<i>B</i>	$\sigma_B$	<i>V</i>	$\sigma_V$	<i>Rc</i>	$\sigma_{Rc}$	<i>Ic</i>	$\sigma_{Ic}$	Ссылка
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
<b>4C 21.35</b>									
01	14.940	0.009	14.163	0.013	13.799	0.003	13.331	0.016	эта работа [3]
01	14.99	0.03	14.19	0.04	13.84	0.03	-	-	
02	15.459	0.025	14.911	0.032	14.646	0.003	14.244	0.012	эта работа [3]
02	15.45	0.04	14.86	0.03	14.56	0.03	-	-	
03	16.619	0.009	15.725	0.010	15.288	0.005	14.693	0.006	эта работа [3]
03	-	-	15.66	0.03	15.26	0.04	-	-	
04	17.112	0.007	16.258	0.007	15.851	0.006	15.321	0.004	эта работа [5]
04	17.17	0.05	16.24	0.03	15.83	0.03	-	-	
<b>IES 1517+65.6</b>									
01	13.381	0.006	12.884	0.005	12.606	0.005	12.308	0.005	эта работа [4]
01	13.45	0.05	12.88	0.03	12.88	0.02	-	-	
02	14.306	0.008	13.810	0.007	13.541	0.006	13.249	0.007	эта работа [4]
02	14.29	0.02	13.70	0.02	13.42	0.02	-	-	
03	14.293	0.006	13.680	0.003	13.371	0.005	13.045	0.004	эта работа [4]
03	14.40	0.05	13.73	0.02	13.35	0.02	-	-	
04	14.853	0.009	14.222	0.007	13.901	0.006	13.586	0.007	эта работа [4]
04	14.94	0.04	14.27	0.02	13.85	0.03	-	-	
05	14.792	0.009	14.242	0.007	13.941	0.006	13.608	0.007	эта работа [4]
05	14.89	0.07	14.37	0.03	13.90	0.02	-	-	
06	15.254	0.011	14.494	0.008	14.099	0.007	13.709	0.007	эта работа [4]
06	15.33	0.07	14.56	0.02	14.07	0.03	-	-	
07	15.218	0.011	14.598	0.009	14.263	0.007	13.896	0.008	эта работа [4]
07	15.34	0.07	14.70	0.02	14.26	0.03	-	-	
<b>DA 406</b>									
A	15.987	0.012	15.238	0.008	14.808	0.007	-	-	эта работа [7]
A	15.980	-	15.250	-	14.810	-	-	-	
C1	13.114	0.007	12.114	0.006	11.599	0.005	-	-	эта работа [8]
C1	-	-	12.14	0.03	11.63	0.03	11.14	0.04	
C2	14.363	0.008	13.676	0.008	13.308	0.007	-	-	эта работа [8]
C2	-	-	13.71	0.03	13.34	0.03	13.00	0.03	
<b>4C 38.41</b>									
01	18.868	0.085	17.880	0.050	17.350	0.053	16.664	0.028	эта работа [7]
C	19.06	-	17.91	-	17.22	-	-	-	

Таблица 3 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
07 B	16.772 16.69	0.005 -	15.938 15.91	0.006 -	15.476 15.44	0.006 -	15.079 -	0.006 -	эта работа [7]
H 1722+118 01 01	14.564 14.570	0.012 0.022	13.445 13.452	0.009 0.012	12.848 12.839	0.010 0.008	12.272 12.261	0.012 0.016	эта работа [10]
02 02	15.088 15.122	0.013 0.022	14.823 14.836	0.008 0.012	14.691 14.703	0.012 0.008	14.526 14.550	0.025 0.016	эта работа [10]
C2 C2	14.203 14.225	0.009 0.022	13.173 13.168	0.005 0.012	12.570 12.573	0.006 0.008	12.060 12.052	0.009 0.016	эта работа [10]
C4 C4	16.563 16.577	0.027 0.022	15.665 15.670	0.009 0.012	15.164 15.160	0.013 0.008	14.713 14.695	0.025 0.016	эта работа [10]
4C 51.37 01 S3	18.254 -	0.053 -	17.707 17.65	0.053 0.10	17.226 17.32	0.041 0.10	16.891 -	0.075 -	эта работа [11]
02 S2	19.314 -	0.122 -	17.860 17.79	0.071 0.10	16.966 17.07	0.033 0.10	16.244 -	0.018 -	эта работа [11]
04 S1	17.194 -	0.022 -	16.188 16.12	0.015 0.10	15.600 15.63	0.010 0.05	15.082 -	0.015 -	эта работа [11]
10 S4	18.264 -	0.055 -	17.556 15.53	0.047 0.10	17.111 17.14	0.037 0.10	16.644 -	0.059 -	эта работа [11]
PKS 2032+107 C1 C1	12.212 -	0.006 -	11.678 11.79	0.005 0.05	11.362 11.47	0.004 0.05	11.099 11.15	0.005 0.05	эта работа [9]
C2 C2	14.904 -	0.002 -	13.986 14.04	0.001 0.05	13.458 13.50	0.006 0.05	13.006 13.02	0.002 0.05	эта работа [9]
C3 C3	15.215 -	0.008 -	14.305 14.41	0.006 0.05	13.796 13.87	0.005 0.05	13.346 -	0.006 -	эта работа [9]
C4 C4	15.198 -	0.008 -	14.427 14.50	0.007 0.05	13.973 14.05	0.005 0.05	13.560 -	0.006 -	эта работа [9]
C5 C5	15.596 -	0.009 -	14.881 14.91	0.008 0.05	14.460 14.50	0.006 0.07	14.086 -	0.008 -	эта работа [9]
C6 C6	16.672 -	0.019 -	15.304 15.34	0.010 0.06	14.493 14.58	0.006 0.06	13.828 -	0.007 -	эта работа [9]
IES 2344+51.4 C2 C2	15.168 15.170	0.017 -	14.594 14.62	0.015 0.06	14.225 14.20	0.010 0.05	13.847 13.84	0.011 0.04	эта работа [11, 8]
C3 C3	16.972 16.935	0.075 -	16.050 15.89	0.045 0.08	15.469 15.40	0.020 0.08	14.943 14.89	0.020 0.08	эта работа [11, 8]

звезды, согласно ссылке, указанной в последней колонке.

S4 1435+638. Помимо наблюдения на ЗТШ 17/18.08.2006, в течение двух ночей (24/25.06.2012 и 30/31.08.2012) мы наблюдали этот квазар на АЗТ8. По наблюдениям 2012г. были измерены звездные величины звезды

№1 относительно шести разных AGN, которые наблюдались тогда же. Для остальных звезд в табл.2 приводятся средневзвешенные значения по всем наблюдениям. Среди опубликованных работ не были обнаружены данные о калибровке звезд в поле S4 1435+638.

**Mrk 845 и GB6 B1508+5607.** Карты окрестностей - на рис.1.

Среди опубликованных работ не было найдено данных о калибровке звезд в поле Mrk 845. Эта галактика не наблюдалась на ЗТШ, но в целях калибровки звезд в ее окрестности были проведены наблюдения на АЗТ8 в течение двух ночей: 10/11.10.2012 и 14/15.10.2012, первая из которых (как более хорошая в фотометрическом смысле) была использована для калибровки звезд №2 и 7 относительно звезд в галактиках NGC 7469, Akn 564, IE 1821+64, Mrk 509, Mrk 501. Для остальных звезд в табл.2 приводятся средневзвешенные значения по двум датам, основанные на калибровке звезды №7.

**GB6 B1508+5607.** В литературе не было найдено информации о звездах сравнения в поле этого блазара. Для калибровки звезд использованы наблюдения на АЗТ8 от 29/30 августа 2012г. Калибровка звезды №2 выполнена по наблюдениям трех галактик, наблюдавшихся в ту же ночь.

**IES 1517+65.6 и IES 1544+820.** Карты окрестностей - на рис.2.

Калибровочные наблюдения звезд в поле IES 1517+65.6 были проведены на АЗТ8 в течение двух ночей: 20/21.07.2012 и 29/30.08.2012. Звезда №3 была фотометрирована относительно основных звезд в трех галактиках, которые наблюдались в те же ночи. В табл.2 приводятся средневзвешенные значения. В работе [4] имеются *BVR* данные о звездах №1-7. Сравнение этих оценок с нашими дается в табл.3. Следует отметить расхождение почти в  $0^m.1$  между *BVR* данными о звездах №1-7 из [4] и нашими вычислениями. Причина расхождения не ясна. Но наши независимые оценки, сделанные в две разные ночи, хорошо согласуются друг с другом.

Блазар IES 1544+820 наблюдался на АЗТ8 29/30 августа 2012г. Основная звезда №8 была калибрована по звездам в полях 3C 390.3, IE 1821+64, Agr 102B и NGC 5548. Опубликованной информации о звездах в поле IES 1544+820 не найдено.

**PG 1553+113 и DA 406=B2 1611+34.** Карты окрестностей - на рис.2.

**PG 1553+113.** На ЗТШ наблюдения проводились только в полосах *B* и *R*. Этот объект регулярно наблюдался на АЗТ8 и калибровка звезд в поле была сделана в работах [5,6]. Но в данной работе к звездам №1-5, 7, 8 из работы [2] было добавлено несколько более слабых звезд №6, 9-14, полезных при наблюдениях на ЗТШ. *BVRI* величины основной звезды №2 были взяты из [5]. Данные о звездах №6, 9-14 демонстрируются в табл.2.

Наблюдения DA 406=B2 1611+34 на ЗТШ от 03/04 июля 2006г.

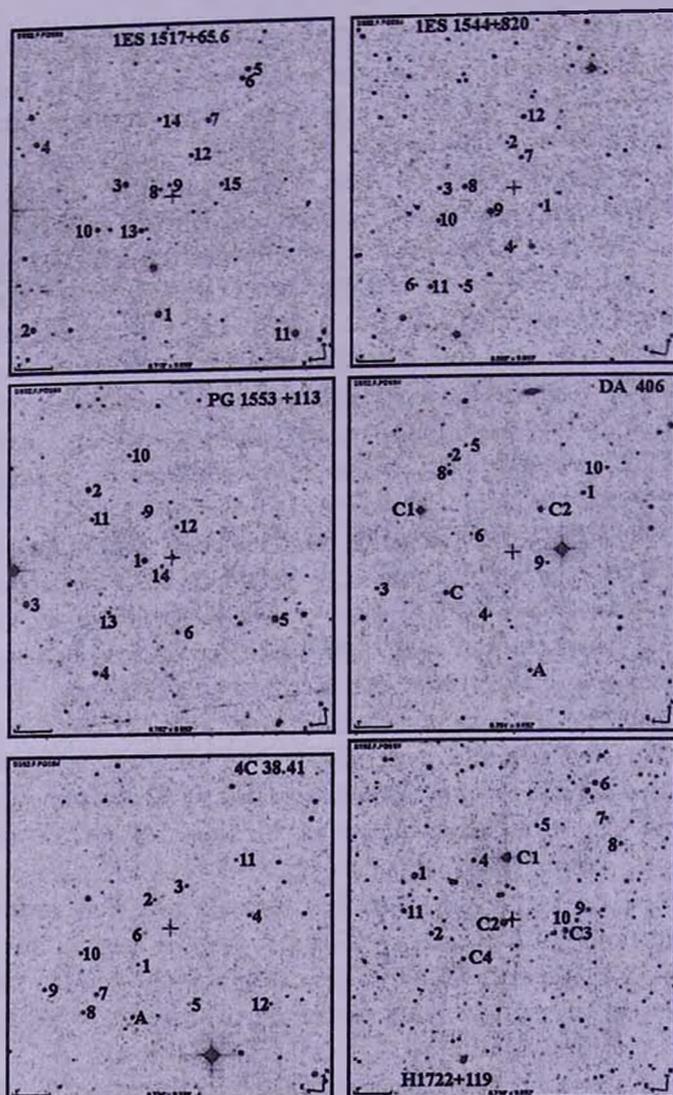


Рис.2. Карты окрестностей IES 1517+65.6; IES 1544+820; PG 1553+113; DA-406=B2 1611+34; 4C 38.41 и H 1722+119.

сделаны были только в *BVR* фильтрах. Взяв для основной звезды *S* звездные величины, согласно работам [7,8], мы вычислили *BVR* величины остальных отмеченных на карте звезд, помещенные в табл.2. Сравнение наших данных для звезд *A*, *C1* и *C2* (табл.3) показывает хорошее согласие, если принять во внимание, что в табл.2 из работы [9] перепутаны обозначения звезд *C1* и *C2* в поле DA 406.

4C 38.41=OS 356 и H 1722+119. Карты окрестностей - на рис.2.

Квazar 4C 38.41=OS 356 наблюдался на ЗТШ 30.04/01.05.2006 в *BVR*

фильтрах и дополнительно были проведены наблюдения 26/27.09.2012 на АЗТ8 для более точной калибровки основных звезд №7 и №9, для чего использовались наблюдения 4-х AGN, в интервале  $\pm(1-2)$  часа от времени наблюдения 4С 38.41. В табл.2 приводятся средневзвешенные значения для остальных звезд по наблюдениям на ЗТШ и АЗТ8. Согласие наших *BVR* оценок с данными [7] по двум звездам (№1 и №7) - в пределах допустимых погрешностей.

Наблюдения Н 1722+119 на ЗТШ проводились 08/09.07.2005 в полосах *BVR*, а в 14/15.08.2007 только в фильтре *R*. Звездные величины звезды С3, как основной, были взяты из работы [10]. По сравнению с работой [10] в области Н 1722+119 были добавлены несколько более слабых звезд. Согласие с данными [10] по общим звездам хорошее (см. табл.3).

4С 51.37=S4 1739+52 и S4 1749+70. Карты окрестностей - на рис.3.

ЗТШ наблюдения 4С 51.37=S4 1739+52 состоялись 29/30.06.2006 и дополнительные наблюдения на АЗТ8 проведены 18/19.07.2012 и 20/21.07.2012. Калибровка звезды №3 сделана по наблюдениям 20/21.07.2012 относительно основных звезд галактик NGC 5548, Agr 102B, 1E 1821+64, данные о которых взяты из работы [5]. Звездные величины остальных звезд, вычисленные относительно звезды №3, помещены в табл.2. В опубликованной литературе мы не нашли сведений о звездах сравнения, за исключением ссылки на сайте [11] на *VR* величины четырех звезд в поле 4С 51.37, рекомендованных в качестве стандартов. В табл.3 мы сравниваем эти данные с полученными в этой работе. Согласие - в пределах ошибок, указанных в [11].

S41749+70. Для калибровки основной звезды (№9) были сделаны наблюдения на АЗТ8 от 20/21 июля 2012 г. относительно основных звезд в галактиках 1E 1821+64 и 3С 390.3, данные о которых взяты из работы [5]. Все остальные звезды калиброваны по звезде № 9. Мы не нашли литературных данных по звездам сравнения.

S5 1803+78 и S5 2007+77. Карты окрестностей - на рис.3.

Наблюдения S5 1803+78 на ЗТШ проведены 09/10.07.2005, 02/03.07.2006 и 15/16.08.2007. Дополнительные наблюдения для калибровки выполнены на АЗТ8 24/25.06.2012 и 30/31.08.2012. Дифференциальные оценки *BVR* величин звезд №1 и №7 по отношению к основным звездам в полях 6-ти AGN были усреднены за две даты наблюдений на АЗТ8. Для остальных звезд тоже получены усредненные оценки за эти две ночи. Информации о звездах сравнения по литературным источникам не было обнаружено.

Блазар S5 2007+77 наблюдался на ЗТШ 11/12.07.2005. Дополнительные калибровочные наблюдения этого объекта на АЗТ8 были проведены 17/18.07.2012, 23/24.07.2012 и 16/17.08.2012. По этим наблюдениям были получены усредненные *BVR* величины звезды №8 относительно основных

звезд в полях 13-ти галактик. Величины других выбранных звезд получены по всем датам наблюдений, как на ЗТШ, так и на АЗТ8. Мы не нашли информацию о звездах сравнения по литературным источникам.

PKS 2029+121=OW 149 и PKS 2032+107=OW 154.9. Карты окрестностей - на рис.3.

Блазар PKS 2029+121 наблюдался на ЗТШ только с фильтром *I*. Калибровка основной звезды №7 была сделана по наблюдениям на АЗТ8 в течение двух дат: 17/18.07.2012 и 20/21.08.2012. Было сделано 8 *BVR* оценок,

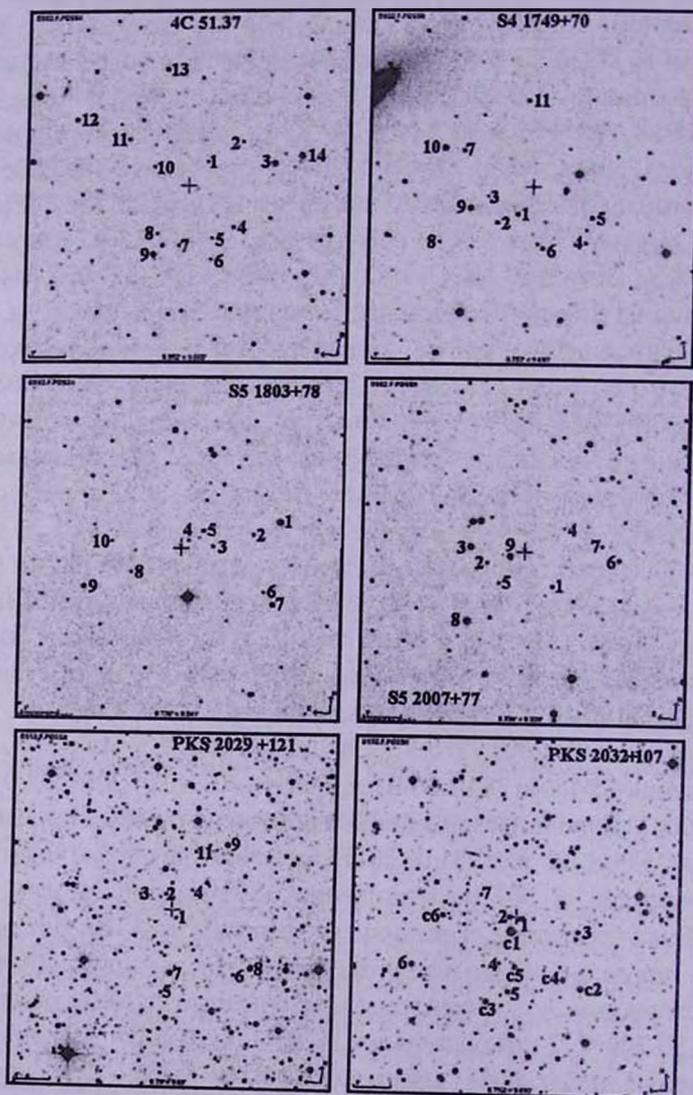


Рис.3. Карты окрестностей 4C 51.37; S4 1749+70; S5 1803+78; S5 2007+77; PKS 2029+121=OW 149 и PKS 2032+107=OW 154.9.

используя звездные поля в 5-ти галактиках, наблюдавшихся в те же ночи. Нет опубликованных данных о звездах сравнения в поле этого объекта.

*BVR* наблюдения на ЗТШ квазара PKS 2032+107 состоялись 27/28.07.2006. На АЗТ8 20/21 июля 2012г. были дополнительные наблюдения для калибровки звезд в поле PKS 2032+107. Звездные величины звезды С2 были измерены относительно основных звезд в окрестностях трех AGN: 1E 1821+64, 3C 454.3 и 3C 390.3. Для звезд, отмеченных нами в поле PKS 2032+107, были измерены *BVRI* величины дифференциально по отношению к звезде С2. Звезды С1-С6 исследованы в работе [9]. Сравнение этих измерений в *VRI* полосах с нашими дано в табл.3. Различие составляет не более  $1\sigma$ .

PKS 2149+17, 1ES 2344+51.4, PKS 2356+196=OZ 193. Карта окрестности PKS 2149+17 - на рис.4.

Наблюдения PKS 2149+17 на ЗТШ были проведены 15/16.08.2007 только в двух полосах (*B* и *R*). Для калибровки звезд в фильтрах *BVRI* были проведены дополнительные наблюдения на АЗТ8 в 2012г.: 17/18 июля, 30/31 августа и 26/27 сентября. Звезда №11, взятая за основную, была фотометрирована по наблюдениям на АЗТ8 относительно основных звезд в полях 9-ти AGN, данные о которых имеются в работе [5]. *BVRI* величины звезд в поле галактики, отмеченных на рис.4, были получены как средневзвешенные значения по оценкам за три даты наблюдений на АЗТ8.

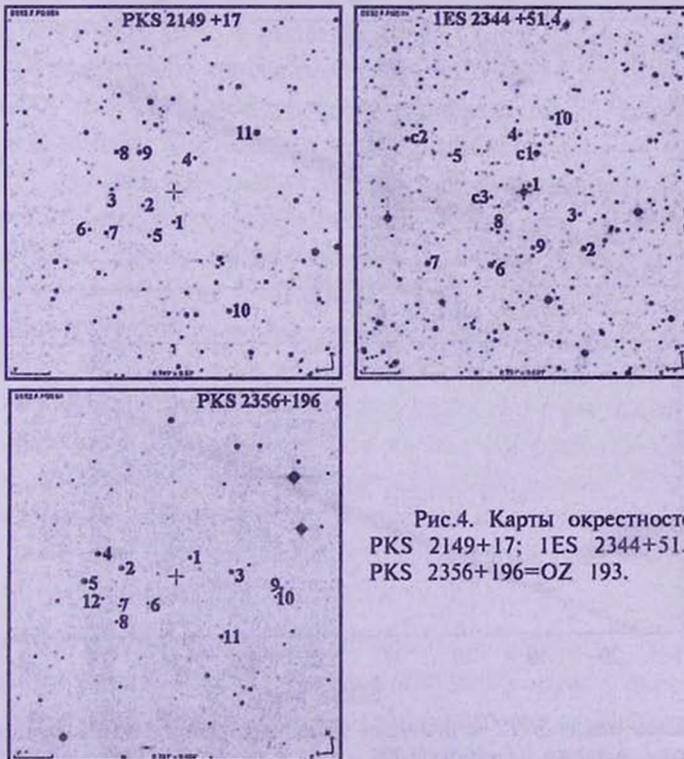


Рис.4. Карты окрестностей  
PKS 2149+17; 1ES 2344+51.4;  
PKS 2356+196=OZ 193.

Опубликованной ранее информации о звездах сравнения найти не удалось.

*BVRI* наблюдения 1ES 2344+51.4 были сделаны только на ЗТШ. В качестве основной звезды использовалась звезда С1, звездные величины которой в полосе *B* были взяты из [11], а в *VRI* полосах - из [8]. Кроме звезды С1, в этих работах есть данные о звездах С2 и С3. Наши фотометрические оценки всех отмеченных звезд основаны на значениях С1. Сравнение наших оценок звезд С2 и С3 с представленными в работах [11,8], даны в табл.3. Различие - в пределах ошибок.

Область вокруг PKS 2356+196 наблюдалась на ЗТШ 12/13.10.2005 и 12/13.01.2008, а также на АЗТ8 в три разных ночи: 20/21.07.2012, 10/11.10.2012 и 15/16.10.2012. Фотометрические калибровки для звезды №5 были усреднены по 15-ти измерениям в 4 ночи, а *BVRI* измерения остальных звезд были сделаны относительно звезды №5 по всем ночам. В табл.2 даны средневзвешенные оценки. Не удалось найти опубликованной информации о звездах сравнения в поле этого квазара.

4. Сравнение наших данных о звездах с оценками по каталогу SDSS. Поскольку для многих объектов, исследованных нами в данной работе, а так же в работах [1,12] не нашлось опубликованных данных, то чтобы как-то удостовериться в отсутствии грубых ошибок в нашей фотометрии звезд, мы решили сравнить ее с фотометрическими данными

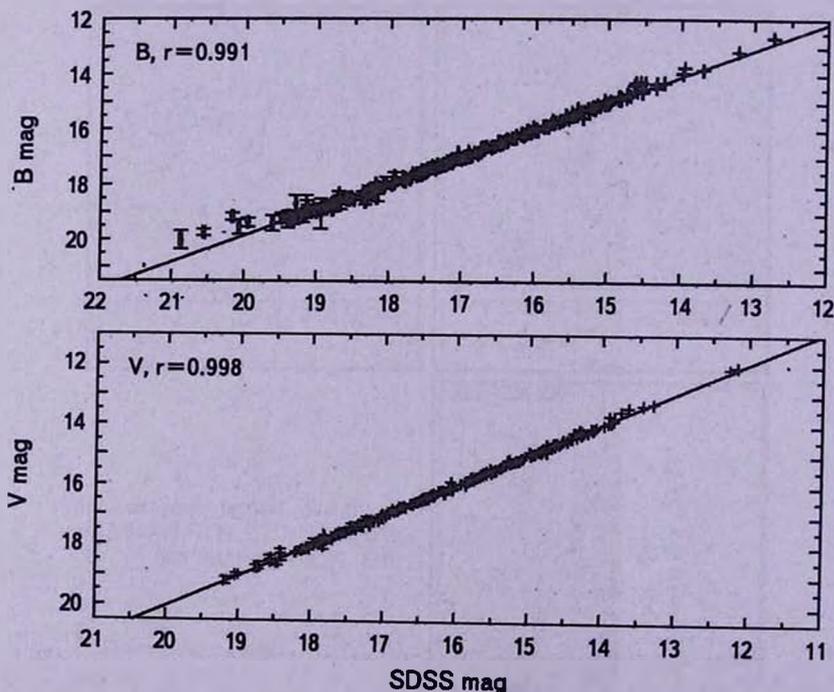


Рис.5. Связь между *BVRI* величинами звезд из каталога SDSS и нашими данными из этой работы, а также из работ [1,12].

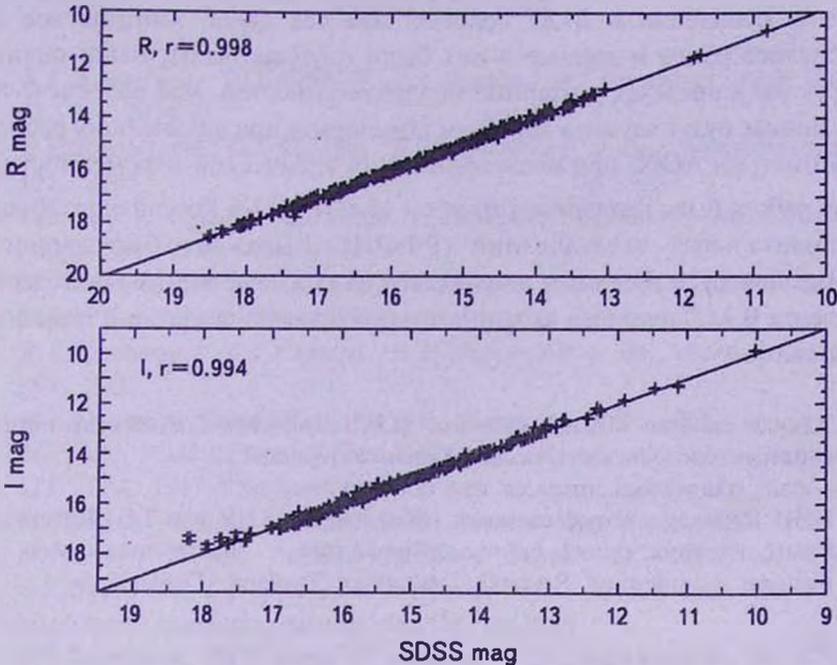


Рис.5. (Окончание).

этих же звезд из каталога SDSS. На рис.5 показаны зависимости величин наших звезд от данных SDSS в фильтрах *BVRI*. Оригинальная *ugriz* система SDSS сильно отличается от стандартной системы *UBVRI* Джонсона-Кузинса. Пересчет SDSS величин в международную систему *BVRI* представлен во многих исследованиях. Мы использовали для этого уравнения, опубликованные в [13]. Не для всех наших полей имеются наблюдения в SDSS. Но из 302 наших звезд на зависимостях "mag\_SDSS - mag\_OUR" пришлось исключить 39 звезд, сильно отскакивающих в *B* полосе, 47 звезд - в полосе *V*, 50 звезд - в *R* и 51 звезду - в *I* полосе. Все случаи несовпадения были тщательно проанализированы и ответственность за разногласия всегда лежала на данных SDSS. Их ошибочные значения часто были видны невооруженным глазом. Отсюда можно сделать вывод, что в таких штучных исследованиях, какими являются наши данные, где каждая звезда калибруется по нескольким стандартам и, как правило, по нескольким датам наблюдений, предпочтение нужно отдать нашим данным, а не массовым каталогам. Возможно, не последнюю роль при несовпадениях играют разные способы пересчета инструментальных величин SDSS в стандартные.

5. **Заключение.** Мы исследовали звезды в полях 21 галактики с активным ядром и сделали *BVRI* фотометрию 234-х звезд в окрестностях этих AGN. До нашей работы для подавляющего числа рассмотренных нами активных ядер галактик не были известны фотометрические данные

о звездах сравнения в *BVRI* полосах. Для тех звезд, которые все же наблюдались ранее и данные о них были опубликованы, наши оценки согласуются в пределах указанных неопределенностей. Мы надеемся, что наши данные будут служить хорошим подспорьем при дальнейших работах по фотометрии AGN, при исследовании их оптической переменности.

Эта работа была поддержана грантом 12-02-01237-а Российского Фонда Фундаментальных исследований (РФФИ). Выражаем благодарность А.А.Шляпникову за помощь и доброжелательное отношение. Мы благодарим рецензента В.М.Ларионова за внимательное прочтение статьи и полезные замечания.

<sup>1</sup> Южная станция Московского им. М.В.Ломоносова Государственного университета, Москва, Россия, Крым, Украина,  
e-mail: vdorosh@sai.crimea.ua или dorvalen@mail.ru

<sup>2</sup> НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, КНУ им. Т.Г.Шевченко, Крым, Украина, e-mail: borman.ga@gmail.com nadya@mao.kiev.ua

<sup>3</sup> National Astronomical Research Institute of Thailand, Thailand

## BVRI CCD-PHOTOMETRY OF COMPARISON STARS IN THE FIELDS OF ACTIVE GALAXIES. VII

V.T.DOROSHENKO<sup>1</sup>, Yu.S.EFIMOV<sup>2</sup>, G.A.BORMAN<sup>2</sup>, N.G.PULATOVA<sup>2,3</sup>

Results of the CCD *BVRI* observations of 234 comparison stars in the fields of 21 active galaxy nuclei (AGN) with right ascension from 9 to 24 hours are presented in a wide range of stellar magnitudes. Most of considered AGNs refer to quasars and blazars. For the most of selected AGN the *BVRI* magnitudes of comparison stars have not been known before. The finding charts with the field of view of about 9' x 9' are presented as well. These results can be used for the differential photometry of AGN.

Key words: *Extragalactic astronomy: AGN: comparison stars: photometry*

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Т.Дорошенко, Ю.Е.Ефимов, Г.А.Борман, Н.Г.Пулатова, *Астрофизика*, **57**, 37, 2014.
2. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова и др., *Астрофизика*, **48**, 191, 2005
3. С.М. Raiteri, M. Villata, L. Lanteri, M. Cavallone, G. Sobrito, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **130**, 495, 1998.
4. M. Villata, С.М. Raiteri, L. Lanteri, G. Sobrito, M. Cavallone, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **130**, 305, 1998.
5. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова и др., *Астрофизика*, **48**, 365, 2005.
6. М.А. Osterman, Dissertation for the degree of PhD, 2006.
7. M. Villata, С.М. Raiteri, C. Ghisellini et al, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **121**, 119, 1997.
8. M. Fiorucci, G. Tosti, N. Rizzi, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **110**, 105, 1998.
9. M. Fiorucci, G. Tosti, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **116**, 403, 1996.
10. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Ю.С.Ефимов и др., *Астрофизика*, **50**, 57, 2007.
11. <http://www.astro.spbu.ru/staff/vlar/OPTlist.html>
12. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Ю.Е.Ефимов и др., *Астрофизика*, **56**, 373, 2013.
13. T.S. Chonis, C.M. Gaskell, *Astron. J.*, **135**, 264, 2008.



ENVIRONMENTAL DEPENDENCE OF FIVE  
PHOTOMETRIC BAND STRUCTURAL PARAMETERS  
OF MAIN GALAXIESXIN-FA DENG<sup>1</sup>, GUISHENG YU<sup>2</sup>

Received 25 July 2013

Accepted 19 February 2014

Using two volume-limited Main galaxy samples of the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 above and below the value of  $M_r^*$ , we explore the environmental dependence of five photometric band concentration indexes. It is found that all the five band concentration indexes strongly correlate with local environment for all galaxies above and below the value of  $M_r^*$ : high concentration galaxies exist preferentially in high density regions, while low concentration galaxies are located preferentially in low density regions.

**Key words:** *galaxies: fundamental parameters: statistics*

1. *Introduction.* In the past, some works shed light on the correlation between galaxy structural parameters and environment [1-8]. Kauffmann et al. [1] reported that at fixed stellar mass structural parameters are almost independent of the local density. Van der Wel [4] demonstrated that the galaxy structure is very strongly correlated with stellar mass while the galaxy morphology is sensitive to environment. Van der Wel argued that this is driven by variations in star formation activity, as traced by color, which only exert the weak influence on the structure of a galaxy but strongly affects its morphological appearance. In the Main galaxy sample [9] of the SDSS, Deng et al. [5] concluded that high concentration galaxies tend to reside in high density regions, while low concentration galaxies tend to reside in low density regions. Deng et al. [8] found that the size of High Stellar Mass (HSM) and Low Stellar Mass (LSM) galaxies is weakly correlated with environment, which is likely due to galaxy size being insensitive to environment (Deng et al. [5]).

When exploring the environmental dependence of galaxy luminosity in the SDSS galaxy samples, some works focused on the environmental dependence of all the five band luminosities. Deng & Zou [10], Deng [11] and Deng et al. [12,13] demonstrated that in the SDSS Main galaxy sample [9], the environmental dependence of galaxy luminosity likely has different trends in different bands: the widely accepted trend of the luminosity-density relation (e.g., [5,6,14-19]) can be observed for  $r$ ,  $i$  and  $z$  bands, but for  $u$ -band the luminosity-density relation has an opposite trend. Deng et al. [13] used two

volume-limited samples above and below the value of  $M_r^*$  and found that in the luminous volume-limited sample, all the five band luminosity strongly correlate with local environment; in the faint volume-limited sample, the  $u$ -band luminosity of galaxies still strongly depends on local environment, but the  $r$ ,  $i$  and  $z$  band luminosity only is a weak function of local environment. These results show that for different photometric bands, environmental dependence of galaxy properties likely is different. Deng et al. [6] only studied the environmental dependence of  $r$ -band concentration index. We believe that the environmental dependence of other band concentration indexes also merits further investigation.

Our paper is organized as follows. In section 2, we describe the data used. The environmental dependence of  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$  and  $z$  band concentration indexes for galaxies above and below the value of  $M_r^*$  is discussed in section 3. Our main results and conclusions are summarized in section 4.

In calculating distances we used a cosmological model with matter density  $\Omega_0 = 0.3$ , cosmological constant  $\Omega_\Lambda = 0.7$  and Hubble's constant  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

2. *Data.* Stoughton et al. [20] discussed in detail many survey properties of the SDSS. Galaxy spectroscopic targets were selected by two algorithms. The Main galaxy sample [9] comprises galaxies brighter than  $r_{\text{petro}} = 17.77$  ( $r$ -band apparent Petrosian magnitude). The Luminous Red Galaxy (LRG) algorithm (Eisenstein et al. [21]) selects galaxies to  $r_{\text{petro}} < 19.5$  that are likely to be luminous early-types, based on the observed colors.

In this work, we use two volume-limited Main galaxy sample of the SDSS DR7 (Abazajian et al. [22]) above and below the value of  $M_r^*$  constructed by Deng [23]. The luminous volume-limited Main galaxy sample contains 120362 galaxies at  $0.05 \leq z \leq 0.102$  with  $-22.5 \leq M_r \leq -20.5$ . The faint volume-limited sample contains 33249 galaxies at  $0.02 \leq z \leq 0.0436$  with  $-20.5 \leq M_r \leq -18.5$ .

3. *The environmental dependence of five photometric band concentration indexes.* Following Deng et al. [19], we compute the local three-dimensional galaxy density in a comoving sphere with a radius of the distance to the 5th nearest galaxy for each galaxy, and arrange galaxies in a density order from the smallest to the largest. For each sample, we select approximately 5% of the galaxies, construct two subsamples at both extremes of density according to the density, and compare distributions of five photometric band concentration indexes of galaxies in the lowest density regime with those of galaxies in the densest regime.

In this study, we use the concentration indexes of  $ci = R_{90}/R_{50}$  as a structural parameters. Fig.1-5 show distributions of five photometric band concentration indexes of two subsamples at both extremes of density for the faint and luminous volume-limited samples. As seen from these figures, in the faint and

luminous volume-limited samples, all the five band concentration indexes strongly correlate with local environment: high concentration galaxies exist preferentially in high density regions, while low concentration galaxies are located preferentially in low density regions, which is consistent with results of the Luminous Red Galaxy (LRG) sample obtained by Deng & Zou [8]. Some authors showed deep concern over the deviant behavior of the  $u$ -band statistical results (e.g., Deng & Zou [8,10]; Deng [11]). For example, Deng & Zou [8] demonstrated that the environmental dependence of  $u$ -band concentration index is much stronger than the one of other band concentration indexes and argued that the deviant behavior of the  $u$ -band concentration index may be due to measurement errors on low  $S/N$  (signal-to-noise ratio) data. Deng & Zou [10] and Deng [11] found the abnormal environmental dependence of  $u$ -band luminosity: faint galaxies tend to reside in high density regions, while

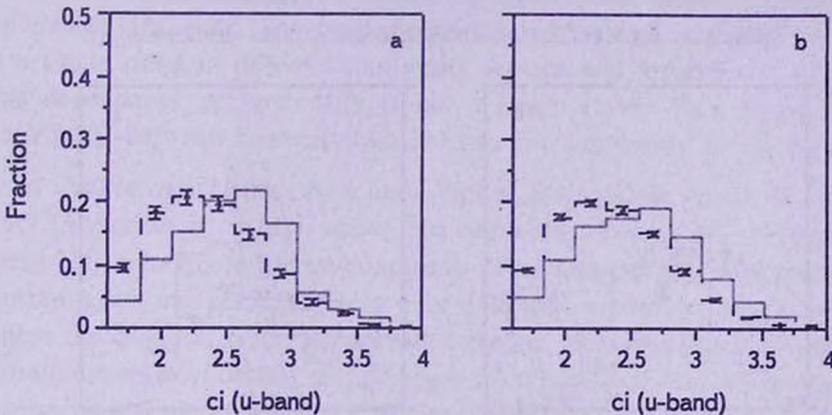


Fig.1.  $u$ -band concentration index distribution at both extremes of three-dimensional density for the faint (left panel) and luminous (right panel) volume-limited samples: solid line for the subsample at high density, dashed line for the subsample at low density. The error bars of dashed lines are  $1\sigma$  Poissonian errors. Error-bars of solid lines are omitted for clarity.

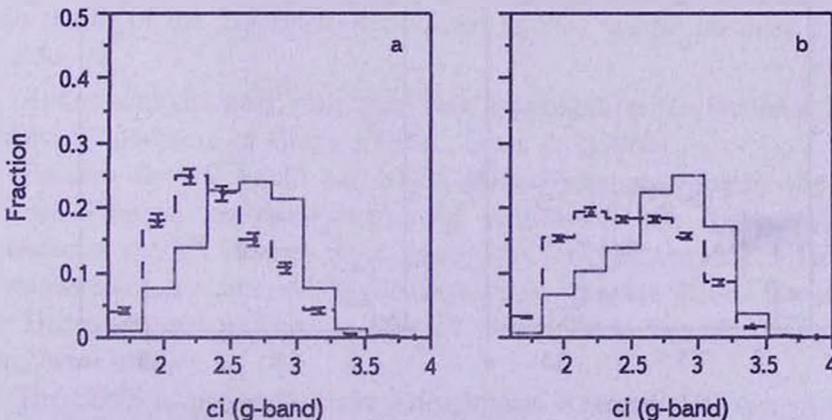


Fig.2. As Fig.1 but for  $g$ -band concentration index distribution.

luminous galaxies tend to reside in low density regions, which likely is due to larger  $u$ -band Petrosian flux errors. Here, we do not observe the deviant

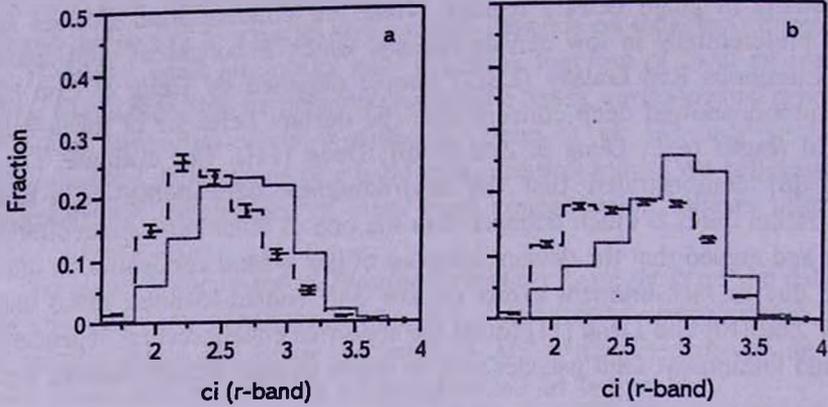


Fig.3. As Fig.1 but for  $r$ -band concentration index distribution.

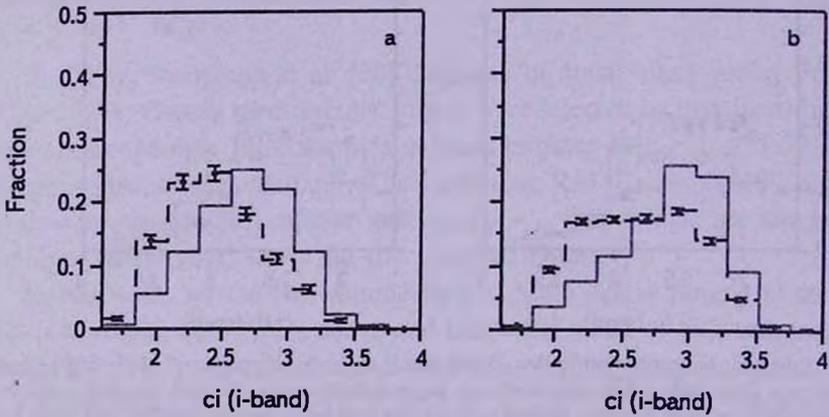


Fig.4. As Fig.1 but for  $i$ -band concentration index distribution.

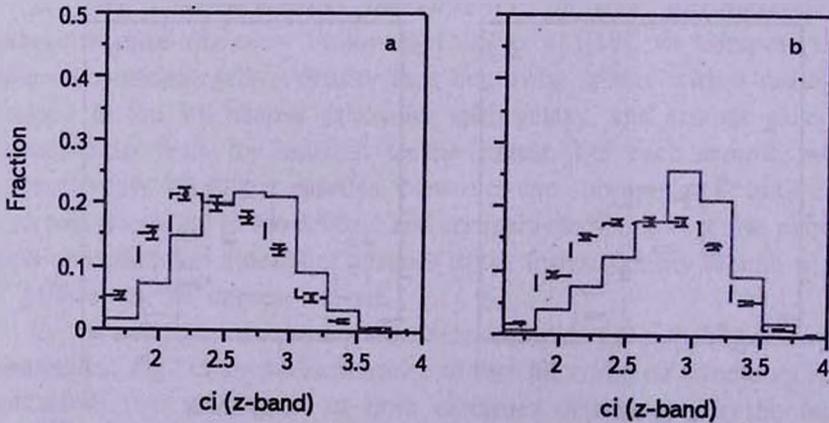


Fig.5. As Fig.1 but for  $z$ -band concentration index distribution.

behavior of the environmental dependence of  $u$ -band concentration index.

Deng et al. [6] demonstrated that  $r$ -band luminosity strongly depend on local environments only for galaxies above  $M_r^*$ , but this dependence is very weak for galaxies below  $M_r^*$ . They noted that  $g-r$  color,  $r$ -band concentration index  $ci$  and galaxy morphologies strongly depend on local environments for all galaxies with different luminosities, which shows that  $M_r^*$  is an characteristic parameter only for the environmental dependence of galaxy luminosity. Deng et al. [13] also observed significant difference and even opposite trend between the faint and luminous volume-limited samples. In this work, we found that five band concentration indexes strongly depend on local environment for all galaxies above and below the value of  $M_r^*$ . This further shows that  $M_r^*$  is not an characteristic parameter for the environmental dependence of concentration indexes.

As is well-known, many properties of galaxies are closely correlated with luminosity [16,24-30]. The environmental dependence of concentration indexes is a single trend in different luminosity regions and for different bands, but this dependence of luminosity is not a single trend. This shows that the correlation between concentration indexes and luminosity is not tight.

4. *Summary.* Using two volume-limited Main galaxy sample of the SDSS DR7 (Abazajian et al. [22]) above and below the value of  $M_r^*$  constructed by Deng [23], we explore the environmental dependence of five photometric band concentration indexes. Like Deng et al. [19] did, we use the density estimator within the distance to the 5th nearest neighbor, and construct two subsamples at both extremes of density and compare distributions of five photometric band concentration indexes of galaxies between them for each volume-limited sample. It is found that five band concentration indexes strongly depend on local environment for all galaxies above and below the value of  $M_r^*$ : high concentration galaxies exist preferentially in high density regions, while low concentration galaxies are located preferentially in low density regions, which is consistent with results of the Luminous Red Galaxy (LRG) sample obtained by Deng & Zou [8].

*Acknowledgements.* Our study was supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC, Grant 11263005).

Funding for the SDSS and SDSS-II has been provided by the Alfred P.Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, the US Department of Energy, the National Aeronautics and Space Administration, the Japanese Monbukagakusho, the Max Planck Society, and the Higher Education Funding Council for England. The SDSSWeb site is <http://www.sdss.org>.

The SDSS is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions. The Participating Institutions are the American Museum

of Natural History, Astrophysical Institute Potsdam, University of Basel, University of Cambridge, Case Western Reserve University, University of Chicago, Drexel University, Fermilab, the Institute for Advanced Study, the Japan Participation Group, Johns Hopkins University, the Joint Institute for Nuclear Astrophysics, the Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology, the Korean Scientist Group, the Chinese Academy of Sciences (LAMOST), Los Alamos National Laboratory, the Max Planck Institute for Astronomy (MPIA), the Max Planck Institute for Astrophysics (MPA), New Mexico State University, Ohio State University, University of Pittsburgh, University of Portsmouth, Princeton University, the US Naval Observatory, and the University of Washington.

<sup>1</sup> School of Science, Nanchang University, China,

<sup>2</sup> Department of Natural Science, Nanchang Teachers College, China

## ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ОКРУЖЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЯТИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ПОЛОС ГЛАВНЫХ ГАЛАКТИК

ХИН-ФА ДЕНГ<sup>1</sup>, ГУИШЕНГ Ю<sup>2</sup>

Используя две объемно-ограниченные группы Главных галактик из Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 выше и ниже значения  $M_r^*$ , мы исследовали зависимость индексов концентрации пяти фотометрических полос от окружения. Найдено, что все пять индексов концентрации полос сильно коррелируют с местным окружением для всех галактик выше и ниже значения  $M_r^*$ : галактики с высокой концентрацией в основном находятся в областях высокой плотности, тогда как галактики с низкой концентрацией в основном находятся в областях низкой плотности.

