

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 63

МАЙ, 2020

ВЫПУСК 2

ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ В ТОНКИХ ДИСКАХ СПИРАЛЬНЫХ
ГАЛАКТИК, ВИДИМЫХ АНФАС

В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев, О.Г.Кашибадзе 177

ТИПЫ АКТИВНОСТИ ГАЛАКТИК, ОТОБРАННЫХ ИЗ ВЫБОР-
КИ HRC/VHRC. II

Г.М.Паронян, А.М.Микаелян, А.В.Абрамян, Г.А.Микаелян 193

КИНЕМАТИКА И ЭЛЛИПСОИД СКОРОСТЕЙ КРАСНЫХ
ГИГАНТОВ ГАЛО

М.И.Ноух, В.Х.Эльсанхури 207

ОРБИТАЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ КОНТАКТНЫХ
ДВОЙНЫХ ЗВЕЗ

М.М.Эльхатиб 217

ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ СВЕРХГОРБОВ
КАРЛИКОВЫХ НОВЫХ ТИПА SU UMa. I. MN Dra (2012-2017гг.)

*А.С.Склянов, Е.П.Павленко, К.А.Антонюк, Н.В.Пить,
В.П.Маланушенко, А.В.Щурова, А.-М.А.Заосторожных,
С.Ю.Шугаров, А.А.Сосновский, Ю.В.Бабина, О.И.Антонюк,
А.О.Симон, Р.Я.Жучков, А.Г.Гутаев* 227

НОВОЕ ОПТИЧЕСКОЕ И ИНФРАКРАСНОЕ ФОТОМЕТРИ-
ЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛОДОГО ОТКРЫТОГО СКОП-
ЛЕНИЯ ЗВЕЗД NGC 7790

А.А.Арун, Р.М.Алрехайли, Х.А.Исмаил 245

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրիգին (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)
Ժ.Ալեքսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բխնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Տ.Յու.Մադաթյան (Հայաստան), Ա.Մ.Սիբայելյան (Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ռուսաստան), Յու.Ա.Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչով (Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեշետնիկով (Ռուսաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Մ.Տուրատտո (Իտալիա)

Редакционная коллегия

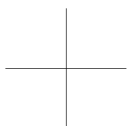
Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)
Заместители главного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия)
Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)
Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), Е.П.Павленко (Россия), Э.С.Парсаян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), М.Туратто (Италия), А.М.Черепашук (Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Щекинов (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 предназначается 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 բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2020



ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 63

МАЙ, 2020

ВЫПУСК 2

2020

ВЫПУСК 2

ТОМ 63

АСТРОФИЗИКА

ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ В ТОНКИХ ДИСКАХ СПИРАЛЬНЫХ
ГАЛАКТИК, ВИДИМЫХ АНФАС

В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев, О.Г.Кашибадзе 177

ТИПЫ АКТИВНОСТИ ГАЛАКТИК, ОТОБРАННЫХ ИЗ ВЫБОР-
КИ HRC/VHRC. II

Г.М.Паронян, А.М.Микаелян, А.В.Абрамян, Г.А.Микаелян 191

КИНЕМАТИКА И ЭЛЛИПСОИД СКОРОСТЕЙ КРАСНЫХ
ГИГАНТОВ ГАЛО

М.И.Ноух, В.Х.Эльсанхури 205

ОРБИТАЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ КОНТАКТНЫХ
ДВОЙНЫХ ЗВЕЗ

М.М.Эльхатиб 215

ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ СВЕРХГОРБОВ
КАРЛИКОВЫХ НОВЫХ ТИПА SU UMa. I. MN Dra (2012-2017гг.)

*А.С.Склянов, Е.П.Павленко, К.А.Антонюк, Н.В.Пить,
В.П.Маланушенко, А.В.Щурова, А.-М.А.Заосторожных,
С.Ю.Шугаров, А.А.Сосновский, Ю.В.Бабина, О.И.Антонюк,
А.О.Симон, Р.Я.Жучков, А.Г.Гутаев* 225

НОВОЕ ОПТИЧЕСКОЕ И ИНФРАКРАСНОЕ ФОТОМЕТРИ-
ЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛОДОГО ОТКРЫТОГО СКОП-
ЛЕНИЯ ЗВЕЗД NGC 7790