Ключевые слова: *галактики; основные параметры; статистика*

## REFERENCES

1. G.Kauffmann, S.D.M.White, T.M.Heckman et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 353, 713, 2004.
2. M.R.Blanton, D.Eisenstein, D.W.Hogg et al., Astrophys. J., 629, 143, 2005.
3. C.Park, Y.Y.Choi, M.S.Vogeley et al., Astrophys. J., 658, 898, 2007.

## REFERENCES

1. *G.Kauffmann, S.D.M.White, T.M.Heckman et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **353**, 713, 2004.
2. *M.R.Blanton, D.Eisenstein, D.W.Hogg et al.*, *Astrophys. J.*, **629**, 143, 2005.
3. *C.Park, Y.Y.Choi, M.S.Vogeley et al.*, *Astrophys. J.*, **658**, 898, 2007.
4. *A. Van der Wel*, *Astrophys. J.*, **675**, L13, 2008.
5. *X.F.Deng, J.Z.He, P.Wu*, *Astron. Astrophys.*, **484**, 355, 2008a.
6. *X.F.Deng, J.Z.He, X.Q.Wen*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **395**, L90, 2009.
7. *X.F.Deng, Wen X.Q., J.Y.Xu et al.*, *Astrophys. J.*, **716**, 599, 2010.
8. *X.F.Deng, S.Y.Zou*, *AN*, **331**, 426, 2010.
9. *M.A.Strauss, D.H.Weinberg, R.H.Lupton et al.*, *Astron. J.*, **124**, 1810, 2002.
10. *X.F.Deng, S.Y.Zou*, *AN*, **332**, 202, 2011.
11. *X.F.Deng*, *Astron. J.*, **143**, 15, 2012.
12. *X.F.Deng, Y.Xin, C.H.Luo et al.*, *APh*, **36**, 1, 2012a.
13. *X.F.Deng, J.Song, Y.Q.Chen et al.*, *AstL*, **38**, 213, 2012b.
14. *C.Park, M.S.Vogeley, M.J.Geller et al.*, *Astrophys. J.*, **431**, 569, 1994.
15. *P.Norberg, C.M.Baugh, E.Hawkins et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **328**, 64, 2001.
16. *M.R.Blanton, D.W.Hogg, N.A.Bahcall et al.*, *Astrophys. J.*, **594**, 186, 2003.
17. *A.Zandivarez, H.J.Martinez, M.E.Merchán et al.*, *Astrophys. J.*, **650**, 137, 2006.
18. *X.F.Deng, J.Z.He, P.Jiang*, *Astrophys. J.*, **671**, L101, 2007.
19. *X.F.Deng, J.Z.He, J.Song et al.*, *Publ. Astro. Soc. Pacif.*, **120**, 487, 2008b.
20. *C.Stoughton, R.H.Lupton, M.Bernardi et al.*, *Astron. J.*, **123**, 485, 2002.
21. *D.J.Eisenstein, J.Annis, J.E.Gunn et al.*, *Astron. J.*, **122**, 2267, 2001.
22. *K.Abazajian, J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agüeros et al.*, *Astrophys. J. Suppl*, **182**, 543, 2009.
23. *X.F.Deng*, *Astrophys. J.*, **721**, 809, 2010.
24. *G. de Vaucouleurs*, *Astrophys. J. Suppl.*, **5**, 233, 1961.
25. *J.Kormendy*, *Astrophys. J.*, **217**, 406, 1977.
26. *R.G.Bower, J.R.Lucey, R.S.Ellis*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **254**, 601, 1992.
27. *S.Y.Shen, H.J.Mo, S.D.M.White et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **343**, 978, 2003.
28. *I.K.Baldry, K.Glazebrook, J.Brinkmann et al.*, *Astrophys. J.*, **600**, 681, 2004.
29. *M.Balogh, I.K.Baldry, R.Nichol et al.*, *Astrophys. J.*, **615**, L101, 2004.
30. *B.Kelm, P.Focardi, G.Sorrentino*, *Astron. Astrophys.*, **442**, 117, 2005.



## ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ CP-ЗВЕЗД НА ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. III

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 20 ноября 2013

Принята к печати 19 февраля 2014

Оценки возрастов магнитных звезд показали, что самые старые магнитные звезды имеют возраст  $t = 10^9$  лет. Найлены признаки того, что постоянная затухания магнитного поля из-за омических потерь  $\tau \gg 10^9$  лет, что подтверждает теоретические расчеты. Это подтверждает также предположение, что в атмосферах магнитных звезд нет никаких причин, кроме омического затухания, разрушающих магнитное поле вплоть до того момента, когда на звезде начинается конвекция. Изменение поверхностного магнитного поля со временем фактически определяется только двумя одновременно действующими в противоположном направлении факторами - уменьшением поля вследствие увеличения радиуса звезд и увеличением поля за счет релаксации мелких структур. Получены дополнительные данные о том, что уменьшение среднего поверхностного магнитного поля с эволюционным ростом радиуса звезд происходит практически по кубической зависимости. Этот результат подтверждает предположение, что крупномасштабная конфигурация магнитных полей приближается к дипольной.

**Ключевые слова:** *звезды; магнитные поля CP-звезд*

1. **Введение.** В работах I и II [1,2] для исследования изменения магнитного поля звезд Главной последовательности были использованы средние величины  $B_s$  поверхностных магнитных полей 120 звезд, оцененные разными авторами по непосредственным измерениям и методом моделирования. В первую очередь, была сделана попытка уточнить время жизни магнитного поля у химически пекулярных звезд, которое вследствие омических потерь предполагается равным  $\tau = 10^{10} - 10^{11}$  лет для звезд с радиусом  $R > 1.5 R_{\odot}$ . Это важно потому, что исчезновение поля быстрее, чем  $\tau$  будет указывать на наличие дополнительных источников потерь, таких как меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение, турбулентия и др. Как было упомянуто в работах [1,2], оценки разных авторов времени существования полей колеблются в пределах  $\tau = 10^8 - 10^{10}$  лет. Наши оценки величины  $\tau$ , сделанные в работе [3] по звездам в скоплениях разного возраста, нельзя считать достаточно надежными, потому что использовались данные для звезд всех типов пекулярности вместе. Но в работе [1] показано, что звезды основных типов пекулярности- He, Si и SrCrEu имеют существенно разные средние величины поля, что искажает искомые зависимости. Еще сильнее оказалось влияние непрерывного изменения магнитного поля от

практически нулевого значения вблизи ZAMS (Zero Age Main Sequence) до максимального вблизи полосы звезд  $V$  класса светимости, возникающего вследствие двух накладывающихся процессов: 1) роста поля вследствие его поверхностной релаксации и 2) одновременного падения поля вследствие эволюционного увеличения радиуса звезды. Несмотря на столь сложное взаимодействие всех факторов, совершенно очевидно, что существуют реальные магнитные звезды с предельным возрастом  $t = 10^9$  лет, но не более. Это на два порядка меньше теоретического предела. Надо только понять, изменяется ли полный поток магнитного поля с течением времени и что происходит со звездами после достижения возраста  $t = 10^9$  лет.

## 2. Изменение поля при эволюционном увеличении радиуса.

В первую очередь надо уточнить закон изменения поля вследствие увеличения радиуса. В работе [2] для исключения влияния эволюционного изменения радиуса средние величины поверхностных магнитных полей  $B_s$  приводились к моменту, когда они принадлежали, или будут принадлежать  $V$  классу светимости, т.е. когда их относительный радиус  $R/R_{ZAMS} = 1.4$  (далее  $R/R_z$ ). При этом предполагалось, что поверхностное магнитное поле уменьшается при эволюционном увеличении радиуса по кубической зависимости как поле точечного диполя, у которого расстояние между магнитными зарядами  $l \ll R$ , а величина поля изменяется с расстоянием от диполя как  $B = q \cdot l / R^3$  ( $q$  - заряд монополя,  $R$  - радиус звезды). В результате исправления величин  $B_s$  за влияние эволюции получилось, что среднее поле с возрастом не меняется вплоть до предельной величины  $t = 10^9$  лет, и звезд с большим возрастом не существует. Оказалось также, что кроме уменьшения поля вследствие увеличения радиуса, надо учесть еще быстрый начальный рост поля после ZAMS, происходящий за счет релаксации сложной поверхностной структуры. Наблюдаемые сейчас крупномасштабные неоднородности поля свидетельствуют о том, что в начальных стадиях эволюции поле было неоднородным. Наблюдаемый вектор магнитного поля  $\mathbf{B}_{cp} = \mathbf{B} + \Sigma \mathbf{B}_i$ , где  $\mathbf{B}$  вектор глобального дипольного поля,  $\mathbf{B}_i$  - векторы полей неоднородностей,  $i$  - число неоднородностей. Неоднородности на поверхности постепенно исчезают вследствие неустойчивости за время, пропорциональное квадрату характерных размеров неоднородностей. На ZAMS'e у звезды наблюдается в основном только верхний слой неоднородного поля, возмущенного аккреционными процессами, которое за счет релаксации мелких неоднородностей вначале быстро исчезает, после чего начинает проявляться основное дипольное поле. Вероятно, дипольное поле внутри звезды, которое успело сформироваться до достижения Главной последовательности, организует поле поверхностных структур. Таким образом, кроме глобального магнитного поля дипольной формы на поверхности звезды должны наблюдаться мелкие неоднородности, намагниченные в разных направлениях.

Как видно из работы [4], размеры / магнитных диполей у СР- звезд получаются порядка долей радиуса звезд и условие  $l \ll R$ , не выполняется. Следовательно, напряженность магнитного поля изменяется с расстоянием от диполя медленнее, чем получается при кубической зависимости. В работе [5] предполагалось падение поля по квадратическому закону. Нам неизвестна реальная величина этой степени, и неизвестно как она влияет на результат приведения  $B_s$ -звезд к  $R/R_z = 1.4$ , поэтому для выяснения степени ее влияния на приведенные величины был выполнен вариант с учетом квадратического закона и результат сравнен с данными при предположении кубической зависимости.

На рис.1а точками показаны наблюдаемые средние величины  $B_s$  на разных  $R/R_z$ . Следует заметить, что самая левая точка  $R/R_z = 0.9$  - средняя

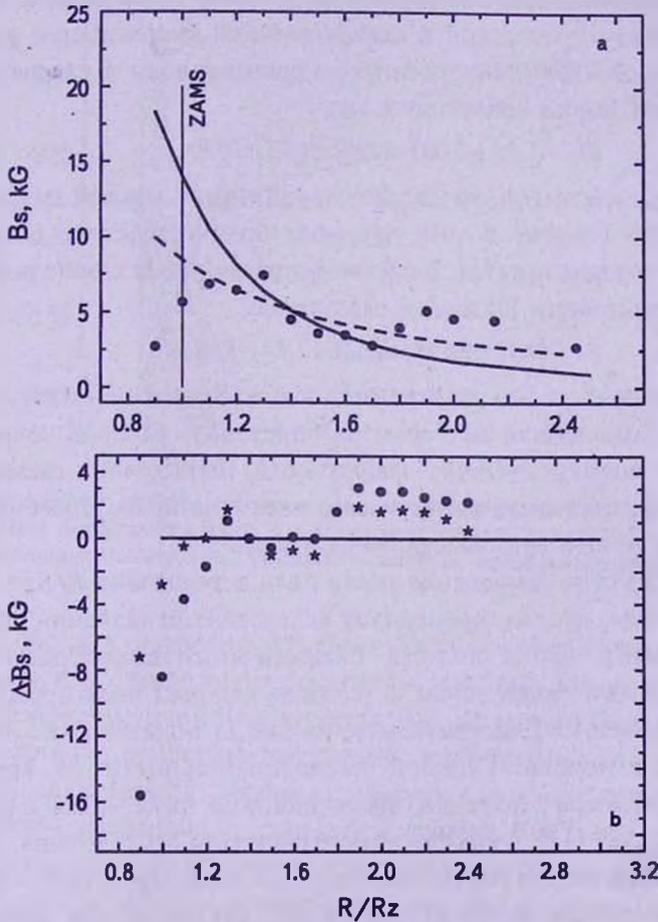


Рис.1. Изменение среднего поверхностного магнитного поля  $B_s$  в течение эволюции звезды поперек полосы Главной последовательности. а - Кружки - измеренные величины; сплошная линия - кубический закон изменения, штриховая линия - квадратический закон изменения. б - Отличие  $\Delta B_s$  средних наблюдаемых величин  $B_s$  от кубической (кружки) и квадратической зависимостей (звездочки).

величина  $B_s$  по трем Ae/Be-звездам Хербига, которые уже сформировали свое дипольное поле [6,7]. Вообще же, среднее поле молодых звезд, выходящих на ZAMS, имеет порядок сотни гаусс [8-10]. Поэтому левая часть зависимости  $B_s - (R/R_z)$  на самом деле должна изменяться быстрее. Степень роста поля после ZAMS должна быть уточнена после увеличения количества наблюдательных данных. Сплошной линией проведена кубическая зависимость, штриховой - квадратическая. На рис.1b показано отличие  $\Delta B_s$  в отдельных фазах средних наблюдаемых величин  $B_s$  от кубической (кружки) и от квадратической зависимостей (звездочки). Из рис.1a и 1b видно, что величины  $B_s$  изменяются со временем не только из-за увеличения радиуса (уменьшаются), но также вследствие релаксации (увеличиваются) поверхностной тонкой структуры магнитного поля из-за их нестабильности [2]. Все наблюдаемые средние величины  $B_s$  были приведены к моменту  $R/R_z = 1.4$  с учетом кубической и квадратической зависимостей отдельно.

Зависимость  $B_s - (R/R_z)$ , построенная по исправленным за квадратический эффект данным, имеет следующий вид

$$B_s = (1.55 \pm 2.00) + (2.49 \pm 1.33) \cdot R/R_z,$$

т.е. угол наклона небольшой, но достаточно уверенный; угловой коэффициент равен  $1.9\sigma$ . Это говорит о том, что рост поля вследствие релаксации полностью не компенсируется. В случае исправления  $B_s$  с использованием кубической зависимости [2] имеем следующее

$$B_s = (9.12 \pm 12.68) + (0.46 \pm 1.44) \cdot R/R_z.$$

Наклон отсутствует, а это показывает, что кубический закон ближе к реальному. К сожалению, нет способа определить степень точнее. Для более точной оценки степени зависимости необходимо существенно увеличить количество звезд с известными величинами  $B_s$ . Поэтому впредь мы учитываем только кубическую зависимость.

На рис.1b заметно замедление роста поля в диапазоне  $R/R_z = 1.3 - 1.7$ . Мы предполагаем, что это происходит вследствие замедления движения звезды в верхней части полосы Главной последовательности, где эволюционный трек делает зигзаг, в то время как рост поля продолжается с прежней скоростью. Действительно, на рис.2a показано как движется звезда поперек полосы Главной последовательности со временем. Зависимость построена с помощью эволюционного трека звезды с радиусом  $R = 1.5 R_\odot$  на ZAMS [11], соответствующего звездам SrCrEu-типа. Хорошо видно, что радиус звезды плавно меняется до момента  $R/R_z = 1.9$ , затем, в диапазоне возрастов от  $0.9 \cdot 10^9$  до  $1.4 \cdot 10^9$  лет, ее радиус фактически остается неизменным, после чего звезда продолжает увеличиваться в размерах. Следовательно, скачек  $B_s$  на рис.1b после  $R/R_z = 1.9$  происходит за счет не прекращавшегося роста магнитного поля вследствие релаксации поверхностной структуры при постоянном радиусе.

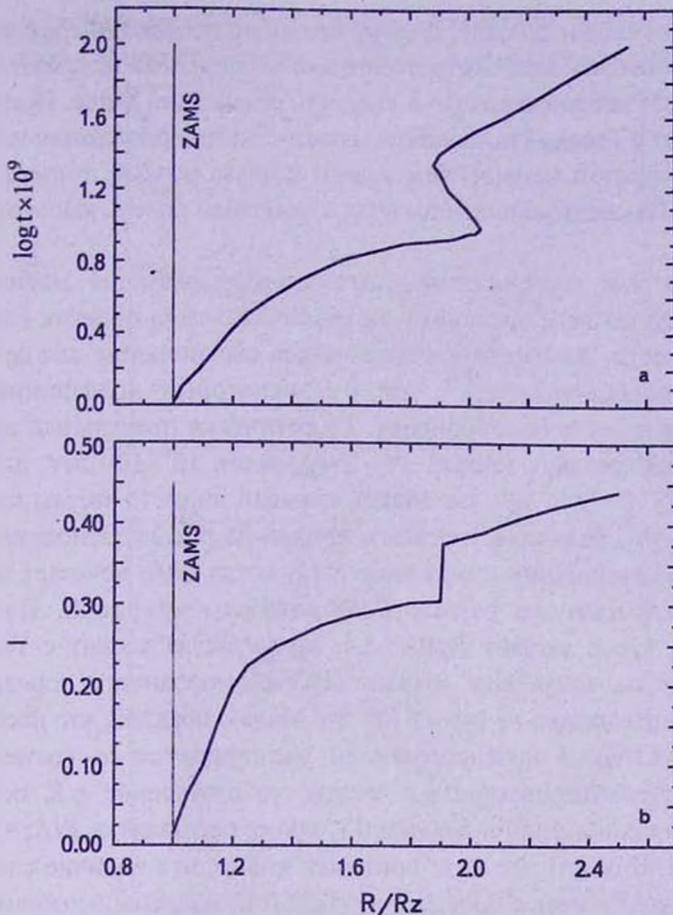


Рис.2. Изменение свойств магнитных звезд при их эволюционном движении поперек полосы Главной последовательности. а - изменение возраста звезд SrCrEu-типа на разных  $R/R_z$ . б - изменение минимальных размеров магнитных неоднородностей на разных  $R/R_z$ .

Таким образом, очевидно, что факт роста поверхностного магнитного поля с возрастом определяется достаточно надежно. Он не противоречит предположению, что поверхностная структура магнитного поля неоднородна, хотя и достаточно стабильна (отсутствует турбулентия) для поддержания диффузионных процессов. Степень неоднородности уменьшается с возрастом, а оставшиеся неоднородности становятся крупнее. Как было сказано выше, полный вектор магнитного поля состоит из суммы основного "дипольного" вектора и мелкомасштабной составляющей, которая должна влиять только на ширину спектральных линий.

Максимум изменения поля может происходить для разных групп звезд на разных  $R/R_z$ , потому что его положение зависит от того, когда кубическая зависимость начинает преобладать над зависимостью роста поля. У He-звезд

этот момент происходит раньше, потому что их движение поперек полосы Главной последовательности быстрее. Вначале после ZAMS исчезают самые мелкомасштабные неоднородности, и скорость релаксации выше. Поскольку He-звезды уходят с Главной последовательности быстро, релаксация успевает происходить в среднем меньше, чем у звезд с более низкой температурой. Поэтому среди He-звезд меньше объектов с заметным полем, как это видно из работы [10].

Посмотрим как изменяются минимальные размеры магнитных неоднородностей по мере эволюции звезды SrCrEu-типа поперек Главной последовательности. Для этого использовалось соотношение для времени жизни неоднородности  $t = k \cdot r^2$ , где  $k$  - некоторый коэффициент, а  $r$  - характерный размер неоднородности. Теоретически предельный возраст магнитного поля звезды с массой  $M = 2M_{\odot}$  равен  $10^{10}$ - $10^{11}$  лет, диаметр звезды на ZAMS  $D = 2.17 \cdot 10^6$  км. Максимальный диаметр звезды примем равным  $5.5 \cdot 10^6$  км. Величины  $t$  сняты с кривой на рис.2а. Относительные величины  $r$  (по отношению к величине  $r = 1$ , когда поле исчезает за счет омической диссипации) на разных  $R/R_z$  показаны на рис.2б. Из этого рисунка видно, что в момент  $R/R_z \sim 2.4$ , когда звезда уходит с Главной последовательности, могут еще сохраняться неоднородности порядка 0.4 конечного диаметра звезды, т.е. до  $\sim 2 \cdot 10^6$  км. Можно показать, что поскольку максимальная величина неоднородностей увеличивается со временем и одновременно увеличивается радиус звезды, то отношение  $r/R$  остается приблизительно постоянным и равным 0.1, кроме промежутка  $R/R_z = 1 - 1.1$ , где оно меньше. В результате этой прикидки видно, что наличие сложных магнитных структур у звезд с большим возрастом не является неожиданным. Их время жизни только в разы, а не на порядки, меньше времени жизни дипольной составляющей магнитного поля.

3. *Предельный возраст магнитных звезд.* В предыдущих работах [1,2] описаны способы оценок возрастов изучаемых магнитных звезд. На рис.3а самые долго живущие звезды SrCrEu-типа нанесены на диаграмму Герцшпрунга-Рессела. Обозначения там следующие: сплошной линией обозначена Начальная Главная последовательность (ZAMS), толстой штриховой линией обозначена верхняя граница ZAMS. Цифры относятся к разным изохронам и обозначают возраст в единицах  $10^8$  лет. Буквами T обозначены эволюционные треки. Тонкой штриховой линией справа обозначена граница, достигнув которую при своем эволюционном движении, звезды теряют дипольное магнитное поле, не достигнув верхней границы Главной последовательности. Таким образом, часть звезд разных типов пекулярности достигает верхней границы полосы Главной последовательности и покидает ее в разном возрасте (см. рис.3б и рис.3с) и теряет дипольное поле. Интереснее выглядит положение самых старых объектов, к которым относятся самые

правые холодные звезды на рис.3а правее изохроны  $t=10^9$  лет. На диаграмме видно, как и на зависимостях  $B_s-(\log t)$  в предыдущих работах [1,2], что,

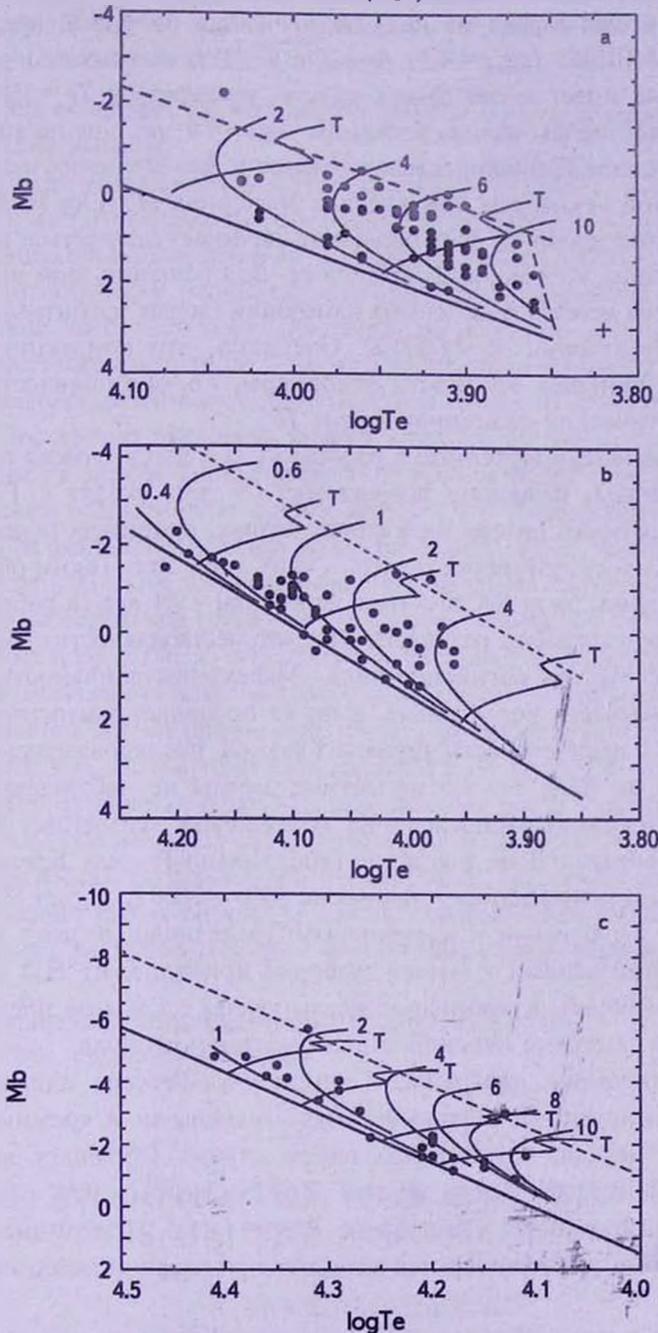


Рис.3. Магнитные звезды разных типов пекулярности на диаграмме Гершпрунга-Рессела. а - звезды SrCrEu-типа (цифры рядом с изохронами - возраст в  $10^9$  лет, крестик - самая старая звезда HD 101065); Т - эволюционные треки. б - то же, что на (а) для звезд Si-типа. с - то же, что на (а) для звезд He-r+He-w-типов, но цифры - возраст в  $10^8$  лет.

звезды движутся вдоль эволюционных треков вправо и вверх до тонкой штриховой линии, после этого исчезают. Возраст этих звезд немного более  $\log t = 9.0$  лет. Самая старая из них, обозначенная на рис.3а крестиком справа, это HD 101065 ( $\log g = 4.2$ ,  $B_s = 2300$  G [12], ее возраст  $\log t = 9.1$ ,  $R/R_{\text{ZAMS}} = 1.1$ , она имеет также самую низкую температуру  $T_e = 6500$  K.

Самые правые звезды вблизи изохроны  $\log t = 9.0$  лет еще не достигли верхней части полосы Главной последовательности. Без сомнения магнитное поле исчезает при некоторых критических значениях  $M_b$  и  $\log T_e$ . Можно предположить, что в данной фазе эволюции начинает появляться поверхностная конвекция, которая разрушает поле. Для решения этой интереснейшей проблемы необходимы точные измерения слабых магнитных полей у звезд с температурами  $T_e < 6000$  K. Очевидно, что конвекция легче образуется при меньшей плотности атмосферы, т.е. она появляется при некоторых критических величинах  $\log g$  и  $T_e$ .

Учитывая данные, полученные в работах [1,2] и здесь, можно предположить, что звезды, имеющие возраст  $\log t < 9$  лет, уходят с Главной последовательности без потери магнитного потока, например, постоянная затухания поля из-за омических потерь  $\tau = 10^{10} - 10^{11}$  лет. Таким образом, предельный возраст звезд SrCrEu-типа равен  $\log t = 9.1$  лет (в работе [13]  $\log t = 9.0$ ). Этот результат еще раз показывает, что нестабильность атмосферы губительно действует на магнитное поле. Эффект нестабильности делит звезды на магнитные и нормальные, а также подавляет магнитное поле при достижении верхней части полосы Главной последовательности, в результате чего на  $R/R_z > 2 - 2.5$  магнитные звезды не наблюдаются.

На рис.3б показано распределение кремниевых магнитных звезд с известными величинами  $B_s$  на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. Кремниевые и SrCrEu-звезды перекрываются в диапазоне 8400 - 10600 K за счет SiSrCrEu звезд, которые мы отнесли к кремниевым. Предельный возраст звезд с кремниевыми аномалиями в нашей выборке принадлежит HD 143473, имеющей  $\log t = 8.66$  лет. Кремниевые звезды уходят с Главной последовательности, имея заметные неоднородности магнитного поля.

На рис.3с показана диаграмма Герцшпрунга-Рессела для звезд с аномальными линиями He. Граница между гелиевыми и кремниевыми звездами более четкая, чем в предыдущем случае. Обращает на себя внимание концентрация звезд вблизи ZAMS, потому что основное количество звезд находится в диапазоне  $R/R_z = 1 - 1.5$ . В этом диапазоне магнитное поле быстро увеличивается вследствие релаксации поверхностной структуры.

Учитывая, что у звезд с большими массами эволюция происходит быстрее, очевидно, что величина поля не успевает достигнуть заметного уровня и на  $T_e \sim 24000$  K (в нашей выборке это HD 64740,  $\log t = 7.08$ ) магнитные звезды

исчезают. Это замечание было высказано и в [1,2]. Небольшое магнитное поле  $B_s = 828$  Гс найдено пока только у звезды O- типа HD 149438 [15,16], имеющей  $T_e = 30000$  К. Не исключено, что имеет место также эффект неустойчивости атмосфер таких звезд.

4. **Заключение.** На основании данной работы и работ [1,2] сделаем следующие выводы:

1) Предельный возраст магнитных звезд  $t = 10^9$  лет, после достижения которого магнитное поле на поверхности у них исчезает, вероятно, вследствие возникновения конвекции. При температурах выше 18000 К магнитное поле звезд статистически начинает ослабляться и прерывается на  $T_e \sim 24000$  К вследствие того, что темп эволюции звезд велик и сложная структура поверхностного магнитного поля не успевает релаксировать. Не исключено, что сказывается нестационарность в верхних слоях атмосфер.

2) Достаточно уверенно можно утверждать, что магнитное поле на поверхности звезды уменьшается с возрастом вследствие эволюционного увеличения радиуса звезд приблизительно по кубическому закону. Основываясь на результатах моделирования магнитных полей, можно предположить, что степень должна быть меньше, чем в случае "точечного" магнитного диполя, но вероятнее всего она не сильно отличается от 3.

3) Рост поля после ZAMS за счет релаксации мелких структур, очевидно, происходит на самом деле быстрее, чем наблюдается. Наблюдаемое изменение "размывается" двумя причинами: 1) за счет ошибок величин  $R/R_z$  и 2) за счет того, что звезды приходят на ZAMS не точно на  $R/R_z = 1$ .

4) Нет признаков того, что при подходе звезд к возрасту  $t = 10^9$  лет магнитное поле начинает падать вследствие омического эффекта. Очевидно, что постоянная затухания магнитного поля на самом деле  $\tau > 10^9$ , что подтверждает вывод работы [17] и результаты теоретических оценок для звезд таких радиусов, которые имеют магнитные звезды.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,  
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

## THE EVOLUTION OF MAGNETIC FIELDS OF CP STARS ON THE MAIN SEQUENCE. III

Yu.V.GLAGOLEVSKIĬ

Age estimates of magnetic stars have shown that the oldest magnetic stars have ages of  $t = 10^9$  years. Indications are found that the magnetic field decay

constant due to the ohmic losses is  $\tau \gg 10^9$  years, confirming the theoretical calculations. This confirms the assumption that in the atmospheres of magnetic stars there are no factors, other than ohmic damping, destroying the magnetic field until the time when convection starts. The variation of the surface of the magnetic field over time is actually determined by only two factors, simultaneously acting in the opposite directions - the reduction of the field due to the increased radius of the stars and the increase of the field due to the relaxation of small structures. There is additional evidence that the decrease in the average surface magnetic field with the evolutionary increasing stellar radii is cubic dependence. This result supports the assumption that the large-scale configuration of the magnetic fields approaches the dipole pattern.

Key words: *stars: magnetic fields of CP stars*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В.Глаголевский, *Астрофизика*, 56, 189, 2013.
2. Ю.В.Глаголевский, *Астрофизика*, 56, 441, 2013.
3. Ю.В.Глаголевский, В.Г.Клочкова, И.М.Копылов, *Астрон. ж.*, 64, 360, 1987.
4. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, 66, 144, 2011.
5. Yu.V.Glagolevskij, *Magnetic stars*, Leningrad, Nauka, 1988, p.206.
6. Ю.В.Глаголевский, *Астрофизика*, 55, 189, 2012.
7. Ю.В.Глаголевский, *Астрофиз. Бюлл.* (готовится к печати).
8. Yu.V.Glagolevskij, *Chemically peculiar and magnetic stars*, Tatranska Lomnica, 1994, p.21.
9. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, *Stellar magnetic fields*, Moscow, p.116, 1997.
10. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, *Bull. SAO*, 45, 105, 1998.
11. S.Ekstrem, C.Georgy et al., *Astron. Astrophys.*, 537, A146, 2012.
12. D.Schulyak et al., *Astron. Astrophys.*, 520, A88, 2010.
13. A.E.Gomez et al., *Astron. Astrophys.*, 336, 953, 1998.
14. Yu.V.Glagolevskij, *Bull. SAO*, 53, 33, 2002.
15. J.-F.Donati et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 370, 629, 2007.
16. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, 2014 (в печати).
17. Yu.V.Glagolevskij, *Magnetic stars*, Leningrad, "Nauka", 1988, p.206.

## ОБЛАСТЬ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ SNO 87

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 9 октября 2013

Принята к печати 19 февраля 2014

Область звездообразования SNO 87 связана с темным облаком LDN 212.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения части молекулярного облака, связанного с SNO 87, показали, что SNO 87 расположен несколько севернее от наиболее плотной части молекулярного облака. Имеется биполярное молекулярное истечение из SNO 87, причем обе ветви истечения синие, т.е. истечение направлено к нам со скоростью  $\sim 3.5$  км/с по отношению к облаку. Проведены также  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения части облака, расположенной к *E* от SNO 87. Эти наблюдения показали, что эта часть облака вращается с угловой скоростью  $\Omega = 2.44 \cdot 10^{-14}$  с $^{-1}$ . SNO 87 состоит из нескольких звезд, связанных с туманными волокнами, выбросами, объектами Хербига-Аро. SNO 87 также связан с точечным источником IRAS 18064-2413.

**Ключевые слова:** *область звездообразования; молекулярное истечение; вращение облака*

1. *Введение.* В [1,2] нами был проведен поиск новых областей звездообразования, объектов Хербига-Аро, тесных систем типа Трапедии на картах Южного неба. У некоторых из этих объектов найдены молекулярные истечения, в том числе биполярные (см. например [3,4]).

Как известно, области звездообразования бывают двух видов. 1. Области, связанные с гигантскими молекулярными облаками (ГМО), в которых рождаются звезды с большими массами. 2. Области звездообразования, в которых рождаются звезды малых и средних масс. Исследованная в данной статье область звездообразования SNO 87 относится ко второму виду.

2. *Объект SNO 87.* SNO 87 является областью звездообразования второго типа (см. выше). С этой областью связаны звезды, среди которых имеются два МЗО, звезды, связанные с выбросами, туманные волокна, выброс со сгущением на конце, объекты Хербига-Аро (см. рис.1). Объект SNO 87 вместе со связанным с ним темным облаком LDN 212 находится в OB-ассоциации Sgr OB1 рядом с областью III (IC 4685) и скоплением звезд Cr 367. Расстояние до Sgr OB1 в [5] оценивается в 1250 пк, можно предположить, что и SNO 87 находится на этом расстоянии. Ниже приводится табл.1, в которой приводятся данные о звездах, связанных с SNO 87 (данные взяты из Vizier). В первом столбце таблицы дан номер звезды, во втором и третьем - координаты звезды, в столбцах 4-6 - ИК цвета звезд.

## ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ, СВЯЗАННЫХ С SNO 87

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	$J$	$J - H$	$H - K$
1	18 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> 30 <sup>s</sup> .925	-24 <sup>°</sup> 12'22".59	11.690	1.506	0.523
2	18 09 30.781	-24 12 26.18	13.783	2.729	-0.835
3	18 09 30.243	-24 12 23.90	13.345	0.577	0.568
4	18 09 29.754	-24 12 28.81	14.250	0.100	1.680
5	18 09 29.768	-24 12 24.70	14.181	0.182	1.630
6	18 09 29.759	-24 12 36.49	14.316	1.385	0.578
7	18 09 29.205	-24 12 01.32	13.665	0.558	0.251
8	18 09 32.113	-24 12 57.11	12.015	0.532	0.124
9	18 09 32.378	-24 12 13.95	13.056	0.313	0.120

Как видно из табл.1, среди этих звезд имеются два МЗО (звезды 4 и 5, у которых большие значения  $H - K$ ). Звезда 8 имеет прямолинейный выброс, звезда 9 имеет два выброса (см. рис.1). В Vizier для звезды 8 приводятся следующие величины:  $V = 13^m.62$ ,  $B - V = 0^m.84$ , отсюда при расстоянии 1250 пк будем иметь  $M_V = 3^m.12$ . Из [6] для звезды 8 спектральный класс будет в интервале F0V - F5V. Для звезды 9 из Vizier будем иметь:  $V = 13^m.96$ ,  $B - V = 0^m.70$ . При расстоянии 1250 пк для этой звезды получим  $M_V = 3^m.46$ . Спектральный класс, согласно [6], для этой звезды также будет в интервале F0V - F5V. Имеется также сгущение на конце выброса под номером 7 в табл.1 (см. рис.1). В области звездообразования SNO 87 имеется также группа объектов Хербига-Аро (см. рис.1). С

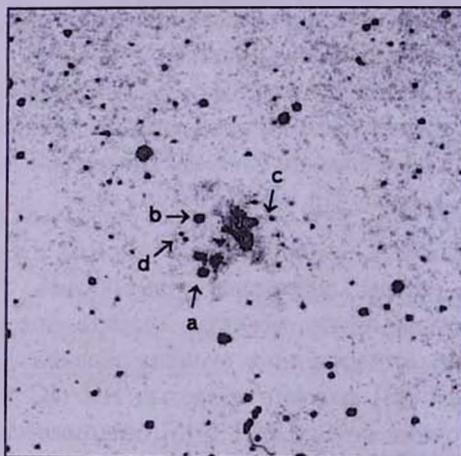


Рис.1. DSS2 R изображение области, содержащей объект SNO 87. а - звезда с прямолинейным выбросом (звезда 8 из табл.1), б - звезда с двумя волокнами (звезда 9 из табл.1), с - выброс со сгущением на конце (сгущение - объект 7 из табл.1), d - объекты Хербига-Аро. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6' x 6'.

объектом SNO 87 связан точечный ИК источник IRAS 18064-2413 [7]. В [8] приводятся следующие ИК цвета для ИК источников:  $R(1, 2) = \log((F(25) \times 12)/F(12) \times 25)$ ;  $R(2, 3) = \log((F(60) \times 25)/(F(25) \times 60))$ ;  $R(3, 4) = \log((F(100) \times 60)/(F(60) \times 100))$ . Для IRAS 18064-2413, употребив значения ИК величин из [7], для ИК цветов будем иметь следующие значения:  $R(1, 2) = 0.196$ ;  $R(2, 3) = 0.173$ ;  $R(3, 4) = 0.574$ . Согласно [8], IRAS 18064-2413 имеет ИК цвета, соответствующие холодному непроэволюционировавшему источнику, погруженному в темное облако. Для такого источника имеет место следующее неравенство:  $R(3, 4) > 0.3$ .

### 3. $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения области звездообразования SNO 87.

$^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения части молекулярного облака LDN 212, связанного с SNO 87, были проведены 30 августа 2003г. на 15-м SEST (Швеция - ESO субмиллиметровый телескоп) телескопе в Сьерро Ла Силья, Чили. Диаграмма направленности антенны на 115 GHz  $\sim 45''$ , эффективность пучка 0.70. Положения в направлении источника были пронаблюдены с интервалом в  $40''$  в режиме частотной модуляции с разбросом частот в 10 MHz. Телескоп во время наблюдений был снабжен SIS детектором и акусто-оптическим спектрометром с высоким разрешением (с 1000 каналами и с разрешением скорости в 0.112 км/с). Эти наблюдения проведены с ныне покойным проф. Хорхе Майем (Национальная обсерватория Чили, Сантьяго, Чили).

$^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения проведены для части молекулярного облака, связанного с SNO 87. Результаты  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдений представлены на рис.2. Как видно из рисунка, кроме основного излучения облака со скоростью в интервале (11.2 - 12.2) км/с, имеется истечение, сдвинутое в синюю сторону со скоростью в интервале (7.5 - 9) км/с, т.е. синее истечение

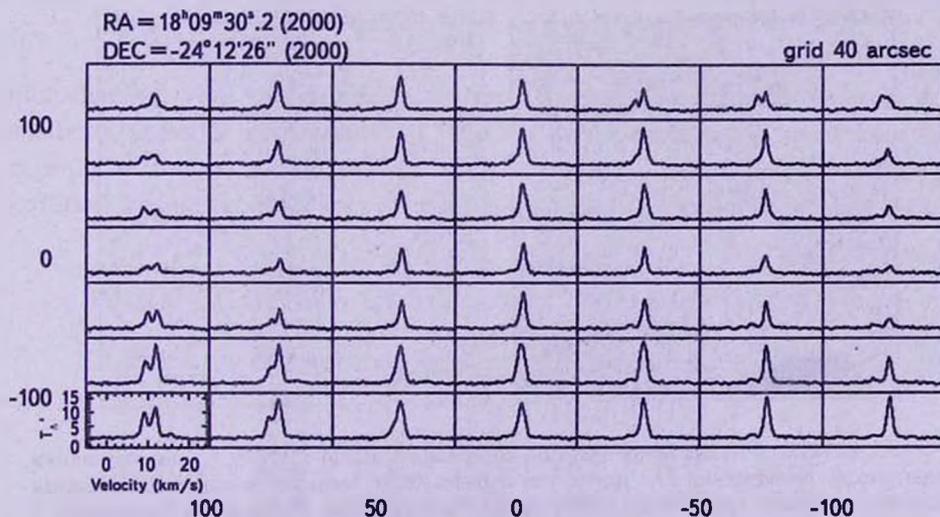


Рис.2.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  спектры области вокруг SNO 87.

имеет скорость примерно  $-3.5$  км/с по отношению к облаку. В приведенной ниже табл.2 ячейки соответствуют ячейкам на рис.2. В табл.2 представлены антенные температуры основного излучения облака (в каждой ячейке справа) и синего истечения (в каждой ячейке слева). Антенные температуры приведены в единицах  $0.45$  К.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АНТЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ ОБЛАКА,  
СВЯЗАННОГО С SNO 87

3	11	2	21	-	26	-	23	7	16	9	12	6	8
6	6	3	18	3	27	4	29	5	29	4	27	3	12
7	6	4	13	4	20	3	27	4	28	5	22	3	11
6	8	3	12	3	20	4	24	4	22	3	14	4	5
11	12	7	13	3	20	2	28	4	23	4	20	3	6
13	16	9	25	-	29	2	31	4	32	3	29	4	20
16	18	9	25	8	32	3	29	4	32	5	32	3	33

Как видно из табл.2, объект SNO 87 расположен несколько севернее области с наибольшим поглощением. Из таблицы также видно, что синее истечение наибольшую плотность имеет к *NW* и *SE* от SNO 87. В данном случае мы имеем дело с биполярным истечением, но в отличие от обычного биполярного истечения, у SNO 87 нет противоположных ветвей (красная и синяя), здесь имеются две синие ветви. Можно предположить, что источник истечения окружен плотным кольцом, более далекая половинка которого плотнее и намного шире более близкой к нам половинки, вследствие чего истечение будет в основном происходить в сторону наблюдателя. В [9] нами был описан аналогичный случай наличия двух

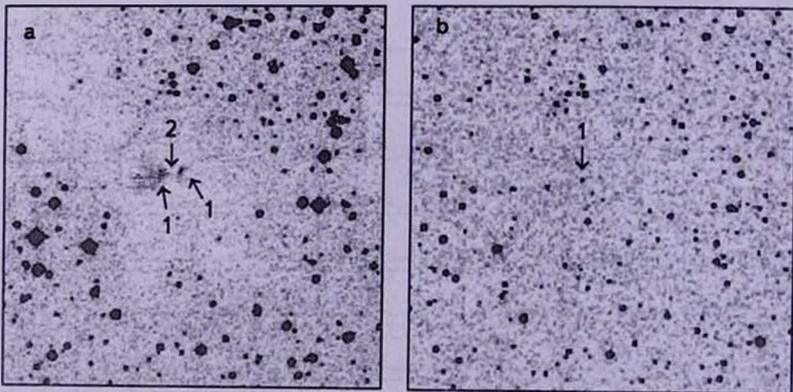


Рис.3. а. DSS2 *R* изображение области, содержащей объект GRV 8. 1 - две половинки биконической туманности, 2 - место, где должна была быть расположена центральная звезда биконической туманности. Север наверху, восток слева. Размеры изображения  $6' \times 6'$ . б. 2MASS *K* изображение области, содержащей объект GRV 8. 1 - центральная звезда биконической туманности. Север наверху, восток слева. Размеры изображения  $6' \times 6'$ .

одинаковых ветвей у биполярного истечения, связанного с объектом GRV 8. В случае GRV 8 обе ветви имеют красное истечение. В случае GRV 8 можно предположить, что источник истечения окружен плотным кольцом, которое имеет более плотную и широкую половинку в обращенной к нам стороне. На самом деле центральная звезда из-за сильного поглощения не видна на DSS2 R изображении, но видна на 2MASS K изображении (см. рис.3), причем биполярное истечение видно и на DSS2 R изображении в виде яркой биконической туманности. Направления истечений в оптике совпадают с направлениями радиорукавов.

$^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения проведены также для части облака, расположенной восточней SNO 87. На рис.4 приводятся спектры, пронумерованные в

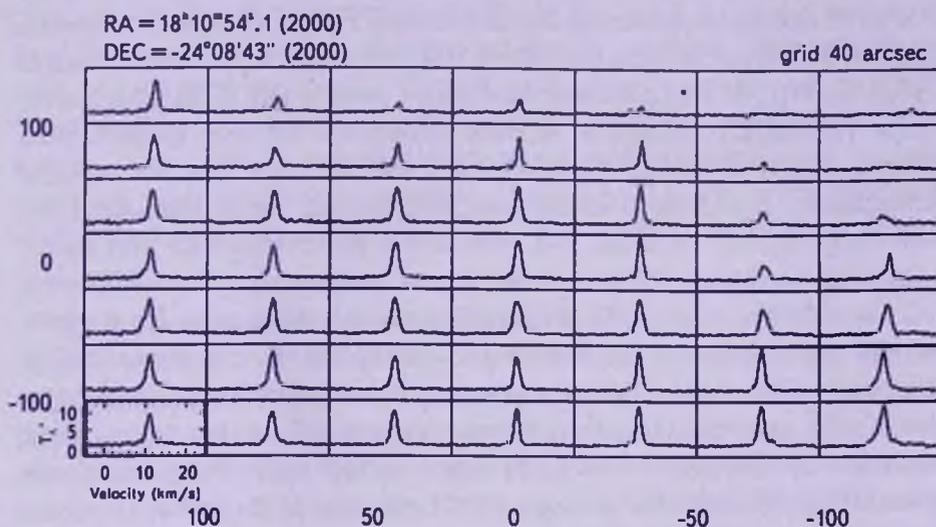


Рис.4.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  спектры части облака, расположенной восточней SNO 87.

направлении этой части облака, представленные в виде распределения по ячейкам, размеры которых  $40''$ . В табл.3 на основании рис.4 представлены данные о пиках излучения в  $^{12}\text{CO}(1-0)$ . Ниже приводится табл.3, в которой ячейки соответствуют ячейкам на рис.4. Скорость дана в км/с.

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ  $^{12}\text{CO}(1-0)$  В ОБЛАСТИ  
 ВОСТОЧНЕЙ SNO 87

12.17	11.55	11.86	11.24	11.24	-	-
11.86	11.24	11.55	11.24	11.24	11.55	-
11.55	10.93	11.55	11.24	10.93	11.55	-
11.24	10.62	11.24	11.24	10.93	11.55	12.48
11.24	10.62	10.93	10.93	10.93	10.93	12.17
11.24	10.62	10.93	10.93	10.93	10.62	11.24
11.24	10.62	10.93	10.93	10.93	10.62	11.24

Из таблицы можно заключить, что в этой части облака имеется градиент скорости в направлении  $N-S$ . Этот градиент равен  $1.1 \text{ км/с}$  на  $240''$ . Если за расстояние до SNO 87 принять  $1250 \text{ пк}$ , то угловая скорость вращения будет равна:  $\Omega = \Delta V / \Delta r = 2.44 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$ . Период вращения будет равен:  $T = 2\pi / \Omega = 8.2 \cdot 10^6 \text{ лет}$ . Ввиду того, что градиент скорости имеет направление  $N-S$ , можно заключить, что вращение происходит вокруг оси вращения, имеющей направление  $E-W$ . В [10] приводятся данные о нескольких вращающихся облаках (глобулах Бока) с угловыми скоростями в промежутке  $\Omega = (0.3-3) \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$ , так что облако около SNO 87 имеет скорость вращения, сходную со скоростью быстро вращающихся глобул.

4. *Радиальная система темных глобул около SNO 87.* Недалеко от SNO 87 находится радиальная система темных глобул, которая не включена в список известных радиальных систем [11]. Эта радиальная система связана с областью НП (IC 4685), которая освещается звездой HD 165921 (см. рис.5). Звезда HD 165921 входит в звездное скопление Ст 367. Радиальными системами темных глобул называют системы глобул, в которых глобулы расположены радиально относительно центральных звезд, вызвавших эту ориентацию [12,13]. Согласно [14], радиальные системы бывают двух видов. 1. Системы с областью НП и с центральными звездами типа O и/или ранних B. 2. Системы без области НП и без центральных ранних звезд. По времени системы типа I являются более ранними. Радиальная система около SNO 87 занимает промежуточное положение между системами типов I и II - сохранилась центральная ориентация глобул, имеется область НП, но нет центральной яркой звезды. Мы предполагаем, что такой звездой могла быть в прошлом звезда HD 165921 типа O 7.5 V (см. рис.5), которая со временем удалилась

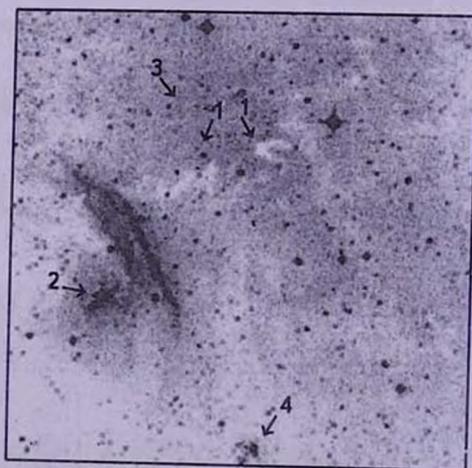


Рис.5. DSS2 R изображение области, содержащей радиальную систему темных глобул и объект SNO 87. 1 - темные глобулы, 2 - звезда HD 165921, 3 - область НП (IC 4685), 4 - объект SNO 87. Север наверху, восток слева. Размеры изображения  $18' \times 18'$ .

из центральной области радиальной системы. Оценим время удаления этой звезды из центра радиальной системы. Расстояние от центра радиальной системы до теперешнего положения звезды б'. Средняя скорость трех звезд, входящих в скопление Сг 367 (это звезды HD 165921, HD 155107 и HD 166033) около 1.40 mas/y, откуда пекулярная скорость звезды HD 165921 будет 0.61 mas/y (ее скорость 2.01 mas/y, данные о собственных скоростях звезд взяты из Vizier [15]). Значит, расстояние в б' звезда должна была пройти примерно за  $6 \cdot 10^5$  лет.

Оценим время, которое пройдет до распада радиальной системы из-за дифференциального вращения Галактики. Приливные силы являются разностью силы притяжения на противоположные границы какого-либо образования. После интегрирования формулы Оорта  $\Delta V_r = A \cdot r \cdot \sin 2(I - I_0)$ , или  $dr/r = A \cdot \sin 2(I - I_0) dt$ , по двум моментам времени мы будем иметь  $\ln(R_2/R_1) = A \cdot (t_2 - t_1) \sin 2(I - I_0)$ . Отсюда расширение радиальной системы будет наибольшим при  $I - I_0 = 45^\circ$  и время удвоения размеров системы будет  $\sim 3 \cdot 10^7$  лет. В течение этого времени приливная сила вызовет заметную приплюснутость системы. Поскольку мы не видим заметной приплюснутости у радиальной системы, то ее возраст должен быть меньше  $3 \cdot 10^7$  лет.

5. *Заключение.* Исследована область звездообразования SNO 87. Эта область связана с темным облаком LDN 212. В эту область звездообразования входят несколько звезд, среди которых есть М30, звезды с выбросами, а также имеется группа объектов Хербига-Аро. С SNO 87 связан также точечный ИК источник IRAS 18064-2413.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения части облака вокруг SNO 87 показали, что SNO 87 расположен несколько севернее от наиболее плотной части молекулярного облака. Кроме излучения самого молекулярного облака, наблюдается также биполярное молекулярное истечение из SNO 87. Это истечение очень необычное - обе его ветви смещены в синюю сторону (на  $\sim -3.5$  км/с по отношению к скорости излучения самого облака). Обычно при биполярном истечении одна ветвь бывает смещена в синюю сторону, вторая ветвь - в красную. Такое же аномальное биполярное истечение наблюдается у объекта GRV 8, но у него обе ветви смещены в красную сторону. Это необычное истечение объяснено наличием вокруг источника истечения плотного кольца, одна половинка которого намного шире другой половинки, причем в случае SNO 87 более широкая половинка расположена дальше от нас, а в случае GRV 8 - ближе к нам.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения части молекулярного облака к *E* от SNO 87 показали, что эта часть облака вращается с угловой скоростью  $\Omega = 2.44 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$  и с периодом  $T = 8.2 \cdot 10^6$  лет вокруг оси вращения, имеющей направление *E* - *W*. Рядом с SNO 87 находится радиальная система темных глобул. Эта система занимает

промежуточное положение между системами типа 1 и 2: сохранена радиальная направленность глобул, имеется область III, но нет центральной яркой звезды. Сделано предположение, что такой центральной звездой была звезда HD 165921, которая сместилась из центральной части радиальной системы.

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

## STAR FORMATION REGION SNO 87

A.L.GYULBUDAGHIAN

Star formation region SNO 87 is connected with dark cloud LDN 212.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  observations of a part of molecular cloud, connected with SNO 87, have shown that SNO 87 is situated a little to the *N* from the densest part of molecular cloud. There is a bipolar molecular outflow from SNO 87, moreover, the both lobes are blue shifted, that is the outflow is directed toward us with velocity  $\sim 3.5$  km/s in respect to the velocity of the cloud.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  observations of part of molecular cloud situated to the *E* from SNO 87 were also carried out. These observations showed that this part of molecular cloud is rotating with angular velocity  $\Omega = 2.44 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ . SNO 87 is consisting of several stars, connected with nebular filaments, jets, HH objects. SNO 87 is connected also with IRAS point source IRAS 18064-2413.

Key words: *star formation region: molecular outflow: cloud rotation*

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.L.Gyulbudaghian, L.F.Rodriguez, V.M.Villanueva, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 25, 19 1993.
2. A.L.Gyulbudaghian, J.May, L.Gonzalez, M.Mendez, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 40, 137, 2004.
3. A.L.Gyulbudaghian, J.May, Astrofizika, 51, 469, 2008.
4. A.L.Gyulbudaghian, J.May, Astrofizika, 50, 5, 2007.
5. L.Prisinzano, F.Damiani, G.Micela, S.Sciortino, Astron. Astrophys., 430, 941, 2005.
6. К.У.Аллен, Астрофизические величины, М., Мир, 1977.

7. IRAS Point Source Catalog, Version 2, 1988, Washington, D.C.
8. *J. Wouterloot, C. Walmsley*, *Astron. Astrophys.*, **168**, 237, 1986.
9. *A.L. Gyulbudaghian, J. May*, *Astrofizika*, **48**, 101, 2005.
10. *R.D. Kane, D.P. Clemens*, *Astron. J.*, **113**, 1799, 1997.
11. *А.Л. Гюльбудагян, Г.Б. Оганян, Л.Г. Ахвердян*, *Астрофизика*, **37**, 317, 1994.
12. *T.C. Hawarden, P.M. Brand*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **175**, 19P, 1976.
13. *Bo. Reipurth*, *Astron. Astrophys.*, **117**, 183, 1983.
14. *А.Л. Гюльбудагян*, *Астрофизика*, **23**, 295, 1985.
15. *S.E. Urban, N. Zacharias*, *The UCAC2 Bright Star Supplement*, US Naval Observatory, Washington, D.C., 2004-2006.



## ВРАЩЕНИЕ ЛИНИИ АПСИД В ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ GSC 4487 0347 = V 957 CEP

В.С.КОЗЫРЕВА<sup>1</sup>, А.В.КУСАКИН<sup>2</sup>

Поступила 3 декабря 2013

Принята к печати 19 февраля 2014

В 2009-2013гг. нами были проведены высокоточные ПЗС-наблюдения затменной двойной звезды GSC 4487 0347, получены кривые блеска. Вычислены фотометрические параметры и элементы орбиты, эфемериды главного и вторичного минимумов. Углы долготы периастра орбиты, полученные для разных наблюдательных сезонов, позволили вычислить скорость вращения линии апсид:  $\dot{\omega} = 2.28 \pm 0.04^\circ/\text{год}$ . Она оказалась в 1.5 раза быстрее, чем теоретическое значение, вычисленное для основного времени жизни звезд - компонентов (B8V+B9V) на Главной последовательности. Либо мы действительно застали звезды на кратком участке жизни вступления на Главную последовательность, либо на скорость вращения линии апсид влияет третье тело, по-видимому, присутствующее в системе, о чем в решении кривых блеска свидетельствует "третий" свет ( $L_3 \approx 10\%$  от блеска всей системы).

**Ключевые слова:** *затменные-переменные звезды; фотометрические элементы; вращение линии апсид*

1. *Введение.* Звезда GSC 4487 0347 ( $\alpha_{2000} = 23^{\text{h}}46^{\text{m}}10^{\text{s}}.45$ ,  $\delta_{2000} = +71^\circ29'55''.3$ ,  $p = 1^{\text{d}}.98873$ ) была открыта как затменно-переменная система более 10 лет назад на основе анализа данных NSVS-обзора переменных звезд северного неба [1]. Звезда вошла в список "50 новых затменных звезд с эллиптическими орбитами, найденными в базе данных ASAS, Hipparcos и NSVS" [2].

Мы получили наблюдения кривых блеска этой звезды на Тянь-Шаньской астрономической обсерватории на телескопе системы Риче-Кретьен -350 с ПЗС матрицей ST -402 в фильтре V в 2009 и 2011гг. Был проведен анализ полученных наблюдений, результаты опубликованы в [3].

На Тянь-Шаньской астрономической обсерватории в августе 2013г. на телескопе Цейсс-1000, который был вновь введен в строй после почти 20-летнего перерыва, с помощью ПЗС-матрицы Aropree 49000D9 нами были получены кривые блеска этой звезды в фильтрах B, V, R. Эти результаты позволили вычислить параметр  $k_2$ , отвечающий за внутреннее строение звезд в этой системе, и сравнить его с теоретическим значением.

2. *Наблюдения и анализ.* В качестве звезд сравнения при анализе ПЗС-кривых блеска всех фотометрических наблюдений использовались две соседние звезды: GSC 4487 0499 (c1) и GSC 4487 0225 (c2). В

пределах точности измерений ( $\sigma_{obs} = 0^{m}.01$ ) переменности блеска этих звезд во время наблюдений обнаружено не было.

Таблица 1

## ВЕЛИЧИНЫ GSC 4487 0347 В ФИЛЬТРАХ В, V, R

Звезда	B	V	R
GSC4487-0347	11 <sup>m</sup> .51 ± 0.02	11 <sup>m</sup> .20 ± 0.01	11 <sup>m</sup> .03 ± 0.02
Главный ком.	12 <sup>m</sup> .05 ± 0.03	11 <sup>m</sup> .73 ± 0.03	11 <sup>m</sup> .60 ± 0.03
Вторичный ком.	12 <sup>m</sup> .89 ± 0.03	12 <sup>m</sup> .53 ± 0.03	12 <sup>m</sup> .38 ± 0.03
Третий ком.	13 <sup>m</sup> .88 ± 0.05	13 <sup>m</sup> .82 ± 0.05	13 <sup>m</sup> .35 ± 0.05

На расстоянии 3".5 к югу от исследуемой звезды имеется звезда - соседка [3]. Своего идентификационного номера ни в одном каталоге она не имеет. На изображениях, полученных в 2009-2011гг. на Тянь-Шаньской обсерватории, звезды сливались. Д.Менке в Барнесвиле на 18-дюймовом телескопе в 2009г. измерил расстояния между звездами, но надежно разделить их на компоненты не удалось из-за разрешающей силы аппаратуры, которая использовалась в наблюдениях.

В 2013г. на телескопе Цейсс-1000 была получена светимость каждого компонента отдельно. Светимость оптического компонента оказалась совсем небольшой по сравнению с затменной двойной звездой: 0.5% в "B", 1% в "V" и 1.5% в "R" от общей светимости системы.

При решении кривой блеска (табл.2) с целью получения фотометрических

Таблица 2

## ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ GSC 4487 0347, ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ АНАЛИЗА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ 2009, 2011, 2013гг. В ФИЛЬТРЕ V

Элемент	2009	2011	2013
$r_1$	0.199 ± 0.005	0.199(фикс.)	0.199(фикс.)
$r_2$	0.151 ± 0.005	0.151(фикс.)	0.151(фикс.)
$i$	86°.1 ± 0°.4	86°.1(фикс.)	86°.1(фикс.)
$e$	0.131 ± 0.005	0.131(фикс.)	0.131(фикс.)
$\omega$	336°.0 ± 0°.3	340°.5 ± 0°.5	344°.4 ± 0°.4
$L_1$	0.615 ± 0.020	0.613 ± 0.025	0.617 ± 0.030
$L_2$	0.293 ± 0.020	0.294 ± 0.025	0.290 ± 0.030
$L_3$	0.090 ± 0.020	0.085 ± 0.020	0.090 ± 0.020
$u_1$	0.43(фикс.)	0.43(фикс.)	0.43(фикс.)
$u_2$	0.45(фикс.)	0.45(фикс.)	0.45(фикс.)
$\phi_{II}$	0°.5764 ± 0.0005	0°.5788 ± 0.0005	0°.5805 ± 0.0005
$L_1/L_2$	0.476 ± 0.015	0.480 ± 0.015	0.470 ± 0.015
$I_1/I_2$	0.83 ± 0.04	0.83 ± 0.04	0.82 ± 0.04
$\sigma_{o-c}$	0 <sup>m</sup> .0082	0 <sup>m</sup> .0120 ± 0.02	0 <sup>m</sup> .0075

элементов кроме светимостей главной и вторичной звезды получается еще одна светимость - "третий свет",  $L_3$ , которая составляет 9% в фильтре  $V$ . Эта светимость, обнаруженная при решении кривой блеска, соответствует звезде (или нескольким звездам), которая на  $2^m.5$  слабее суммы компонентов затменной двойной. С очень большой вероятностью это - третья звезда в системе, гравитационно связанная с затменными компонентами, но уверенно сказать об этом можно будет только, если в системе обнаружится световое уравнение.

В сентябре 2010 на Тянь-Шаньской обсерватории были проведены наблюдения затменно-переменной вместе с оптическим компонентом вне минимумов и получены  $B$ ,  $V$ ,  $R$ -величины в системе  $WBVR$ . В качестве стандарта взята звезда HD 222958 из  $WBVR$ -каталога [4]. В табл.1 в первой строчке даны величины затменно-переменной звезды без оптического компонента, поправки в величины внесены на основе наблюдений 2013г.

Показатель цвета для звезды получается равным:  $B - V = 0^m.31$ . При оценке спектрального класса эта величина дает ограничение со стороны поздних классов. Область неба, где находится звезда, близко расположена к диску Галактики (галактическая широта  $9^\circ$ ), поглощение в этом направлении большое, так что звезды могут быть как спектральных классов F3-F5, так и B8-B9.

Как было указано в предыдущей работе [3], спектрофотометрические наблюдения для этой звезды были выполнены Д.Менке в Барнесвиле на 18-дюймовом телескопе системы Ньютона. Из-за небольшого диаметра зеркала эти спектры имеют низкое разрешение (дисперсия  $\geq 7\text{\AA}/\text{пик.}$ ). Линии двух компонентов на спектрах не разделяются. Методы определения спектральных классов, основанные на отношении полуширины линий в данном случае не применимы, но выбрать спектральный диапазон звезд все же можно.

На рис.1. показана регистрограмма спектра звезды, полученная после обработки, в сравнении со стандартными спектрами звезд различных спектральных классов [5]. По оси ординат приведена относительная шкала, графики нормированы друг к другу по максимуму интенсивности и, для наглядности, смещены относительно друг друга. Здесь приведены стандартные спектры для спектрального класса F5V - верхний график, для B9V - средний график и спектр нашей звезды - нижний график. По наклону спектра, по ширине и глубине бальмеровских линий, а также, по, практически, полному отсутствию каких-либо других линий и полос в спектрах, можно утверждать, что звезда имеет компоненты, которые принадлежат спектральному диапазону B9V, а не более поздним спектральным классам.

Для поиска фотометрических параметров и элементов орбиты нами использовалась модель двух сферических звезд с линейным законом потемнения к краю, движущихся вокруг общего центра по эллиптическим орбитам.

В качестве минимизирующего алгоритма применялся квазиньютоновский метод с аналитическими вычислениями производных функционала [6]. В минимизирующей функционал входит сумма квадратов разности наблюдаемой и теоретической звездных величин в каждой точке, включая простые и

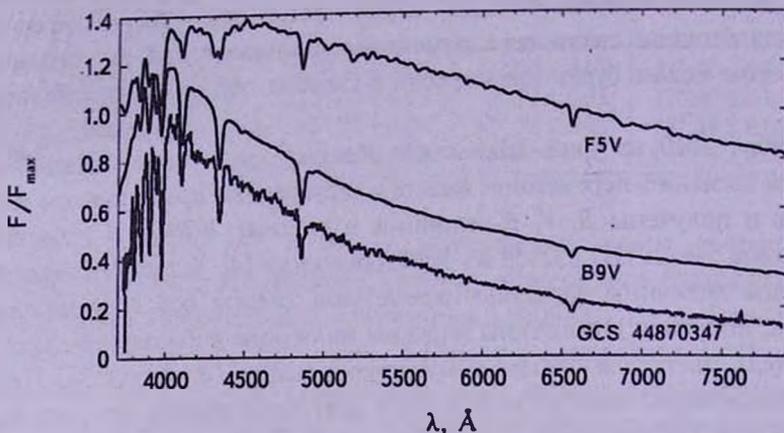


Рис.1. Регистрограмма спектра GSC 4513 2537 вне минимумов (нижняя кривая). Теоретические кривые для стандартных спектров [5] B9V - верхняя кривая и F5V - средняя кривая.

линейные ограничения на искомые параметры. Влияние коэффициентов потемнения к краю,  $u_1$  и  $u_2$ , на блеск системы проявляется на участках кривой блеска, непосредственно прилегающих к точкам касания дисков звезд. Опыт вычисления элементов показал, что из-за слабого влияния этих параметров на кривую блеска, их достоверное определение возможно только из наблюдений, полученных с высокой точностью ( $\sigma_{0-c} \leq 0^m.005$ ) и обладающих необходимой полнотой в указанных участках кривой блеска. Точность кривых блеска исследуемой системы ниже этой величины, поэтому мы не варьировали коэффициенты потемнения, а фиксировали их в соответствие с принятым нами спектральным классом звезд-компонент (B8V + B9V - см. ниже), взяв их теоретические значения  $u_1$  и  $u_2$  [7].

Несимметричность минимумов кривых блеска с эксцентричными орбитами, физические флуктуации блеска и ошибки измерений приводят к тому, что использование разных методов определения моментов минимумов дает отличающийся результат. В нашей методике в качестве момента минимума принимаются соединения звезд, т.е. такие положения, при которых проецированные на картинную плоскость расстояния между центрами компонент системы становятся минимальными. При определении моментов соединений мы использовали всю совокупность измерений минимумов и добавляли дополнительную информацию из решения других кривых блеска, предполагая неизменность некоторых геометрических элементов. Такая методика, по

нашему мнению, позволяет определить моменты соединений с большей точностью, чем в случае, когда моменты минимумов блеска получаются с использованием только точек кривой блеска индивидуального минимума блеска. Отметим, что при решении индивидуальных кривых блеска (часто неполных) нет необходимости искать все фотометрические элементы, поэтому некоторые из них можно закрепить в соответствии с результатами решения наиболее полной и точной кривой блеска данной затменной звезды.

Только для полосы *V* имеется полная кривая блеска, полученная нами в 2009г. (рис.2). В соответствии с этим решением были закреплены относительные радиусы компонент ( $r_1, r_2$ ), наклонение орбиты ( $i$ ), эксцентриситет ( $e$ ), начальная долгота периастра ( $\omega_0$ ). Наблюдения 2011 и 2013гг., к сожалению, имеют неполные кривые блеска внутри всех минимумов, поэтому их нецелесообразно использовать для свободного поиска элементов из-за того, что могут появиться систематические ошибки

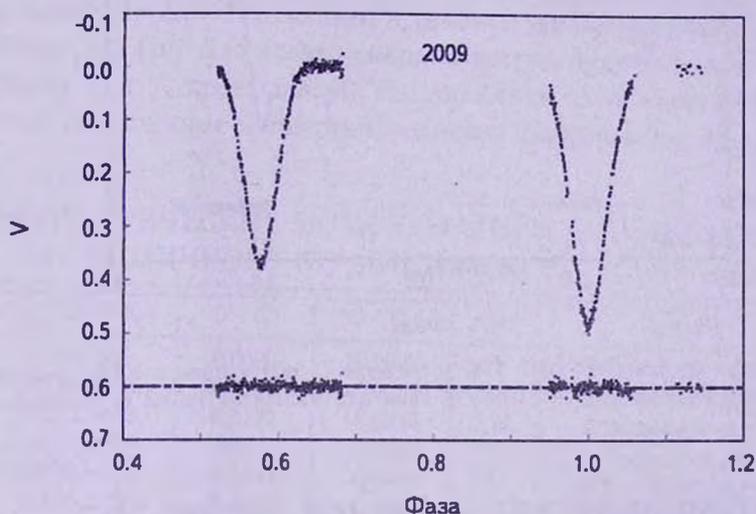


Рис.2. Кривая блеска GSC 4487 0347 в фильтре *V*, полученная в 2009г., величина *O* - *S* со сдвигом на  $0^m.6$  относительно "0" дана для элементов табл.2 (2 столбеш).

в их определении. Вышеописанная методика дает надежный результат для свободного поиска моментов соединения главных минимумов ( $T_1$ ), долготы периастра ( $\omega$ ), а также относительных светимостей звезд ( $L_1, L_2$  и  $L_3$ ).

Решения для кривых блеска 2009, 2011 и 2013гг. в фильтре *V* приведены в табл.2. В 2013г. фотометрические ПЗС-наблюдения проводились в трех фильтрах *B, V, R*. На рис.3 показана кривая блеска в фильтре *V*. В табл.3 приведены полученные решения для этих кривых. Исходя из полученных светимостей, для каждого компонента вычислены *B, V, R* - величины звезд-компонентов (табл.1).

Цвета *B-V* обоих компонентов оказались очень близки:  $(B - V) = 0^m.32 \pm$

$\pm 0^m.02$  и  $(B - V)_2 = 0^m.36 \pm 0^m.02$ . Исходя из равенства межзвездного поглощения и расстояния до компонентов, получаем, что очень вероятными кандидатами являются звезды близких спектральных классов  $B8V + B9V$  с температурами:  $T_1 + T_2 = 11000 \text{ K} + 10200 \text{ K}$ , с межзвездным поглощением в фильтре  $V$ , равным  $A_V = 1^m.54$ , расположенные на расстоянии  $r = 1.5$  кпк.

Среднее значение величины долготы периастра для кривых 2013г. в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R$  равно:  $\omega = 345^{\circ}.1 \pm 0^{\circ}.5$ .

Скорость изменения долготы периастра с 2009 по 2013гг. по данным табл.2 равна:  $\dot{\omega}_{obs} = 2.28 \pm 0.04^{\circ}/\text{год}$ . Наблюдения 2013г. с очень хорошей

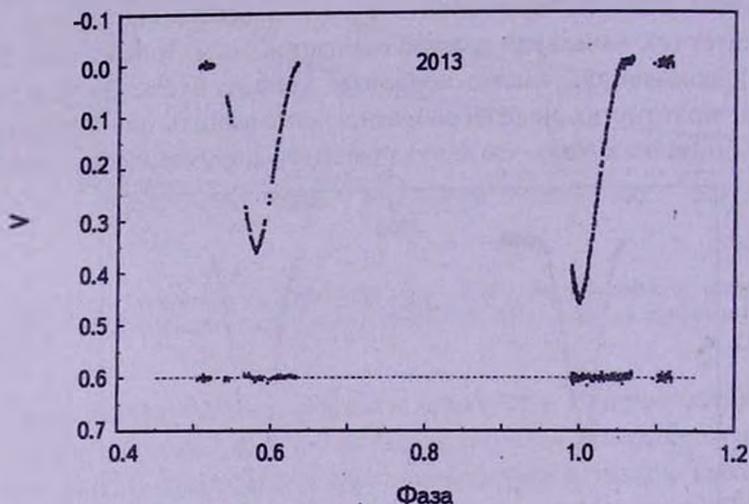


Рис.3. Кривая блеска GSC 4487 0347 в фильтре  $V$ , полученная в 2013г., величина  $O - C$  со сдвигом на  $0^m.6$  относительно "0" дана для элементов табл.2 (4 столбец).

Таблица 3

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ GSC 4487 0347,  
ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ АНАЛИЗА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ 2013г.  
В ФИЛЬТРАХ  $B$ ,  $V$ ,  $R$

Элемент	$B$	$V$	$R$
$r_1$	0.199(фикс.)	0.199(фикс.)	0.199(фикс.)
$r_2$	0.151(фикс.)	0.151(фикс.)	0.151(фикс.)
$i$	$86^{\circ}.1$ (фикс.)	$86^{\circ}.1$ (фикс.)	$86^{\circ}.1$ (фикс.)
$e$	0.131(фикс.)	0.131(фикс.)	0.131(фикс.)
$\omega$	$345^{\circ}.5 \pm 0^{\circ}.5$	$344^{\circ}.4 \pm 0^{\circ}.5$	$345^{\circ}.4 \pm 0^{\circ}.5$
$L_1$	$0.606 \pm 0.025$	$0.617 \pm 0.025$	$0.594 \pm 0.030$
$L_2$	$0.281 \pm 0.025$	$0.290 \pm 0.025$	$0.287 \pm 0.030$
$L_3$	$0.11 \pm 0.03$	$0.09 \pm 0.03$	$0.12 \pm 0.03$
$u_1$	0.50(фикс.)	0.43(фикс.)	0.38(фикс.)
$u_2$	0.52(фикс.)	0.45(фикс.)	0.41(фикс.)
$\sigma_{O-C}$	$0^m.0124$	$0^m.0075$	$0^m.0070$

точностью подтвердили результат, полученный из наблюдений 2009-2011гг.:  $\dot{\omega}_{obs} = 2.26 \pm 0.08^\circ/\text{год}$  [3].

3. Сравнение теоретических и наблюдаемых параметров внутреннего строения звезд. Момент ( $T_1$ ), главного минимума определялся одновременно с другими элементами при решении кривой блеска. Моменты соединений для вторичных минимумов ( $T_2$ ) посчитаны из известного соотношения Копала [8] в предположении постоянства скорости изменения долготы периастра ( $\dot{\omega}$ ) с элементами, полученными при фотометрическом решении:

$$T_2 = T_1 + \frac{P}{2} + \frac{2Pe \cos \omega}{\pi} - \frac{2Pe^3(1+3\sqrt{1-e^2})}{3\pi(1+\sqrt{1-e^2})^3} \cos \omega + \dots \quad (1)$$

Моменты соединений ( $T_1$  и  $T_2$ ) для наблюдений 2009, 2011 и 2013гг. представлены в табл.4. Там же даны и моменты минимумов, опубликованные в работах [2] и [10]. Для иллюстрации поведения минимумов со временем величины  $T_1$  и  $T_2$  представлены как линейные зависимости ( $O-C'$ ) от времени, вычисленные методом наименьших квадратов (рис.4).  $O$  - наблю-

Таблица 4

ГЕЛИОЦЕНТРИЧЕСКИЕ МОМЕНТЫ МИНИМУМОВ ГЛАВНОГО (I) И ВТОРИЧНОГО (II) МИНИМУМОВ GSC 4487 0347

JD <sub>☉</sub> 2400000+	$O - C'$	$O - C''$	Min	Авторы
51504 <sup>d</sup> .666	0.0020	-0.0028	I	Отеро и др. [2]
54710.4925	-0.0140	-0.0019	I	Брат и др. [10]
55122.1578	-0.0170	-0.0034	I	Козырева и др. [3]
55806.2827	-0.0173	-0.0014	I	Козырева и др. [3]
56536.1521	-0.0140	0.0038	I	Настоящая работа
51505.7797	0.0003	0.0023	II	Отеро и др. [2]
54741.4657	0.0128	-0.0021	II	Брат и др. [10]
55121.3150	0.0135	-0.0028	II	Козырева и др. [3]
55819.3656	0.0178	-0.0009	II	Козырева и др. [3]
56533.3261	0.0221	0.0015	II	Настоящая работа

даемые моменты минимумов (табл.4, первый столбец),  $C'$  - теоретические моменты, вычисленные с одинаковыми орбитальными периодами для обоих минимумов:

$$\begin{aligned} C'_1 &= 2451502^d.6753 + 1^d.988736 \cdot E, \\ C'_2 &= 2451503^d.7907 + 1^d.988736 \cdot E. \end{aligned} \quad (2)$$

Из-за довольно большой скорости вращения орбиты периоды главного и вторичного минимума заметно меняются даже на протяжении наших

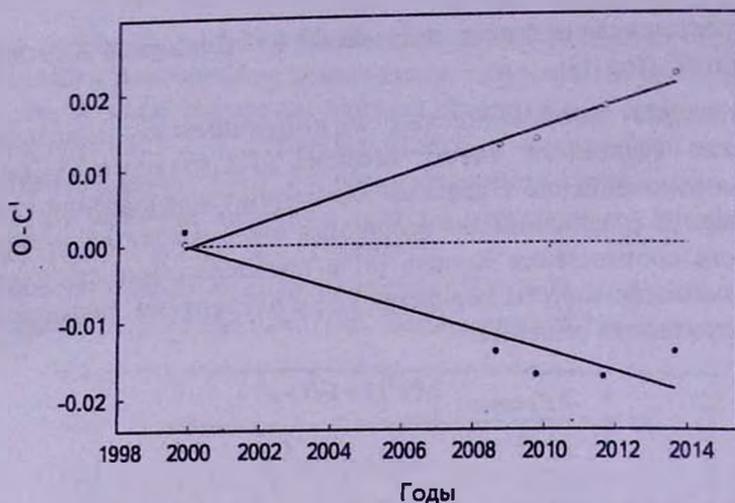


Рис.4.  $O - C'$  как функция времени ("точки" - для главных минимумов и "кружки" - для вторичных минимумов).  $O$  - наблюдаемые значения моментов минимумов (табл.4, первый столбец),  $C'$  - вычисленные с помощью эфемерид (2) моменты минимумов. Прямыми линиями показана линейная зависимость, вычисленная с помощью метода наименьших квадратов, соответственно для  $O - C'$  и  $O - C''$ .

наблюдений, поэтому для вычисления эфемерид воспользуемся формулой из работы Мартынова [9]:

$$\text{MinI, II} = E0 + P \cdot E \mp \frac{Pe}{2\pi} \cdot (1 + \text{cosec}^2 i) \cdot (\cos \omega_0 + \dot{\omega} \cdot E). \quad (3)$$

Получаем:

$$\begin{aligned} \text{MinI} &= C_1'' = 2455122^{\text{d}}.2370(2) + 1^{\text{d}}.988736(2) - 0^{\text{d}}.083 \cdot \cos(340^{\circ}.5 + 0^{\circ}.0122 \cdot E), \\ \text{MinII} &= C_2'' = 2455122^{\text{d}}.2420(2) + 1^{\text{d}}.988736(2) + 0^{\text{d}}.083 \cdot \cos(340^{\circ}.5 + 0^{\circ}.0122 \cdot E). \end{aligned} \quad (4)$$

Значения  $O - C'$  и  $O - C''$  приведены в табл.4. За исключением минимумов, соответствующих самым первым наблюдениям этой звезды, наблюдаются систематические синхронные отклонения разности  $O - C_1''$  и  $O - C_2''$  (рис.5). Если это подтвердится последующими наблюдениями, т.е. в системе обнаружится световое уравнение, это будет означать, что в системе есть третье тело со светимостью, равной  $L_3$  (табл.2, 3).

Используя полученные элементы из решения (табл. 2), а также скорость вращения орбиты, можно получить коэффициент  $k_2$ , который отвечает за концентрацию вещества к центру звезд, и сравнить его с теоретическими значениями [11]. Средневзвешанная величина  $k_2$  для звезд-компонент равна:  $k_2 = 0.0044 \pm 0.0005$ . Таблицы теоретических эволюционных треков для звезд B8V + B9V показывают такие же величины  $k_2$  для краткого периода раннего возраста звезд ( $150 \pm 20$  млн лет), когда они только начинают жить на стадии Главной последовательности. Время жизни звезды с такими пара-

метрами  $k_2$ , очень непродолжительное по сравнению с основным временем жизни звезды на Главной последовательности и характеризуется довольно быстрыми изменениями параметров. Теоретическая величина  $k_2$ , посчитанная для основного времени пребывания этих звезд на Главной последовательности, в 1.5 раза меньше полученной нами из наблюдений.

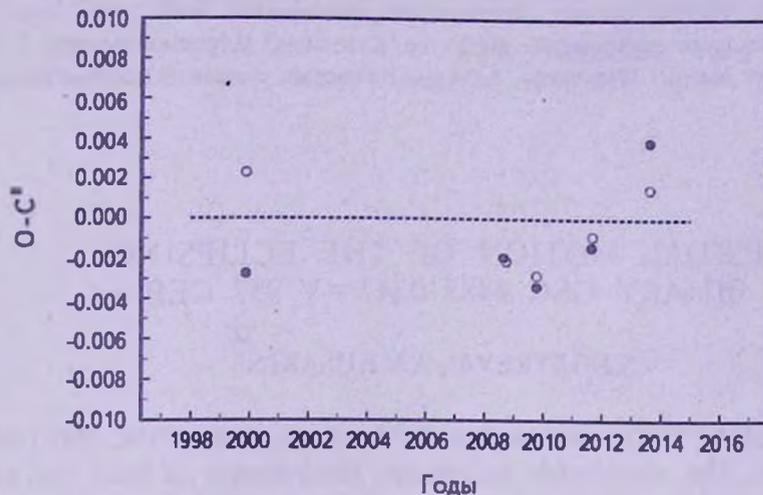


Рис.5.  $O - C''$  как функция времени ("точки" - для главных минимумов и "кружки" - для вторичных минимумов),  $O$  - наблюдаемые значения моментов минимумов (табл.4, первый столбец),  $C''$  - вычисленные с помощью эфемерид (4) моменты минимумов.

**4. Заключение.** Мы исследовали затменно-переменную звезду GSC 4487 0347. Удалось получить высокоточные фотоэлектрические кривые блеска внутри минимумов и вычислить фотометрические элементы, а также получить  $BVR$ -величины звезды вне минимумов путем привязки ее к фотометрическому стандарту. Получена светимость компонентов в  $B$ ,  $V$ ,  $R$ -фильтрах. На основе этого и спектральных наблюдений звезды мы оценили спектральный класс компонентов (B8V+B9V).

Была получена скорость вращения линии апсид и найден средневзвешанный параметр внутреннего строения звезд  $k_2$ . Для звезд этих спектральных классов теория показывает, что такой параметр соответствует краткому периоду в жизни звезды, начальному моменту вступления на Главную последовательность. Другим объяснением такого быстрого вращения линии апсид, например, может быть влияние на орбиту затменно двойной третьего тела в системе. Свидетельство в пользу присутствия в системе третьего тела является наличие "третьего света" среди фотометрических элементов ( $L_3 \approx 10\%$ ) и синхронные отклонения  $O - C''$  для моментов главного и вторичного минимумов (табл.4, 3 столбец).

Мы благодарим М.А.Кругова за огромную работу в запуске телескопа Цейсс-1000 и предоставленное техническое оборудование, А.И.Захарова,

С.Е.Леонтьева за помощь в разработке компьютерных программ, Н.П.Иконникову и А.С.Додина за консультации в поисках спектров звезд.

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия, e-mail: valiakozyreva@gmail.com

<sup>2</sup> Национальное космическое агентство Казахстан, Астрономический институт им. В.Г.Фесенкова, Алматы, Казахстан; e-mail: un7gbd@gmail.com

## APSIDAL MOTION OF THE ECLIPSING BINARY GSC 4487 0347 = V 957 CEP

V.S.KOZYREVA<sup>1</sup>, A.V.KUSAKIN<sup>2</sup>

We carried out CCD - observations of the eclipsing-binary GSC 4487 0347 in 2009-2013. The photometric parameters, the elements of orbit and the ephemerides are derived from the light curves. The values of the longitude of the periastron allowed to calculate the apsidal motions:  $\dot{\omega}_{obs} = 2.28 \pm 0.04^\circ/\text{year}$ . It occur to 1.5 times greater than the value obtained from theoretical calculations for the stars (B8V + B9V) on basic ZAMS-lifetime. It means that either we really caught the stars on the short interval of life to entry on ZAMS, or the speed of apsidal motion due to a third body appears to be present in the system. A "third " light ( $L_3 \approx 10\%$  from the total luminosity of the system) is present in the solution of photometric parameters.

Key words: *eclipsing-binary systems; photometric elements; apsidal motion*

## ЛИТЕРАТУРА

1. P.R.Wozniak, W.T.Vestrand, C.W.Akerlof et al., Northern Sky Variability Survey: Public Data Release, Astron. J., 27, 2436, 2004.
2. S.A.Otero, R.Wils, G.Hoogeveen, P.A.Dubovsky, Inf. Bul. Var. Stars, 5681, 1, 2006.
3. V.S.Kozyreva, A.V.Kusakin, J.Menke, Inf. Bul. Var. Stars, 6020, 1, 2012.
4. В.Г.Корнилов, И.М.Волков, А.И.Захаров и др., Каталог WBVR-звезд северного неба в Трудах Астрономического института им. Штернберга, 63, 1991.
5. A.Pickles, Publ. Astron. Soc. Pacif., 110, 863, 1998.

6. *P.E.Gill, W.Murray*, Math. Program., 14, 349, 1978.
7. *W. Van Hamme*, Astron. J., 106, 2096, 1993.
8. *Z.Kopal*, Dynamics of Close Binary, D.Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, p.201, 1978.
9. *D.Ya.Martynov*, in V.P.Tsesevich (ed), Eclipsing Variable Stars, John Wiley and Sons, New York, p.328, 1973.
10. *L.Brat, L.Smlcer, H.Kusakova et al.*, Open Europ. Jour. Var., 94, 1, 2008.
11. *A.Claret, A.Gimenez*, Astron. Astrophys., 287, 487, 1973.



## НН 1050: БИПОЛЯРНЫЙ ПОТОК В ОБЛАКЕ L 988

Т.А.МОВСЕСЯН, Т.Ю.МАГАКЯН

Поступила 8 ноября 2013

Принята к печати 19 февраля 2014

Изучен оптический коллимированный поток НН 1050 (L 988a). По наблюдениям на 2.6-м телескопе и данным из каталогов и обзоров, включая архив телескопа "Хаббл", обсуждена его морфология, спектрально подтверждена биполярная природа потока. Особенностью потока НН 1050 является его распространение в широком конусе с углом раскрытия около 30-40° и присутствие в нем как движущихся сгустков, так и обтекаемых потоком облачков. Источником потока является один из компонентов двойной звезды IRAS 21007+4951 (WISE J210222.70+500308.3). Обсуждены также и другие молодые звезды в данной области.

**Ключевые слова:** *коллимированные истечения; НН-потоки; ИК-источники; PMS-звезды*

1. *Введение.* Темное облако L 988 расположено в созвездии Лебеда, в области ассоциации Суг OB7. Оно входит в комплекс поглощающих туманностей, имеющий обозначения Kh 141 [1] и TGU 541 [2], иногда называемый также как "Северный Угольный Мешок" ("Northern Coalsack"). Наряду с облаками L 977-978 и L 1003, L 988 является одним из самых темных его участков. Расстояние этой группы пылевых облаков четко не определяется, существующие оценки показывают заметный разброс, однако большинство авторов полагают, что данный комплекс расположен перед ассоциацией Суг OB7, на расстоянии около 700 пк (см. [3] и ссылки в этой работе). Само облако L 988 находится, по-видимому, еще ближе, и отстоит на 600 пк [4] или даже меньше [5]. Облако L 1003 оказалось областью активного звездообразования [6]. В облаке L 988 еще ранее был выявлен ряд интересных молодых объектов, включая хорошо известную звезду V1331 Суг (LkH $\alpha$  120), а также три отражательные туманности DG 169, 170 и 171. Туманность DG 170 включает другой известный эмиссионный объект LkH $\alpha$  324 [4].

Однако особый интерес облако L 988 привлекло после того, как в нем были найдены четыре молекулярных истечения в линиях CO [7]. Все они оказались связанными с IRAS-источниками и отражательными туманностями. Эти истечения направлены в разные стороны и не выстроены по локальному магнитному полю, что и дало название облаку L 988 - "подушечка для булавок" ("pincushion cloud"). В работе [7] истечения были обозначены как L 988 "a", "c", "e" и "f". Впоследствии эти объекты неоднократно

подвергались более детальным исследованиям, в особенности источник L 988e (IRAS 21023+5002), который совпадает с упомянутой выше туманностью DG 170, включающей целое компактное скопление молодых эмиссионных звезд [4]. Однако поток L 988a, и его возможные источники оставались малоисследованными в оптическом диапазоне, хотя радионаблюдения этого истечения проводились регулярно. Их подробное рассмотрение выходит за пределы целей данной статьи, но стоит отметить, что в начале 90-х гг. около инфракрасного источника IRAS 21007+4951, расположенного примерно в центре потока L 988a, был обнаружен  $H_2O$ -мазер [8], однако при последующих наблюдениях 1993-2005 гг. он более не наблюдался.

В области L 988a были отмечены две туманности со следами биполярной структуры [9] и предположительно связанные с ними звезды, обозначенные как S1 и S2. Одна из туманностей, занесенная в каталог [10] как GN 21.00.7, практически совпадает с центром этого молекулярного потока и инфракрасным источником IRAS 21007+4951 [9,11]. Вблизи них были обнаружены яркие эмиссионные сгустки, по всей видимости, объекты Хербига-Аро (HN) [9]. Впоследствии был проведен поиск HN-объектов во всем облаке L 988; результаты лишь недавно стали доступными [12].

В данной работе представлены результаты изучения предполагаемого биполярного потока из L 988a. Наблюдения в узких фильтрах подтвердили HN-природу ранее обнаруженных сгустков и выявили новые. Кроме того, спектроскопия с длинной щелью показала, что цепь HN-сгустков представляет собой биполярное истечение, связанное с центральным источником L988a.

**2. Наблюдения.** Изображения исследуемой области были получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории. Первые наблюдения были проведены 15 октября 1998г. с помощью камеры VуuFOSC-2 [13] в фильтрах I и [SII], а 10 октября 2010г. с помощью камеры SCORPIO [14] в фильтрах I и  $H\alpha$ . В качестве светоприемного устройства в камере VуuFOSC использовался ПЗС Thomson с форматом  $1060 \times 514$  элементов и масштабом  $0.65''/\text{пикс}$ , а в камере SCORPIO - Loral с форматом  $2063 \times 2058$  элементов и масштабом  $0.42''/\text{пикс}$ . Для поиска и выявления HN-объектов сравнивались между собой изображения, полученные в узкополосных фильтрах [SII] ( $\lambda_c = 6725\text{\AA}$ ,  $\Delta\lambda = 75\text{\AA}$ ) и  $H\alpha$  ( $\lambda_c = 6670\text{\AA}$ ,  $\Delta\lambda = 85\text{\AA}$ ) и широкополосном фильтре I. Суммарное время накопления при изображениях  $2''$  в фильтре I составило 600 с, в фильтре  $H\alpha$  - 2400 с, а в фильтре [SII] - 1800 с.

29 ноября 1995г. мы получили также несколько щелевых спектров на 6-м телескопе САО РАН при помощи спектрографа UAGS, установленного в первичном фокусе телескопа и оснащенного ПЗС-светоприемником с форматом  $530 \times 580$  элементов. При наблюдениях использовалась решетка 1300 штрих/мм, которая обеспечивала спектральное разрешение порядка

4Å . Суммарное время накопления составило 1200 с при изображениях 2".5 . Обработка этих данных проводилась с помощью системы MIDAS, разработанной в Европейской южной обсерватории.

Помимо наших наблюдений, мы привлекли ряд данных из обзоров и архивов данных. В частности, обнаружилось, что область вблизи L 988a наблюдалась с камерой WFC на космическом телескопе "Хаббл" 20 августа 2002г. по программе поиска темной материи в Галактике. Использовался широкополосный фильтр с  $\lambda_c = 7693\text{Å}$  . К сожалению, интересующие нас объекты попали лишь на край поля зрения, в результате чего изображение туманности GN 21.00.7 и ряда HH-сгустков оказалось срезанным. Это изображение, как и данные из обзоров 2MASS и WISE, обсуждаются далее.

3. *Результаты и обсуждение. Биполярный поток HH 1050.* В работе [9] в области туманности GN 21.00.7 были отмечены четыре

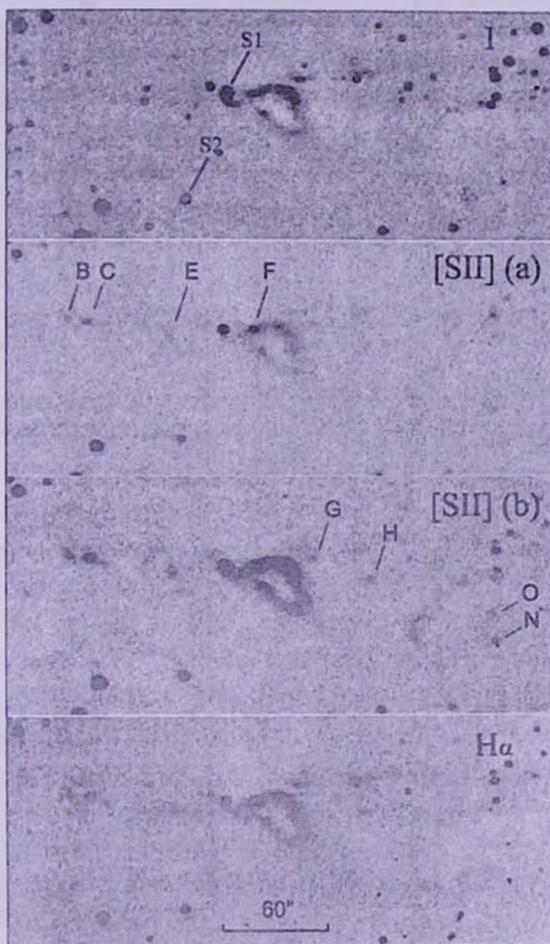


Рис.1. Изображения потока HH 1050 в континууме и в линиях [SII] и H $\alpha$  . Отдельные сгустки обозначены буквами.

сгустка, предположительно являющиеся НН-объектами. С целью поиска других подобных объектов мы сравнили прямые изображения, полученные на 2.6-м телескопе, в фильтрах, соответствующих эмиссиям  $H\alpha$ , [SII] и в полосе  $I$ , представляющей континуум. Результаты приведены на рис.1, причем изображение в линиях [SII] показано с двумя уровнями контраста. Легко заметить, что эмиссионные сгустки к востоку и к западу от центральной туманности резко выделяются на общем фоне. Помимо четырех сгустков, указанных в [9], мы обнаружили еще четыре новых сгустка, продолжающих западную ветвь данного потока.

При сопоставлении с результатами обзора [12] можно видеть, что оптический поток, предположительно связанный с L 988a, в этом обзоре получил номер НН 1050. Сгустки, описанные в настоящей работе, там же получили обозначения В, С, Е, F, G, Н, О, N и помечены на рис.1 соответствующим образом. Их координаты могут быть найдены в работе [12], где были отмечены и другие сгустки (см. ниже).

Для окончательного подтверждения природы этих объектов мы использовали спектральные наблюдения с длинной щелью. Нам удалось получить

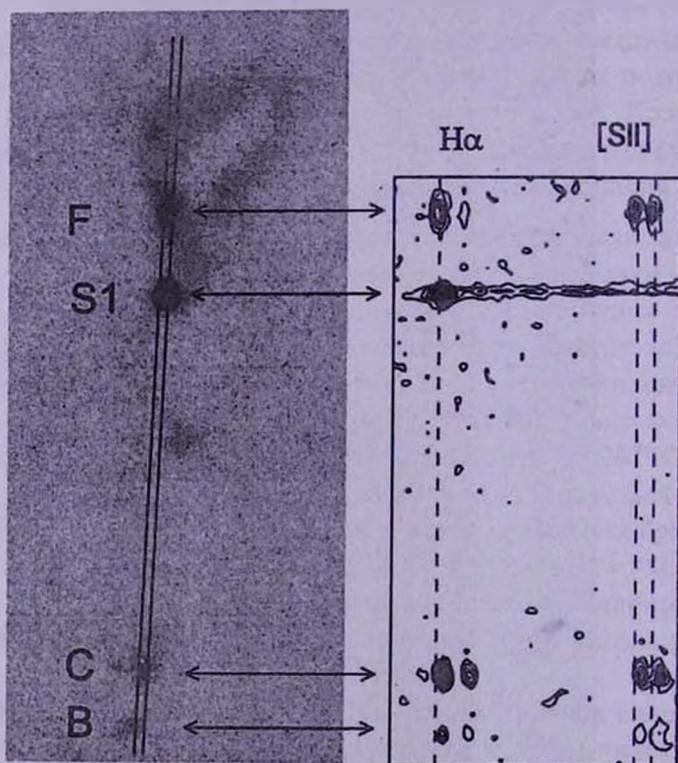


Рис.2. Ориентация щели спектрографа (слева) и эмиссионные спектры сгустков НН 1050 В, С и F (справа). Лабораторные длины волн показаны пунктиром.

спектры сгустков В, С и F. Как видно из рис.2, эти эмиссионные сгустки имеют типичный эмиссионный спектр НН-объектов. Также хорошо заметно, что они представляют собой биполярный поток: лучевые скорости в восточной ветви потока положительны, а в западной - отрицательны (см. табл.1), причем внутри некоторых сгустков наблюдается даже градиент лучевых скоростей. По знаку эти значения находятся в полном согласии с картами западной и восточной долей молекулярного потока L 988a [7]. Тем самым подтверждается прямая взаимосвязь потока НН 1050 с молекулярным истечением. Стоит отметить также "асимметричность" в уровне возбуждении потока: в отличие от восточной ветви, имеющей примерно равную яркость в эмиссиях [SII] и  $\text{H}\alpha$ , западная его ветвь в  $\text{H}\alpha$  намного слабее (рис.1), что можно заметить и по спектрам (рис.2). Подобная разница в возбуждении между выбросом и контр-выбросом встречается не так уж редко. Хорошо известным примером является, например, поток НН 30 [15].

Таблица 1

### ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СГУСТКАХ ПОТОКА НН 1050

Объект	Гелиоцентрическая лучевая скорость (км/с)			
	$\text{H}\alpha$	$\lambda 6583$ [NII]	$\lambda 6717$ [SII]	$\lambda 6731$ [SII]
НН 1050 F	-124		-114	-130
НН 1050 С	+198	+191	+229	+212
НН 1050 В	+140:		+228	+221

Примечательно, что сгустки В, С и E слабо, но четко заметны на изображениях телескопа "Хаббл" (рис.3а) (к сожалению, все другие сгустки из потока НН 1050 оказались вне заснятой области). Поскольку НН-объекты практически не излучают в континууме, их различимость на этих изображениях, полученных в далекой красной области спектра, должна быть обусловлена какими-либо эмиссионными линиями. Судя по спектрам ряда НН-объектов [16], это может быть линия  $\lambda 7686\text{\AA}$  [FeII] (14F). При этом отождествлении мы исходили из того, что линии [FeII] довольно сильны в спектрах ряда НН-джетов и НН-объектов [17]. При сравнении формы сгустков на изображениях "Хаббла" со снимками из [12] (которые сами по себе имеют намного большее разрешение, чем наши изображения), заметно, что все они распадаются на мелкие узелки. Возможно, это связано с условиями возбуждения линий [FeII]. Особенно интересен вид сгустка В, который имеет форму комбинации нескольких четко выраженных и поразительно тонких конических ударных фронтов. По нашей оценке, их толщина на расстоянии 600 пк соответствует примерно  $4.5 \times 10^{15}$  см. Сходные размеры имеют и узелки в сгустке С.

Прочие сгустки в потоке НН 1050, отмеченные в работе [12], либо практически не видны на наших изображениях из-за меньшего предела и разрешения, либо не были отнесены нами к таковым (см. далее).

Еще одной примечательной особенностью потока НН 1050, заслуживающей упоминания, является невысокая степень коллимированности. Хотя его основные яркие сгустки имеют сами по себе небольшие размеры, нетрудно заметить, особенно с учетом результатов работы [12], что в целом обе ветви потока заполняют конические зоны с углом раскрытия порядка  $30-35^\circ$  и вершинами близ ИК-источника в центре туманности.

Протяженность каждой из ветвей потока составляет около двух угловых минут, что на расстоянии 600 пк соответствует примерно 0.35 пк, т.е. НН 1050 является довольно протяженным оптическим истечением. Если подтвердится,

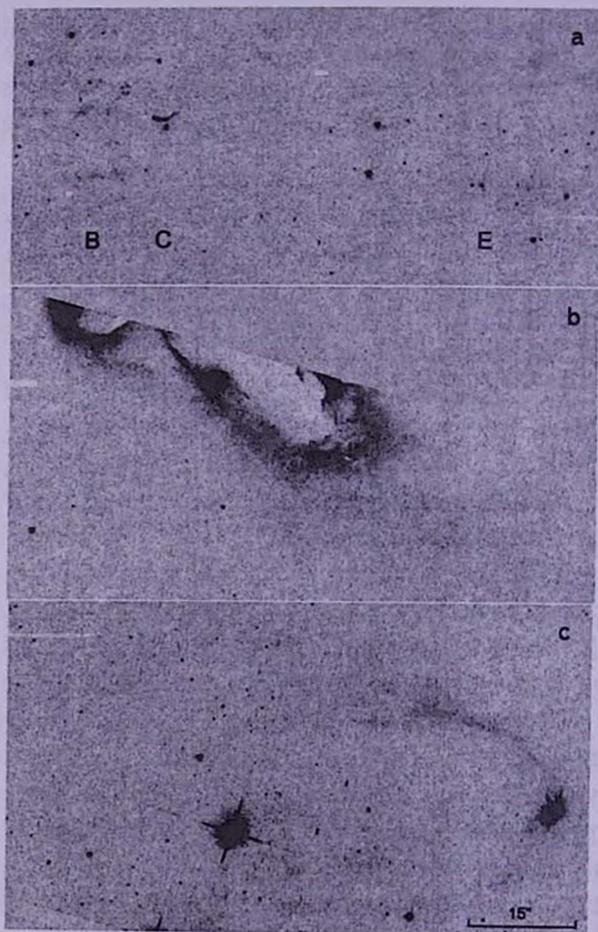


Рис.3. Фрагменты архивного изображения 9480\_ba\_ACS\_WFC телескопа "Хаббл". а - сгустки В, С и Е потока НН 1050; б - туманность GN 21.00.7 (часть которой оказалась вне поля зрения); в - туманность, связанная со звездой S2.

что описанные в [12] удаленные НН-объекты НН 1045 и НН 1055 тоже принадлежат к данному потоку, то его общая длина достигнет порядка 3 пк, что даже превосходит размер молекулярного потока (2 пк, согласно [18]).

4. *Другие коллимированные истечения и отражательные туманности в области.* При тщательном рассмотрении изучаемой нами области хорошо заметны три особо плотных сгущения внутри темного облака (см. рис.1). Весьма примечательно, что все они связаны также со слабыми светлыми туманностями. Наиболее интересна из них уже упомянутая выше туманность с биполярной структурой GN 21.00.7.

В эту туманность погружен НН-сгусток НН 1050F, сама же туманность имеет сходную яркость во всех фильтрах, что подтверждает ее отражательную природу. Ее ось практически совпадает с направлением истечения. Это однозначно свидетельствует, что освещающий ее объект является одновременно и источником биполярного потока. Интересной морфологической особенностью туманности GN 21.00.7 является ее "петлеобразная" форма. Внутренний край этой "петли" намного более резкий, чем волокнистый и размытый внешний, что особенно хорошо заметно на изображениях WFC, к сожалению, неполных (рис.3b). Подобная морфология может быть вызвана как неоднородностью поглощения в пылевом облаке, в которое погружена данная туманность, так и особенностями объекта, что представляется нам более реалистичным объяснением. Очень вероятно, что в виде "петли" мы наблюдаем основание наклоненного в нашу сторону (что соответствует отрицательным лучевым скоростям в западной части потока) полого светящегося конуса. Резкий внутренний край может быть сформирован под воздействием направленного истечения, подобно тому, как это наблюдается в туманности, связанной с источником потока НН 83 [17]. Стоит упомянуть, что туманности сходной петлеобразной или кольцеобразной формы часто встречаются вблизи звезд типа FU Ori, на что было впервые указано в работе [19]. В ИК-диапазоне на 2.1-2.2 мкм (полосы K, K') видна только северная ветвь туманной петли, причем изображения, полученные на одном и том же телескопе, но с разницей около 10 лет [11,20], практически не отличаются.

С другой стороны, обратим внимание на расположенные дальше к западу от GN 21.00.7 отдельные светлые туманные детали, хорошо заметные в I и H $\alpha$  на рис.1. В целом эти волокна и участки диффузного свечения выглядят как слабое продолжение конуса туманности GN 21.00.7 вплоть до второго темного сгущения. Именно в пределах этого конуса и разбросаны отдельные сгустки потока НН 1050. В частности, конденсации O и N погружены в облачко с большим поглощением, восточный край которого, обращенный к GN 21.00.7, имеет повышенную яркость в линиях [SII] (см. рис.1) и, следовательно, подвержен ударному возбуждению со стороны вещества, истекающего из центрального объекта. Эта зона повышенной эмиссии (разбитая

в [12] на объекты НН 1050 J, K и L) прямо указывает на большой телесный угол, в пределах которого распространяется направленное истечение.

Третий участок повышенного поглощения расположен на юго-восток от GN 21.00.7. Находящаяся в нем звезда (S2 на рис.1) подсвечивает слабую дугообразную отражательную туманность, ориентированную, как и GN 21.00.7, в направлении восток-запад и впервые упомянутую в работе [9]. Однако, в отличие от характерной формы GN 21.00.7, создается впечатление, что в данном случае мы наблюдаем лишь освещенный край пылевого облака. На изображениях, полученных с WFC (рис.3с), видно, что звезда также окружена очень компактной (порядка  $2''.2$ ) и яркой пылевой оболочкой неправильной формы. В работе [12] обнаружены признаки коллимированного истечения из центральной звезды этого объекта (поток НН 1048), но все ступки данного потока очень слабы и находятся близко к пределу обнаружения на наших изображениях. В отличие от НН 1050, ни один из них не виден также и на изображениях WFC.

Отметим в заключение, что в [12] был обнаружен джет и направленный поток также и из звезды S1, ориентированный на северо-восток (НН 1051). Все его компоненты исключительно слабы и находятся за пределами возможностей обнаружения на 2.6-м телескопе.

5. *Источники.* Еще в работе [9] звезды S1 и S2 были указаны как вероятные центральные источники для двух туманностей в области L 988a. Там же отмечалось, что звезда S1 смещена на 10 угл. с к востоку от координат ИК-источника IRAS 21007+4951 и не имеет, вероятно, к нему прямого отношения.

Нет никаких сомнений в том, что дугообразную туманность к юго-востоку от GN 21.00.7 освещает именно звезда S2, и она же является источником потока НН 1048. Полученный нами спектр этой звезды показывает присутствие эмиссии Na умеренной интенсивности, что, наряду с другими свойствами, позволяет отнести ее к классу YSO.

Что касается звезды S1 (WISE J210223.85+500306.8, "eastern star" в [12]), то она, как указано выше, создает отдельный поток НН 1051, а поэтому не может быть центральным источником биполярного потока НН 1050 и туманности GN 21.00.7 (которые, несомненно, генетически связаны). Однако S1, несомненно, также является молодым объектом, поскольку в ее спектре присутствуют довольно сильная эмиссионная линия Na с асимметричным профилем и слабые эмиссии Fe II.

Вообще говоря, при высоком разрешении морфология туманности GN 21.00.7 напоминает даже двойную петлю или восьмерку (имея некоторое сходство, например, с туманностью около LkHa<sup>m</sup>233), причем в центре симметрии этой биполярной структуры находится источник IRAS 21007+4951, невидимый в оптике.

Изображения, полученные в инфракрасном диапазоне, позволяют прояснить ситуацию. При сопоставлении *JHK*-изображений обзора 2MASS, а также снимка из работы [11], мы видим, что уже в фильтре *H* на месте IRAS 21007+4951 появляется размытое пятно, а в полосе *K* этот источник становится четко заметным звездообразным объектом. Этот объект в работе [12] обозначен как "western star" (он же WISE J210222.70+500308.3). Его положение менее, чем на 3", отличается от каталожных координат объекта IRAS 21007+4951. Необходимо упомянуть, что в полосе *K* ощутимо возрастает также и яркость звезд *S1* и *S2*.

Данные из обзора WISE позволяют продвинуться в более длинноволновый диапазон, и тогда обнаруживается, что уже на 3.4 мкм яркость *S1* и WISE J210222.70+500308.3 становится сопоставимой, а на 4.6 мкм последний превосходит по блеску все другие источники в области диаметром 6'. Наконец, уже на 12 мкм доминирующими источниками становятся WISE J210222.70+500308.3 и звезда *S2*. Последнее неудивительно, учитывая наличие очень плотной и компактной пылевой туманности вокруг этой

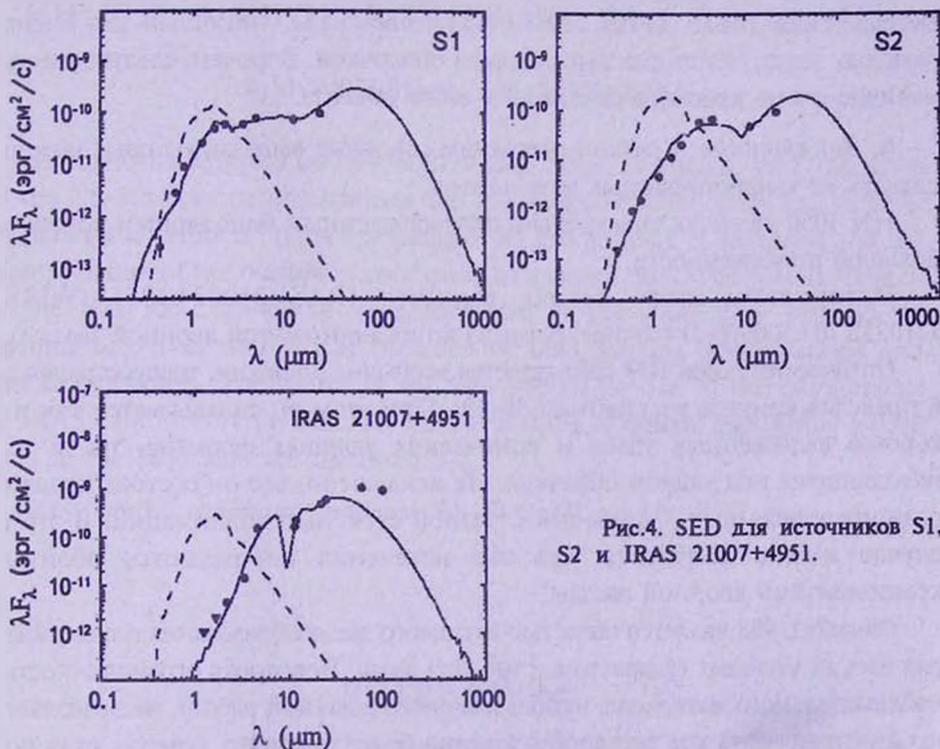


Рис.4. SED для источников *S1*, *S2* и IRAS 21007+4951.

звезды (см. выше). С другой стороны, есть все основания отождествить WISE J210222.70+500308.3 с IRAS 21007+4951 (возможный вклад звезды *S1* в излучение источника IRAS 21007+4951 в далеком ИК-диапазоне, допускаемый в [12], вряд ли может быть значительным).

Дополнительные результаты ИК-фотометрии объектов S1 и IRAS 21007+4951 содержатся в обзоре кратных молодых звезд, погруженных в темные облака [21], где также показано изображение обеих звезд в полосе L' при высоком разрешении. Расстояние между ними составляет около 11", что не позволило посчитать их физической системой [21]. Однако последующие наблюдения с адаптивной оптикой выявили, что звезда IRAS 21007+4951 сама по себе является тесной двойной с расстоянием между компонентами всего 0".17, причем спутник является еще более красным объектом ( $K-L' = 7.78$ ) [22].

В заключение мы представляем спектральные распределения энергии (SED) для всех трех объектов, рассмотренных в данном разделе (рис.4). Они построены с помощью системы моделей, разработанной в [23]. Используются фотометрические оценки из каталогов USNO-B1, 2MASS, WISE, IRAS, а также из работы [21]. Как видно, звезды S1 и S2 имеют сходные SED, соответствующие объектам позднего спектрального класса, с заметным влиянием околос звездных пылевых дисков. Это вполне согласуется с их оптическими спектрами и указывает, что обе звезды относятся к классическим звездам типа T Tau. IRAS 21007+4951 имеет SED, типичный для очень молодых звезд, окутанных выпадающей оболочкой. Впрочем, следует учесть наличие очень красного спутника у этого объекта.

6. *Заключение.* Кратко перечислим основные выводы, которые можно сделать из вышеописанных результатов.

НН 1050 является спектрально подтвержденным биполярным потоком большой протяженности.

Источником этого потока является IRAS 21007+4951 (WISE J210222.70+500308.3) (точнее, один из компонентов этой двойной звезды).

Оптический поток НН 1050 является необычно широким, распространяясь в пределах конусов раскрытием 30-40°. При этом он складывается как из хорошо выраженных узлов и конических ударных фронтов, так и из находящихся под ударом облачков. Не исключено, что он состоит из двух разнонаправленных истечений с разной степенью коллимации. В этом случае можно допустить, что эти истечения порождаются обоими компонентами двойной звезды.

Облако L 988 является областью активного звездообразования и содержит ряд весьма молодых (возрастом  $\leq 10^5$  лет) звезд. Некоторая ограниченность наблюдательного материала, использованного в данной работе, не позволяет проанализировать ход звездообразования более детально, однако, судя по данным из [12], как раз участок облака вокруг L 988a содержит, по крайней мере, три направленных истечения.

Данная работа была частично поддержана грантом ANSEF astroex-3124 и грантом ГКН РА 13-1С208. Авторы признательны А.Н.Буренкову за

помощь при наблюдениях на 6-м телескопе CAO РАН. Обзор 2MASS является совместным проектом университета Массачусетса и Калифорнийского технологического института. Космический телескоп WISE является совместным проектом университета Калифорнии в Лос-Анджелесе и Лаборатории реактивного движения Калифорнийского технологического института. Использованы также наблюдения телескопа "Хаббл" из архива данных в STScI (Space Telescope Science Institute). В данной работе активно использовался виртуальный атлас неба ALADIN, разработанный в Центре звездных данных, Страсбург.

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

## HH 1050: A BIPOLAR OUTFLOW IN L 988 CLOUD

T.A.MOVSESSIAN, T.Yu.MAGAKIAN

An optical collimated outflow HH 1050 (L 988a) is studied. With the usage of the 2.6-m telescope observations and the data from catalogues and surveys, including the "Hubble" telescope archive, its morphology is discussed and the bipolar nature of the outflow is confirmed by spectral data. The specific feature of the HH 1050 outflow is its propagation in the wide cone with 30-40° opening angle, as well as the presence of both moving condensations and shocked cloudlets. The source of the flow should be one of the components of IRAS 21007+4951 (WISE J210222.70+500308.3) double star. Other young stars in the field also are discussed.

Key words: *collimated outflows: HH-flows: IR sources: PMS stars*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Ш.Хавтаси, Атлас галактических темных туманностей, Тбилиси, 1960
2. K.Dobashi, H.Uehara, R.Kandori et al., PASJ, 57, S1, 2005.
3. B.Reipurth, N.Schneider, in Handbook of Star Forming Regions, ASP, 1, 36, 2008.
4. G.H.Herbig, S.E.Dahm, Astron. J., 131, 1530, 2006.
5. J.Alves, C.J.Lada, E.A.Lada, S.J.Kenyon, R.Phelps, Astrophys. J., 506, 292, 1998.

6. *T.Yu.Magakian, E.H.Nikogossian, C.Aspin et al.*, *Astron. J.*, 139, 969, 2010
7. *F.O.Clark*, *A&Ap.* 164, L19, 1986.
8. *M.Felli, F.Palagi, G.Tofani*, *A&Ap*, 255, 293, 1992.
9. *H.J.Staude, H.Elsässer*, *A&Ap Rev.*, 5, 167, 1993.
10. *T.Neckel, H.Vehrenberg*, *Atlas of Galactic Nebulae, Vol I-III (Treugesell Verlag, Düsseldorf)*, 1985, 1987, 1990.
11. *K.-W.Hodapp*, *Astrophys. J. Suppl.*, 94, 615, 1994.
12. *J.Walawender, B.Reipurth, J.Bally*, *Astron. J.*, 146, 66, 2013.
13. *T.Movsessian, J.Boulesteix, J.-L.Gash, S.Zaratsian*, *Baltic Astron.*, 9, 652, 2000.
14. *V.L.Afanasiev, A.V.Moiseev*, *Astron. Lett.*, 31, 194, 2005.
15. *R.Mundt, T.P.Ray, A.C.Raga*, *A&Ap*, 252, 740., 1991
16. *K.H.Bohm, J.Solf*, *Astrophys. J.*, 348, 297, 1990.
17. *B.Reipurth, K.C.Yu, S.Heathcote, J.Bally, L.F.Rodriguez*, *Astron. J.*, 120, 1449, 2000.
18. *U.Y.Wu, Y.We, M.Zhao et al.*, *A&Ap*, 426, 503, 2004.
19. *R.W.Goodrich*, *Publ. Astron. Sos. Pacif.*, 98, 116, 1987.
20. *M.S.Connelley, B.Reipurth, A.T.Tokunaga*, *Astron. J.*, 133, 1528, 2007.
21. *M.S.Connelley, B.Reipurth, A.T.Tokunaga*, *Astron. J.*, 135, 2496, 2008.
22. *M.S.Connelley, B.Reipurth, A.T.Tokunaga*, *Astron. J.*, 138, 1193, 2008.
23. *T.P.Robitaille, B.A.Whitney, R.Indebetouw, K.Wood*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 169, 328, 2007.

## ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ЦВЕТА ЗВЕЗДЫ ПРИ ЕЕ ЗАТМЕНИИ ПРОТОПЛАНЕТОЙ

Я.Н.ЧХИКВАДЗЕ

Поступила 24 ноября 2014

Принята к печати 19 февраля 2014

Исследованы особенности изменения блеска цвета звезды при ее экранировании газопылевой протопланетой на основе соотношения (1). При довольно общем случае, предполагая лишь то, что  $\tau(x, y) \in [0, \tau^{\max}]$ , показано следующее. В минимумах блеска отношение  $(\Delta m_2^{\max} - \Delta m_1^{\max}) / \Delta m_1^{\max}$  уменьшается по мере роста  $\Delta m_1^{\max}$ . Область возможного расположения точек из множества  $\{E_1; E_2\}$  на диаграмме  $E_2$  vs  $E_1$  локализована внутри довольно узкой параллелограммы с большой диагональю, описываемой соотношением (10). Если  $\tau(x, y) = \tau^{\max} \sqrt{1 - (x^2 + y^2) / R^2}$ , то искомую функцию  $E_2$  vs  $E_1$  практически можно представить соотношением (10). Расчетные зависимости "блеск-цвет" показывают принципиальные отличия от закона межзвездного поглощения. Если придерживаться мнения о том, что в Ae/Be звездах Хербига с падением блеска рост показателей цвета происходит линейно, т.е.  $(\Delta m_2 - \Delta m_1) / \Delta m_1 = \text{const}$  и, что значение указанного отношения не зависит от глубины затмения, то можно прийти к выводу, что алгоподобное изменение блеска Ae/Be звезд Хербига невозможно объяснить в рамках модели затмения протопланетой.

**Ключевые слова:** *звезда: особенности изменения блеска: экранирование протопланетой*

**1. Введение.** Большинство современных теорий образования Солнечной системы постулирует, что Солнце в ранней стадии эволюции было окружено пылевой дискообразной протопланетной туманностью, в которой сформировались планеты и другие твердые тела. Некоторые данные позволяют думать, что материал планет Земной группы проходил шаг за шагом иерархию планетозимальных размеров от пылинок до планет [1].

Однако многие авторы считают, что формирование планет-гигантов легче объяснить одноступенчатым коллапсом непосредственно из газа и пыли, при котором образовались тела планетных или еще больших размеров. Предполагается, что определяющим процессом является гравитационная неустойчивость газопылевого диска; она вызывает коллапс с образованием объектов с массой равной или превышающей массы планет [2,3]. Обычно такие огромные образования называют протопланетами. Результаты космической программы "Кеплер" и специальная программа по поиску планет около звезд показывают, что концепция образования крупномасштабных протопланет имеет реальную основу.

Таким образом, можно предположить, что вокруг звезд раннего возраста,

какими являются Ae/Ве звезды Хербига, могут существовать протопланеты. Венцел [4] был первым, указавшим на то, что алголеподобные падения блеска некоторых Ae/Ве звезд Хербига могут происходить в процессе затмения звезды, вращающейся вокруг нее газопылевой протопланетой.

В настоящей работе представлены результаты моделирования процесса изменения блеска и цвета звезды в ходе ее экранирования протопланетой.

2.1. *Основные соображения.* Рассмотрим следующее соотношение, описывающее падение блеска звезды при ее экранировании газопылевой протопланетой, которое было получено нами ранее [5]:

$$E_{\lambda} = 1 - \frac{s}{s_0} + \iint e^{-p\tau_{\lambda}(x,y)} ds/s_0, \quad (1)$$

где  $E_{\lambda}$  - нормированное значение потока излучения звезды, когда протопланета затмевает часть поверхности звезды, равную  $s$ , а  $s_0$  - полная видимая площадь диска звезды. Координатная система XYZ связана с центром протопланеты. Движение происходит в плоскости XZ, а наблюдатель находится в направлении оси Z.  $M(\xi, 0)$  - координата переднего края диска звезды, а  $\tau_{\lambda}(x, y)$  - полная (поглощение + рассеяние) оптическая толщина. Вещество протопланеты по своим свойствам похоже на межзвездное. Протопланета имеет форму сферы радиусом  $R$ , равным звездному. Считается, что поверхностная яркость звезды - постоянная величина, а рассеяние вперед пренебрежимо мало.

2.2. *Зависимость  $E_2$  от  $E_1$ .* Для упрощения записи индексами 1 и 2 обозначим те или иные величины на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Задача заключается в установлении свойств искомой функции  $E_2$  vs  $E_1$ . Вначале исследуем свойства минимумов блеска на основе следующего соотношения:

$$E_{\lambda}^{min} = \iint e^{-p\tau_{\lambda}(x,y)} ds/s_0, \quad (2)$$

где параметр  $p \in [0, \infty)$ . Необходимо отметить, что для удобства величины  $\tau(x, y)$  считаются фиксированными, а вариация оптической толщины осуществляется параметром  $p$ . Если заменить интеграл суммой:

$E_{\lambda}^{min} = \sum_{i=1}^n \Delta s_i e^{-\tau_i} / \sum_{i=1}^n \Delta s_i$ , то из неравенства Иенсена [6] следует,

$$E_2^{min} > (E_1^{min})^t, \quad \text{где } t = \tau_2(x, y) / \tau_1(x, y) > 1. \quad (3)$$

Из соотношения (3) следует, что

$$m_2^{min} < t m_1^{min}, \quad \text{где } m^{min} = -2.5 \log E^{min}. \quad (4)$$

Производная  $dm_2^{min} / dm_1^{min}$  определяется следующим образом:

$$t \left\{ \frac{\iint e^{-pt_1} \tau_1 ds / \iint e^{-pt_1} ds}{\iint e^{-pt_1} \tau_1 ds / \iint e^{-pt_1} ds} \right\}, \quad (5)$$

где  $\tau_1 = \tau_1(x, y)$ . Так как соотношение (5) положительная величина, то

$m_2^{min}$  vs  $m_1^{min}$  должна быть монотонно возрастающей функцией. Очень важно, что

$$dm_2^{min}/dm_1^{min} \rightarrow t, \text{ когда } p \rightarrow 0. \quad (6)$$

С другой стороны, используя неравенство Иенсена [6], нетрудно показать, что производная по  $t$  отношения  $\left( \frac{\int_0^{s_0} e^{-pt\tau_1} \tau_1 ds}{\int_0^{s_0} e^{-pt\tau_1} ds} \right) < 0$ , поэтому величина в фигурных скобках (5) меньше единицы и следовательно

$$dm_2^{min}/dm_1^{min} < t. \quad (7)$$

Рассмотрим варианты:  $dm_2^{min}/dm_1^{min} \geq 0$  и меньше нуля. Положительность второй производной означает, что  $m_2^{min}$  vs  $m_1^{min}$  выпуклая функция. Другими словами, отношение  $m_2^{min}/m_1^{min}$  будет увеличиваться по мере роста глубины затмения, но будут нарушены условия (4), (6) и (7). Условия (4), (6) и (7) нарушаются и в том случае, когда вторая производная равна нулю. Итак, должно выполняться условие отрицательности второй производной, означающее, что  $m_2^{min}$  vs  $m_1^{min}$  будет вогнутой (выпуклой вверх) функцией.

Производная искомой функции определяется соотношением [8] и она положительная,

$$\frac{d(1-E_2)}{d(1-E_1)} = \frac{1-e^{-p\tau_2(\xi,0)}}{1-e^{-p\tau_1(\xi,0)}} > 0, \quad (8)$$

поэтому  $(1-E_2)$  vs  $(1-E_1)$  будет монотонно возрастающей функцией. Знак второго производного  $d^2(1-E_2)/d(1-E_1)^2$  можно определить из соотношения (9).

$$\text{Sign} \frac{d^2(1-E_2)}{d(1-E_1)^2} = \frac{d\tau_1(\xi,0)}{ds} \left[ t \frac{e^{-p\tau_2(\xi,0)}}{e^{-p\tau_1(\xi,0)}} - \frac{1-e^{-p\tau_2(\xi,0)}}{1-e^{-p\tau_1(\xi,0)}} \right]. \quad (9)$$

Величина в квадратных скобках всегда отрицательна и поэтому, когда производная  $\tau_1(x, y)$  отрицательна, тогда искомая функция будет выпуклой (выпуклой вниз). Когда производная  $\tau_1(x, y)$  положительна, то искомая функция будет вогнутой (выпуклой вверх), а при условии равенсти нулю, искомая функция будет иметь перегиб.

Не конкретизируя особенности распределения  $\tau(x, y)$ , определим ту часть диаграммы  $E_2$  vs  $E_1$ , в которой могут располагаться точки из множества  $\{E_1; E_2\}$ , допустим лишь то, что значения, принимаемые  $\tau(x, y)$ , заключены в интервале  $[0, \tau^{max}]$ . При таком допущении производная искомой функции как в начале затмения, так и в момент полного затмения может принять значения между  $t$  и  $\left( \frac{1-e^{-p\tau_1^{max}}}{1-e^{-p\tau_2^{max}}} \right)$ .

На рис.1 прямая  $OB$  соединяет две точки графика искомой функции: начало затмения и момент достижения минимума. Угловой коэффициент прямой  $OB$  равен  $(1-E_2^{min})/(1-E_1^{min})$  и его значение уменьшается с ростом

глубины затмения.

Нетрудно понять, что график искомой функции должен располагаться внутри параллелограмма  $OABC$ , сторонами которой являются касательные прямые, проведенные из точек  $O$  и  $B$  с экстремальными значениями угловых коэффициентов, указанными выше. В случае  $d\tau(\xi, 0)/ds > 0$ , график искомой функции должен располагаться выше прямой  $OB$ , а при условии  $d\tau(\xi, 0)/ds < 0$  - ниже. В случае  $d\tau(\xi, 0)/ds = 0$  искомая функция будет

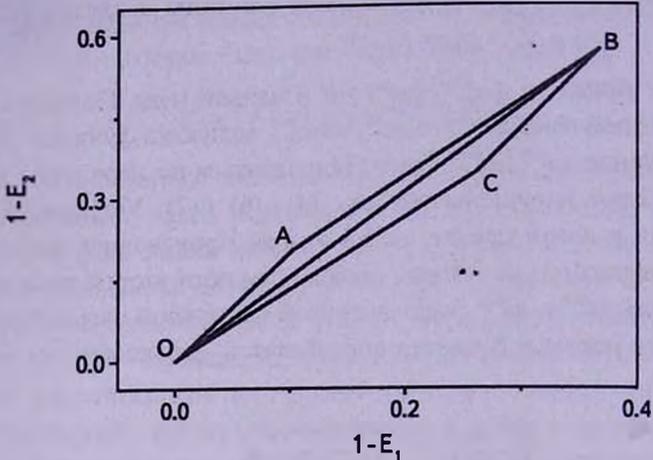


Рис.1. Область возможного расположения точек из множества  $\{E_1; E_2\}$ .

иметь перегиб и график пересечет прямую  $OB$ . При выполнении условия  $d\tau(\xi, 0)/ds = 0$  несколько раз, искомая функция во столько же раз будет иметь перегиб и пересечение с прямой  $OB$ . Оценки ширины параллелограмма  $OABC$  показали, что отклонение точек  $A$  и  $C$  от прямой  $OB$  при  $t=2$  и  $\tau_1^{max}=1$  порядка 0.04, а при  $t=1.3$  и  $\tau_1^{max}=1$  оно порядка 0.01.

**2.3. Модель с центральной симметрией.** Можно предположить, что наиболее правдоподобным должно быть допущение о том, что плотность материи внутри протопланеты более или менее постоянная величина. В таком случае оптическая толщина протопланеты максимальна в центре и постепенно уменьшается к ее краям т. е.  $\tau(x, y) = \tau^{max} \sqrt{1 - (x^2 + y^2)/R^2}$ . Минимальное значение блеска при этом определяется из следующего выражения:  $E^{min} = 2[1 - e^{-\tau(1+\tau)}]/\tau^2$ , где  $\tau = \tau^{max}$ . О характере искомой функции было сказано выше: вначале она вогнутая, затем пересекает прямую  $OB$  и после перегиба становится выпуклой, но расчеты путем численного интегрирования соотношения (1) при таком допущении показали, что график искомой функции незначительно отклоняется от прямой  $OB$ : при  $t=1.3$  и  $\tau_1^{max}=1$  максимальное отклонение от прямой  $OB$  порядка 0.001. Таким образом, мы приходим к выводу, что искомую зависимость  $E_2$  vs  $E_1$ , практически можно представить следующим соотношением:

$$E_2 = fE_1 - f + 1, \text{ где } f = (1 - E_2^{min}) / (1 - E_1^{min}). \quad (10)$$

На рис.2 представлены результаты расчетов на основе соотношения(10), иллюстрирующие зависимости изменения показателя цвета от блеска при различных глубинах затмения. Модельные зависимости принципиально отличаются от закона стандартного межзвездного покраснения: во-первых, расчетные зависимости нелинейные, и во-вторых, с ростом глубины затмения происходит их сдвиг вправо и вниз.

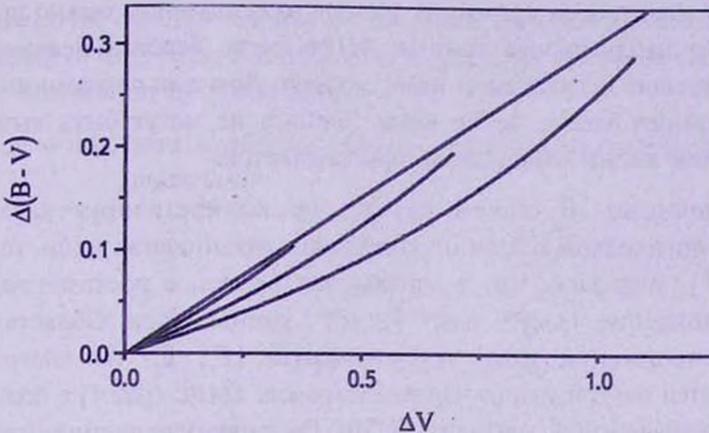


Рис.2. Зависимость показателя цвета от блеска. Прямая линия - межзвездное покраснение.

3. *Сравнение с наблюдениями.* Ae/Be звезды Хербига по характеру изменения показателя цвета делятся на два класса. В первом из них, с падением блеска, показатели цвета звезд все время монотонно увеличиваются (класс *R*), а у звезд класса *CR*, с падением блеска до определенного значения показатели цвета сперва монотонно растут и при дальнейшем понижении блеска показатели цвета уменьшаются [7]. Впервые эффект поворота цветового трека был описан в работах [8-10]. Некоторые авторы указывают на то, что монотонное увеличение показателей цвета происходит почти по закону межзвездного покраснения [7-14]. Особенно следует отметить, что нам не удалось найти указание на то, что градиенты роста показателя цвета изменяются при затмениях звезды с различными минимумами. Рассмотрение рис.1-9 [7] показывает, что монотонное увеличение показателей цвета  $\Delta(b-y)$  в звездах класса *R* более уверенно можно аппроксимировать линейным законом, чем иным. С целью получения более правдоподобного заключения рассмотрим подробно V586 Ori. По данным наблюдения в системе Стремгрена V586 Ori находился в минимумах с глубиной  $0^m.8$  и  $1^m.2$ , соответственно [7]. На рис.6 [7] 95% точек до  $\Delta y = 0^m.8$  и после указанного значения равномерно распределены около прямой с угловым коэффициентом, равным  $\sim 0.19$  внутри полосы с шириной порядка  $0^m.03$ . Наблюдения V586Ori в

системе Стремгрена были произведены нами почти синхронно с наблюдениями [7]. По методике предложенной нами, были получены максимально правдоподобные оценки коэффициентов линейной зависимости между значениями изменения блеска на различных длинах волн [14]. К примеру,  $\Delta b = 1.187 \Delta y \pm 0.0013$ , а погрешности остальных коэффициентов имеют тот же порядок. Высокие точности оценок показывают, что изменение блеска V586Or происходит по закону нормального межзвездного покраснения, и что особенно важно,  $\Delta(m_2 - m_1)/\Delta m_1$  остается постоянным при затмениях с различными значениями минимума. Исходя из сказанного, можно прийти к выводу, что наблюдаемые данные Ae/Ве звезд Хербига невозможно объяснить в рамках исследуемой нами модели. Другими словами алголеподобные падения блеска Ae/Ве звезд Хербига не могут быть вызваны экранированием звезды газопылевой протопланетой.

4. *Заключение.* В общем случае, не конкретизируя характер зависимости оптической толщи от координат, предполагая лишь то, что  $\tau(x, y) \in [0, \tau^{max}]$ , показано, что в минимумах блеска, с ростом глубины затмения, отношение  $(\Delta m_2^{min} - \Delta m_1^{min})/\Delta m_1^{min}$  уменьшается. Область возможного расположения точек из множества  $\{E_1; E_2\}$  на диаграмме  $E_2$  vs  $E_1$  находится внутри узкого параллелограмма  $OABC$  (рис.1) с большой диагональю, описываемой уравнением (10). Рассмотрение частного случая, когда  $\tau(x, y) = \tau^{max} \sqrt{1 - (x^2 + y^2)/R^2}$  показало, что искомую зависимость  $E_2$  vs  $E_1$  практически можно представить в виде уравнения (10). Расчетные зависимости изменения показателя цвета от блеска (рис.2) показывают принципиальное отличие от закона межзвездного поглощения. Сделан вывод о том, что алголеподобное падение блеска Ae/Ве звезд Хербига не может быть вызвано экранированием звезды газопылевой протопланетой.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.Харадзе,  
Грузия, e-mail: iakobch@yahoo.com

## STAR'S BRIGHTNESS AND COLOUR VARIATION DUE TO OBSCURATION BY THE PROTOPLANET

I.N.CHIKVADZE

Dependence between brightness and colour during star obscuration by gas-dust protoplanet on the basis of relation (1) are considered. In general case, suppose that  $\tau(x, y) \in [0, \tau^{max}]$  following has been shown. In minimums of the brightness

the ratio  $(\Delta m_2^{min} - \Delta m_1^{min}) / \Delta m_1^{min}$  decreases when  $\Delta m_1^{min}$  increases. The region of possible disposition of points belonging to the set  $\{E_1; E_2\}$  on the diagram  $E_2$  vs  $E_1$  is located within the narrow parallelogram  $OABC$ : the diagonal  $OB$  is presented by equation (10). In particular case when  $\tau(x, y) = \tau^{max} \sqrt{1 - (x^2 + y^2) / R^2}$  the relation  $E_2$  vs  $E_1$  may be presented by equation (10). The behavior of the colour-magnitude relation principally differs from interstellar reddening law. Following the consideration that in the Herbig Ae/Be stars there is a linear dependence of the colour index on brightness i.e.  $(\Delta m_2 - \Delta m_1) / \Delta m_1 = const$  and later ratio is not depends on the depth of minima it's should be concluded that brightness algol-like fading of the Herbig Ae/Be stars can't be explained within the frame model of the obscuration by protoplanet.

Key words: *star: dependence between brightness and colour: obscuration by protoplanet*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Гринберг, У.Хартманн, К.Чепмен, Д.Вэкер, Протозвезды и планеты, часть 2, М., Мир, 1982, с.684.
2. А.Г.У.Камерон, Протозвезды и планеты, часть 2, М., Мир, 1982, с.516.
3. P.Bodenheimer, Icarus, 29, 165, 1976.
4. W.Wenzel, Non-periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Coll. No.4, ed. L.Detre, Budapest, 1969.
5. I.N.Chkhikvadze, Bull. Georgian Acad. Sci., 164, No.2, p.280, 2001.
6. Г.М.Фихтенгольц, Курс дифференциального и интегрального исчисления, М., Наука, 1969.
7. E.A.Bibo, P.S.Thé, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 89, 319, 1991.
8. Г.В.Зайцева, Перемен. Звезды, 19, 63, 1973.
9. А.Ф.Пугач, Астрон. ж., 17, 47, 1981.
10. W.Herbst, J.A.Holtzman, B.E.Phelps, Astron. J., 87, 171, 1982.
11. A.Evans, J.J.K.Davies, D.Kilkenny, M.F.Bode, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 215, 537, 1989.
12. W.Herbst, J.A.Holtzman, R.S.Klasky, Astron. J., 88, 1648, 1987.
13. H.R.E.Tjin, A.Djie, L.Remijn, P.S.Thé, Astron. Astrophys., 134, 273, 1984.
14. Я.Н.Чхиквадзе, Астрофизика, 47, 5, 2004.



## РЕЗУЛЬТАТЫ UVV ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ W Sct

М.И.КУМСИАШВИЛИ, К.Б.ЧАРГЕИШВИЛИ,  
Э.Б.ДЖАНИАШВИЛИ

Поступила 15 августа 2013

Принята к печати 19 февраля 2014

Представлены результаты трехцветных фотоэлектрических наблюдений затменно-двойной системы раннего спектрального типа W Sct, полученные впервые в Абастуманской астрофизической обсерватории. Кривые блеска W Sct неустойчивы и асимметричны, создавая тем самым максимум после первого минимума ярче второго максимума. Разброс данных точек превышает ошибки измерения. Наблюдаемые колебания блеска происходят из-за физических условий в этой системе. Нет сомнений, что обмен вещества сыграл важную роль в эволюции этой системы.

**Ключевые слова:** *Тесная двойная система раннего спектрального типа: фотоэлектрические наблюдения: W Sct*

1. *Введение.* W Sct является необычно сложным объектом. Его визуальная величина в максимуме блеска составляет приблизительно 9.5, а фотографическая - 10.3 звездной величины. По данным Струве [1] спектральный класс звезды типа В3п. Спектральные линии чрезвычайно диффузные и слабые. Имеются данные об эффекте бленда (слияние нескольких спектральных линий в одну) в спектре вторичного компонента, особенно в линиях HeI. В главном минимуме не наблюдаются изменения в спектре. Широкая межзвездная поглощающая полоса около  $\lambda 4430 \text{ \AA}$  очень сильная и, несомненно, звезда сильно покраснена за счет этого поглощения. Так как линии водорода во многих спектрограммах оказались отдельными, то спектральная орбита была определена с помощью этих линий. Интересно, что в системе W Sct более яркая компонента стоит впереди во время главного затмения. В связи с этим, автор статьи [1] заключает, что вторичный компонент должен быть раннего спектрального типа В0, а главный - типа В3. В свете этой информации он приходит к выводу о необходимости пересмотра фотометрической орбиты.

Люси и Свиной [2] подтверждают, что орбита должна быть круговой. С 1938г. Гапошкин [3] предпринял наблюдения достаточно большого количества переменных звезд. Среди них оказалась звезда W Sct. Для этой звезды получены 841 фотографических наблюдений, которые потом были

объединены в 30-ти нормальных точках (табл.1) и представлена кривая блеска: звездная величина-фаза (рис.1). Амплитуда блеска составляет 0.8 звездной величины. По данным Гапошкина для W Sct  $P = 10^d.2703$ ,  $m_{\text{max}} = 9^m.67$ , в главном минимуме  $m = 10^m.47$ , во вторичном -  $m = 9^m.85$ .

Таблица 1

## ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАПОШКИНА

Фаза	$IP_g$	Фаза	$IP_g$
0.033	9.69	0.442	9.67
0.066	9.75	0.491	9.70
0.100	9.79	0.535	9.70
0.120	9.94	0.576	9.74
0.130	10.15	0.600	9.76
0.140	10.29	0.626	9.78
0.151	10.47	0.656	9.85
0.160	10.39	0.675	9.79
0.176	10.07	0.710	9.73
0.197	9.95	0.750	9.70
0.210	9.79	0.785	9.70
0.232	9.74	0.825	9.69
0.292	9.72	0.870	9.70
0.339	9.69	0.935	9.69
0.390	9.67	0.978	9.68

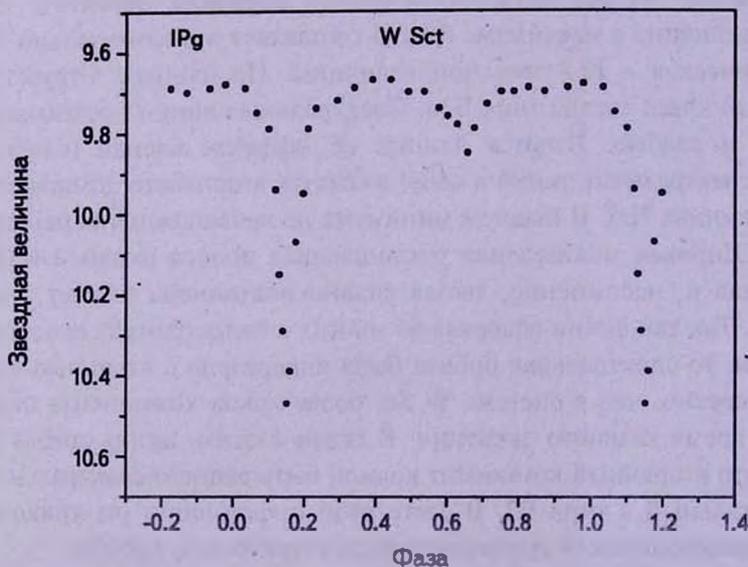


Рис.1. Фотографическая кривая блеска Гапошкина.

Начальная эпоха -  $E_0 = 2428234.650$ .

Отдавая должное важности исследования молодых тесных двойных

систем (ТДС) в различных областях звездообразования [3], Закиров [4,5] обратил внимание на то, что некоторые известные затменно-переменные звезды в этих областях могут быть их физическими членами и тем самым являться молодыми звездами.

Эта задача действительно привлекает особое внимание, так как если мы уже достаточно хорошо понимаем стадии эволюции ТДС после ухода с Главной последовательности [6,7], то вопросы их ранних стадий эволюции все еще находятся на стадии разработки. Основная проблема связана с получением начальных фундаментальных характеристик компонентов и орбитальных элементов ТДС. Только прогресс в этой области позволит нам приблизиться к построению теории происхождения ТДС.

Несмотря на острый дефицит физических данных о молодых ТДС, были высказаны и развиты очень полезные и интересные соображения. В связи с этим нам следует сразу определить понятие ТДС и чем они отличаются от остальных типов двойных звезд. Из всех определений этого термина, больше всего привлекает внимание формулировка Плавца и др. [8], в которой ТДС определяется как система, в которой компоненты физически взаимодействуют друг с другом, изменяя ход эволюционного процесса.

Для осмысления сути затменной переменной звезды W Sct целесообразно рассмотреть затменно-двойную систему RY Sct.

Модуль расстояния для RY Sct, оцененный по двум независимым методам, составляет  $m - M = (11.9 \pm 0.6)^m$ . Расстояние до ассоциации Ser OB1, оцененное по данным астрометрического спутника Hipparcos составляет  $11^m.4$  [9]. Собственное движение RY Sct является таким же малым, как и у членов OB-ассоциации Ser OB1.

Обсуждая соображения о принадлежности RY Sct к OB-ассоциации Ser OB1, по нынешним данным можно уверенно сказать, что она является ее физическим членом. Внутри этой ассоциации есть молодое рассеянное скопление NGC 6611, возраст которого оценен в  $1.2 \cdot 10^6$  лет [10]. Это является также весьма вероятным возрастным пределом системы RY Sct.

Дело в том, что для звезды W Sct, которая находится очень близко к звезде RY Sct, Эшанкуловой [11] определен модуль расстояния по спектрам B0V и B3V и он составляет  $8^m.7$  и  $10^m.1$ , соответственно. С таким результатом она с уверенностью заключает, что W Sct, также как и RY Sct являются членами OB-ассоциации Ser OB1.

Следовательно, из вышесказанного, не трудно понять, насколько интересно и важно изучение системы W Sct, тем более, что вообще она изучена очень плохо, а фотоэлектрические наблюдения этой звезды до сих пор не проводились.

**2. Наблюдения.** Фотоэлектрические наблюдения затменно-двойной

системы W Sct были проведены в Абастуманской астрофизической обсерватории, согласно плану исследования, включающего группу объектов раннего спектрального типа (XZ Cep, UU Cas, RY Sct, W Sct, V729 Cyg). Спектральные и фотометрические данные этих систем часто противоречивы. Они характеризуются интенсивным перетечением вещества и сложными физическими процессами.

Представленные трехцветные фотоэлектрические наблюдения W Sct выполнены на 0.48-м рефлекторе АЗТ-14А с фотоэлектрическим фотометром АФМ-6. В период 1978-1985гг. использовались ФЭУ 79 фотоэлектронный умножитель и стандартные Шоттовские стеклянные фильтры, и только с 1986г. - фотоэлектронный умножитель ФЭУ 136 и широкополосные советские фильтры, близкие к системе Джонсона, для осуществления фотоэлектрической системы *UBV*. Естественно, в эти годы, наблюдался сдвиг инструментальных фотоэлектрических данных. В представленных наблюдениях этот факт был принят во внимание. В целом в нашем распоряжении 43 наблюдательных ночи. Был применен метод счета импульсов.

В наблюдениях, проведенных в 1978-2003гг. BD - 13°4958 использовалась в качестве звезды сравнения, а звезда BD - 13°4961 служила как контрольная.

По литературным данным звезда сравнения является переменной, но эти изменения в пределах ошибки измерения. Учитывая это обстоятельство,

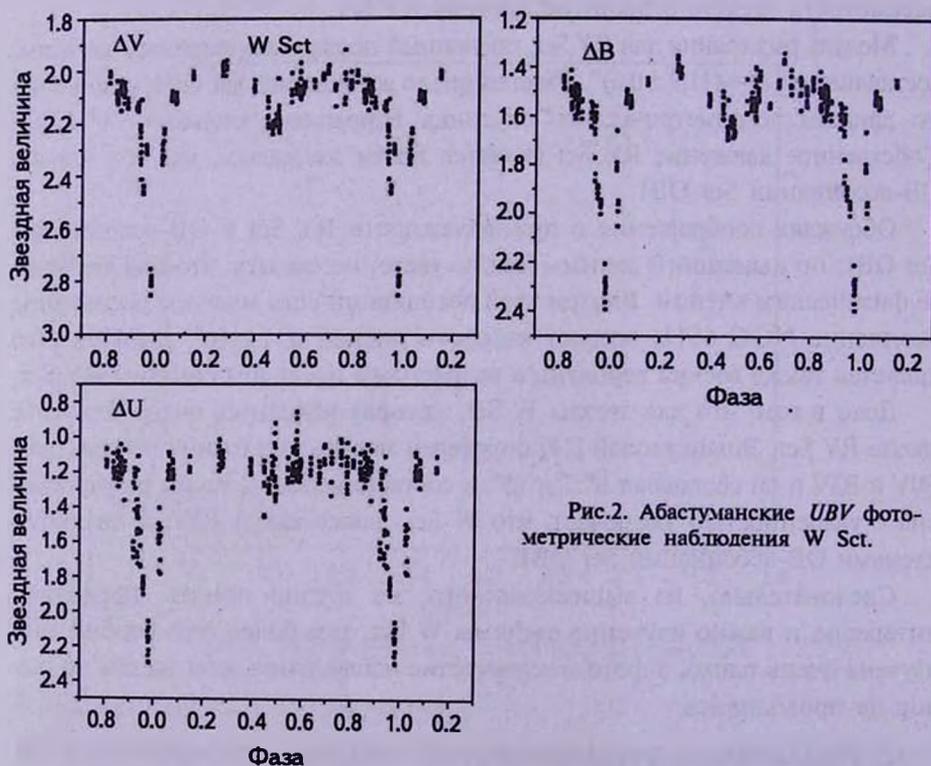


Рис.2. Абастуманские *UBV* фотометрические наблюдения W Sct.

все наблюдения приводились к контрольной звезде.

Ошибки измерения в  $B$ ,  $V$  - цветах приблизительно 0.05 зв. величины, а в  $U$  цвете - 0.07.

В каждом цвете были выполнены приблизительно 295 индивидуальных наблюдений. Орбитальные фазы были вычислены фотометрическими эфемеридами [12]

$$\text{Minl JD} = 2420665^{\text{d}}.47 + 10^{\text{d}}.2703 \cdot E. \quad (1)$$

Отдельные индивидуальные наблюдения были исправлены на дифференциальную экстинкцию. Данные представлены на рис.2.

3. *Обсуждение.* Как видно, кривые блеска W Sct являются нестабильными и асимметричными, тем самым создавая максимум после первого минимума ярче вторичного максимума. Разброс данных точек превышает ошибки фотоэлектрических измерений. Возможно это результат внутренних физических процессов, которые имеют место в компонентах при определенных орбитальных фазах.

В то же самое время основной минимум охвачен не достаточно хорошо. Для решения проблем изменения периода, необходимо выполнить ряд точных фотоэлектрических наблюдений в глубине главного минимума. Наши намерения усиливает форма кривой блеска этой системы, построенной по STEREO/HI-1A данным [13].

#### 4. *Заключения.*

1. Разброс приводимых точек превышает ошибки фотоэлектрических измерений. Наблюдаемые флуктуации на кривых блеска, по всей вероятности, происходят из-за физических условий в этой системе.

2. На кривых блеска замечаются доказательства свойственной переменности в этой системе и также асимметрия, дающая после первого минимума более яркий максимум.

3. Предложенные наблюдения недостаточны для подробного анализа кривых блеска и определения параметров системы современными методами моделирования. Желательно выполнить дополнительные фотоэлектрические наблюдения во время всего периода или, в худшем случае, в некоторых фазах.

4. Интересно построить отклонения реальных изменений кривых блеска от модельных. Рассмотрение этого вопроса на сегодняшний день представляет серьезную проблему с точки зрения построения уже реальной модели системы.

5. Отметим, что нет противоречия в том, что главный, более глубокий минимум соответствует затмению слабой звезды. Поскольку температура спутника выше, имеет место довольно сильный эффект "отражения" на обращенной к нему стороне главного компонента. В минимуме блеска

главный компонент обращен к нам противоположной, более холодной стороной, т.е. затмевается вторичная и горячая часть главной звезды.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харалдзе,  
Государственный университет им. Илии, Грузия  
e-mail: mzia.kumsiashvili@iliauni.edu.ge ketchargeishvili@iliauni.edu.ge  
edik\_var@yahoo.com

## RESULTS OF UBV PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF THE ECLIPSING-BINARY STAR W Sct

M.I.KUMSIASHVILI, K.B.CHARGEISHVILI, E.B.JANIASHVILI

Results of the three-colour photoelectric observation of the early-type close binary system W Sct, obtained at first in the Abastumani astrophysical observatory, are presented. The light curves of W Sct are unstable and asymmetric making the maximum after first minimum brighter than secondary. The scatter of data points exceeds the measurement errors. The observed light fluctuations are due to physical conditions in this interacting system. It is clear that mass transfer must have played a crucial role in the evolution of this system.

Key words: *early-type close binary system: photoelectric observations: W Sct*

## ЛИТЕРАТУРА

1. O.Struve, *Astrophys. J.*, 103, 76, 1946.
2. L.B.Lucy, M.A.Sweeney, *Astron. J.*, 76, 544, 1971.
3. S.Gaposchkin, *AnHar.*, 113, 67-149, 1953.
4. М.М.Закиров, Письма в Астрон. ж., 22, 664-695, 1996а.
5. М.М.Закиров, докт. дисс. физ.-мат. наук, Ташкент, АИ АН РУз, с.317, 1996б.
6. А.Г.Масевич, А.В.Тутуков, М., Наука, с.280, 1988.
7. S.Wellstein, N.Langer, H.Braun, *Astron. Astrophys.*, 369, 939, 2001.
8. M.Plavec, S.Kriz, P.Harmanec, J.Horn, *BAICz.*, 19, pp.24-32, 1968.
9. А.К.Дамбис, А.М.Мельник, А.С.Расторгуев, Письма в Астрон. ж., 27, 68-75, 2001.
10. А.К.Дамбис, *AstL*, 25, 7-13, 1999.
11. М.У.Эшанкулова, канд. дисс. физ.-мат. наук, Ташкент, АН Респ. Узб. АИ им. Улугбека, 2006.
12. K.Kordilewski, *Acta Astronomica*, 1, 164, 1931.
13. K.T.Wraight *et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 416, 2011.

## ЗАПЯТНЕННОСТЬ МОЛОДЫХ PMS ЗВЕЗД

И.Ю.АЛЕКСЕЕВ

Поступила 27 июня 2013

Принята к печати 19 февраля 2014

На основе долговременных многополосных фотометрических наблюдений 8 молодых PMS звезд построены модели их запятненности. Показано, что средняя площадь пятен доходит до 40% полной поверхности звезды (V824 Aга), в то время как разность температур спокойной фотосферы и пятна составляет от 870 К (AB Dog) до 1700-1800 К (PZ Tel, V1321 Ori, V395 Ser). Пятна расположены на низких (2 - 8°, V343 Nor) и средних (25 - 61°) широтах, в то время как наибольшая широта пятен составляет 16 - 80°. Для звезд PZ Tel, TY Col, V824 Aга, AB Dog отмечена циклическая активность, проявляющаяся в изменениях полной площади и средней широты пятен. Отмечено наличие широтного дрейфа пятен и дифференциального вращения звезды, аналогичных солнечному.

**Ключевые слова:** *звезды: PMS - звезды: запятненность*

1. *Введение.* Запятненность звезд была обнаружена в середине прошлого века по деформациям кривых блеска затменных двойных систем различных типов. Позднее, в середине 60-х годов, была обнаружена фотометрическая переменность незатменных систем и одиночных звезд, состоящая из вращательной модуляции блеска и медленных вариаций кривой блеска от сезона к сезону, связанных с изменениями конфигурации покрывающих звезду пятен. Подробно история открытия звездных пятен описана нами в [1]. Несмотря на развитие таких прогрессивных методов исследования запятненных звезд, как доплеровское картирование, фотометрические методы до сих пор остаются весьма распространенными и актуальными. Это связано с тем, что доплеровское картирование накладывает сильные ограничения на отношение сигнала к шуму (типичное  $S/N$  составляет около 200-400) и спектральное разрешение (обычно около  $R=40000$ ). Хотя четыре программные звезды из восьми исследовались методом доплеровского картирования, подавляющее число молодых T Tauri и weak T Tauri звезд таким наблюдениям недоступны. В настоящей статье мы сравниваем параметры запятненности, получаемые с помощью доплеровского картирования и фотометрических методов.

Получение характеристик звездных пятен (полная площадь пятен, их температура и средняя широта) с помощью фотометрии сводится к решению для разных фотометрических полос и в характерных точках кривой блеска переменной системы уравнений вида:

$$\Delta m_{\lambda} = -2.5 \log \left( \frac{1 - (a_{\lambda} I + b_{\lambda} J)}{1 - u_{\lambda}^{ph} / 3} \right), \quad (1)$$

где мы ввели обозначения:  $\alpha_\lambda = 1 - u_\lambda^{ph} - (1 - u_\lambda^{sp})\beta_\lambda$  и  $b_\lambda = u_\lambda^{ph} - u_\lambda^{sp}\beta_\lambda$ . Здесь  $\beta_\lambda$  - контраст блеска пятна относительно спокойной фотосферы. Параметры  $u_\lambda^{ph}$  и  $u_\lambda^{sp}$  - коэффициенты потемнения к краю в данной длине волны для фотосферы и пятна, зависящие только от характеристик модели атмосферы: температур фотосферы и пятна и ускорения силы тяжести на поверхности звезды. Величины

$$I = \pi^{-1} \iint \cos\alpha \sin\theta \, d\theta \, dl \quad \text{и} \quad J = \pi^{-1} \iint \cos^2\alpha \sin\theta \, d\theta \, dl, \quad (2)$$

характеризуют площадь проекции пятна на картинную плоскость и положение пятен относительно центра диска. Они зависят от принятой конфигурации звездных пятен. Если температурные параметры определяются достаточно легко из многоцветных наблюдений при разумных предположениях о распределении энергии в спектре пятна, то оценка геометрических параметров требует некоторых дополнительных априорных предположений. Этому вопросу посвящена обширная (более 500 названий) литература и многочисленные модели той или иной степени изощренности (см. обзор в книге Гершберга [2]). Часто применяемая в расчетах запятненности иерархическая модель представляет фотометрическое поведение звезды с помощью 1-3 больших пятен, причем главное пятно обычно является высокоширотным или даже околополярным. Такая картина получается практически для всех активных звезд, независимо от спектрального класса и скорости вращения, резко отличаясь от картины солнечных пятен.

Разработанная в КраО зональная модель запятненности [1] показала для звезд различных типов, что их фотометрическое поведение возможно адекватно описать моделью, качественно аналогичной солнечной, содержащей многочисленные мелкие пятна на низких и средних широтах. С другой стороны, подавляющее большинство запятненных звезд (в том числе и Солнце), показывает наличие двух разнесенных на примерно на  $180^\circ$  активных долгот, вблизи которых концентрируются пятна, выходы локального магнитного поля, максимумы вспышечной активности и хромосферной эмиссии. Фотометрически такой эффект проявляется как двугорбая кривая блеска, где два минимума, разделенные примерно на полпериода, соответствуют двум активным долготам. Алексеев [3] разработал для случая двух активных долгот билинейную модель и применил ее к описанию запятненности красных карликов.

Как и в простой линейной модели [1], вся совокупность запятненных областей на звезде представляется двумя симметричными относительно экватора поясами запятненности, которые занимают области с широтами от  $\pm\varphi_0$  до  $\pm(\varphi_0 + \Delta\varphi)$ , с плотностью заполнения пятнами, меняющейся по долготе от некоторого числа  $f_1$  (при значении блеска  $\Delta V_{max}$  в долготе  $\Theta_3$ ) до единицы (в главном минимуме с глубиной  $\Delta V_1$  и долготой  $\Theta_1$ ). Во вторичном минимуме с глубиной  $\Delta V_2$  и долготой  $\Theta_2$  скважность заполнения характеризуется параметром  $f_2$  причем  $0 < f_1 < f_2 < 1$ . Такая модель не

накладывает никаких ограничений на широту нахождения пятен, кроме естественного:  $\varphi_0 + \Delta\varphi < 90^\circ$ . В настоящей работе мы рассматриваем запятненность 8 молодых звезд, не дошедших до Главной последовательности. Их основные параметры приведены в табл.1.

Таблица 1

## ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД

Звезда	Sp	dupl	$M_V$ mag	$\Delta V$ mag	$\Delta\langle V \rangle$ mag	U-B mag	B-V mag	V-R mag	V-I mag	$P_{max}$ сутки	$V \sin i$ км/с
PZ Tel	G9IV/V	S	4.86	0.22	0.06	0.30	0.77	0.66	1.12	0.94	68
TY Col	G5V	S	4.63	0.10	0.08	0.16	0.70	0.61	1.05	3.72	55
V1321 Ori	K3 wTTs	S	2.01	0.40	0.37	0.88	1.28	1.07	1.89	5.70	75.5
V824 Ara	G5IV+K0IV	SB2	4.04	0.12	0.25	0.35	0.77	0.66	1.13	1.68	37
V343 Nor	K0IV/V	S	4.96	0.20	0.23	0.37	0.82	0.71	1.22	4.24	17.5
FK Ser	K5IV+K7V	SB2	3.78	0.26	0.18	0.70	1.30	1.27	2.30	5.20	
V395 Cep	G 5.8 V	S		0.17	0.10	0.51	0.80	0.65	1.17	3.43	
AB Dor	K1IV	S	5.83	0.18	0.19	0.35	0.84	0.71	1.25	0.51	100

При расчетах запятненности программных звезд мы используем полосы джонсоновской системы *BVRI*, которая позволяет не только корректно отделить геометрический эффект запятненности от температурного, но и учесть широтные эффекты в распределении пятен [1]. Мы не использовали в своих расчетах данные в фотометрической полосе *U*, так как излучение в ней для всех типов запятненных звезд заметно определяется хромосферной активностью программной звезды. В расчетах довольно важно предположение о распределении энергии в спектре пятна. Как и в случае линейной зональной модели, мы предполагаем, что энергия в спектре холодного пятна распределена так же, как в спектре звезды более позднего спектрального класса. Согласно нашим оценкам [1], для активных PMS звезд имеют место следующие соотношения между контрастами пятна в различных полосах:

$$\beta_B = \beta_V^{1.18}, \quad \beta_R = \beta_V^{0.72}, \quad \beta_I = \beta_V^{0.42}. \quad (3)$$

Определяемыми характеристиками рассматриваемой модели являются значения  $\varphi_0$ ,  $\Delta\varphi$ ,  $f_1$  и  $f_2$ , из которых определяются площадь пятен  $S$  и их средняя широта  $\langle\varphi\rangle = \varphi_0 + \Delta\varphi/2$ . Также из модели получается контраст пятен в какой-либо полосе (например  $\beta_V$ ), или, соответственно, разность температур спокойной фотосферы и пятен. Входными переменными для моделирования являются: величина  $\Delta V_{max}$  (разность величин между локальным и абсолютным максимумами блеска), величина  $\Delta V_1$  (полная амплитуда вращательной модуляции блеска) и  $\Delta V_2$  (глубина вторичного минимума относительно локального максимума блеска), и значения активных долгот  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$ , выраженные в долях периода. Таким образом, мы получаем систему из 12 нелинейных уравнений. Величины  $T_{eff}$  и  $\log g$ , являясь входными параметрами

модели, корректно определяют используемые в моделировании значения коэффициентов потемнения к краю, определенные согласно расчетам Ван Хамме [4] по моделям Куруца для температур от 3500 К до 7000 К и значений  $\log g$  от 2.0 до 5.0 км/с<sup>2</sup>. Угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения  $i$  оценивается из скорости осевого вращения звезды  $V \sin i$ , ее радиуса и периода осевого вращения.

Задаваемые значения спектральных классов компонентов двойных систем FK Ser и V824 Ara, и их классов светимости позволяют корректно учесть эффект дилуции во всех полосах. Величины  $dB/dV$ ,  $dR/dV$ ,  $dI/dV$ , надежно определяемые из наблюдений, позволяют нам переходить в расчетах от полосы  $V$  к другим полосам системы  $BVRI$ , и тоже служат входными параметрами при расчетах. Входные параметры моделирования даны в табл.2.

Таблица 2

### ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ ЗАПЯТНЕННОСТИ

Звезда	$dU/dV$	$dB/dV$	$dR/dV$	$dI/dV$	$T_{\text{phot}}$ , К	$\log g$ , км/с <sup>2</sup>	$i$ , °
PZ Tel	$1.37 \pm 0.08$	$1.08 \pm 0.05$	$0.92 \pm 0.05$	$0.72 \pm 0.08$	5000	4.0	60
TY Col	$1.62 \pm 0.14$	$1.19 \pm 0.09$	$0.77 \pm 0.04$	$0.62 \pm 0.03$	5530	4.0	60
V1321 Ori	$1.09 \pm 0.04$	$1.03 \pm 0.04$	$0.87 \pm 0.01$	$0.71 \pm 0.02$	4850	3.0	62
V824 Ara	$1.36 \pm 0.05$	$1.17 \pm 0.02$	$0.72 \pm 0.04$	$0.65 \pm 0.02$	5400	4.0	52
V343 Nor	$1.53 \pm 0.03$	$1.22 \pm 0.01$	$0.84 \pm 0.01$	$0.60 \pm 0.01$	5150	4.0	90
FK Ser	$1.02 \pm 0.36$	$1.25 \pm 0.14$	$0.97 \pm 0.04$	$0.82 \pm 0.10$	4500	3.5	60
V395 Cep	$1.04 \pm 0.07$	$1.02 \pm 0.05$	$0.82 \pm 0.04$	$0.80 \pm 0.03$	4500	3.5	60
AB Dor	$1.41 \pm 0.03$	$1.20 \pm 0.02$	$0.80 \pm 0.01$	$0.59 \pm 0.01$	5000	4.0	60

2. *Запятненность программных звезд.* Результаты моделирования запятненности программных звезд приведены в табл.3.1-3.8 (таблицы даны в электронной форме на странице <http://www.crao.crimea.ua/~ilya>). В таблицах представлены эпоха наблюдений (колонка 1, epoch), входные переменные моделирования  $\Delta V_{\text{max}}$ ,  $\Delta V_1$ ,  $\Delta V_2$  (колонки 2,  $dV_{\text{max}}$ ; 3,  $dV_1$ ; 4,  $dV_2$ ), значения параметров пятенной модели  $\phi_0$  (dp0),  $\Delta\phi$  (dphi),  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $\beta_V$ , полная площадь пятен  $S$ , выраженная в процентах полной площади звезды (колонки 5-10), значения активных долгот  $\Theta_1$  (11) и  $\Theta_2$  (12), выраженные в долях периода (колонки 11-12), и ссылки на источник наблюдений (reference, колонка 13).

PZ Tel = HD 174429 - одиночная быстровращающаяся звезда спектрального класса GIV/V, классифицируемая как молодой PMS объект [5,6]. Она показывает полное заполнение фотосферного профиля в линии  $\text{H}\alpha$  и сильную эмиссию в  $\text{CaII HK}$  [5-8]. Переменная известна как активный микроволновый источник [9] и показывает большое содержание лития [10]. Балона [11] и Иннис и др. [8] из анализа лучевых скоростей звезды причислили PZ Tel к движущейся группе Плеяд. Оптическую переменность

нашли Коатес и др. [12], длительную серию наблюдений рассматривают Иннис и др. [13-16], Ллойд-Эванс и Коэн [17], дальнейшие наблюдения приводятся в работах [18-20]. Барнс и др. [21] оценили параметры звездной атмосферы и угла наклона оси вращения. Максимальный блеск звезды 8<sup>m</sup>.33 наблюдался в 1983г. [13]. Значения долгот минимумов блеска приведены в эфемериде [13]:

$$JD = 2444179.256 + 0.94486E. \quad (4)$$

Характеристики запятненных областей даны в табл.3.1 (существует в электронном виде).

Согласно нашим расчетам, расстояние от экватора до нижнего края пояса пятен  $\varphi_0$  изменяется от 19 до 30°, при ширине пояса  $\Delta\varphi = 8-21^\circ$ . Это дает среднюю широту пятен  $\langle\varphi\rangle = 25-40^\circ$ , а максимальная широта пятен не превышает в нашей модели 51°. Параметры скважности заполнения поясов пятнами составляют  $f_1 = 0.00-0.68$  и  $f_2 = 0.46-0.94$ , соответственно, что дает наибольшую площадь пятен  $S_{\text{плат}}$  = 16% полной поверхности звезды (в 1982г.). Долговременная кривая блеска звезды, изменения полной площади

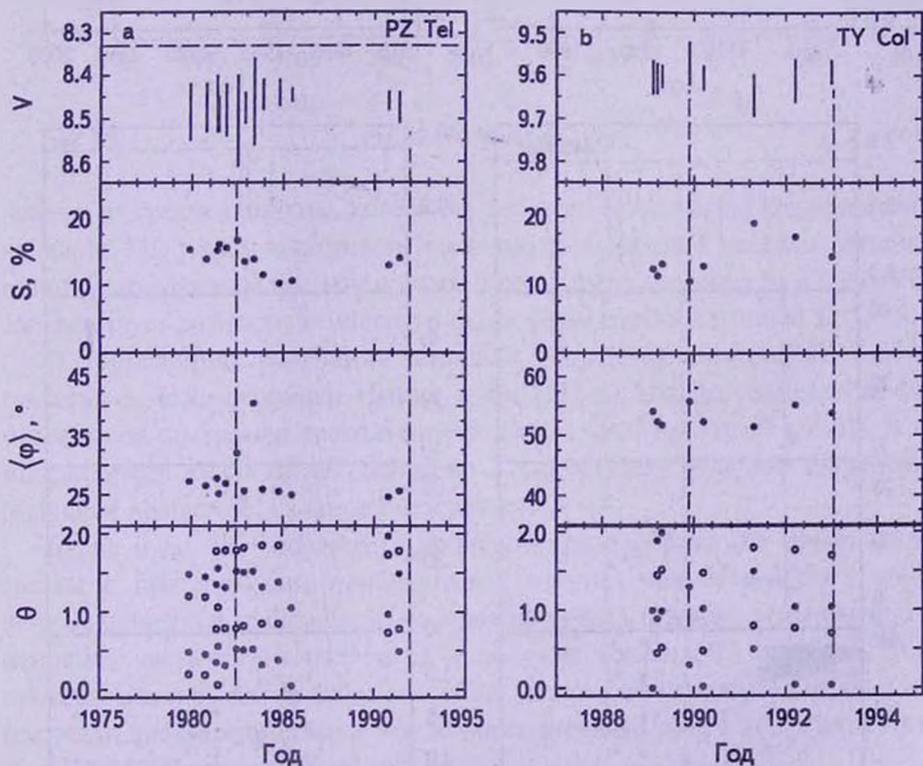


Рис.1. Долговременная кривая блеска (звездные величины), временной ход полной площади пятен  $S$  (проценты полной поверхности звезды), средней широты пятен  $\langle\varphi\rangle$  (градусы) и значения активных долгот  $\theta$  (доли периода) программных звезд. Точки - доминирующая долгота, открытые кружки - вторичная. а: PZ Tel, б: TY Col, в: V1321 Ori, д: V824 Ara, е: V343 Nor, ф: FK Ser, г: V395 Cen, ж: AB Dor.

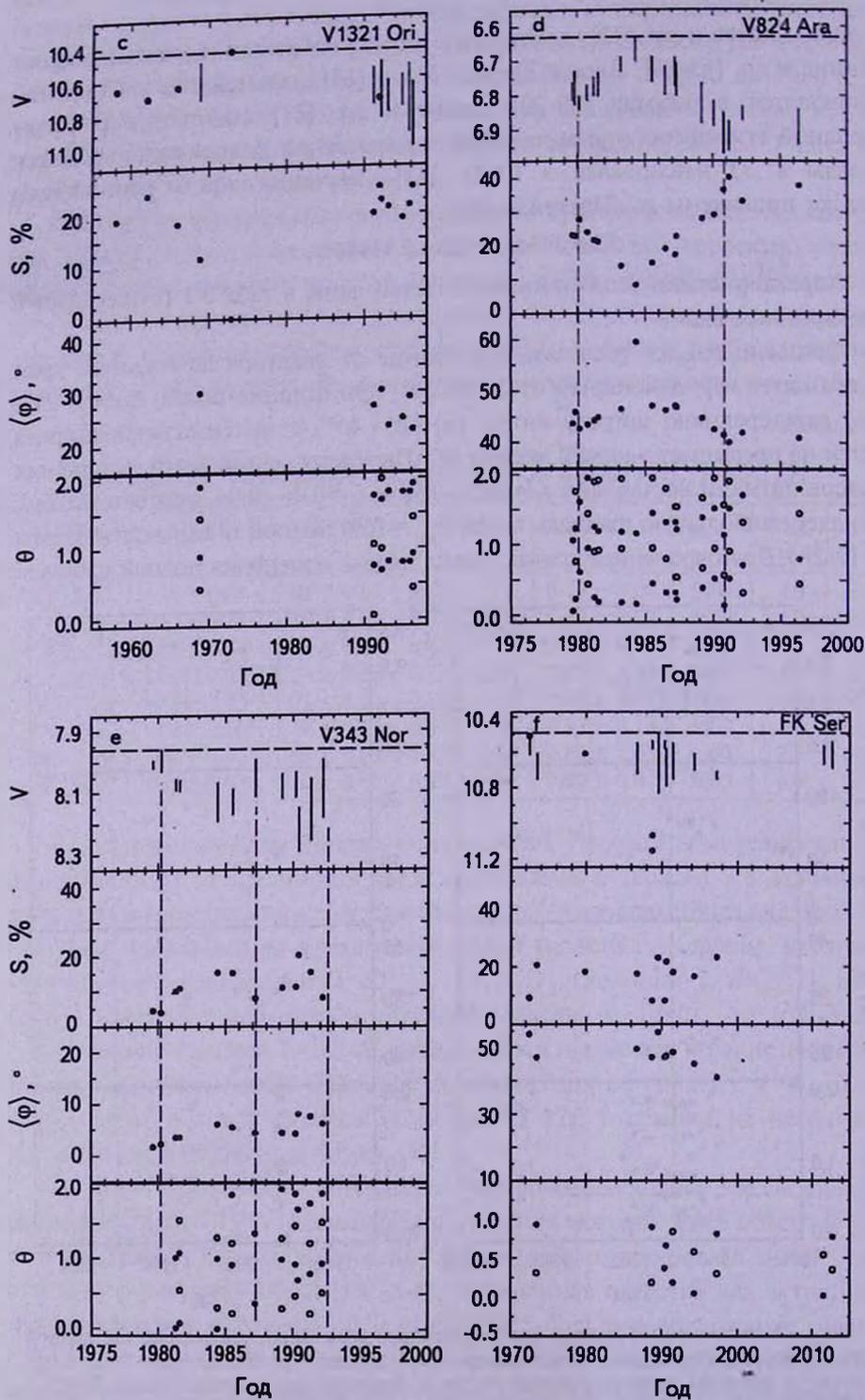


Рис.1. (Продолжение).

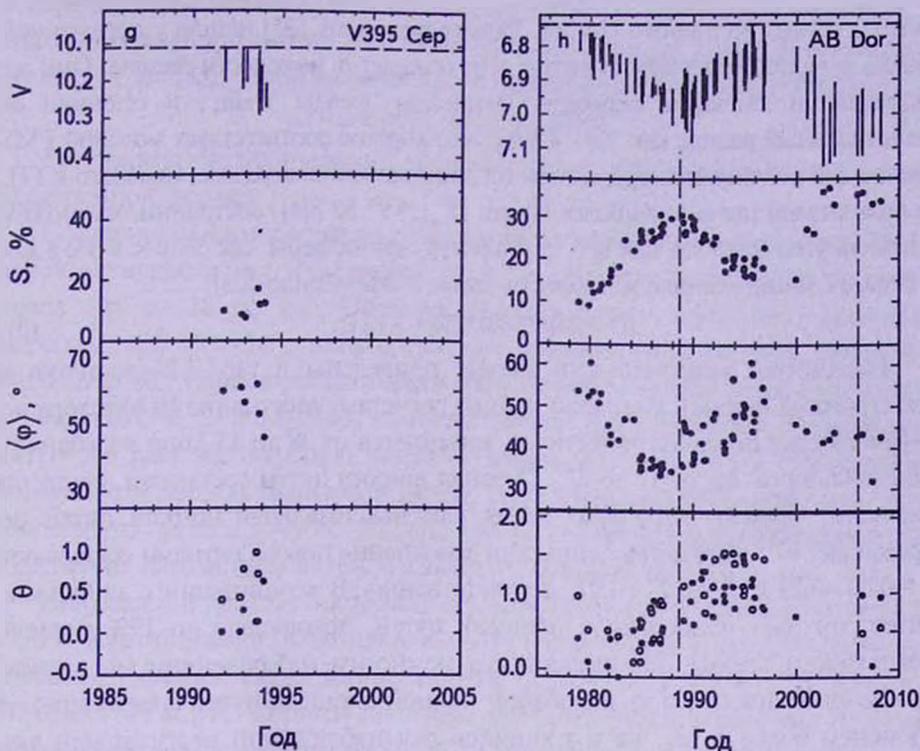


Рис.1. (Окончание).

пятен и их средней широты, колебания значений активных долгот приведены на рис.1а. Мы можем подозревать цикличность изменений площади звездных пятен с характерным временем более 9 лет. Контраст пятен  $\beta_V = 0.06 - 0.08$  соответствует разности температур фотосферы пятен  $\Delta T = 1680$  К.

О корреляциях колебаний площади и средней широты мы ничего сказать не можем, однако Иннис и др. [13] из анализа изменения фаз минимумов построили трехпятенную модель запятненности звезды. В их модели время жизни пятен составляет 2 года и более, отмечено дифференциальное вращение, сходное с солнечным.

Барнс и др. [21] построили доплеровское изображение поверхности звезды в приближении наибольшей энтропии для лета 1998г., когда фотометрические наблюдения не проводились. Согласно этим расчетам, основная часть пятен находится в высоких (более  $60^\circ$ ) широтах, хотя предсказывались пятна и более низких (вплоть до экватора) широт. Они получили дифференциальное вращение солнечного типа с коэффициентом  $D_p = 0.01$  (у Солнца  $D_p^\odot = 0.19$ ).

TU Col была впервые обнаружена как рентгеновский источник [22]. Кутиспото и др. [23] обнаружили ее оптическую переменность с периодом 3.72 суток и быстрыми изменениями кривой блеска. Дальнейшая фотометрия была

опубликована Кутиспото [24-26]. Тальяферри и др. [27] нашли у переменной очень высокое содержание лития, что говорит о молодости звезды. Они же определили значение скорости вращения звезды  $V \sin i$ , и оценили ее минимальный радиус как  $3.9 - 4.1 R_{\odot}$ , что хорошо соответствует молодой PMS звезде. Из положения переменной на двухцветной диаграмме, близкого к ГП, и показателей цвета в наиболее ярком ( $V_{max} = 9^m.52$  [24]) состоянии, мы можем оценить угол наклона как  $60^\circ$ , температуру фотосферы как  $5530 \text{ K}$  и  $\log g$  как  $4.0 \text{ км/с}^2$ . Фазы минимумов блеска даны в эфемериде [23]:

$$JD = 2447548.7756 + 3.72E. \quad (5)$$

Параметры запятненности звезды приведены в табл.3.2 (доступна в электронной форме). Согласно нашим расчетам, расстояние от экватора до нижнего края пояса активности  $\phi_0$  изменяется от  $38$  до  $45^\circ$ , при колебаниях ширины пояса  $\Delta\phi$  от  $17$  до  $27^\circ$ . Средняя широта пятен составляет, согласно расчетам,  $\langle\phi\rangle = 51 - 56^\circ$ , в то время как максимальная широта пятен не превышает  $67^\circ$ . Параметры плотности заполнения поясов пятнами составляют  $f_1 = 0.00 - 0.29$  и  $f_2 = 0.27 - 0.97$ , соответственно. В комбинации с широтами пятен это дает наибольшую площадь пятен, доходящую до  $19\%$  полной поверхности звезды. По имеющимся немногим наблюдениям мы можем заподозрить цикличность колебаний полной площади пятен с характерным временем более  $4$  лет, но имеющийся ряд наблюдений недостаточен для более конкретных выводов (рис.1b). Контраст пятен  $\beta_v$  составляет  $0.29 - 0.33$ , что дает температуру пятен  $T_{\text{пят}} = 4390 - 4480 \text{ K}$ , или  $\Delta T = 1050 - 1140 \text{ K}$ .

**V1321 Ori** (EXO 053237 - 0510.1 или Par 1724) - член скопления Трапеции Ориона. Ее активность была открыта по наблюдениям спутника EXOSAT [27]. Звезда находится рядом с туманностью Ориона, но принадлежность ее к туманности остается неясной [28]. Переменная отмечена в каталоге Хербига и Белла [29] как T Тау звезда спектрального класса G8 с сильной линией LiI 6708 Å и эмиссией H $\alpha$ . Позднее Тальяферри и др. [27] также отметили для переменной высокое содержание лития ( $\log N(\text{Li}) = 3.6$ ), говорящее о ее молодости, а также высокую ( $75 \text{ км/с}$ ) скорость осевого вращения (соответствующую минимальному радиусу  $8.0 - 8.6 R_{\odot}$ ) и отсутствие признаков двойственности, и подтвердили, что это T Тау звезда. Прейбиш [30] определил спектральный класс звезды как K2 - 3, рассмотрел ее рентгеновскую переменность, и предположил, что это одна из наиболее активных TTS звезд (в частности, показавшая одну из наиболее мощных рентгеновских вспышек), см. также [31].

О фотометрической переменности V1321 Ori впервые говорили Кутиспото и др. [24], обнаружившие вращательную модуляцию блеска с амплитудой около  $0^m.2$ . Позднее Кутиспото и др. [25,26,32] существенно продлили свой ряд наблюдений. Долговременную переменность блеска рассматривали Нойхойзер и др. [31]. Они также оценили температуру звезды, ее радиус и

ускорение силы тяжести на поверхности, которые затем использовались в доплеровском картировании. Максимальный блеск звезды  $V=10^m.44$  достигался осенью 1972г. [33]. Фазы минимального блеска приведены в эфемериде [31]:

$$JD = 2450067.70257 + 5.679E. \quad (6)$$

Результаты моделирования запятненности приведены в табл.3.3 (в электронной форме).

Согласно нашим расчетам, расстояние от экватора до нижнего края пояса активности  $\phi_0$  изменяется от 9 до 21°, при колебаниях ширины пояса  $\Delta\phi$  от 18 до 28°. Средняя широта пятен составляет, согласно расчетам,  $\langle\phi\rangle = 23-30^\circ$ , в то время как максимальная широта пятен не превышает 43°. Параметры плотности заполнения поясов пятнами составляют  $f_1 = 0.00 - 0.38$  и  $f_2 = 0.12 - 0.63$ , соответственно. В комбинации с широтами пятен это дает наибольшую площадь пятен, доходящую до 25% полной поверхности звезды. Контраст пятен  $\beta_V$  составляет 0.05 - 0.07, что дает температуру пятен  $T_{\text{пятн}} = 3080 - 3220$  К, или  $\Delta T = 1630 - 1770$  К. О цикличности изменений параметров пятен мы ничего говорить не можем (рис.1с).

Нойхойзер и др. [31] построили доплеровские карты звезды для сезона 1996.2. Картирование было проведено методом Фогта и др. [34] (вариант метода наибольшей энтропии) по линиям FeI 6393.6, 6430.8 Å; CaI 6439.1 Å; TiI 6643.6, 7122.2 Å. Расчеты показали три близкорасположенных темных пятна (холоднее фотосферы на 800 К), а также три полутемных особенности (холоднее фотосферы на 500 К), занимающие широты больше 30°, и покрывающие 12% поверхности звезды. Такая конфигурация воспроизводит кривую блеска в полосе V с точностью около 0<sup>m</sup>.03, но весьма сильно отличается от наших результатов расчетов.

V824 Ara - двойная короткопериодическая ( $P=1^d.68$ ) система, состоящая из двух G5IV и K0IV-V компонент близкой массы. Первоначально она была классифицирована как RS CVn система из-за сильного хромосферного излучения в линиях CaII HK, MgII hk, H $\alpha$  [18,35], рентгеновского излучения [36] и фотометрической переменности [37,38]. Как PMS звезду ее классифицировали по сильным линиям лития [39,40] и пространственным скоростям. Наблюдаемая активность звезды не противоречит этой гипотезе. Фотометрическая переменность звезды от сезона к сезону была получена из сравнения первых фотоэлектрических наблюдений звезды, полученных в [37,41,42]. Первые кривые блеска звезды были получены в 1979г. [17], полный ряд наблюдений был получен до 1996г. [43].

Согласно [44], система обладает следующими параметрами:  $V_{\text{max}} = 6^m.63$ ,  $M_V = 4^m.73 + 5^m.60$  с точностью из-за неуверенности параллакса около 0<sup>m</sup>.05. Спектральные классы компонент составляют Sp = G5IV + K0IV - V; параметры фотосферы главного компонента  $T_{\text{эф}} = 5400$  К;  $\log g = 4.0$  км/с<sup>2</sup>;  $i = 52^\circ$  учитывают также спектральные наблюдения [43-45] и другие.

Отношения  $dB/dV = 1.17$ ,  $dR/dV = 0.72$ ,  $dI/dV = 0.65$  получены из всех опубликованных наблюдений обсерватории Катании [19,20,25,46-48]. Значения активных долгот приведены в эфемериде Паскуини и др. [39]:

$$JD = 2446998.4102 + 1.681652E. \quad (7)$$

Параметры запятненности главной компоненты V824 Aга даны в табл.3.4. (в электронной форме).

Согласно расчетам, расстояние от экватора до нижнего края пояса пятен  $\varphi_0$  изменяется от 22 до 50°, при ширине пояса  $\Delta\varphi = 15-39^\circ$ . Это дает среднюю широту пятен  $\langle\varphi\rangle = 40-60^\circ$ , а максимальная широта пятен составляет в нашей модели 55-69°. Параметры скважности заполнения поясов пятнами составляют  $f_1 = 0.00-0.74$  и  $f_2 = 0.54-0.98$ , соответственно, что дает наибольшую площадь пятен  $S_{\text{max}} = 40\%$  полной поверхности звезды (в 1991г.). Мы подозреваем, что изменения площади звездных пятен цикличны с характерным временем около 11 лет, причем наблюдается антикорреляция площади и широты пятен (рис.1d). Таким образом, на главной компоненте звезды, согласно нашим расчетам, вероятно наблюдается широтный дрейф пятен к экватору со скоростью  $\delta\varphi = -1.16 \pm 0.30$  градусов в год, и дифференциальное вращение солнечного типа с коэффициентом  $D_r = 0.007 \pm 0.004$ . Контраст пятен  $\beta_V = 0.13-0.17$  соответствует разности температур фотосферы пятен  $\Delta T = 1460-1590$  К ( $T_{\text{спри}} = 3810-3940$  К).

Звезда несколько раз использовалась для доплеровского картирования [43-45,47]. Все эти расчеты предсказывают наличие на яркой компоненте системы холодного околополярного пятна в сочетании с околоэкваториальными деталями. Ожидаемая разность температур фотосферы и пятна различна: около 500 К в [44,45,47] или более близкое к нашим расчетам значение 1700 К [43]. Во всех случаях синтетические кривые блеска звезды, полученные из представленных доплеровских карт, плохо воспроизводят наблюдаемые вариации блеска системы, с разницей 0 - С, доходящей в некоторых фазах до 0<sup>m</sup>.05.

V343 Nor = HD 139084 - очень активная одиночная звезда, входящая в группу Плеяд [49]. Она демонстрирует сильную хромосферную эмиссию в линиях CaII НК [50] и H $\alpha$  [51]. Андерс и др. [49] и Рандих и др. [10] отметили для звезды большое содержание лития, а также отметили ее молодость. Переменная известна как сильный источник в микроволновом [9] и EUV [52] диапазонах.

Оптическую переменность звезды открыли Удальский и Гейер [53]. Дальнейшую фотометрию проводили Бопп и др. [18] и Ллойд Эванс и Коэн [17]. Затем большой ряд наблюдений представил Кутиспото [20,25,48,54]. Максимальный блеск звезды  $V_{\text{max}} = 7^m.96$  достигался в 1980г. [17]. Параметры фотосферы оценены в работе [49]. Фазы минимума приведены в эфемериде [53]:

$$JD = 2445802.9 + 4.24E. \quad (8)$$

Параметры пятен даны в табл.3.5 (в электронной форме).

Согласно расчетам, расстояние от экватора до нижнего края пояса пятен  $\phi_0$  составляет  $0^\circ$ , при ширине пояса  $\Delta\phi = 3.4 - 16^\circ.0$ . Это дает среднюю широту пятен  $\langle\phi\rangle = 2 - 8^\circ$ , а максимальная широта пятен не превышает в нашей модели  $16^\circ$ . Параметры скважности заполнения поясов пятнами составляют  $f_1 = 0.00 - 0.66$  и  $f_2 = 0.02 - 0.90$ , соответственно, что дает наибольшую площадь пятен  $S_{\max} = 20\%$  полной поверхности звезды (в 1990г.). Мы можем подозревать цикличность изменений площади звездных пятен с характерным временем около 6 лет. При этом можно говорить об антикорреляции площади и широты пятен. Контраст пятен  $\beta_V = 0.22 - 0.28$  соответствует разности температур фотосферы пятен  $\Delta T = 1030 - 1200$  К ( $T_{\text{спот}} = 3950 - 4120$  К). О цикличности пятенной активности звезды мы ничего сказать не можем (рис.1e).

FK Ser была отмечена Хербигом [55] как post T Tauri система. Она демонстрирует инфракрасную эмиссию [56,57], что говорит о наличии околозвездного диска, как у типичной T Tau звезды. Фотометрическую иррегулярную переменность FK Ser обнаружил в 1971г. Кирсзэнберг [58]. Хербиг [55] отметил сильную эмиссию в линии H $\alpha$  и ее профиль типа P Cug, наличие сильной абсорбции LiI 6707 Å и эмиссию дублета кальция CaII HK. Вращательную модуляцию блеска звезды нашел Чугайнов [59]. В дальнейшем фотометрические наблюдения звезды проводили Батала и др. [60] и Алексеев и Шаховская [61]. Наибольший блеск звезды  $V_{\max} = 10^m.49$  достигался в 1989г. [60]. Параметры фотосферы  $T_{\text{эф}} = 4500$  К,  $\log g = 3.5$  км/с<sup>2</sup> мы оценили из абсолютной звездной величины и показателей цвета в наиболее ярком состоянии. Значение угла наклона  $i = 60^\circ$  мы взяли произвольно, и таким образом, полученные при моделировании широты пятен являются весьма условными. Фазы минимального блеска приведены в эфемериде Чугайнова [59]:

$$\text{JD} = 2441939.200 + 5.20\text{E}. \quad (9)$$

Параметры запятненности FK Ser приведены в табл.3.6. (в электронной форме).

Расстояние от экватора до нижнего края пояса пятен  $\phi_0$  составляет в нашей модели  $31 - 45^\circ$ , при ширине пояса  $\Delta\phi = 10 - 47^\circ$ . Это дает среднюю широту пятен  $\langle\phi\rangle = 41 - 55^\circ$ , а максимальная широта пятен не превышает в нашей модели  $78^\circ$ . Полученные значения, при всей своей произвольности, вполне типичны для T Tauri звезд. Параметры скважности заполнения поясов пятнами составляют  $f_1 = 0.00 - 0.78$  и  $f_2 = 0.45 - 0.66$ , соответственно, что дает наибольшую площадь пятен  $S_{\max} = 23\%$  полной поверхности звезды (в 1989 и 1997г.). Контраст пятен  $\beta_V = 0.04 - 0.07$  соответствует разности температур фотосферы пятен  $\Delta T = 1420 - 1660$  К ( $T_{\text{спот}} = 2840 - 3080$  К).

В сезон 1988.7 у звезды наблюдалась переменность типа UX Ori в виде алголеподобного минимума с глубиной в полосе V около  $0^m.5$  ([60], рис.1f).

V395 Ser (AS 507) спектрально исследовалась Хербигом [62]. Спект-

ральный класс ее определен как G 5.8e, отмечено наличие линии лития. Звезда связана с темной туманностью L 1259 [63,64]. По всем этим признакам, свидетельствующим о молодости звезды, она отнесена к типу T Тельца. Связанную с пятнами вращательную модуляцию блеска обнаружили Чутайнов и др. [65]. Последние результаты были представлены в [66]. Для этой звезды отмечены во всех эпохах наличие двух активных долгот, разделенных примерно на полпериода, и быстрые изменения кривой блеска от сезона к сезону в течение нескольких месяцев. Цвета переменной в наиболее ярком состоянии звезды ( $V_{max} = 10^m.11$ ,  $U - B = 0^m.51$ ,  $B - V = 0^m.80$ ,  $V - R = 0^m.65$ ,  $V - I = 1^m.17$ ) вполне характерны для звезды спектрального класса K1 - K4, типичного для большинства T Тау звезд. Если значения температуры фотосферы звезды ( $T_s = 4500$  K) довольно хорошо оцениваются из показателей цвета переменной, то ее ускорение свободного падения и угол наклона оси вращения нам не известны, и принимаемые нами значения ( $\log g = 4.0$ ,  $i = 60^\circ$ ) достаточно условны. Значения блеска программных звезд были свернуты с периодом осевого вращения согласно эфемериде [65]:

$$JD = 2448531.345 + 3.43E. \quad (10)$$

Максимальный блеск звезды  $V_{max} = 10^m.11$  достигался в 1991-1992гг. Параметры запятненности  $\check{V}395$  Сер представлены в табл.3.7. (в электронной форме).

Расстояние от экватора до нижнего края пояса пятен  $\phi_0$  составляет в нашей модели  $39 - 52^\circ$ , при ширине пояса  $\Delta\phi = 13 - 32^\circ$ . Это дает среднюю широту пятен  $\langle\phi\rangle = 46 - 62^\circ$ , а максимальная широта пятен не превышает в нашей модели  $78^\circ$ . Параметры скважности заполнения поясов пятнами составляют  $f_1 = 0.00 - 0.46$  и  $f_2 = 0.51 - 0.89$ , соответственно, что дает наибольшую площадь пятен  $S_{max} = 17\%$  полной поверхности звезды (в 1993г.). Контраст пятен  $\beta_V = 0.04 - 0.07$  соответствует разности температур фотосферы пятен  $\Delta T = 1750 - 1850$  K ( $T_{spot} = 2650 - 2750$  K). Это хорошо согласуется с нашими оценками [66].

AB Dor - одна из наиболее изученных активных PMS звезд. Ее оптическая переменность рассматривалась в работах [8,17,51,48,68-96]. Долговременную кривую блеска строили и анализировали Иннис и др. [8,96], Кутиспото и др. [26], Ярвинен и др. [87]. Звезда показывает сильную эмиссию в хромосферных линиях CaII [50]. У переменной найдена вращательная модуляция в рентгене и радиоизлучении, а также вспышечная активность [97,98]. Рандих и др. [10] нашли очень высокое содержание лития, что в сочетании с быстрым вращением позволяет говорить о молодости звезды. Окончательно эволюционный статус AB Dor установил Камерон [99,100].

Максимальный блеск звезды  $V_{max} = 6^m.738$  достигался в 1995 и 1996гг. [89], параметры  $dB/dV = 1.20$ ;  $dR/dV = 0.80$ ;  $dI/dV = 0.59$  были определены из наблюдений Кутиспото [20,25,26,48,84,85].

При моделировании запятненности мы использовали следующие параметры атмосферы:  $T = 5000$  К,  $i = 60^\circ$ ,  $\log g = 4.0$  км/с<sup>2</sup>, соответствующие данным доплеровского картирования [81,91,92,99,101,105] ( $T_{\text{эф}} = 5000 - 5250$  К,  $\log g = 4.0 - 4.3$  км/с<sup>2</sup>,  $i = 60^\circ$ ). Минимумы блеска приведены в эфемериде [8]:

$$JD = 2444296.575 + 0.51479E. \quad (11)$$

Параметры модели запятненности приведены в табл.3.8. (в электронной форме).

Согласно таблице, запятненность AB Drog полностью описывается зональной моделью с расстоянием от экватора до нижнего края полосы пятен  $\varphi_0 = 18 - 46^\circ$  и шириной пояса пятен  $\Delta\varphi = 14 - 40^\circ$ , что дает среднюю широту пятен  $\langle\varphi\rangle = 32 - 61^\circ$ , а наибольшая широта пятен не превышает в нашей модели 80 градусов. Параметры плотности заполнения поясов пятнами составляют  $f_1 = 0.00 - 0.83$  и  $f_2 = 0.08 - 1.00$ , что дает полную площадь пятен, доходящую до  $S_{\text{max}} = 36.8\%$  полной поверхности звезды. Контраст пятен составляет  $\beta_V = 0.28 - 0.36$ , соответствуя разности температур фотосферы и пятна  $\Delta T = 800 - 1000$  К ( $T_{\text{фот}} = 4000 - 4200$  К).

Ход среднего блеска звезды, полной площади пятен и их средней широты демонстрирует цикличность с характерным временем около 15-16 лет (рис.1h), и при этом наблюдается антикорреляция площади пятен и их средней широты. Таким образом, мы видим аналог солнечной картины запятненности, где рост полной площади пятен сопровождается их дрейфом к экватору со скоростью  $\delta\varphi = -2.87 \pm 0.05$  градусов в год, что вполне сравнимо с солнечным значением. Ход фазы минимума блеска в сравнении с ходом средней широты пятен позволяет говорить о дифференциальном вращении солнечного типа с коэффициентом  $D_r = 0.005 \pm 0.002$ , в то время как доплеровские карты дают значение  $D_r = 0.056$  [101] или  $D_r = 0.004$  [102]. Согласно Ярвинен и др. [87], AB Drog демонстрирует цикличность переключения активных долгот с характерным временем 5.5 лет ( $P_{\text{сус}}/P_{\text{flip-flop}} = 3:1$ ).

Запятненность AB Drog неоднократно моделировалась различными методами: фотометрическими (наиболее полный анализ приведен в [87]), так и методами доплеровского картирования в предположении максимальной энтропии [81,91,92,99,101-103] и Зеeman-доплеровского картирования (например [104,105]), которое также позволяет судить о распределении холодных пятен на поверхности звезды. Все эти расчеты демонстрируют довольно большое разнообразие как в определении площадей и температур пятен (холоднее фотосферы на 500 - 1500 К), так и в их широтном распределении, показывая как среднеширотные пояса, так и околополярные детали.

**3. Заключение.** В настоящей работе мы рассмотрели зональные модели запятненности с учетом двух активных долгот для 8 молодых post T Tau звезд. У звезды TY Col мы можем подозревать наличие 4-летнего цикла активности, который выражается в изменении полной площади пятен. Три

других звезды - AB Dor, PZ Tel, V824 Ara - показывают, как и родственная им звезда VY Ari [3], циклическую переменность среднего блеска звезды, полной площади пятен и их средней широты, аналогичную 11-летнему солнечному циклу Вольфа. При этом мы видим вполне солнечную картину - дрейф пятен к экватору при росте полной площади пятен, и дифференциальное вращение солнечного типа (экватор вращается быстрее полюса). Переменная AB Dor также показывает циклическое переключение активных долгот с характерным временем 5.5 лет, составляющим одну треть от длительности фотометрического цикла. Остальные переменные показывают достаточно хаотическое переключение активных долгот. Параметры циклов активности приведены в табл.4.

Таблица 4

## ПАРАМЕТРЫ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

Звезда	$P_{\text{ср}}$ годы	$P_{\text{др-др}}$ годы	$\delta\phi$ град/год	$D_r$	$\langle\phi\rangle$	$S_{\text{max}}$ %
Солнце	11	3.7	-3 + -4	0.19	10 + 37	0.5
VY Ari	9.5		-0.81 ± 0.05	0.05 ± 0.03	23 + 43	30.9
PZ Tel	>9		-0.6 + -1.1	0.01	25 + 40	16.5
TU Col	>4	-	-	-	51 + 56	19.1
V824 Ara	11		-1.16 ± 0.30	0.007 ± 0.004	40 + 60	40.1
AB Dor	16.5	5.5	-2.87 ± 0.05	0.005 ± 0.002	32 + 61	36.8

Полученные значения площадей, температур и средних широт пятен мы сопоставили с аналогичными результатами, полученными нами для запятненных карликов [3], площадями пятен у малоактивных звезд солнечного типа [106] и параметрами солнечных пятен. Результаты приведены на рисунке 2, из которого мы видим, что полученные параметры звездных пятен хорошо согласуются с найденными ранее зависимостями.

Как было отмечено выше, для четырех переменных были получены доплеровские карты, которые плохо согласуются с нашими результатами, предсказывая для всех звезд наличие высокоширотных и околополярных пятен. Однако для трех звезд - V1321 Ori, V824 Ara и AB Dor - существуют фотометрические наблюдения, синхронные с моментами доплеровского картирования [45,47,81]. Сравнения синтетических кривых блеска, полученных из доплеровских карт, с фотометрическими наблюдениями показывают, что предполагаемая из доплеровских карт картина пятен воспроизводит оригинальную фотометрию в полосе  $V$  с точностью 0<sup>m</sup>.03 для V1321 Ori [31] и V824 Ara [47], и 0<sup>m</sup>.05 для AB Dor [45,81]. Такая точность намного меньше точности представления фотометрии зональной моделью, не превышающей 0<sup>m</sup>.01-0<sup>m</sup>.02. Аналогичное различие полученных из доплеровских карт синтетических кривых блеска и оригинальных наблюдений мы отметили для

запятненного карлика LQ Нуа [107]. В этой работе мы высказали предположение, что причиной таких расхождений может быть различная чувствительность выбираемых спектральных линий и показателей цвета к температуре.

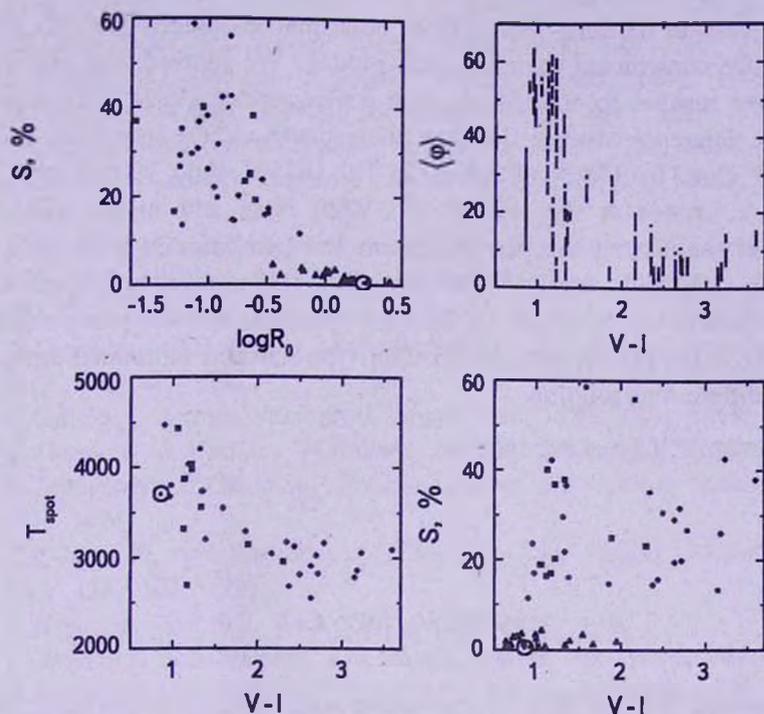


Рис.2. Зависимость наибольшей площади пятен  $S$  (в процентах полной поверхности звезды), средней широты пятен  $\langle \phi \rangle$  (в градусах) и температуры пятен  $T_{spot}$  (в кельвинах) от показателя цвета  $V-I$  и числа Россби для программных звезд (квадраты, короткие штрихи), запятненных карликов типа BY Dra [3] (заполненные круги и длинные штрихи), звезд солнечного типа [106] (заполненные треугольники) и Солнца (знак  $\odot$  и сплошная линия).

Также различен и вклад хромосферной эмиссии в глубину линий и изменения цвета звезды. Таким образом, для изучения звездной запятненности необходимы комбинированные методы, сочетающие доплеровских карт, многоцветную фотометрию и исследования хромосферной активности.

Автор благодарен за полезные замечания Р.Е.Гершбергу, П.П.Петрову, К.Н.Гранкину (НИИ КраО) и Г.В.Зайцевой (ГАИШ).

НИИ, Крымская астрофизическая обсерватория, Крым,  
Украина, e-mail: ilya-alekseev@mail.ru

## STARSPOTS OF YOUNG PMS STARS

I.Yu.ALEKSEEV

On the basis of the long-term *UBVRI* photometric observations of 8 young PMS stars we constructed their starspots models. We showed, that the mean starspots area reaches to 40% of the total stellar surface (V824 Ara), and the temperature difference between the quiet photosphere and the spotumbra is from 870 K (AB Dor) to 1700 - 1800 K (PZ Tel, V1321 Ori, V395 Cep). The starspots are located at the low (2 - 8°, V343 Nor) and middle (25 - 61°) latitudes. On the other hand, the maximum starspots latitude is 16 - 80°. For PZ Tel, TY Col, V824 Ara, AB Dor, we show the cyclical activity of stars, which is shown in the variations of the total spotarea, and the mean starspots latitudes. We noted the presence of the solar-type starspots latitudinal drift, and the stellar differential rotation.

Key words: *PMS - stars: starspots*

## ЛИТЕРАТУРА

1. И.Ю.Алексеев, Запятненные звезды малых масс. Одесса: АстроПринт, 2001.
2. Р.Е.Гершберг, Активность солнечного типа звезд Главной последовательности. Одесса: АстроПринт, 2002.
3. И.Ю.Алексеев, Известия Крым. астрофиз. обсерв., 104(1), 272, 2008.
4. W. Van Hamme, Astron. J., 106, 2096, 1993.
5. J.L.Innis, K.Thompson, D.W.Coates, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 223, 183, 1986.
6. N.Houk, Michigan Catalogue of two Dimensional Spectral Types for the HD Stars, 2, Ann. Arbor. Univ. of Michigan, 1978.
7. J.L.Innis, K.Thompson, D.W.Coates, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 233, 887, 1988.
8. J.L.Innis, K.Thompson, D.W.Coates, Th.Lloyd-Evans, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 235, 1411, 1998.
9. O.B.Slee, G.J.Nelson, R.T.Stewart et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 229, 659, 1987.
10. S.Randich, R.Gratton, R.Pallavicini, Astron. Astrophys., 273, 194, 1993.
11. L.A.Balona, South. Africa Astron. Obs. Circ., 11, 1, 1987.
12. D.W.Coates, L.Halprin, P.A.Sartori, K.Thompson, Inform. Bull. Var. Stars, 1849, 1980.
13. J.L.Innis, D.W.Coates, K.Thompson, Th.Lloyd-Evans, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 242, 306, 1990.

14. *J.L.Innis, D.W.Coates, K.Thompson*, Publ. Astron. Soc. Austral., 5, 540, 1984.
15. *D.W.Coates, J.L.Innis, K.Thompson*, Inform. Bull. Var. Stars, 2248, 1982.
16. *J.L.Innis, D.W.Coates, T.T.Moon, K.Thompson*, Inform. Bull. Var. Stars, 2378, 1983.
17. *Th.Lloyd-Evans, M.C.J.Koen*, South. Africa Astron. Obs. Circ., 11, 21, 1987.
18. *B.W.Bopp, J.L.Africano, R.Quigley*, Astron. J., 92, 1409, 1986.
19. *G.Cutispoto, G.Leta*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 121, 369, 1997.
20. *G.Cutispoto*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 127, 207, 1998.
21. *J.R.Barnes, A.Collier Cameron, D.J.James, J.-F.Donati*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 314, 162, 2000.
22. *P.Giommi, G.Tagliaferri, K.Beuermann et al.*, Astrophys. J., 378, 77, 1991.
23. *G.Cutispoto, G.Tagliaferri, P.Giommi et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 87, 233, 1991.
24. *G.Cutispoto, G.Tagliaferri, R.Pallavicini et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 115, 41, 1996.
25. *G.Cutispoto*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 131, 321, 1998.
26. *G.Cutispoto, S.Messina, M.Rodonó*, Astron. Astrophys., 367, 910, 2001.
27. *G.Tagliaferri, G.Cutispoto, R.Pallavicini et al.*, Astron. Astrophys., 285, 272, 1994.
28. *K.P.Tian, F. van Leeuwen, J.L.Zhao, C.G.Su*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 118, 503, 1996.
29. *G.H.Herbig, K.P.Bell*, Lick Obs. Bull., 1111, 1988.
30. *Th.Preibisch, R.Neuhauser, J.M.Alcala*, Astron. Astrophys., 304, L13, 1995.
31. *R.Neuhauser, S.J.Wolk, G.Torres et al.*, Astron. Astrophys., 334, 873, 1998.
32. *G.Cutispoto, S.Messina, M.Rodonó*, Astron. Astrophys., 400, 659, 2003.
33. *M.V.Penston, J.K.Hunter, A.O'Neill*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 171, 219, 1975.
34. *S.S.Vogt, G.D.Penrod, A.P.Hatzes*, Astrophys. J., 341, 456, 1987.
35. *J.G.Stacy, R.E.Stencel, E.J.Weiler*, Astron. J., 85, 858, 1980.
36. *F.M.Walter, W.Cash, P.A.Charles, C.S.Boyer*, Astrophys. J., 236, 212, 1980.
37. *F.Scaltriti, M.Busso*, Astron. Astrophys., 135, 23, 1984.
38. *A.Udalsky, E.H.Geyer*, Inform. Bull. Var. Stars., 2593, 1984.
39. *L.Pasquini, G.Cutispoto, R.Gratton, M.Mayor*, Astron. Astrophys., 248, 72, 1991.
40. *E.L.Martin, W.Brandner*, Astron. Astrophys., 294, 744, 1995.
41. *R.H.Stoy*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. South. Africa, 22, 157, 1963.
42. *O.J.Eggen*, Inform. Bull. Var. Stars., 1426, 1978.
43. *K.G.Strassmeier, J.B.Rice*, Astron. Astrophys., 360, 1019, 2000.
44. *M.Kürster, A.P.Hatzes, R.Pallavicini, S.Randich*, Cool e, Stellar Systems, and the Sun, M.S.Giampapa, J.A.Bookbinder (eds.), Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser, 26, 249, 1992.
45. *A.P.Hatzes, M.Kürster*, Astron. Astrophys., 346, 432, 1999.
46. *G.Cutispoto*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 84, 397, 1990.
47. *G.Cutispoto*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 102, 655, 1993.
48. *G.Cutispoto*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 119, 281, 1995.

49. *G.J.Anders, J.L.Innis, D.W.Coates, K.Thompson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 252, 408, 1991.
50. *W.P.Bidelman, D.J.Mc.Connell*, Astron. J., 78, 687, 1973.
51. *B.W.Bopp, J.B.Hearnshaw*, Astrophys. J., 267, 653, 1983.
52. *J.P.Pye, P.A.Mc.Gale, D.J.Allan et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 274, 1165, 1995.
53. *A.Udalsky, E.H.Geyer*, Inform. Bull. Var. Stars., 2692, 1985.
54. *G.Cutispoto*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 102, 655, 1993.
55. *G.H.Herbig*, Astrophys. J., 182, 129, 1973.
56. *R.R.Zappala*, Astrophys. J., 187, 257, 1974.
57. *J.A.Hackwell et al.*, Astrophys. J., 192, L.79, 1974.
58. *F.M.Stienon*, Inform. Bull. Var. Stars., 545, 1971.
59. *П.Ф.Чугайнов*, Известия Крым. астрофиз. обсерв., 55, 94, 1976.
60. *C.C.Batalha, G.R.Quast, C.A.O.Torres et al.*, Astron. Astrophys., Suppl. Ser., 128, 561, 1998.
61. *И.Ю.Алексеев, Н.И.Шаховская*, Известия Крым. астрофиз. обсерв., 89, 93, 1995.
62. *G.H.Herbig*, Astrophys. J., 214, 747, 1977.
63. *B.T.Lynds*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 7, 1, 1962.
64. *G.H.Herbig, K.P.Bell*, Lick Observ. Bull., 1111, 1988.
65. *П.Ф.Чугайнов, Г.В.Зайцева, М.Н.Ловкая*, Письма в Астрон. ж., 21, 515, 1995.
66. *П.Ф.Чугайнов, Г.В.Зайцева, М.Н.Ловкая, И.Ю.Алексеев, Н.И.Шаховская*, Физика звездных атмосфер, материалы международной конференции, КраО, 2007.
67. *A.Collier-Cameron*, South. Afr. Astron. Obs. Circ., 11, 57, 1987.
68. *G.J.Anders, D.W.Coates, K.Thompson*, Proc. Astron. Soc. Austral., 10, 33, 1992.
69. *M.W.Pakull*, Astron. Astrophys., 104, 33, 1981.
70. *S.M.Rucinski*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 52, 281, 1983.
71. *M.Kubiak*, Acta Astron., 35, 369, 1985.
72. *S.M.Rucinski*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 215, 591, 1985.
73. *Th.Lloyd-Evans*, South. Africa Astron. Obs. Circ., 11, 73, 1987.
74. *A.C.Cameron, D.K.Bedford, Th.Lloyd-Evans et al.*, Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, M.Zeilik, D.M.Gibson (eds), Berlin: Springer-Verlag, Lecture Notes in Physics, 254, 313, 1986.
75. *L.Jetsu, O.Vilhu, C. la Dous*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 85, 1127, 1990.
76. *G.Cutispoto, M.Rodonó*, Inform. Bull. Var. Stars., 3232, 1988.
77. *M.Kubiak, K.Stepien, M.Kiraga, K.Jahn*, Acta Astron., 45, 279, 1995.
78. *R.Pallavicini, G.Cutispoto, S.Randich*, Surface Inhomogeneities on Late Type Stars, P.B.Byrne, D.J.Mullan (eds), Berlin: Springer-Verlag, Lecture Notes in Physics, 397, 319, 1992.
79. *G.J.Anders, D.W.Coates, K.Thompson, J.L.Innis*, Surface Inhomogeneities on Late Type Stars, P.B.Byrne, D.J.Mullan (eds), Berlin: Springer-Verlag, Lecture Notes in Physics, 397, 163, 1992.
80. *K.Thompson, I.Thompson*, Inform. Bull. Var. Stars, 3320, 1989.
81. *M.Kürster, J.H.M.M.Schmitt, G.Cutispoto*, Astron. Astrophys., 289, 899, 1994.

82. *G.J.Anders*, Inform. Bull. Var. Stars., 3437, 1990.
83. *T.Banks, P.M.Kilmartin, E.Budding*, Astrophys. Space Sci., 183, 309, 1991.
84. *G.Cutispoto*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 111, 507, 1995.
85. *G.Cutispoto, R.Pallavicini*, Surface Inhomogeneities on Late Type Stars, P.B.Byrne, D.J.Mullan (eds), Berlin: Springer-Verlag, Lecture Notes in Physics, 397, 264, 1992.
86. *J.Lim*, Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, M.S.Giampapa, J.A.Bookbinder (eds), Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 26, 322, 1992.
87. *S.P.Järvinen, S.V.Berdyugina, I.Tuominen, G.Cutispoto, M.Bos*, Astron. Astrophys., 432, 657, 2005.
88. *E.Budding, G.Hudson, R.Hudson*, Inform. Bull. Var. Stars, 4139, 1994.
89. *M.Bos*, Inform. Bull. Var. Stars, 4111, 1994.
90. *G.J.Anders*, Inform. Bull. Var. Stars., 3985, 1994.
91. *Y.C.Unruh, A.Collier Cameron, G.Cutispoto*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 277, 1145, 1995.
92. *G.A.J.Hussain, Y.C.Unruh, A.Collier Cameron*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 288, 343, 1997.
93. *M.Bos, E.Budding, G.Hudson, R.Hudson*, Inform. Bull. Var. Stars, 4203, 1995.
94. *M.Bos, G.Hudson, R.Hudson, E.Budding*, Inform. Bull. Var. Stars, 4330, 1996.
95. *J.H.M.M.Schmitt, G.Cutispoto, J.Krautter*, Astrophys. J., 500, 25, 1998.
96. *J.L.Innis, E.Budding, K.Oláh*, Inform. Bull. Var. Stars, 5832, 2008.
97. *O.Vilhu, T.Tsuru, A.Collier Cameron et al.*, Astron. Astrophys., 278, 467, 1993.
98. *J.L.J.Leong*, Proc. Astron. Soc. Austral., 10, 364, 1993.
99. *A.Collier Cameron, F.M.Walter, O.Vilhu et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 308, 493, 1999.
100. *A.Collier Cameron, B.H.Foing*, Observatory, 117, 218, 1997.
101. *A.Collier Cameron, J.-F.Donati, M.Semel*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 330, 699, 2002.
102. *A.Collier Cameron, J.-F.Donati*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 329, L23, 2002.
103. *A.Collier Cameron, Y.C.Unruh*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 269, 814, 1994.
104. *G.R.Pointer, M.Jardine, A.Collier Cameron, J.-F.Donati*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 330, 160, 2002.
105. *J.-F.Donati, A.Collier Cameron, M.Semel et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 345, 1145, 2003.
106. *Е.А.Бруевич, И.Ю.Алексеев*, Астрофизика, 50, 233, 2007.
107. *И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова*, Астрофизика, 46, 41, 2003.



## ГРУППЫ И ИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ. I

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 15 января 2014

Работа посвящена теоретико-групповому описанию переноса излучения в неоднородных и многокомпонентных атмосферах с плоскопараллельной геометрией. Она состоит из двух частей и обобщает результаты, полученные недавно автором для простейших скалярных задач переноса в одномерной среде, на матричный случай, когда принимается в расчет пространственно-частотное распределение поля излучения. Дается определение группы композиций сред различных оптических и физических свойств. Получены представления группы, соответствующие двум возможностям освещения составной атмосферы конечной оптической толщины. Описывается алгоритм определения глобальных оптических характеристик неоднородных и композитных атмосфер. Развиваемая теория иллюстрируется на примере задачи диффузии излучения при частичном перераспределении по частотам в атмосфере, неоднородность которой обусловлена изменением с глубиной коэффициента рассеяния.

**Ключевые слова:** *перенос излучения: частичное перераспределение: группы: представления групп: суперматрицы*

1. *Введение.* Настоящая работа является продолжением начатого в [1] (далее Н1) исследования, посвященного теоретико-групповому описанию переноса излучения в поглощающих и рассеивающих средах. В предыдущей работе мы ограничились рассмотрением простейшей скалярной задачи для одномерных сред. В данной работе будет показано, что полученные там результаты могут быть обобщены на матричный случай, позволяющий охватить широкие классы астрофизических задач, в которых принимается в расчет пространственное и частотное распределение поля излучения. Помимо сугубо теоретического значения, такое обобщение представляет большую важность с практической точки зрения, поскольку позволяет разработать новые способы численного решения многих весьма сложных астрофизических задач. В частности, к их числу относятся задачи об образовании спектральных линий в средах с неоднородностями различных типов, в том числе в средах, обладающих тонкой структурой, наблюдение которых находится в пределах возможностей современных мощных инструментов.

Мы рассмотрим процедуру сложения сред, способных поглощать и рассеивать падающее на них излучение. При этом вначале будет предполагаться, что последние не содержат источников энергии. В общем случае, среды могут различаться друг от друга как оптическими толщинами, так

и характером неоднородности в них, связанным с изменением различных параметров, определяющих элементарный акт рассеяния, таких как профиль коэффициента поглощения, коэффициент рассеяния, индикатриса рассеяния, закон распределения излучения по частотам, степень поляризации и т.д. Обсуждаемый в работе матричный случай включает в себя как задачи диффузии излучения в трехмерной плоскопараллельной среде, так и в одномерной среде, когда учитывается перераспределение излучения по частотам. Для простоты, получаемые результаты демонстрируются на последнем из этих двух случаев при частичном перераспределении по частотам, если неоднородность атмосферы обусловлена изменением в ней коэффициента рассеяния.

Содержание работы таково. Вначале, в разделе 2, вводится понятие группы композиций сред (атмосфер), способных поглощать и рассеивать падающее на них излучение. В следующем разделе дается вывод законов сложения для различных оптических характеристик среды, что позволяет построить представления рассматриваемых групп. В качестве иллюстрации в разделе 4 рассматривается задача об образовании спектральных линий в одномерной неоднородной атмосфере при частичном перераспределении излучения по частотам. В разделе 5 описывается алгоритм решения задачи о переносе излучения через многокомпонентную атмосферу в общем случае, когда каждый из компонентов является неоднородным. Полученные в работе результаты обсуждаются в заключительном разделе.

*2. Группы композиции слоев.* Как и в  $H_1$ , под композицией или преобразованием поглощающих и рассеивающих атмосфер будет пониматься добавление к одной из сторон исходной атмосферы другой, в общем случае, неоднородной атмосферы. Такие преобразования составляют группу, если под групповым произведением (бинарной операцией) в ней понимать результирующее двух последовательных преобразований. Все, что говорилось в  $H_1$  относительно условий для образования группы в скалярной задаче, остается в силе и в рассматриваемом матричном случае. В частности, группа обладает свойством ассоциативности, а роль единичного элемента играет тождественное преобразование, оставляющее исходную среду без изменения. Обратному элементу соответствует преобразование, обратное по отношению к тому или иному уже проведенному преобразованию. Такую группу условимся называть группой  $GN(2, C)$ , которая, как и группа  $GN(2)$  в скалярной задаче, является бесконечной и, в общем случае, некоммутативной. Множество атмосфер, получаемых в результате описанной композиции, очевидно, будет состоять из многокомпонентных атмосфер с неоднородными компонентами. Вместе с тем мы рассмотрим две подгруппы  $GN(2, C)$ , каждая из которых представляет самостоятельный интерес. Первая из них связана с композицией *однородных* сред, которые помимо толщины отличаются друг от друга еще

и некоторыми оптическими свойствами, характеризующими процесс диффузии в ней. Такие группы (назовем их  $GNH(2, C)$ ) являются некоммутативными и, двух-, трех- или многопараметрическими в зависимости от количества параметров, меняющихся при переходе от одной среды к другой. Такого рода многокомпонентные среды, каждый компонент которой, будучи однородным, отличается от других своими оптическими характеристиками, могут служить прототипом для целого ряда реальных излучающих сред, часто встречаемых в астрофизических приложениях.

Вторая подгруппа содержится в первой и относится к случаю, когда добавляемые слои обладают одинаковыми свойствами и отличаются друг от друга лишь толщинами (группа  $GH(2, C)$ ). Очевидно, что в результате любого преобразования в этом случае будем иметь дело лишь с однородными средами. Такая группа коммутативна (абелева), является однопараметрической, бесконечной и непрерывной при непрерывном изменении оптической толщины [1,2].

3. *Представления групп.* Для нахождения представлений названных групп рассмотрим конфигурацию, состоящую из двух сред, в общем случае отличающиеся друг от друга как оптическими толщинами, так и функциональным поведением в них параметров, определяющих элементарный акт рассеяния (рис.1). Это означает, что оба компонента являются неоднородными и потому, как было показано в [3,4], обладают свойством полярности. В отличие от рассмотренного в  $H1$  скалярного случая, коэффициенты отражения и прохождения помимо толщины теперь зависят от частоты (в трехмерных задачах также от направления), поэтому их удобно записать в операторно-матричной форме. Обозначим их соответственно через  $R_i, Q_i$  ( $i=1, 2$ ), если среда освещается справа (верхний чертеж на рис.1), и через  $\bar{R}_i$  и  $\bar{Q}_i$  - если освещается слева (нижний чертеж). Напомним также, что  $\bar{Q}_i = Q_i^*$ , где звездочкой обозначается транспонированная матрица. Поэтому в дальнейшем изложении будем придерживаться обозначения  $Q_i^*$ .

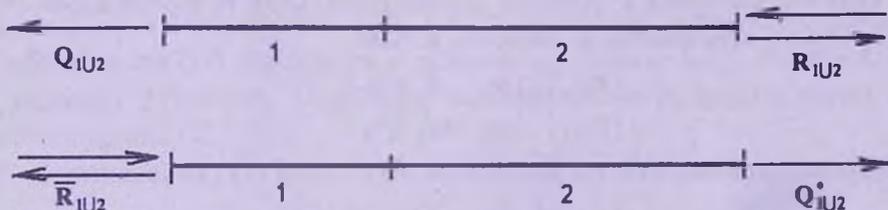


Рис.1. Отражение и пропускание неоднородной композитной атмосферы.

Наряду с коэффициентами пропускания  $Q_i$  важную роль в нашем исследовании играют обратные им матрицы  $P_i = Q_i^{-1}$ ,  $P_i^* = (Q_i^*)^{-1}$ , которые существуют ввиду невырожденности матриц  $Q_i$ , а также матрицы  $S_i = R_i P_i$ ,  $\bar{S}_i = P_i \bar{R}_i$ .

Рассмотрим процесс прохождения излучения через композитную среду, когда она освещается справа. Принимая в расчет возможность многократных отражений между ее компонентами, можно написать (здесь и всюду далее условимся индексом  $1 \cup 2$  обозначать величины, относящиеся к композитной атмосфере)

$$Q_{1 \cup 2} = Q_1 T Q_2, \quad (1)$$

где

$$T = I + \sum_{k=1}^{\infty} (\bar{R}_2 R_1)^k. \quad (2)$$

Отсюда имеем  $T = I + \bar{R}_2 R_1 T$ , или

$$T^{-1} = I - \bar{R}_2 R_1. \quad (3)$$

Теперь соотношение (1) может быть переписано в виде  $P_{1 \cup 2} = P_2 T^{-1} P_1$ , или с учетом (3)

$$P_{1 \cup 2} = P_2 P_1 - \bar{S}_2 S_1. \quad (4)$$

Это первое из нужных нам соотношений.

Обратимся теперь к отражательной способности композитной атмосферы. На основе простых физических рассуждений имеем

$$R_{1 \cup 2} = R_2 + Q_2^* R_1 T Q_2. \quad (5)$$

Используя (4), получаем

$$S_{1 \cup 2} = R_{1 \cup 2} P_{1 \cup 2} = S_2 T^{-1} P_1 + Q_2^* S_1. \quad (6)$$

С другой стороны, если учесть (3), то

$$S_2 T^{-1} P_1 = S_2 (P_1 - \bar{R}_2 S_1), \quad (7)$$

и тогда вместо (6) находим

$$S_{1 \cup 2} = S_2 P_1 + M_2 S_1, \quad (8)$$

где  $M = Q^* - \bar{S} \bar{R}$ .

Если воспользоваться понятием суперматрицы [2,5], то соотношения (4) и (8) можно объединить и записать в виде

$$\begin{pmatrix} P_{1 \cup 2} \\ S_{1 \cup 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_2 & -\bar{S}_2 \\ S_2 & M_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ S_1 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Введем обозначение

$$\tilde{A} = \begin{pmatrix} P & -\bar{S} \\ S & M \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где тильда означает, что величина является суперматрицей (или, как еще принято называть, клеточной или блочной матрицей).

Как нетрудно убедиться, суперматрицы  $\tilde{A}$ , также образуют группу и являются представлением группы  $GN(2, C)$ , отображая ее в линейном

супервекторном пространстве. Важно обратить внимание на тот факт, что способ композиции поглощающих и рассеивающих сред, описываемый  $\bar{A}$ , (преобразование  $g$ ), не зависит от того, изменениями какого именно параметра обусловлено свойство неоднородности объединяемых сред. Поэтому полученные результаты в равной мере относятся и к таким средам, составляющие которых обладают неоднородностями различной природы.

Нетрудно понять, что преобразование (9) лишь частично дает ответ об оптических свойствах результирующей атмосферы. Оно позволяет определить отражательную и пропускательную способность среды только со стороны ее освещения, что может считаться достаточным лишь в случае однородной атмосферы. Для нахождения недостающих свойств получаемой атмосферы поступим следующим образом.

Очевидно, что двукратное добавление к исходной среде новых слоев справа эквивалентно действию произведения матриц (10). Отсюда следуют правила сложения для величин  $\bar{S}$  и  $M$ .

$$\bar{S}_{1U2} = P_2 \bar{S}_1 + \bar{S}_2 M_1, \quad M_{1U2} = M_2 M_1 - S_2 \bar{S}_1. \quad (11)$$

Указанные правила можно получить непосредственно, если принять во внимание, что

$$\bar{R}_{1U2} = \bar{R}_1 + Q_1 \bar{R}_2 \bar{T} Q_1^*, \quad (12)$$

где

$$\bar{T} = I + \sum_{k=1}^{\infty} R_k \bar{R}_k. \quad (13)$$

Покажем это на примере первого из соотношений (11). Пользуясь определением величины  $\bar{S}$  и соотношением (12) и тем, что  $\bar{T}^{-1} = I - R_1 \bar{R}_2$ , получаем

$$\bar{S}_{1U2} = P_{1U2} \bar{R}_{1U2} = P_2 \bar{T}^{-1} (S_1 + \bar{R}_2 \bar{T} Q_1^*), \quad (14)$$

или с учетом (3)

$$\bar{S}_{1U2} = P_2 \bar{S}_1 - \bar{S}_2 R_1 \bar{S}_1 + P_2 \bar{T}^{-1} \bar{R}_2 \bar{T} Q_1^*. \quad (15)$$

Но несложно показать, что  $\bar{T}^{-1} \bar{R}_2 = \bar{R}_2 \bar{T}^{-1}$ , и потому последнее слагаемое в правой части (15) упрощается и оказывается равным  $\bar{S}_2 Q_1^*$ . Это приводит к нужному результату. Подобным образом можно проверить второе из соотношений (11).

Соотношения (11) могут быть записаны в векторно-матричной форме

$$\begin{pmatrix} M_{1U2} \\ \bar{S}_{1U2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_2 & -S_2 \\ \bar{S}_2 & P_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 \\ \bar{S}_1 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

Таким образом, приходим к еще одному представлению преобразования  $g$ , осуществляемому посредством суперматрицы

$$\bar{B} = \begin{pmatrix} M & -S \\ \bar{S} & P \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Обозначим через  $\mathfrak{I}(g)$  и  $\bar{\mathfrak{I}}(g)$  вышеупомянутые представления группы  $GN(2, \mathbb{C})$ , соответствующие преобразованиям исходной среды справа. Тогда групповым произведениям  $g_1 \otimes g_2$  будут соответствовать произведения суперматриц  $\tilde{A}_{1U2} = \tilde{A}_2 \tilde{A}_1$  и  $\tilde{B}_{1U2} = \tilde{B}_2 \tilde{B}_1$ , т.е.,  $\mathfrak{I}(g_1 \otimes g_2) = \mathfrak{I}(g_2) \mathfrak{I}(g_1)$  и  $\bar{\mathfrak{I}}(g_1 \otimes g_2) = \bar{\mathfrak{I}}(g_2) \bar{\mathfrak{I}}(g_1)$ . Тожественному преобразованию  $e$  соответствует суперматрица

$$\tilde{E} = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{I} \end{pmatrix}, \quad (18)$$

где  $\mathbf{I}$  - единичная матрица.

Ввиду невырожденности матриц, входящих в  $\tilde{A}$  (ниже будет показано, что супердетерминант  $\tilde{A}$  также отличен от нуля), последняя имеет двустороннюю обратную матрицу (см. [6])

$$\tilde{A}^{-1} = \begin{pmatrix} (\mathbf{P} + \bar{\mathbf{S}} \mathbf{M}^{-1} \mathbf{S})^{-1} & (\mathbf{S} + \mathbf{M} \bar{\mathbf{S}}^{-1} \mathbf{P})^{-1} \\ -(\bar{\mathbf{S}} + \mathbf{P} \mathbf{S}^{-1} \mathbf{M})^{-1} & (\mathbf{M} + \mathbf{S} \mathbf{P}^{-1} \bar{\mathbf{S}})^{-1} \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Теперь покажем, что на самом деле субматрицы в  $\tilde{A}^{-1}$  равны матрицам, получаемым в результате транспонирования соответствующих матриц, участвующих в  $\tilde{A}$ , Например,

$$(\mathbf{M} + \mathbf{S} \mathbf{P}^{-1} \bar{\mathbf{S}})^{-1} = (\mathbf{Q}^* - \mathbf{S} \bar{\mathbf{R}} + \mathbf{S} \mathbf{P}^{-1} \bar{\mathbf{P}} \mathbf{R})^{-1} = \mathbf{P}^*. \quad (20)$$

Аналогичным образом

$$(\bar{\mathbf{S}} + \mathbf{P} \mathbf{S}^{-1} \mathbf{M})^{-1} = [\bar{\mathbf{S}} + \mathbf{P} \mathbf{P}^{-1} \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{Q}^* - \mathbf{S} \bar{\mathbf{R}})]^{-1} = \mathbf{P}^* \mathbf{R} = \mathbf{S}^*, \quad (21)$$

$$(\mathbf{S} + \mathbf{M} \bar{\mathbf{S}}^{-1} \mathbf{P})^{-1} = [\mathbf{S} + (\mathbf{Q}^* - \mathbf{S} \bar{\mathbf{R}}) \bar{\mathbf{R}}^{-1} \mathbf{P}^{-1} \mathbf{P}]^{-1} = \bar{\mathbf{R}} \mathbf{P}^* = \bar{\mathbf{S}}^*. \quad (22)$$

Докажем, наконец, что

$$(\mathbf{P} + \bar{\mathbf{S}} \mathbf{M}^{-1} \mathbf{S})^{-1} = \mathbf{Q} - \bar{\mathbf{R}} \mathbf{P}^* \mathbf{R} = \mathbf{M}^*, \quad (23)$$

где  $\mathbf{M}^* = \mathbf{Q} - \bar{\mathbf{S}}^* \mathbf{R}$ . Соотношение (23) будет иметь место, если

$$(\mathbf{P} + \bar{\mathbf{S}} \mathbf{M}^{-1} \mathbf{S})(\mathbf{Q} - \bar{\mathbf{R}} \mathbf{P}^* \mathbf{R}) = \mathbf{I}, \quad (24)$$

или

$$\mathbf{M}^{-1} (\mathbf{I} - \bar{\mathbf{R}} \mathbf{P}^* \mathbf{R}) = \mathbf{M}^{-1} (\mathbf{I} - \mathbf{S} \bar{\mathbf{S}}^*) = \mathbf{P}^*. \quad (25)$$

Последняя формула является тождеством, поскольку из (25) следует

$$\mathbf{M} = (\mathbf{I} - \mathbf{S} \bar{\mathbf{S}}^*) (\mathbf{P}^*)^{-1} = \mathbf{Q}^* - \mathbf{S} \bar{\mathbf{R}}, \quad (26)$$

что доказывает исходное утверждение.

Таким образом, вместо (19) имеем

$$\tilde{A}^{-1} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}^* & \bar{\mathbf{S}}^* \\ -\mathbf{S}^* & \mathbf{P}^* \end{pmatrix}. \quad (27)$$

Проводя аналогичные выкладки, находим

$$\tilde{B}^{-1} = \begin{pmatrix} P^* & S^* \\ -\bar{S}^* & M^* \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Отметим, что суперматрицы (27) и (28) отличаются от соответствующих супертранспонированных суперматриц.

Рассмотрим суперматрицу (27). Из равенств  $\tilde{A}\tilde{A}^{-1} = E$  и  $\tilde{A}^{-1}\tilde{A} = E$  следует ряд полезных соотношений

$$PM^* + \bar{S}S^* = I, \quad M^*P + \bar{S}^*S = I, \quad (29)$$

$$MP^* + S\bar{S}^* = I, \quad P^*M + S^*\bar{S} = I. \quad (30)$$

Еще четыре соотношения выражают симметричность произведений матриц:  $P\bar{S}^*$ ,  $P^*S$ ,  $M\bar{S}^*$ ,  $M^*S$ . К таким же результатам можно прийти применением суперматрицы  $\tilde{B}$ .

Теперь, если принять во внимание первое из соотношений (29) и тот факт, что детерминант транспонированной матрицы равен детерминанту самой матрицы, будем иметь

$$\det \tilde{A} = \det(PM + \bar{S}S) = \det(PM^* + \bar{S}S^*) = \det I = 1. \quad (31)$$

Таким образом, суперматрица  $\tilde{A}$  является невырожденной, причем ее супердетерминант [5,7] равен единице. Очевидно, что единице равны и супердетерминанты остальных суперматриц  $\tilde{A}^{-1}$ ,  $\tilde{B}$  и  $\tilde{B}^{-1}$ .

Найденные представления (10) и (17) изоморфны группе  $GN(2, \mathbb{C})$ , поскольку соответствие между указанной группой и  $\mathfrak{Z}(g)$ ,  $\bar{\mathfrak{Z}}(g)$  взаимнооднозначное и произведению любых двух элементов из  $GN(2, \mathbb{C})$  соответствует матричное умножение соответствующих представлений этой группы. Эти два представления можно объединить и написать в виде приводимого представления

$$\begin{pmatrix} P_{1U2} \\ S_{1U2} \\ M_{1U2} \\ \bar{S}_{1U2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_2 & -\bar{S}_2 & 0 & 0 \\ S_2 & M_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_2 & -S_2 \\ 0 & 0 & \bar{S}_2 & P_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ S_1 \\ M_1 \\ \bar{S}_1 \end{pmatrix}, \quad (32)$$

причем  $P(0) = M(0) = I$ ,  $S(0) = \bar{S}(0) = 0$ .

Таким образом, приходим к выводу, что обычным матричным умножением можно определить величины, выражающие отражательную и пропускательную способности составной атмосферы, если известны указанные способности ее компонентов. Очевидно, что в случае однородной среды вместо (32) достаточно рассмотреть преобразование (9).

Перейдем теперь к случаю, когда составная среда освещается со стороны левой границы (нижний чертеж на рис.1). Тогда вместо (1), (2) будем иметь

$$Q_{1U2}^* = Q_2^* \bar{T} Q_1^* \quad \bar{T} = I + \sum_{k=1}^{\infty} (R_1 \bar{R}_2)^k. \quad (33)$$

Рассуждения, аналогичные проведенным в начале данного раздела, с учетом того, что

$$\bar{T}^{-1} = I - R_1 \bar{R}_2, \quad (34)$$

позволяют написать

$$P_{1U2}^* = P_1^* P_2^* - S_1^* \bar{S}_2^*, \quad \bar{S}_{1U2}^* = \bar{S}_1^* P_2^* + M_1^* \bar{S}_2^*, \quad (35)$$

или

$$\begin{pmatrix} P_{1U2}^* \\ \bar{S}_{1U2}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1^* & -S_1^* \\ \bar{S}_1^* & M_1^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_2^* \\ \bar{S}_2^* \end{pmatrix}. \quad (36)$$

Наконец, вместо (16) будем иметь

$$\begin{pmatrix} M_{1U2}^* \\ S_{1U2}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_1^* & -\bar{S}_1^* \\ S_1^* & P_1^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_2^* \\ S_2^* \end{pmatrix}. \quad (37)$$

Таким образом, находим новые два представления группы  $GN(2, \mathbb{C})$ , описывающие преобразования глобальных оптических характеристик композитной атмосферы при освещении ее со стороны левой границы

$$\tilde{C} = \begin{pmatrix} P^* & -S^* \\ \bar{S}^* & M^* \end{pmatrix}, \quad \tilde{D} = \begin{pmatrix} M^* & -\bar{S}^* \\ S^* & P^* \end{pmatrix}. \quad (38)$$

Эти представления также изоморфны группе  $GN(2, \mathbb{C})$ . Двусторонние обратные суперматрицы существуют и соответственно равны

$$\tilde{C}^{-1} = \begin{pmatrix} M & S \\ -\bar{S} & P \end{pmatrix}, \quad \tilde{D}^{-1} = \begin{pmatrix} P & \bar{S} \\ -S & M \end{pmatrix}. \quad (39)$$

Представления (36) и (37) можно объединить и записать в виде

$$\begin{pmatrix} P_{1U2}^* \\ \bar{S}_{1U2}^* \\ M_{1U2}^* \\ S_{1U2}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1^* & -S_1^* & 0 & 0 \\ \bar{S}_1^* & M_1^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_1^* & -\bar{S}_1^* \\ 0 & 0 & S_1^* & P_1^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_2^* \\ \bar{S}_2^* \\ M_2^* \\ S_2^* \end{pmatrix}. \quad (40)$$

Преобразование (36) играет важную роль при рассмотрении переноса излучения в полубесконечной среде.

4. *Задача о диффузном отражении излучения в линии от одномерной атмосферы конечной толщины при частичном перераспределении по частотам.* Рассмотрим подгруппу группы композиций  $GNH(2, \mathbb{C})$ , подчиняющуюся единственному ограничению, заключающемуся в том, чтобы оптическая толщина среды, получаемой в результате преобразований, не превосходила некоторого наперед заданного значения  $\tau_0$ . Такая бесконечная группа, очевидно, является непрерывной ввиду непрерывности изменения единственного параметра - оптической

толщины. Другими словами, как она, так и ее представления  $\Xi(g)$  будут группами Ли размерности, равной единице [5,7].

С помощью преобразований такой группы можно построить некоторую, многокомпонентную атмосферу определенной оптической толщины  $\tau_0$ , компоненты которой, в общем случае, могут различаться своими физическими характеристиками. В качестве примера рассмотрим матричную задачу рассеяния света в одномерной неоднородной среде, освещаемой со стороны границы  $\tau = \tau_0$  в предположении, что рассеяние излучения в среде происходит с частичным перераспределением по частотам. Допустим, что полученная в результате композиций среда состоит из компонентов равной и достаточно малой толщины, характеризующихся некоторыми постоянными значениями коэффициента рассеяния  $\lambda$  таким образом, что в пределе, когда толщины компонентов стремятся к нулю, его можно считать непрерывной функцией оптической глубины. Для инфинитезимального оператора такой группы можно будет написать

$$\tilde{\Xi}(0) = \lim_{\Delta\tau_0 \rightarrow 0} \frac{\tilde{A}(\Delta\tau_0) - E}{\Delta\tau_0} = \begin{pmatrix} \alpha - \frac{\lambda(0)}{2}\Gamma & -\frac{\lambda(0)}{2}\Gamma \\ \frac{\lambda(0)}{2}\Gamma & -\left[\alpha - \frac{\lambda(0)}{2}\Gamma\right] \end{pmatrix}, \quad (41)$$

где приняты следующие обозначения: под величинами  $\alpha$  и  $\Gamma$  подразумеваются дискретные аналоги соответственно профиля коэффициента поглощения в линии и закона перераспределения по частотам [8]. Для простоты предполагается, что обе величины не зависят от оптической глубины. Величина  $\alpha$  является диагональной матрицей с элементами  $\alpha_i = \alpha(x_i)$ .

С другой стороны, для производной оператора  $\tilde{A}$  при значении параметра, равного  $\tau_0$ , будем иметь

$$\tilde{\Xi}(\tau_0) = \lim_{\Delta\tau_0 \rightarrow 0} \frac{\tilde{A}(\tau_0 + \Delta\tau_0) - \tilde{A}(\tau_0)}{\Delta\tau_0} = \begin{pmatrix} m(\tau_0) & -n(\tau_0) \\ n(\tau_0) & -m(\tau_0) \end{pmatrix}, \quad (42)$$

где

$$m(\tau_0) = \alpha - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\Gamma, \quad n(\tau_0) = \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\Gamma. \quad (43)$$

С учетом (9) приходим к системе уравнений (см. также [9,10])

$$\frac{dP}{d\tau_0} = m(\tau_0)P(\tau_0) - n(\tau_0)S(\tau_0), \quad (44)$$

$$\frac{dS}{d\tau_0} = n(\tau_0)P(\tau_0) - m(\tau_0)S(\tau_0), \quad (45)$$

с начальными условиями  $P(0) = I$ ,  $S(0) = 0$ , где  $0$  - нулевая матрица.

Обращение матрицы  $P(\tau_0)$ , получаемой в результате решения системы уравнений (44), (45), позволяет определить искомые значения коэффициентов отражения и пропускания среды.

Обращаясь к производной оператора  $\tilde{\mathbf{B}}$ , имеем

$$\tilde{\mathbf{E}}'(\tau_0) = \lim_{\Delta\tau_0 \rightarrow 0} \frac{\tilde{\mathbf{B}}(\tau_0 + \Delta\tau_0) - \tilde{\mathbf{B}}(\tau_0)}{\Delta\tau_0} = \begin{pmatrix} -\mathbf{m}(\tau_0) & -\mathbf{n}(\tau_0) \\ \mathbf{n}(\tau_0) & \mathbf{m}(\tau_0) \end{pmatrix}, \quad (46)$$

и тогда, на основании (16) приходим к новой системе уравнений

$$\frac{d\mathbf{M}}{d\tau_0} = -\mathbf{m}(\tau_0)\mathbf{M}(\tau_0) - \mathbf{n}(\tau_0)\bar{\mathbf{S}}(\tau_0), \quad (47)$$

$$\frac{d\bar{\mathbf{S}}}{d\tau_0} = \mathbf{n}(\tau_0)\mathbf{M}(\tau_0) + \mathbf{m}(\tau_0)\bar{\mathbf{S}}(\tau_0), \quad (48)$$

с начальными условиями  $\mathbf{M}(0) = \mathbf{I}$ ,  $\bar{\mathbf{S}}(0) = \mathbf{0}$ .

Уравнения (43), (44), (46), (47) можно объединить и записать в виде

$$\frac{d\tilde{\mathbf{Y}}}{d\tau_0} = \tilde{\mathfrak{M}}(\tau_0)\tilde{\mathbf{Y}}(\tau_0), \quad (49)$$

где

$$\tilde{\mathbf{Y}}(\tau_0) = \begin{pmatrix} \mathbf{P} \\ \mathbf{S} \\ \mathbf{M} \\ \bar{\mathbf{S}} \end{pmatrix}, \quad \tilde{\mathfrak{M}}(\tau_0) = \begin{pmatrix} \mathbf{m}(\tau_0) & -\mathbf{n}(\tau_0) & 0 & 0 \\ \mathbf{n}(\tau_0) & -\mathbf{m}(\tau_0) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\mathbf{m}(\tau_0) & -\mathbf{n}(\tau_0) \\ 0 & 0 & \mathbf{n}(\tau_0) & \mathbf{m}(\tau_0) \end{pmatrix}. \quad (50)$$

Если среда однородная, то достаточно ограничиться системой уравнений (44), (45), решение которой можно представить в виде матричной экспоненты (см. [10])

$$\tilde{\mathbf{Y}}(\tau_0) = \exp(\tilde{\mathfrak{K}}\tau_0)\tilde{\mathbf{Y}}(0), \quad (51)$$

где теперь

$$\tilde{\mathbf{Y}}(\tau_0) = \begin{pmatrix} \mathbf{P}(\tau_0) \\ \mathbf{S}(\tau_0) \end{pmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{Y}}(0) = \begin{pmatrix} \mathbf{I} \\ \mathbf{0} \end{pmatrix}. \quad (52)$$

Разложение в ряд матричных экспонент дает

$$\mathbf{P}(\tau_0) = \mathbf{I} + \left( \alpha - \frac{\lambda}{2}\Gamma \right) \frac{\tau_0}{1!} + \left[ \alpha^2 - \frac{\lambda}{2}(\Gamma\alpha - \alpha\Gamma) \right] \frac{\tau_0^2}{2!} + \dots, \quad (53)$$

$$\mathbf{S}(\tau_0) = \mathbf{R}(\tau_0)\mathbf{P}(\tau_0) = \frac{\lambda}{2}\Gamma \frac{\tau_0}{1!} + \frac{\lambda}{2}(\Gamma\alpha - \alpha\Gamma) \frac{\tau_0^2}{2!} + \dots \quad (54)$$

В отличие от разложений, приведенных нами в [10], здесь учтено, что коммутатор матриц  $\alpha$  и  $\Gamma$  отличен от нуля. Формулы (53), (54) позволяют с довольно большой точностью построить решение рассматриваемой нами задачи диффузного отражения и пропускания для многокомпонентной неоднородной атмосферы, состоящей из отличающихся друг от друга однородных сред.

Аналогичные рассуждения, в случае, когда атмосфера освещается со стороны границы  $\tau = 0$ , приводят к двум другим системам матричных

дифференциальных уравнений, которые, взятые вместе, могут быть представлены в виде

$$\frac{d}{d\tau_0} \begin{pmatrix} P^* \\ \bar{S}^* \\ M^* \\ S^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P^* & -S^* & 0 & 0 \\ \bar{S}^* & M^* & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M^* & -\bar{S}^* \\ 0 & 0 & S^* & P^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m(\tau_0) \\ n(\tau_0) \\ -m(\tau_0) \\ n(\tau_0) \end{pmatrix}. \quad (55)$$

При написании (55) принята во внимание симметричность матриц  $\alpha$  и  $\Gamma$ . В заключение заметим, что на основе систем уравнений (44), (45), (47), (48), (55) для всех искомым матриц-функций, так же, как и в скалярном случае [10], могут быть получены отдельные матричные дифференциальные уравнения второго порядка.

Рассмотренная в данном разделе задача и приведенные выше системы матричных уравнений демонстрируют тесную связь между развитым нами групповым подходом и методом инвариантного погружения [11,12]. По сути дела, уравнения, получаемые применением указанного метода, связаны с действием инфинитезимальных операторов, соответствующих введенных в работе представлений групп.

В заключение заметим, что если среда однородная, то, как следует из [13,14], приведенные выше системы уравнений допускают инварианты или законы сохранения. Так, например, из первой из указанных систем (44), (45) следует

$$\frac{d^2 \Phi}{d\tau^2} = k^2 \Phi, \quad (56)$$

где  $\Phi = P+S$  и  $k^2 = \alpha(\alpha - \lambda\Gamma)$ . Соответствующая этому уравнению плотность Лагранжиана равна  $L = \Phi^2 + k^{-2}\Phi'^2$  (см. [14]), откуда

$$\sum [\Phi^2 - k^{-2}\Phi'^2] = \text{const}, \quad (57)$$

или

$$\sum [\alpha(P-S)^2 - (\alpha - \lambda\Gamma)(P+S)^2] = \lambda\alpha, \quad (58)$$

где суммирование производится по одному из столбцов, обозначающих частоту отраженного излучения. При определении значения постоянной интегрирования в (58) приняты во внимание значения матриц  $P$  и  $S$  при  $\tau_0 = 0$  и учтено условие нормировки функции перераспределения по частотам. Аналогичные законы можно вывести и для других рассмотренных выше систем уравнений. Континуальные аналоги законов сохранения для однородной атмосферы были нами получены в упомянутых работах [13,14]. Их существование обусловлено тем, что производимые преобразования являются преобразованиями симметрии для рассматриваемой задачи.

5. *Многокомпонентные атмосферы.* При интерпретации излучения

различных астрофизических объектов часто приходится сталкиваться с необходимостью учесть сложную неоднородную, а иногда и тонкую многокомпонентную структуру излучающего объема. Строго говоря, реальные объекты никогда не являются однородными, и только сложность рассматриваемых задач заставляет прибегнуть к различного рода упрощающим предположениям, в том числе, к приближению однородной среды. Последнее дает лишь усредненное в некотором смысле представление об изучаемом объеме, что не всегда оказывается достаточным для получения адекватной картины изучаемого физического явления. Это диктует необходимость в теоретической разработке алгоритмов численного решения задач об образовании спектральных линий в неоднородных и композитных средах.

Развиваемая в работе теория основана на широком использовании идей теории групп. Она является особенно продуктивной при решении задач переноса в атмосферах со сложной многослойной структурой. Обращаясь к представлению группы  $GN(2, C)$ , задаваемой (10), мы видим, что для построения композитной атмосферы путем добавления к границе  $\tau = \tau_0$  новых, в общем случае неоднородных слоев, необходимо задать глобальные оптические характеристики каждого из них, а именно, матриц-функции  $P$ ,  $S = RP$ ,  $\bar{S} = P\bar{R}$ ,  $M = Q^* - S\bar{R} = Q^* - R\bar{S}$ . Иными словами, предварительно следует определить отражательные и пропускательные способности каждого из складываемых слоев ( $R$ ,  $\bar{R}$ ,  $Q$ ). Как было показано в предыдущем разделе, они могут быть определены путем решения систем матричных дифференциальных уравнений (44), (45), (47), (48) или (55) с последующим обращением матрицы  $P$ . О преимуществах такого пути речь пойдет во второй части работы. С другой стороны, как было нами показано в [10,15,16], названные величины для атмосферы с непрерывным изменением оптических свойств удовлетворяют матричным дифференциальным уравнениям с начальными условиями

$$\frac{dR}{d\tau_0} = -[R\alpha + \alpha R] + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \{ \Gamma + [R\Gamma + \Gamma R] + R\Gamma R \}, \quad (59)$$

$$\frac{dQ}{d\tau_0} = -Q \left[ \alpha - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \Gamma (I + R) \right], \quad (60)$$

$$\frac{d\bar{R}}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} Q \Gamma Q^*, \quad (61)$$

где для иллюстрации приводятся уравнения, относящиеся к случаю, когда неоднородность среды обусловлена изменением в среде только коэффициента рассеяния. Уравнения (59), (60), (61) удовлетворяют начальным условиям  $R(0) = \bar{R}(0) = 0$ ,  $Q(0) = I$ . Что касается величины  $P$ , то вместо трудоемкого обращения на каждом этапе матрицы  $Q$  можно обратиться к уравнению (44), которое с учетом того, что  $S = RP$ , принимает сходный с (60) вид

$$\frac{dP}{d\tau_0} = \left[ \alpha - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \Gamma(I + R) \right] P, \quad (62)$$

с условием  $P(0) = I$ .

Процесс композиций продолжается до достижения оптической толщины  $\tau_0$ , заданной поставленной задачей. Обращение найденной матрицы  $P(\tau_0)$  позволяет определить  $Q(\tau_0)$ , что, как будет показано во второй части работы, позволяет определить поле излучения внутри атмосферы.

Так обстоит дело в наиболее общем случае многокомпонентной атмосферы, компоненты которой, будучи неоднородными, отличаются друг от друга. В том случае, когда компоненты обладают одинаковыми оптическими свойствами, мы имеем дело с циклической группой и процесс композиций сводится к действию степеней операторов, например,  $\bar{A}^n$ . Тогда, естественно, объем вычислений в значительной мере сокращается, поскольку достаточно определить оптические характеристики лишь одного компонента.

**6. Заключительные замечания.** В данной части работы мы ограничились теоретико-групповой трактовкой вопроса об определении глобальных оптических характеристик неоднородных и многокомпонентных конечных атмосфер. Применение полученных представлений группы композиций сред в значительной мере облегчает нахождение отражательных и пропускательных свойств таких сред. Фактически предлагается легко реализуемая процедура определения указанных свойств, если только эти свойства известны для составляющих компонентов. При этом важно отметить, что неоднородные среды, в которых параметры, описывающие элементарный акт рассеяния, меняются с глубиной при численной реализации, связанной с дискретизацией, также могут быть истолкованы как многокомпонентные. В этом случае среда разбивается на компоненты достаточно малой толщины, чтобы их можно было считать однородными, оптические свойства которых проще определяются (в скалярном случае они находятся аналитически).

Как уже указывалось, групповой подход с применением векторно-матричного аппарата вычислений является достаточно общим, поскольку не зависит от природы неоднородностей, охватывая тем самым весьма широкие классы астрофизических задач, связанных с переносом излучения. Однако этим не исчерпываются достоинства предлагаемого подхода. В продолжении работы будет показано, в частности, что описанные нами вычисления, необходимые для нахождения отражательных и пропускательных способностей неоднородной атмосферы, достаточны для определения поля излучения внутри них без решения каких-либо новых уравнений.

# GROUPS AND THEIR REPRESENTATIONS IN THE THEORY OF RADIATIVE TRANSFER. I

A.G.NIKOGHOSSIAN

The work is devoted to the group-theoretical description of the radiation transfer in inhomogeneous and multicomponent atmospheres with the plane-parallel geometry. Consisted of two parts, it generalizes the results obtained recently by the author for the simplest scalar problems of the transfer in 1D media over the matrix case, where the spatial and frequency distributions of the radiation field are taken into account. Definition of a group of composition of the media with different optical and physical properties is given. The group representations are derived for two possible cases of illumination of a composite finite atmosphere. An algorithm for determining the global optical characteristics of inhomogeneous and multi-component atmospheres is described. As an illustration of the developed theory, the problem of the radiation diffusion with partial frequency distribution is considered in which the inhomogeneity is assumed to be due to the depth-variation of the scattering coefficient.

*Key words: radiative transfer: partial redistribution: groups: groups representations: supermatrices*

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **54**, 149, 2011 (H1).
2. Е.Вигнер, *Теория групп*, М., ИЛ, 1961.
3. А.Г.Никогосян, *Astron. Astrophys.*, **422**, 1059, 2004.
4. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **47**, 123, 2004.
5. Ф.А.Березин, *Метод вторичного квантования*, М., Наука, 1986.
6. Р.Беллман, *Введение в теорию матриц*, М., Наука, 1976.
7. В.Хейне, *Теория групп в квантовой механике*, М., ИЛ, 1963.
8. В.В.Соболев, *Курс теоретической астрофизики*, М., Наука, 1985.
9. А.Г.Никогосян, *Light Scat. Reviews*, **8**, 377, 2013.
10. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **54**, 617, 2011.
11. R.Bellman, R.Kalaba, M.Wing, *J. Math. Phys.*, **1**, 280, 1960.
12. R.Bellman, R.Kalaba, M.Prestrud, *Invariant Imbedding and Radiative Transfer in Slabs of Finite Thickness*, American Elsevier, N.Y., 1963.
13. А.Г.Никогосян, *Astrophys. J.*, **483**, 849, 1997.
14. А.Г.Никогосян, *J. Quant Spectrosc. Radiat. Transfer*, **61**, 345, 1999.
15. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **56**, 143, 2013.
16. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **56**, 609, 2013.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ПО СВЕРХНОВЫМ ТИПА Ia МЕТОДОМ ПОПАРНЫХ РАССТОЯНИЙ

А.А.РАЙКОВ<sup>1</sup>, В.В.ОРЛОВ<sup>1,2</sup>, Р.В.ГЕРАСИМ<sup>1,2</sup>

Поступила 20 декабря 2013

Принята к печати 19 февраля 2014

Разработанный ранее авторами метод попарных расстояний применяется для выявления признаков фрактальности множества внегалактических сверхновых (822 сверхновых типа Ia в области  $300^\circ \leq \alpha \leq 360^\circ$  и  $0^\circ \leq \delta \leq 60^\circ$ ,  $-5^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ ). Поскольку область пространства, занимаемая объектами выборки, сильно сплюснута, мы используем теорему Мандельброта о коразмерности. Рассмотрены три космологических модели: модель с метрикой Евклида, модель "усталого света", стандартная  $\Lambda$ CDM модель. Получены оценки фрактальной размерности  $D \cong 2.69$  для первых двух моделей и  $D \cong 2.64$  для  $\Lambda$ CDM модели.

**Ключевые слова:** *сверхновые: крупномасштабная структура: метод*

1. **Введение.** За последние десятилетия имел место сильный рост числа обнаруженных сверхновых (см. рис.1). Это послужило толчком к созданию сводных каталогов, которые дополняются, улучшаются и унифицируются по мере открытия новых объектов.

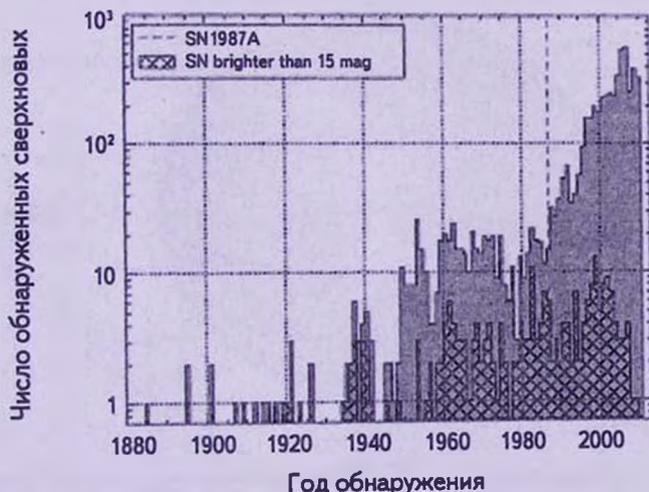


Рис.1. Распределение числа обнаруженных сверхновых по годам, согласно [1].

Принято разделять сверхновые на два типа. Сверхновые I типа находят как в спиральных, так и в эллиптических галактиках, в то время как сверхновые II типа встречаются только в спиральных галактиках. Отсюда следует пригодность сверхновых I типа в качестве "маркеров" пространственного распределения галактик различной морфологии.

В дальнейшем мы будем исходить из того, что множество сверхновых типа Ia отражает распределение вещества в исследуемой нами области. Для выявления структур и определения их свойств, нам необходимы однородные выборки сверхновых. Для создания таких выборок ниже мы рассмотрим имеющиеся в литературе сводные каталоги данных о сверхновых и составим рабочий каталог.

2. *Каталоги сверхновых.* Нами были рассмотрены четыре основных каталога, содержащие необходимые нам данные о внегалактических сверхновых: A Unified Supernova Catalogue (USC) [2], Asiago Supernova Catalogue (ASC) [3], List of SNe Maintained by the Central Bureau for Astronomical Telegrams (CBAT) [4], SAI Supernova Catalog (SSC) [5]. В первую очередь нас интересует информация о положениях сверхновых в пространстве, то есть координаты на небесной сфере и красные смещения.

Каталог USC представляет собой объединение трех каталогов - CBAT, ASC и SSC. Он содержит необходимую информацию, однако не подходит для решения нашей задачи, так как в нем были огрублены многие значения красных смещений. Каталог CBAT не удовлетворяет нас, так как он не содержит значений красных смещений сверхновых. Каталог ASC является on-line версией каталога [6]. Он содержит данные о сверхновых, наблюдавшихся с 1885г. до наших дней. Каталог основан на базе данных CDS (Centre de Données Astronomiques de Strasbourg) и регулярно обновляется.

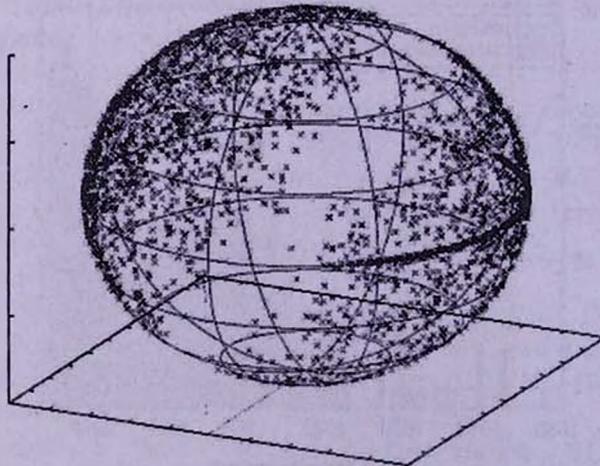


Рис.2. Распределение сверхновых на небесной сфере в экваториальной системе координат.

Каталог SSC на данный момент содержит более 6000 объектов. В SSC содержится не только информация о положениях сверхновых, но и данные о родительских галактиках. Каталог регулярно обновляется и содержит значения красных смещений с максимальной доступной точностью. Каталоги ASC и SSC практически равноценны. В качестве рабочего нами было решено использовать каталог SSC.

3. *Выборка.* Положения сверхновых каталога SSC были нанесены на небесную сферу (рис.2). На рисунке видна сильная концентрация сверхновых в экваториальной области. Эта концентрация связана с особенностями программы наблюдений [7]. Данная область хорошо подходит для нашего исследования вследствие однородности и полноты выборки.

Распределение 2795 сверхновых типа Ia на небесной сфере представлено

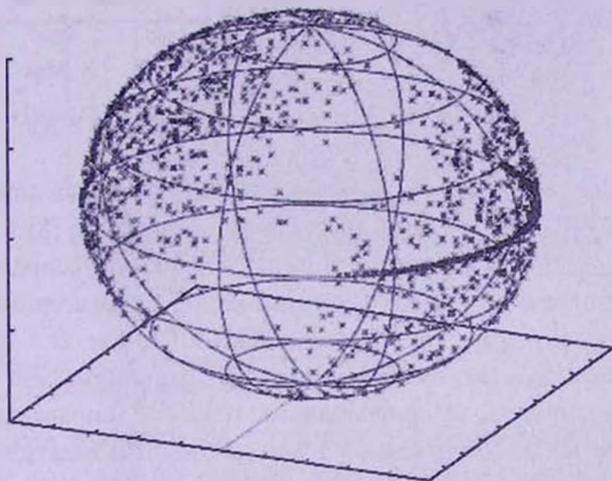


Рис.3. Распределение сверхновых типа Ia на небесной сфере в экваториальной системе координат.

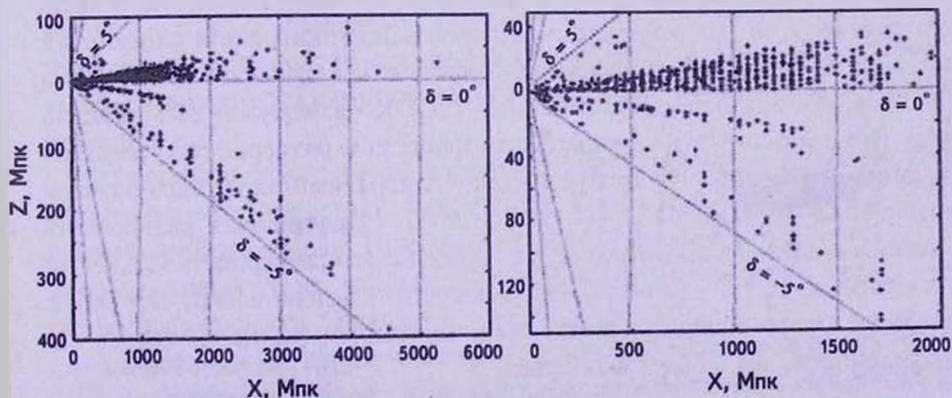


Рис.4. Распределение сверхновых в координатах  $\delta - r(z)$ .

на рис.3. В выбранной нами области  $300^\circ \leq \alpha \leq 360^\circ$  и  $0^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$ ,  $-5^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$  оказалось 822 сверхновых типа Ia. На рис.4 и 5 представлены проекции  $\delta-r(z)$  и  $\alpha-r(z)$  в двух разных масштабах (величины  $r(z)$  вычислялись по линейному соотношению Хаббла). На рисунках наблюдаются дискретные структуры, природа которых обсуждается ниже.

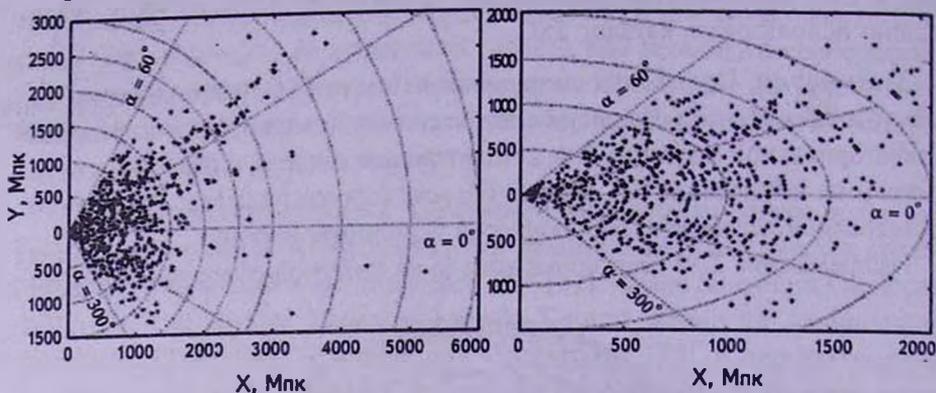


Рис.5. Распределение сверхновых в плоскости  $\alpha-r(z)$ .

4. *Методика обработки.* Статистическая обработка данных проводилась методом попарных расстояний, предложенным в [8] и [9]. В этих работах было показано, что дифференциальная функция распределения  $f(l)$  попарных расстояний при малых  $l$  (по сравнению с характерным размером системы) ведет себя как степенная функция  $l^{D-1}$ , где  $D$  - фрактальная размерность множества. Так как область пространства, занимаемая множеством сверхновых, ограничена, то соотношение  $f(l) \propto l^{D-1}$  справедливо, если в некоторой окрестности произвольной точки не будут сказываться локальный и граничный эффекты (см. дискуссию в [8]). Малые и большие (сравнимые по порядку величины с размерами рассматриваемой области) попарные расстояния нами не использовались.

Объекты используемой выборки заполняют сильно сплюснутую область (толщина среза много меньше его размеров в экваториальной плоскости). Этот факт позволяет нам использовать эмпирическое правило Манделъброта [10] - теорему о коразмерности (см. также [11]). Коразмерность есть разность между размерностью объемлющего пространства и размерностью рассматриваемого множества. Используя теорему о коразмерности, мы получаем соотношение  $(3-D_0) = (3-D) + (3-D_p)$ , где  $D$  - фрактальная размерность множества объектов в пространстве,  $D_0$  - фрактальная размерность множества на плоскости,  $D_p = 2$  - размерность плоскости. Следовательно,  $D = D_0 + 1$ . Используя метод попарных расстояний, описанный выше, и теорему о коразмерности, мы можем вычислить  $D$ .

5. *Результаты.* Для оценки фрактальной размерности пространст-

венного распределения сверхновых в рассматриваемой области около плоскости небесного экватора построим распределение попарных расстояний в проекции на экваториальную плоскость (рис.6).

Серия пиков на рис.6 обусловлена наличием красных смещений, измеренных с низкой точностью. Как правило, низкая точность присуща фотометрическим красным смещениям. Можно предложить два способа решения этой проблемы. Во-первых, мы можем исключить объекты с ненадежно измеренными значениями  $z$ , но тогда оставшаяся выборка (около 200 объектов) будет слишком мала для получения надежных результатов. Во-

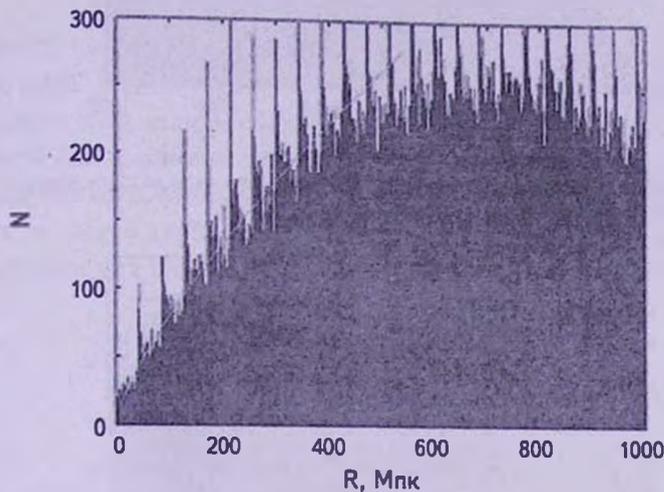


Рис.6. Распределение попарных расстояний  $R$  в проекции на экваториальную плоскость (без вариаций фотометрических  $z$ ).

вторых, можно провести рандомизацию значений красных смещений, измеренных с низкой точностью. Мы используем второй способ. Были рассмотрены два варианта распределения ошибок: 1) равномерно случайно в интервале  $\pm\sigma$  относительно приведенного в каталоге значения  $z$  (полученное в результате распределение попарных расстояний представлено на рис.7); 2) по нормальному закону со стандартом, равным  $\sigma$ , и математическим ожиданием, равным каталожному значению  $z$  (см. рис.8). Значения  $\sigma$  брались равными единице последнего знака приведенного в каталоге значения  $z$ .

Для оценки фрактальной размерности  $D$  применялась аппроксимация распределения попарных расстояний степенной функцией методом наименьших квадратов. При этом не рассматривались малые и большие попарные расстояния, чтобы исключить обсуждаемые выше локальные и граничные эффекты, а также неполноту выборки.

Аппроксимация методом наименьших квадратов проводилась по  $N=430$  равным интервалам длиной 1 Мпк, попарные расстояния брались в промежутке

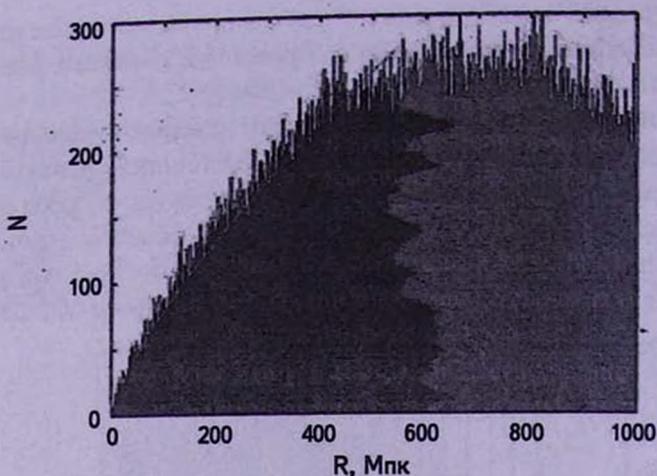


Рис.7. Распределение попарных расстояний в проекции на экваториальную плоскость (равномерно случайные вариации фотометрических  $z$ ).

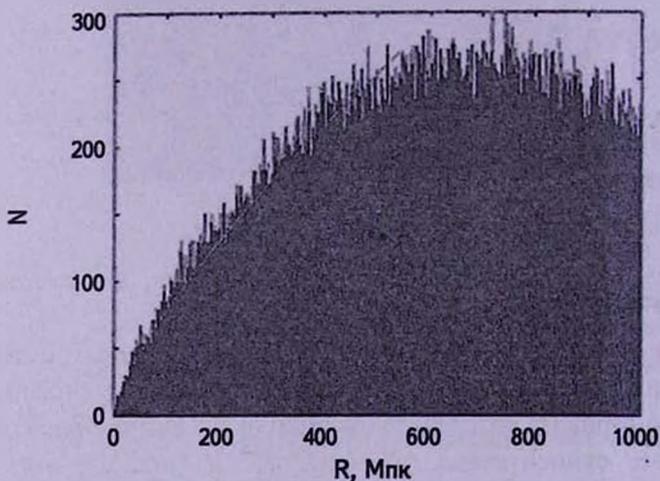


Рис.8. Распределение попарных расстояний в проекции на экваториальную плоскость (нормально распределенные вариации фотометрических  $z$ ).

от 70 Мпк до 500 Мпк. Метрика считалась евклидовой. Соответствующие коэффициенты аппроксимации  $y = ax^b$  и фрактальные размерности, а также их погрешности приведены в табл.1.

Из таблицы видно, что фрактальная размерность равна приблизительно  $D \approx 2.70$ . Учет артефактов, вызванных значениями  $z$ , измеренными с низкой точностью, привел к уменьшению оценки фрактальной размерности на величину  $\approx 0.05$ .

Наряду с евклидовой моделью были рассмотрены еще две модели:

- 1) модель "усталого света" (см., например, [12]);
- 2) стандартная  $\Lambda$ CDM модель (см., например, [13]).

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ АППРОКСИМАЦИИ И ФРАКТАЛЬНЫЕ РАЗМЕРНОСТИ

Параметры Распределение ошибок	$a \pm \sigma_a$	$b \pm \sigma_b$	$D_0 \pm \sigma_0$	$D \pm \sigma$
Без вариаций	$2.49 \pm 0.31$	$0.749 \pm 0.021$	$1.749 \pm 0.021$	$2.749 \pm 0.021$
Равномерное	$3.22 \pm 0.14$	$0.704 \pm 0.008$	$1.704 \pm 0.008$	$2.704 \pm 0.008$
Нормальное	$3.45 \pm 0.16$	$0.690 \pm 0.008$	$1.690 \pm 0.008$	$2.690 \pm 0.008$

На рис.9 показано распределение попарных расстояний для модели "усталого света" при нормально распределенных вариациях фотометрических  $z$ . Результаты получились практически те же самые, что и в евклидовой модели (см. для сравнения рис.8). В результате степенной аппроксимации на промежутке от 70 Мпк до 500 Мпк было получено значение фрактальной размерности  $D \pm \sigma = 2.689 \pm 0.008$ . Это значение в пределах ошибок согласуется с результатами для евклидовой модели.

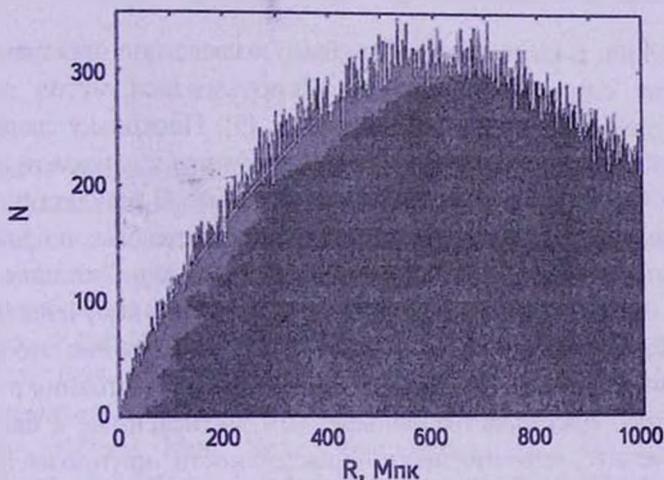


Рис.9. Распределение попарных расстояний для модели "усталого света" (нормально распределенные вариации фотометрических  $z$ ).

На рис.10 показано распределение попарных расстояний для  $\Lambda$ CDM модели при нормально распределенных вариациях фотометрических  $z$ . Для вычисления попарных расстояний с учетом космологического расширения использовались формулы из работы Лиске [14], адаптированные для  $\Lambda$ CDM модели. В результате степенной аппроксимации на промежутке от 70 Мпк до 500 Мпк было получено значение фрактальной размерности  $D \pm \sigma = 2.641 \pm 0.008$ . Это значение несколько отличается от результатов для

евклидовой модели и модели "усталого света" (см. рис.8 и 9) в сторону уменьшения  $D$ .

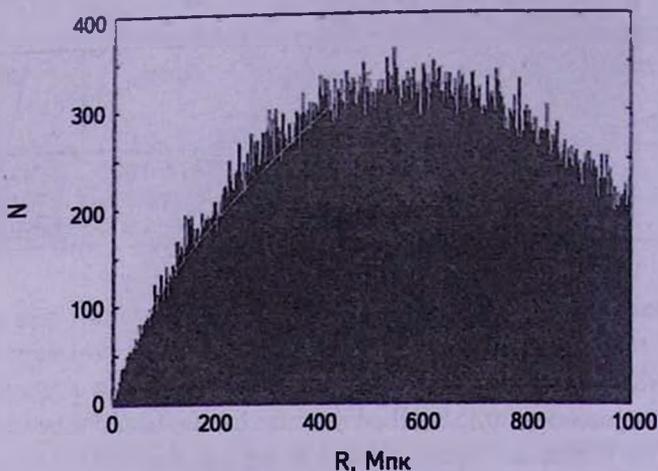


Рис.10. Распределение попарных расстояний для  $\Lambda$ CDM модели (нормально распределенные вариации фотометрических  $z$ ).

6. *Дискуссия.* В настоящей работе было исследовано пространственное распределение сверхновых типа Ia. Использовался метод попарных расстояний, предложенный в работах [8] и [9]. Поскольку сверхновые в рассмотренной однородной выборке концентрируются к плоскости небесного экватора, мы применяем теорему о коразмерности. В результате получена оценка фрактальной размерности распределения сверхновых в пространстве для трех космологических моделей: евклидовой, модели "усталого света" и стандартной  $\Lambda$ CDM модели. В первых двух моделях получены значения  $D = 2.69 \pm 0.01$ ; в третьей модели  $D = 2.64 \pm 0.01$ . Качественно это различие легко объяснимо, поскольку наблюдаемые попарные расстояния в условиях расширяющегося пространства меньше, чем вычисленные в евклидовой метрике. Отметим, что признаки фрактальности крупномасштабного распределения галактик были найдены по обзорам в разных участках неба (см., например, [15-17]).

Предположим, что сверхновые типа Ia, вспыхивающие в галактиках разных морфологических типов, являются "маркерами" пространственного распределения светящегося, а, возможно, и темного вещества. Тогда мы можем утверждать, что распределение материи в пространстве на масштабах в сотни Мегалпарсек неоднородно с элементами фрактальности.

<sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: raikov@mail.ru

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: vorvor1956@yandex.ru

DETERMINATION OF THE FRACTAL DIMENSION OF  
LARGE-SCALE STRUCTURE BY TYPE Ia  
SUPERNOVAE BY PAIRWISE DISTANCES

A.A.RAIKOV, V.V.ORLOV, R.V.GERASIM

Previously developed by the authors method of pairwise distances (Astrophysics, 2010, 53, 441) is used to detect signs of fractals in sets of extragalactic supernovae (822 type Ia supernovae in region  $300^\circ \leq \alpha \leq 360^\circ$  and  $0^\circ \leq \delta \leq 60^\circ$ ,  $-5^\circ \leq \delta \leq 5^\circ$ ). Since the region of space occupied by the objects is strongly flattened, we use the Mandelbrot theorem about the co-dimension. We consider three cosmological models: the model with the Euclidean metric, model of "tired light", and standard  $\Lambda$ CDM model. We obtain estimates of the fractal dimension  $D \cong 2.69$  for the first two models and  $D \cong 2.64$  for  $\Lambda$ CDM model.

Key words: *supernovae: large-scale structure: method*

## ЛИТЕРАТУРА

1. D.Lennarz, D.Altmann, C.Wiebusch, Astron. Astrophys., 538, A120, 2012.
2. <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/538/A120>
3. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/all/asiagosn.html>
4. <http://www.cbat.eps.harvard.edu/lists/Supernovae.html>
5. <http://www.sai.msu.su/sn/sncat/>
6. R.Barbon, V.Buondi, E.Cappellaro, M.Turatto, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 139, 531, 1999.
7. J.A.Frieman et al., Astron. J., 135, 338, 2008.
8. A.Raikov, V.Orlov, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 418, 2558, 2011.
9. A.A.Райков, В.В.Орлов, О.Б.Бекетов, Астрофизика, 53, 441, 2010.
10. Б.Мандельброт, Фрактальная геометрия природы. М., Институт компьютерных исследований, 2002.
11. Е.Федер, Фракталы. М., Мир, 1991.
12. P.A. La Violette, Astrophys. J., 301, 544, 1986.
13. Planck Collaboration, ArXiv:1303.5076, 2013.
14. J.Liske, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 319, 557, 2000.
15. M.Joyce, M.Montuori, F.Sylos Labini, Astrophys. J., 514, L5, 1999.
16. J.Yadav, S.Bharadwaj, B.Pandey, T.R.Seshadri, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 364, 601, 2005.
17. А.О.Веревкин, Ю.Л.Бухмастова, Ю.В.Барышев, Астрон. ж., 88, 357, 2011.



## ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНОГО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ПЕРЕПОЛЮСОВКИ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

М.Ш.ГИГОЛАШВИЛИ, Д.Р.ДЖАПАРИДЗЕ, Б.Б.ЧАРГЕЙШВИЛИ

Поступила 20 января 2014

Принята к печати 19 февраля 2014

Вариации солнечного дифференциального вращения были изучены в момент переполосовки общего магнитного поля Солнца для циклов солнечных активностей 20 и 21. Использовались данные  $H\alpha$  волокон, полученные в Абастуманской астрофизической обсерватории и компактных магнитных образований из атласа синоптических карт. Установлено, что до и после однократной переполосовки общего магнитного поля Солнца (цикл 21) для компактных магнитных образований с полярностью околополюсного магнитного поля наблюдаются более высокие скорости вращения, чем для образований с противоположной полярностью. В случае тройной переполосовки общего магнитного поля Солнца (цикл 20) эта регулярность нарушена. Вариации скоростей вращения компактных магнитных особенностей как с отрицательными, так и с положительными полярностями, отличаются от вариаций скоростей вращения водородных волокон в момент переполосовки общего магнитного поля Солнца.

**Ключевые слова:** *вращение Солнца;  $H\alpha$  волокна; компактные магнитные образования*

1. **Введение.** Дифференциальное вращение Солнца известно в течение многих столетий. Однако результаты, представленные различными авторами, сильно отличаются друг от друга. Полученные результаты скоростей вращения различаются не только для различных солнечных формирований, но и даже для одних и тех же объектов.

Пятна, факелы, протуберанцы и волокна использовались в качестве трассеров для изучения солнечного дифференциального вращения Солнца [1-10]. Другой класс образований - использованные для изучения солнечного дифференциального вращения Солнца магнитные образования общего магнитного поля Солнца [9-18].

2. **Используемые данные.** Для того, чтобы оценить различия скоростей вращения различных образцов солнечной атмосферы, мы сравнили данные  $H\alpha$  волокон (обычно расположенных вдоль нейтральных линий магнитных полей) и компактных магнитных образований для циклов солнечной активности 20 и 21 (1966-1985).

Для исследования солнечного дифференциального вращения мы изучили

На волокна из коллекции На спектроселиограмм Абастуманской астрофизической обсерватории.

Были отобраны относительно устойчивые На волокна, которые значительно не меняли форму и их отдельные фрагменты могли быть идентифицированы. Выбранные нами спокойные волокна существовали более 3-х дней и непосредственно не были связаны с активными областями. Волокна, существующие меньше, чем 3 дня, считались нестабильными и отсеивались. Сидерические скорости вращения были вычислены для каждой пары последовательных дней наблюдения за время жизни каждого волокна. Измерялись отдельные фрагменты волокна, уверенно отождествляемые со дня на день [16]. Для солнечных циклов 20 и 21 мы выбрали 261 спокойное волокно и провели приблизительно 11 500 измерений. Мы получили среднегодовые значения угловых скоростей На волокон для последовательных  $10^\circ$ -х интервалов от  $50^\circ N$  к  $50^\circ S$  отдельно для северного и южного полушарий.

Используя синоптические карты атласа Макинтоша [11] мы исследовали также компактные магнитные особенности с отрицательной и положительной полярностями. Мы выбрали визуально симметрические структурные формирования из многих магнитных данных. Для 335 компактных магнитных

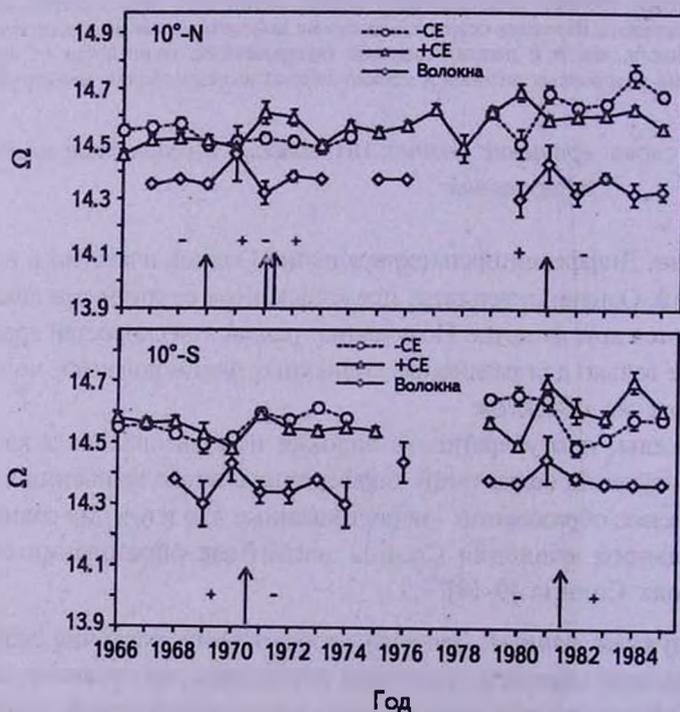


Рис.1. Временные изменения скоростей вращения На волокон и компактных магнитных особенностей с положительной и отрицательной полярностями для широт  $\pm 10^\circ$  (для солнечных циклов 20 и 21).

образований было выполнено 1675 измерений для периода 1966-1985гг.

С целью определения скорости вращения компактных магнитных особенностей вместо обычно используемой сетки атласа Макинтоша [11], мы измеряли угол между осью симметрии выбранных магнитных особенностей и горизонтальной линией, параллельной к горизонтальному краю изображения. Мы вычислили скорости вращения данных магнитных особенностей эмпирической формулой, которая описывает и заменяет сетку атласа Макинтоша [15-16]:

$$\omega(\varphi) = 1000 / (36.664 - \cot \alpha), \quad (1)$$

где  $\alpha$  представляет угол, измеренный нами для каждой особенности,  $\varphi$  - широта, а  $\omega(\varphi)$  - скорость вращения.

Временные изменения скоростей вращения  $N\alpha$  волокон и компактных магнитных особенностей с положительной и отрицательной полярностями в 1966-1975гг. приведены на рис.1-5.

Из рис.1 видно, что во время исследованного периода различные образцы солнечной поверхности,  $N\alpha$  волокна и компактные магнитные особенности с отрицательной и положительной полярностью, показывают различное поведение для обоих солнечных полушарий. В момент однократной переполусовки (цикл 21) компактных магнитных образований с полярностью

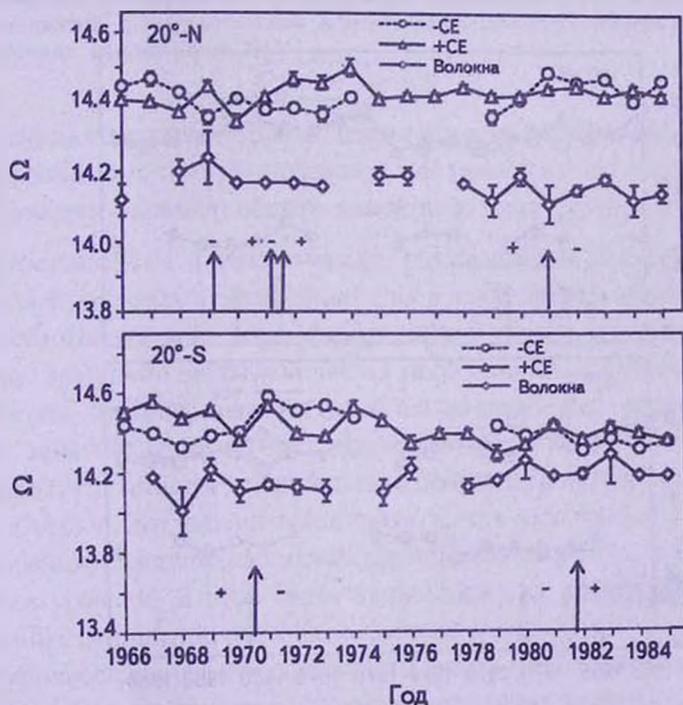


Рис.2. Временные изменения скоростей вращения  $N\alpha$  волокон и компактных магнитных особенностей с положительной и отрицательной полярностями для широт  $\pm 20^\circ$  (для солнечных циклов 20 и 21).

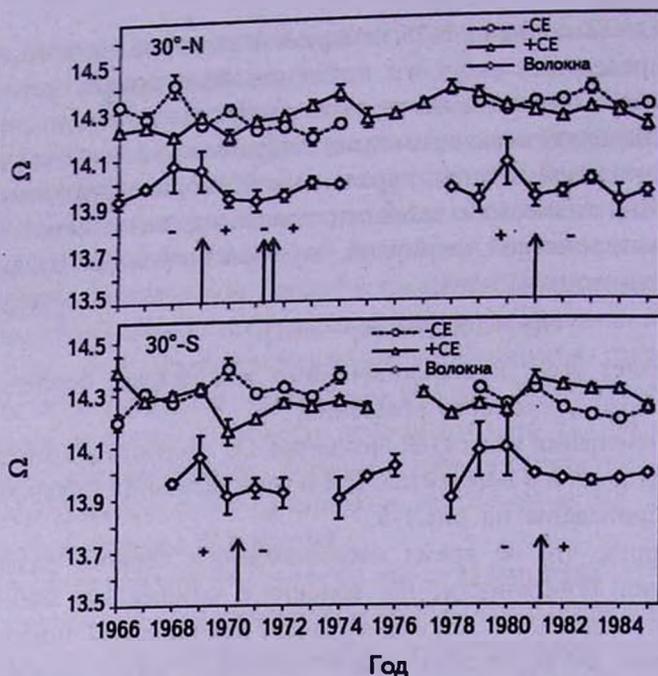


Рис.3. Временные изменения скоростей вращения  $\Omega$  волокон и компактных магнитных особенностей с положительной и отрицательной полярностями для широт  $\pm 30^\circ$  (для солнечных циклов 20 и 21).

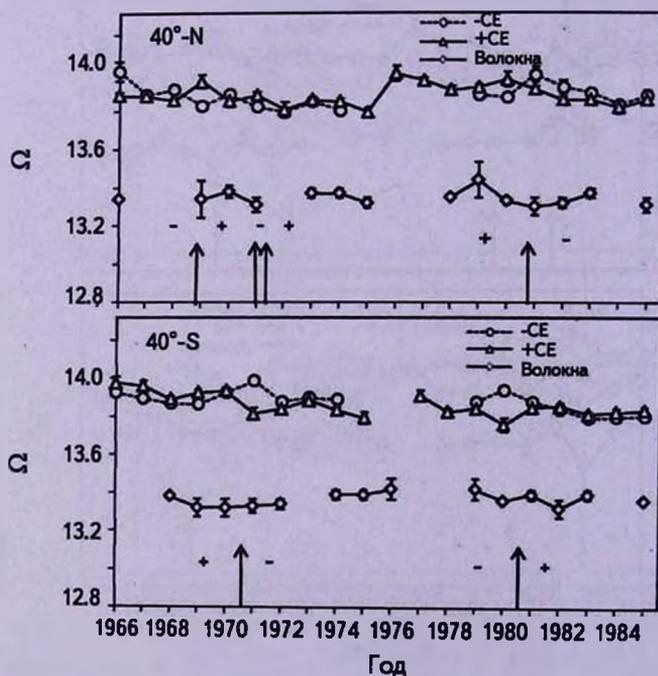


Рис.4. Временные изменения скоростей вращения  $\Omega$  волокон и компактных магнитных особенностей с положительной и отрицательной полярностями для широт  $\pm 40^\circ$  (для солнечных циклов 20 и 21).

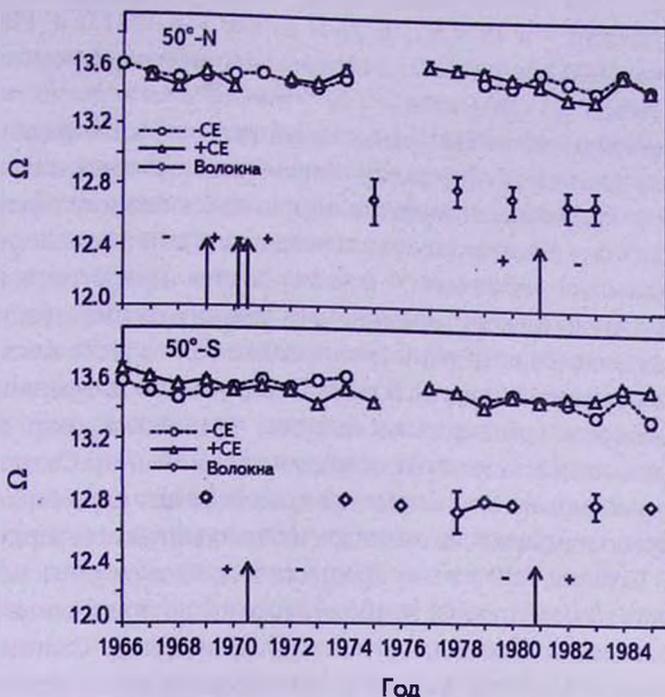


Рис.5. Временные изменения скоростей вращения  $\Omega$  волокон и компактных магнитных особенностей с положительной и отрицательной полярностями для широт  $\pm 50^\circ$  (для солнечных циклов 20 и 21).

околополюсного магнитного поля имеют более высокие скорости вращения, чем образования с противоположной полярностью. Но в случае тройной переполюсовки (цикл 20) общего магнитного поля Солнца это нарушается.

**3. Обсуждение и заключения.** Исследования дифференциального вращения солнечных атмосферных слоев дают информацию о солнечной активности. Несмотря на исследования многих ученых, солнечное дифференциальное вращение все еще остается необъяснимым явлением.

Возможно объяснить различия скоростей вращения среди различных образцов Солнца действиями различных факторов в различных слоях солнечной атмосферы. Что касается несоответствия полученных результатов для одних и тех же объектов, эти различия можно объяснить сложностью самого явления и, в основном, сравнительно малым различием в скоростях, а также высоким шумовым уровнем. В этой связи самым важным является использование однородных данных, полученных в течение довольно длительного периода.

Переполюсовка общего магнитного поля Солнца происходит во время максимума солнечного цикла. Иногда происходит тройная переполюсовка [20]. В 20-м цикле переполюсовка солнечной активности произошла в северном полушарии в 1969.7, 1971.1, 1971.5 гг. (тройная переполюсовка),

в южном полушарии - в 1970.6г.; в 21-м цикле - в 1981.0 и 1981.8гг. и в 22-м цикле - в 1990.8 и 1991.8гг., соответственно, в северном и южном полушариях Солнца [21-25].

Дифференциальное вращение Солнца играет важную роль в формировании магнитного поля Солнца. Дифференциальное вращение вовлечено в трансформацию слабого крупномасштабного магнитного поля в сильную тороидальную компоненту. Обратная трансформация же тороидальной компоненты магнитного поля в полоидальную компоненту осуществляется надфотосферными и глубинными меридиональными движениями и конвективными (грануляция и супергрануляция) движениями солнечной плазмы. Кроме этого важную роль играет внутреннее вращение солнечных недр. Поверхностное дифференциальное вращение с экватором, вращающимся быстрее, чем полюса, было известно давно, до того как гелиосейсмология открыла поведение недр Солнца. Большинство догелиосейсмологических моделей предсказывали или подразумевали постоянные скорости вращения на цилиндрических поверхностях параллельных к оси вращения Солнца. С 70-х годов прошлого века гелиосейсмология внесла значимую ясность в особенностях вращения плазмы внутри Солнца [26]. По современным данным гелиосейсмологическая картина недр Солнца такова: зона переноса лучистой энергии вращается почти твердотельно, в конвективной зоне имеет место радиальное дифференциальное движение и непосредственно под фотосферой имеется область резкого изменения, сдвига скорости вращения.

Рассмотрим результаты данной работы в свете гелиосейсмической картины Солнца и так называемой  $\alpha\Omega$  Динамо модели солнечной активности. Полагая, что полученное различие частот вращения водородных волокон от компактных магнитных образований с отрицательными и положительными полярностями как на протяжении целого цикла, так и в момент переполюсовки общего магнитного поля Солнца, объясняется разными слоями обитания этих образований. Особое внимание обратим на вариации дифференциального вращения компактных магнитных образований с отрицательными и положительными полярностями. В момент однократной переполюсовки для компактных магнитных образований с полярностью околорядного магнитного поля наблюдаются более высокие скорости вращения, чем для образований с противоположной полярностью. Учитывая, что рассматриваемые образования отличаются только полярностью, можем предположить, что находясь в одной и той же широтной зоне, они обитают в одном и том же слое, вращающемся с определенной скоростью и различие их частот вращения не вызвано различием слоев их обитания. По модели Беккока-Лейтона [27] ( $\alpha\Omega$  Динамо) усиленное достаточно магнитное поле, поднимающееся из конвективной зоны в виде магнитной веревки, поворачивается под действием силы Кориолиса и близ-экваториальная нога диффундирует к экватору, а другая - меридиональным течением мигрирует к полюсу, усиливая там полярное поле во время минимума

активности, или подавляя полярность прежнего цикла при смене полярности. В нашем случае можно полагать, что компактные магнитные образования с противоположным околуполюсным магнитным полем являются более старыми обитателями данного региона, реликтами предыдущего цикла и частота их вращения более приближена к той, которая соответствует данной широте, в то время как компактные магнитные структуры с новой полярностью являются новообразованными на низких широтах и таким образом сохранившими более высокие вращательные скорости. К тому же важную роль может играть то, что эти новые структуры больше сохраняют связи с подфотосферными корнями, пронизывающими скоростной сдвиговой слой, который завлекает и ускоряет их. Полученный результат является наглядным проявлением солнечной активности в действии. Полагаем, что переполусовка дала возможность для каждой широты отделить старые магнитные образования от позднее перемещенных к данной широте и тем самым установить, что новообразованные магнитные структуры несут скорости более низких широт.

Что касается тройной переполусовки общего магнитного поля Солнца, эта регулярность нарушена. По нашему мнению нарушение вызвано тем, что полярностью образования невозможно определить старые или новообразованные, ибо нет сформировавшейся регулярности биполярности всплывающих петель.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе,  
Государственный университет им. Ильи, Тбилиси, Грузия,  
e-mail: marina.gigolashvili@iliauni.edu.ge darejan.japaridze@iliauni.edu.ge  
bidzina@aidio.net

## STUDY OF VARIATIONS OF SOLAR DIFFERENTIAL ROTATION AT THE MOMENT OF POLARITY REVERSAL OF SOLAR MAGNETIC FIELD

M.Sh.GIGOLASHVILI, D.R.JAPARIDZE, B.B.CHARGEISHVILI

The variations of solar differential rotation have been studied at the moment of solar polarity reversal for solar activity cycles 20 and 21. Were used  $H\alpha$  filaments data obtained in the Abastumani astrophysical observatory and the compact magnetic features data from the atlas of synoptic maps. It is established that before and after one-fold polarity reversal (cycle 21) of solar magnetic field for each hemisphere the compact magnetic features with the polarity of the circumpolar magnetic field have larger rotation rates than the elements with the opposite polarity. In the moment of three-fold polarity

reversal (cycle 20) this regularity is disturbed. Rotation rates variations of compact magnetic features with both negative and positive polarities are different from rotation rates variations of filaments during the moment of polarity reversal of the solar magnetic field.

Key words: *Solar rotation: На filaments: compact magnetic features*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *A.M.Newbegin, H.W.Newton*, The Observer, **54**, 20, 1931.
2. *M.D'Azambuja, L.D'Azambuja*, Ann. Obs. Paris, **6**, 1, 1948.
3. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili*, Solar Phys., **141**, 267, 1992.
4. *M.Sh.Gigolashvili, D.R.Japaridze, A.D.Pataraya, T.V.Zaqarashvili*, Solar Phys., **156**, 221, 1995.
5. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, T.G.Mdzinarishvili, B.B.Chargeishvili, V.J.Kukhianidze*, Adv. Space Res., **40**, 976, 2007.
6. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, V.J.Kukhianidze*, Solar Phys., **231**, 23, 2005.
7. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, V.J.Kukhianidze*, Sci. Bord., **2**, 136, 2005.
8. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, V.J.Kukhianidze*, Astrophysics, **54**(4), 593, 2011.
9. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, V.J.Kukhianidze*, Solar Phys., **282**, 51, 2013.
10. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, T.G.Mdzinarishvili*, Adv. Space Res., **52**, 2122, 2013.
11. *P.S.McIntosh, E.C.Willock, R.J.Thompson*, Atlas of Stackplots, National Geophysical data center, USA, 1991.
12. *C.J.Durrant, J.Turner, P.R.Wilson*, Solar Phys., **211**, 103, 2002.
13. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, V.J.Kukhianidze*, Sci. Bord., **2**, 136, 2005/2006.
14. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, V.J.Kukhianidze*, Solar Phys., **282**, 51, 2013.
15. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, V.J.Kukhianidze*, Sun and Geosph., **1**, 31 2006.
16. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, V.J.Kukhianidze*, Adv. Space Res., **40**, 1912, 2007.
17. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, V.J.Kukhianidze*, Solar Phys., **255**, 203, 2009.
18. *Z.Chu, J.Zhang, Q.X.Nie, T.Li*, Solar Phys., **264**, 1, 2010.
19. *E.E.Benevolenskaya*, Astron. Nachr., **331**, 63, 2010.
20. *H.Kazuyuki*, Solar Phys., **283**, 247, 2013.
21. *M.L.DeRosa, A.S.Brun, J.T.Hoeksema*, Astrophys. J., **757**(1), article id. 96, 17, 2012.
22. *V.I.Makarov, A.G.Tlatov, D.K.Callebaut*, Solar Phys., **170**, 373, 1997.
23. *V.I.Makarov, V.V.Makarova*, Solar Phys., **163**, 267, 1996.
24. *V.I.Makarov, K.R.Sivaraman*, Solar Phys., **123**, 367, 1989.
25. *V.I.Makarov, K.R.Sivaraman*, Solar Phys., **119**, 35, 1989.
26. *H.Rachel*, Solar Phys. doi: 10.12942/Irsp-2009-1Living Rev. Solar Phys., **6**, 2009.
27. *S.Sanchez, A.Fournier, K.Pinheiro, J.Aubert*, eprint arXiv:1307.4115, 2013.

## МОДЕЛЬ ДЕ-СИТТЕРА В ПРИСУТСТВИИ СКАЛЯРНЫХ ПОЛЕЙ. III. (сравнение ускоренного расширения модельной Вселенной в различных представлениях ЙБД)

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН, А.В.ОВСЕПЯН, А.С.КОТАНДЖЯН

Поступила 7 октября 2013

Принята к печати 19 февраля 2014

В данной части работы на основе модифицированной теории тяготения Йордана рассматривается космологическая модель де-Ситтера в случае самосогласованного скалярного поля при наличии космологического скаляра  $\varphi = \Lambda y / y_0$ . Этот вариант теории при конформном преобразовании  $\tilde{g}_{\mu\nu} = (y/y_0)g_{\mu\nu}$  переходит в эйнштейновскую теорию с источником независимого скалярного поля, в рамках которой модель де-Ситтера изучена в первой части этой работы, поэтому представляет интерес сравнение параметров космологических моделей в этих двух представлениях теории тяготения Йордана. Полученные результаты демонстрируют факт зависимости влияния скалярного поля от безразмерного параметра  $\zeta$  - на конкретном примере подтверждено, что при уменьшении  $\zeta$  скалярное поле усиливается.

Ключевые слова: *космология: скалярное поле: вакуум: космологический скаляр*

1. **Введение.** Интерес к изучению неэйнштейновских теорий тяготения возник еще в связи с основанной на всестороннем анализе наблюдательных фактов концепцией Амбарцумяна [1], которая не укладывалась в схему общей теории относительности (ОТО) Эйнштейна. Возникла необходимость анализа применимости ОТО в сильных гравитационных полях [2]. Это стимулировало развитие теории тяготения и привело к возникновению многочисленных альтернативных вариантов, в том числе, тензорно-скалярных. Одним из приемлемых вариантов является теория тяготения Йордана-Бранса-Дикке (ЙБД) [3-4], следствия которой в случае слабых полей совпадают (в пределах точности современных экспериментов) с выводами ОТО, а в случае сильных полей отличны [5]. Теоретико-групповая база для создания этой теории выявилась при попытке объединения гравитации и электромагнетизма, при этом возникло утверждение о том, что гравитационную константу в каждой точке пространства-времени имеет смысл заменить скалярной полевой функцией. В результате возникла родственная ОТО теория, в которой гравитационную константу заменил гравитационный скаляр, и гравитация описывается тензорным и скалярным полями. Позднее аналогичная теория была разработана из соображений согласования ее с принципом Маха [6],

причем физические идеи, лежащие в основе этого предположения, вновь привели к переменности гравитационной константы и ее зависимости от распределения вещества. Одной из причин возрождения интереса к тензорно-скалярным теориям является необходимость учета инфляционной стадии развития при построении космологической эволюции Вселенной. В то время как в ОТО плавный переход от инфляции к фридмановской эпохе можно получить только после тонкой подстройки космологических параметров, наличие гравитационного скаляра в ЙБД позволяет осуществить смену эволюционных фаз без какой-либо подстройки. Кроме того, тензорно-скалярные теории возникают естественным образом в низко энергетическом пределе современных суперструнных теорий.

Современные космологические наблюдения крупномасштабных структур (красное смещение сверхновых типа Ia) подтверждают, что Вселенная в настоящее время расширяется с ускорением, и ее доминирующим компонентом является темная энергия [7]. В работе рассматриваются космологические модели в присутствии скалярного поля и космологической константы, которые, как показали расчеты, могут генерировать "темную сущность" и быть ответственными за ускорение расширяющейся Вселенной [8].

Работа посвящена теоретическому исследованию эволюции Вселенной в рамках различных вариантов тензорно-скалярных теорий ЙБД, с целью выявления ускоренного расширения. Имея в виду, что аргументы в пользу космологической константы в ОТО достаточно убедительны, подобная величина введена в теорию ЙБД [9], причем поле этой величины предполагается скалярным, но оно не может быть динамическим и управляется гравитационным скаляром ( $y = y(x^\mu)$ ) теории ЙБД таким образом, чтобы при переходе к "эйнштейновскому" представлению этот космологический скаляр обращался в обычную космологическую постоянную ОТО.

Функционал действия модифицированного варианта теории Йордана выбран следующим образом

$$W = \frac{1}{c} \int \left[ -\frac{y}{2k} \left[ R + 2\Lambda \frac{y}{y_0} - \zeta g^{\mu\nu} \frac{y_\nu y_\mu}{y^2} \right] \right] \sqrt{-g} d^4x \quad (1)$$

с  $k = 8\pi/c^4$ .

После конформного преобразования

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = \left( \frac{y}{y_0} \right) g_{\mu\nu} \quad (2)$$

(1) принимает вид

$$\tilde{W} = \frac{1}{c} \int \left[ -\frac{y_0}{16\pi} (\tilde{R} + 2\Lambda) + \frac{1}{2} \tilde{g}^{\mu\nu} \Phi_\mu \Phi_\nu \right] \sqrt{-\tilde{g}} d^4x, \quad (3)$$

где

$$\Phi_{\mu} = \frac{y_{\mu}}{y} \sqrt{\frac{(3+2\zeta)y_0}{16\pi}}$$

В результате получаются уравнения Эйнштейна с источником минимально-связанного скалярного поля [9] ("Эйнштейновское" представление теории Йордана). Такая задача решена с использованием метрики ФРУ [10]

$$dS^2 = dt^2 - a(t) \left[ dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \right]. \quad (4)$$

В настоящей работе результаты, полученные для модели с минимально-связанным полем, сравниваются с моделью в присутствии самосогласованного скалярного поля в случае действия (1) и метрики

$$dS^2 = d\tau^2 - R(\tau) \left[ dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \right], \quad (5)$$

где

$$R(\tau) = \frac{a(t)}{y/y_0}, \quad d\tau = \frac{dt}{\sqrt{y/y_0}}$$

2. *Модель с  $\varphi = \Lambda(y/y_0)$ .* Как и в предыдущей статье [11], решается стандартная космологическая задача с обозначениями  $H = \dot{R}/R$ ,  $\psi = \dot{y}/y$ ,  $q = \ddot{R}R/R^2$ . Система полевых уравнений имеет вид

$$\frac{1}{yR^3} \frac{d(yR^3)}{d\tau} = \frac{2}{3+2\zeta} \left( \varphi - y \frac{d\varphi}{dy} \right), \quad (6)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 - \psi H + \frac{\zeta}{2} \psi^2 - \varphi = 0, \quad (7)$$

$$3H^2 - \frac{\zeta}{2} \psi^2 + 3\psi H - \varphi = 0. \quad (8)$$

Здесь точкой обозначена производная по  $\tau$ .

В рамках поставленной задачи уравнение (6) имеет вид

$$\frac{\ddot{y}}{y} = -3\psi H \quad \text{или} \quad \dot{\psi} + \psi^2 + 3H\psi = 0, \quad (9)$$

откуда для эволюции расширяющейся Вселенной ( $H > 0$ ) получаем

$$\frac{\ddot{y}}{\dot{y}} < 0 \Rightarrow \frac{\dot{\psi}}{\psi^2} < -1. \quad (10)$$

Разность уравнений (7)-(8)

$$2\dot{H} + \zeta\psi^2 - 4\psi H = 0 \quad (11)$$

с помощью подстановки  $\dot{y} = z(y)$  сводится к уравнению Эйлера [12]

$$y^2 z'' - 2z' y' - \frac{3}{2} \zeta z = 0 \quad (12)$$

с решением [13]

$$\psi = \frac{\dot{y}}{y} = c_1 \left( \frac{y}{y_0} \right)^{(1+\sigma)/2} + c_2 \left( \frac{y}{y_0} \right)^{(1-\sigma)/2}, \quad \sigma = \sqrt{3(3+2\zeta)}. \quad (13)$$

Подставляя (13) в (6) и (8), получаем связь констант интегрирования  $c_1$  и  $c_2$

$$c_1 c_2 = -\frac{\Lambda}{3+2\zeta}, \quad (14)$$

откуда следует, что  $c_1$  и  $c_2$  противоположны по знаку при  $\Lambda > 0$ , а в случае  $\Lambda = 0$  одна из них равна нулю.

Учитывая, что

$$\frac{\ddot{y}}{\dot{y}} = c_1 \left( \frac{3+\sigma}{2} \right) y^{(1+\sigma)/2} + c_2 \left( \frac{3-\sigma}{2} \right) y^{(1-\sigma)/2} < 0 \quad (15)$$

приходим к заключению, что  $c_2 > 0$ ,  $c_1 < 0$ , причем  $c_1$  и  $c_2$  определяются из условия  $t=0$ ,  $y=y_0$

$$\psi_0 = -|c_1| + c_2 \quad \text{и} \quad |c_1| c_2 = \frac{\Lambda}{3+2\zeta}. \quad (16)$$

В результате

$$\begin{aligned} |c_1| &= -\frac{\psi_0}{2} + \sqrt{\frac{\psi_0^2}{4} + \frac{\Lambda}{3+2\zeta}} \\ c_2 &= \frac{\psi_0}{2} + \sqrt{\frac{\psi_0^2}{4} + \frac{\Lambda}{3+2\zeta}}. \end{aligned} \quad (17)$$

Имея в виду, что конечной целью работы является сравнение полученных результатов с задачей (3), представим (13) в виде

$$\psi = -|c_1| \left( \frac{y}{y_0} \right)^{(1+\sigma)/2} + c_2 \left( \frac{y}{y_0} \right)^{(1-\sigma)/2} = c_2 \left( \frac{y}{y_0} \right)^{(1-\sigma)/2} \left[ 1 - \frac{|c_1|}{c_2} \left( \frac{y}{y_0} \right)^\sigma \right] \quad (18)$$

и в результате интегрирования

$$\frac{2}{\sigma} \frac{d(y/y_0)^{\sigma/2}}{\left( 1 - \frac{|c_1|}{c_2} (y/y_0)^\sigma \right)} = c_2 dt$$

получим

$$\left( \frac{y}{y_0} \right)^{\sigma/2} = \frac{th \left( \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\Lambda}{3+2\zeta}} t + \delta \right)}{\alpha} = \frac{th \left( \frac{3}{2} H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda} t + \delta \right)}{\alpha}. \quad (19)$$

Здесь  $\alpha = |c_1|/c_2 < 1$ ,  $e^{2\delta} = (1+\alpha)/(1-\alpha)$ ,  $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H_0^2$ .

Из (9) имеем

$$\frac{\dot{\psi}}{\psi} + \frac{\dot{y}}{y} + 3 \frac{\dot{R}}{R} = 0, \quad (20)$$

откуда

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)^3 = \frac{y_0 \psi_0}{y \psi}. \quad (21)$$

Для численных расчетов параметров  $H$ ,  $\Omega_\Lambda$ ,  $\Omega_y$ ,  $q$  удобно использовать комбинацию уравнений (9) и (11)

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\dot{\psi}}{\psi} \right) - \dot{\psi} - \frac{(4+3\zeta)}{2} \psi^2 = 0. \quad (22)$$

С помощью  $z(\psi) = \dot{\psi}/\psi$  (22) сводится к известному классу дифференциальных уравнений [12]

$$z \frac{dz}{d\psi} - z - \frac{(4+2\zeta)}{2} \psi = 0 \quad (23)$$

и при  $z = u\psi$  переменные разделяются

$$u \psi \frac{du}{d\psi} = \left( u - u^2 + \frac{4+3\zeta}{2} \right), \quad (24)$$

что в результате дает

$$\psi^2 = 4 \frac{(\sigma - 1 + 2u)^{(1-\sigma)/\sigma}}{(\sigma + 1 - 2u)^{(1+\sigma)/\sigma}}. \quad (25)$$

Для нахождения эйнштейновского предела ( $\zeta \rightarrow \infty$ ) представим (25) в виде

$$\left(\frac{\psi}{2}\right)^{2\sigma} = \left(\frac{\sigma-1}{\sigma+1}\right) \frac{1}{(\sigma^2-1)^\sigma} \frac{\left(1 + \frac{|u|}{1-\sigma}\right)^{1-\sigma}}{\left(1 + \frac{|u|}{1+\sigma}\right)^{1+\sigma}}, \quad (26)$$

откуда непосредственно следует  $\lim_{\sigma \rightarrow \infty} \psi = 1/\sigma \rightarrow 0$ . В итоге, решение уравнения (24) можно записать следующим образом:

$$u = \frac{\dot{\psi}}{\psi^2} = \frac{(1-\sigma)}{2} \frac{\left[1 + \alpha \left(\frac{1+\sigma}{\sigma-1}\right) (y/y_0)^\sigma\right]}{\left[1 - \alpha (y/y_0)^\sigma\right]} = \frac{1}{2} - \frac{\sigma}{2} \frac{\left[1 + \alpha (y/y_0)^\sigma\right]}{\left[1 - \alpha (y/y_0)^\sigma\right]}. \quad (27)$$

3. *Определение интегральных параметров.* Нетрудно видеть, что все значимые функции в итоге выражаются через отношения  $\psi/H$  и  $\psi^2/H^2$ , которые непосредственно можно определить из (9)

$$\frac{H}{\psi} = -\frac{1}{3}(1+u). \quad (28)$$

Тогда из (11) коэффициент "замедления" равен

$$q = 1 + \frac{\dot{H}^2}{H^2} = 1 + \frac{2\psi}{H} - \frac{\xi}{2} \frac{\psi^2}{H^2}. \quad (29)$$

Из (8)

$$1 - \frac{\xi}{6} \frac{\psi^2}{H^2} + \frac{\psi}{H} = \frac{\Phi}{3H^2} \equiv \Omega_\Lambda, \quad (30)$$

где  $\Omega_\Lambda$  - эффективный энергетический вклад космологического скаляра. Нужно отметить, что (30) позволяет получить  $\psi_0/H_0$  при  $y=y_0$

$$\Omega_\Lambda^0 = \frac{\Lambda}{3H_0^2} = 1 - \frac{\xi}{6} \frac{\psi_0^2}{H_0^2} + \frac{\psi_0}{H_0}, \quad (31)$$

что необходимо при подсчете  $\alpha = |c_1|/c_2$  из (17).

Для вычисления  $H/H_0$  воспользуемся (28)

$$\frac{H}{H_0} = \frac{\psi}{H_0} \frac{(u+1)}{3} = \frac{\psi}{\psi_0} \frac{\psi_0}{H_0} \frac{(u+1)}{3}, \quad (32)$$

а поведение  $R/R_0$  определяется из (21).

4. *Заключение.* Как было отмечено выше, целью работы является сравнение двух конформно-связанных представлений теории тяготения Йордана, с учетом того, что в случае минимально-связанного поля представитель скалярного поля  $\Phi$ , пропорционален логарифмической производной гравитационного скаляра  $y$

$$\Phi_t = A \frac{y_t}{y} = A \psi.$$

Для определения поведения космологического скаляра  $\phi$ , можно поступить следующим образом (см. [10-11]). Используя

$$\frac{d}{dt} \left[ \frac{y}{y_0} \left( \frac{R}{R_0} \right)^3 \right] = \frac{y}{y_0} \left( \frac{R}{R_0} \right)^3 (\psi + 3H),$$

для второй производной получаем

$$\frac{d^2}{dt^2} \left[ \frac{y}{y_0} \left( \frac{R}{R_0} \right)^3 \right] = \frac{y}{y_0} \left( \frac{R}{R_0} \right)^3 \cdot 3\phi. \quad (33)$$

Из (21)

$$\frac{y}{y_0} \left( \frac{R}{R_0} \right)^3 = \frac{\psi_0}{\psi} \quad (34)$$

и в результате для функции  $\phi$  получим

$$\phi = -\psi \frac{du}{dt} \sqrt{y/y_0} = -\frac{\psi}{3} \sqrt{y/y_0} \frac{du}{dt}, \quad (35)$$

$2\Lambda y^2/y_0$  можно интерпретировать как потенциальную энергию динамического скалярного поля.

Имея в виду, что рассматривается поздний этап эволюционного развития Вселенной, выражение (19) для больших положительных значений аргумента можно представить в виде

$$\left(\frac{y}{y_0}\right)^{\sigma/2} \approx \frac{1-2e^{-2x}}{\alpha}, \quad (36)$$

где  $x = \frac{3}{2}H_0 \sqrt{\Omega_\Lambda} t + \delta$  и определить связь конформно-связанных времен  $t$  и  $\tau$

$$d\tau = \frac{dt}{\sqrt{y/y_0}} \quad (37)$$

В результате получается  $\tau = \alpha^{1/\sigma} t$ .

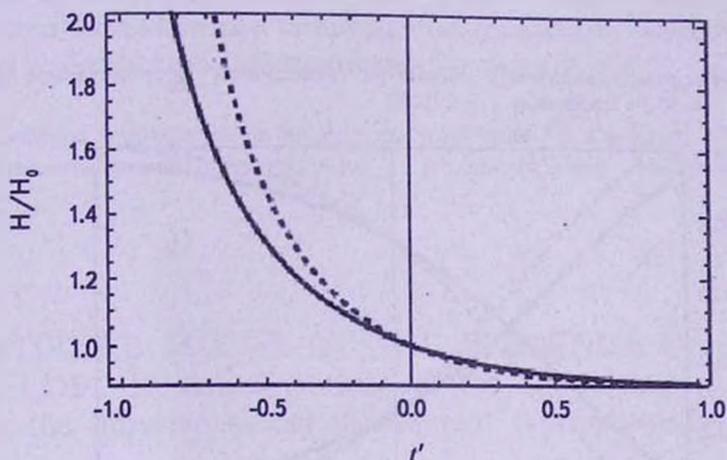


Рис.1. Временная зависимость параметра Хаббла  $H/H_0$  (единица измерения  $t' = 5 \cdot 10^9$  лет, пунктирная кривая соответствует  $\zeta = 50$ , а сплошная -  $\zeta = 1000$ ).

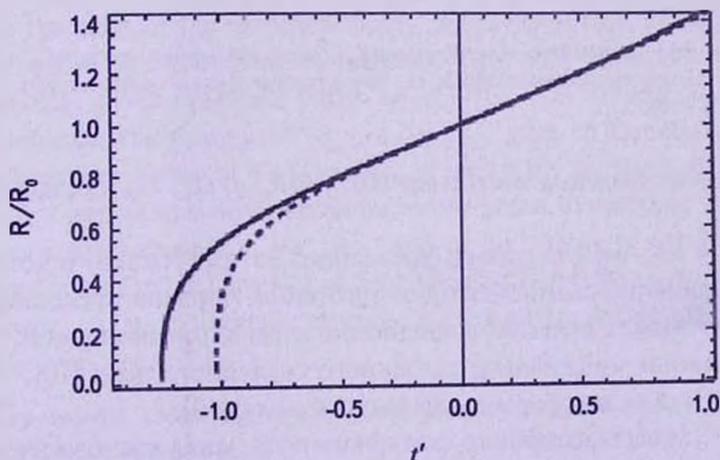


Рис.2. Временная зависимость масштабного фактора  $R/R_0$  (пунктирная кривая соответствует  $\zeta = 50$ , а сплошная -  $\zeta = 1000$ ).

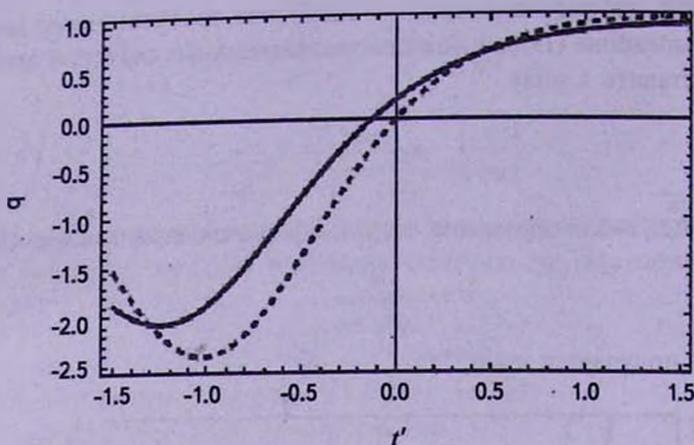


Рис.3 Временная зависимость параметра "замедления"  $q$  (пунктирная кривая соответствует  $\zeta = 50$ , а сплошная -  $\zeta = 1000$ ).

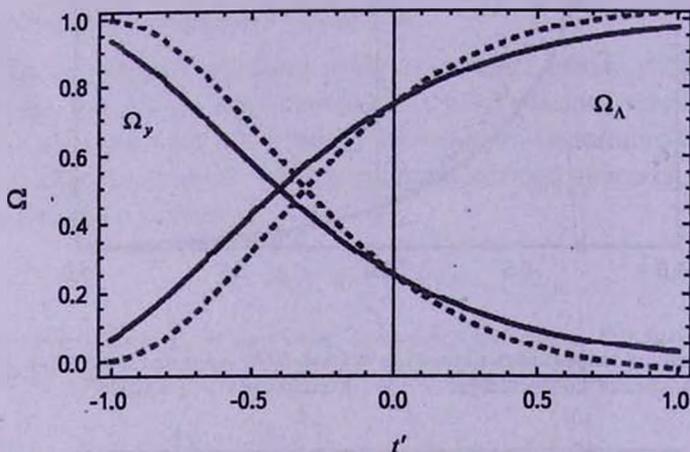


Рис.4 Временная зависимость энергетических вкладов скалярного поля  $\Omega_\gamma$  и поля, обусловленного космологическим скаляром  $\Omega_\Lambda$  (пунктирные кривые соответствуют  $\zeta = 50$ , а сплошные -  $\zeta = 1000$ ).

Графики эволюционных изменений  $H/H_0$ ,  $R/R_0$ ,  $q$ ,  $\Omega_\gamma$ ,  $\Omega_\Lambda$  представлены на рис.1-4.

Резюмируя настоящую работу, состоящую из трех частей, в которых на основе модифицированной теории тяготения Йордана представлены расчеты различных сценариев эволюционного развития Вселенной:

- при наличии минимально-связанного скалярного поля [10],
- в присутствии конформно-связанного поля [10],
- в случае самосогласованного скалярного поля, когда космологический скаляр  $\phi = \Lambda$  ( $\Lambda$  - космологическая постоянная) [11],
- в случае, когда  $\phi = \Lambda(y/y_0)$  ( $y$  - гравитационный скаляр в рамках

ЙБД), заметим, что во всех случаях получена одна и та же качественная картина временной зависимости параметров модельной Вселенной. Качественные различия обусловлены в первых двух задачах конкретным видом тензора энергии-импульса, а в последней паре - видом потенциальной энергии скалярного поля с общим заключением о подтверждении факта существенной зависимости влияния скалярного поля от константы взаимодействия  $\zeta$  [14]. На примере исследования ускорений расширяющейся Вселенной (рис.3) четко видно, что при больших значениях положительного  $\zeta$  (порядка 1000) ускорение практически совпадает с эйнштейновским, а с уменьшением  $\zeta$  роль скалярного поля растет, что приводит к соответствующему уменьшению ускорения  $q$ .

Работа выполнена при поддержке Госкомитета по науке МОН РА в рамках тематического исследовательского проекта SCS 13-1 C040.

Кафедра теоретической физики им.академика Г.С.Саакяна, ЕГУ,  
Армения, e-mail: rolavag@ysu.am hagoghar@ysu.am ahovs@mail.ru

## De-SITTER'S MODEL IN THE PRESENCE OF SCALAR FIELDS. III. (a comparison of the accelerated expansion of the universe model in different representations JBD)

R.M.AVAGYAN, G.H.HARUTYUNYAN, A.V.HOVSEPYAN,  
A.S.KOTANJYAN

On the basis of the modified theory of gravity Jordan considered cosmological model de Sitter space in the case of the self-consistent scalar field in the presence of cosmological scalar  $\varphi = \Lambda y/y_0$ . This version of the theory in the conformal transformation  $\tilde{g}_{\mu\nu} = (y/y_0)g_{\mu\nu}$  goes to Einstein's theory with an independent source of a scalar field, in which the de Sitter model is studied in the first part of this work, therefore, is of interest to compare the parameters of cosmological models in the two ideas of the theory of gravitation Jordan. Obtained results exhibit the fact of dependence scalar field on the dimensionless parameter  $\zeta$ . On the specific example it is conformed that the scalar field is amplify with decreasing  $\zeta$ .

Key words: *cosmology: scalar field: vacuum: cosmological scalar*

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Проблемы современной космогонии, сб., М., 1972.
2. В.Л.Гинзбург, Гравитация, Проблемы и перспективы. сб., М., 1972.
3. P.Jordan, Z. Physik, 157, 112, 1959.
4. С.Brans, R.Dicke, Phys. Rev., 124, 925, 1961.
5. К.Уилл, Теория и эксперимент в гравитационной физике, Госатомиздат, 1985.
6. Р.Дикке, Многоликий Мах, Гравитация и относительность, сб., М., 1965.
7. N.Panagia, High Redshift Supernovae, Nuovo Cim., B120, 667, 2005.
8. J.Copeland, M.Sami, S.Tsujikava, Dynamics of dark energy, Int. J. Mod. Phys., D15, 1753, 2006.
9. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян, Астрофизика, 48, 455, 2005.
10. Л.Абрамян, Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян, Э.В.Чубарян, Астрофизика, 56, 471, 2013.
11. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян, А.С.Котанджян, Астрофизика, 56, 617, 2013.
12. Э.Камке, Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, М., 1976.
13. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, Астрофизика, 48, 633, 2005.
14. G.H.Narutyunyan, V.V.Papoyan, Physics of Particle and Nucley, 33(7), 114, 2002.

# CONTENTS

Spins of supermassive black holes and magnetic field strengths in the accretion disks of active galactic nuclei with maser radiation	173
<i>Yu.N.Gnedin, V.N.Globina, M.Yu.Piotrovich, S.D.Buliga, T.M.Natsvlishvili</i>	
BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. VII	189
<i>V.T.Doroshenko, Yu.S.Efimov, G.A.Borman, N.G.Pulatova</i>	
Environmental dependence of five photometric band structural parameters of main galaxies	209
<i>Xin-Fa Deng, Guisheng Yu</i>	
The evolution of magnetic fields of CP stars on the main sequence. III	217
<i>Yu.V.Glagolevskij</i>	
Star formation region SNO 87	227
<i>A.L.Gyulbudaghian</i>	
Apsidal motion of the eclipsing binary GSC 4487 0347 = V 957 Cep	237
<i>V.S.Kozyreva, A.V.Kusakin</i>	
HH 1050: A bipolar outflow in L 988 cloud	249
<i>T.A.Movsessian, T.Yu.Magakian</i>	
Star's brightness and colour variation due to obscuration by the protoplanet	261
<i>I.N.Chkhikvadze</i>	
Results of UBV photoelectric observations of the eclipsing-binary star W Sct	269
<i>M.I.Kumsiashvili, K.B.Chargeishvili, E.B.Janiashvili</i>	
Starspots of young PMS stars	275
<i>I.Yu.Alekseev</i>	
Groups and their representations in the theory of radiative transfer. I	295
<i>A.G.Nikoghossian</i>	
Determination of the fractal dimension of large-scale structure by type Ia supernovae by pairwise distances	309
<i>A.A.Raikov, V.V.Orlov, R.V.Gerasim</i>	
Study of variations of solar differential rotation at the moment of polarity reversal of solar magnetic field	319
<i>M.Sh.Gigolashvili, D.R.Japaridze, B.B.Chargeishvili</i>	
De-Sitter's model in the presence of scalar fields. III. (a comparison of the accelerated expansion of the universe model in different representations JBD)	327
<i>R.M.Avagyan, G.H.Harutyunyan, A.V.Hovsepyan, A.S.Kotanjyan</i>	

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

НН 1050: БИПОЛЯРНЫЙ ПОТОК В ОБЛАКЕ L 988	<i>Т.А.Мовсесян, Т.Ю.Магакян</i>	249
ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ЦВЕТА ЗВЕЗДЫ ПРИ ЕЕ ЗАТМЕНИИ ПРОТОПЛАНЕТОЙ	<i>Я.Н.Чхиквадзе</i>	261
РЕЗУЛЬТАТЫ UVV ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ W Sct	<i>М.И.Кумсиашвили, К.Б.Чаргейшвили, Э.Б.Джаниашвили</i>	269
ЗАПЯТНЕННОСТЬ МОЛОДЫХ PMS ЗВЕЗД	<i>И.Ю.Алексеев</i>	275
ГРУППЫ И ИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ. I	<i>А.Г.Никогосян</i>	295
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ КРУПНО- МАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ПО СВЕРХНОВЫМ ТИПА Ia МЕТОДОМ ПОПАРНЫХ РАССТОЯНИЙ	<i>А.А.Райков, В.В.Орлов, Р.В.Герасим</i>	309
ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНОГО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ПЕРЕПОЛЮСОВКИ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА	<i>М.Ш.Гиголашвили, Д.Р.Джапаридзе, Б.Б.Чаргейшвили</i>	319
МОДЕЛЬ ДЕ-СИТТЕРА В ПРИСУТСТВИИ СКАЛЯРНЫХ ПОЛЕЙ. III. (сравнение ускоренного расширения модельной Вселенной в различных представлениях ИБД)	<i>Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян, А.С.Котанджян</i>	327