А.А.Арун, Р.М.Алрехайли, Х.А.Исмаил 243

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ПОЛЯРА DO Dra В 2008 И 2019гг.	
<i>Ю.В.Бабина, Е.П.Павленко, М.В.Андреев</i>	255
МАССИВНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА RY Sct - НОВОЕ РЕШЕ- НИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА	
<i>Н.Кочиашили, И.Кочиашили, Р.Нацвлишвили, С.Берадзе, М.Вардосанидзе</i>	273
ПРЕДВСПЫШЕЧНАЯ ДИНАМИКА МИКРОВОЛНОВОГО И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАС- ТЯХ СОЛНЦА	
<i>И.А.Бакунина, В.Ф.Мельников, А.С.Моргачев</i>	283
ДИНАМИКА ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА И ИХ СВЯЗЬ СО ВСПЫШЕЧНЫМ ИНДЕКСОМ	
<i>Ю.А.Фурсяк, В.И.Абраменко, А.С.Куценко</i>	293
ТОНКАЯ ВОЛОКНИСТАЯ СТРУКТУРА СПОКОЙНОГО СОЛНЕЧНОГО ПРОТУБЕРАНЦА	
<i>О.А.Королькова, А.А.Соловьев</i>	309
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДИЧНОСТЕЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА	
<i>Д.Джапаридзе, Г.Думбадзе, Г.Рамишвили, Б.Чаргейшвили</i>	317
ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ КОСМИЧЕСКОГО МИКРО- ВОЛНОВОГО ФОНА КАК ТЕСТ ДАННЫХ КА "Planck"	
<i>П.А.Тараканов, М.Ю.Ежков, М.В.Костина</i>	323
НОВЫЙ МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ РЕШЕНИЙ ДЛЯ ОБОБЩЕН- НОГО УРАВНЕНИЯ КОМПАНИЙЦА И СООТВЕТСТВУЮЩИХ ФУНКЦИЙ ГОЙНА	
<i>М.А.Дариеску, Ч.Дариеску</i>	333

CONTENTS

Star formation in thin discs of spiral galaxies seen face-on	
<i>V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, O.G.Kashibadze</i>	177
Activity types of galaxies selected from HEC/BHRC sample. II	
<i>G.M.Paronyan, A.M.Mickaelyan, H.V.Abrahamyan, G.A.Mikayelyan</i>	191
Kinematics and velocity ellipsoid of halo red giants	
<i>M.I.Nouh, W.H.Elsanhoury</i>	205
Orbital solution of some contact binaries	
<i>M.M.Elkhateeb</i>	215
Variations of the period of negative superhumps in SU UMa-type dwarf novae. I. MN Dra (2012-2017)	
<i>A.S.Sklyanov, E.P.Pavlenko, K.A.Antonyuk, N.V.Pit, V.P.Malanushenko, A.V.Shchurova, A.-M.A.Zaostrozhnykh, S.Yu.Shugarov, A.A.Sosnovskij, Ju.V.Babina, O.I.Antonyuk, A.O.Simon, R.Ya.Zhuchkov, A.G.Gutaev</i>	225
New optical and infrared photometric study of young open star cluster NGC 7790	
<i>A.A.Haroon, R.M.Alrehaili, H.A.Ismail</i>	243
Photometric investigation of intermediate polar DO Dra in 2008 and 2019	
<i>Ju.V.Babina, E.P.Pavlenko, M.V.Andreev</i>	255
Massive binary system RY Sct - new solution of light curves	
<i>N.Kochiashvili, I.Kochiashvili, R.Natsvlishvili, S.Beradze, M.Vardosanidze</i>	273
Preflare dynamics of microwave and ultraviolet emission in active regions of the Sun	
<i>I.A.Bakunina, V.F.Melnikov, A.S.Morgachev</i>	283
Dynamics of parameters of electric current in solar active regions and their relation to the flare index	
<i>Yu.A.Fursyak, V.I.Abramenko, A.S.Kutsenko</i>	293
Fine filament structure of quiescent prominence	
<i>O.A.Korolkova, A.A.Solov'ev</i>	309
Study of the periodicity of the differential rotation of the Sun	
<i>D.Japaridze, G.Dumbadze, G.Ramishvili, B. Chargeishvili</i>	317
Fractal dimension of the cosmic microwave background as a test of "Planck" spacecraft data	
<i>P.A.Tarakanov, M.Y.Yezhkov, M.V.Kostina</i>	323
New solutions generating technique to generalized Kompaneets equation and the corresponding Heun functions	
<i>M.A.Dariescu, C.Dariescu</i>	333

ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ В ТОНКИХ ДИСКАХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК, ВИДИМЫХ АНФАС

В.Е.КАРАЧЕНЦЕВА¹, И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ², О.Г.КАШИБАДЗЕ²

Поступила 17 августа 2019

Представлены оценки интегрального (SFR) и удельного (sSFR) темпа звездообразования для 181 галактики поздних типов Sc, Scd, Sd, видимой почти анфас. Значения SFR для них получены по FUV-потокам из обзора GALEX. Медианные величины sSFR равны: -10.66 dex для Sc, -10.44 dex для Scd и -10.40 dex для Sd типов в единицах $(\text{год})^{-1}$. Среднее значение sSFR для этих галактик плавно уменьшается от маломассивных дисков к гигантским дискам. После учета фотометрических ошибок удельный темп звездообразования имеет малую космическую вариацию, 0.16 dex. Чтобы воспроизвести наблюдаемую звездную массу за космическое время $13.8 \cdot 10^9$ лет, галактики без балджей, видимые анфас, должны были иметь в прошлом темпы SFR в два-три раза выше, чем наблюдаемые сейчас.

Ключевые слова: *спиральные галактики: диски: звездообразование*

1. *Введение.* Обзор неба в FUV-полосе далекого ультрафиолета ($\lambda_{ef} = 1539 \text{ \AA}$, $\text{FWHM} = 269 \text{ \AA}$) на космическом телескопе GALEX [1,2] привел к обнаружению FUV-потоков у десятков тысяч галактик. Это позволило определить современный темп звездообразования в галактиках на характерной шкале времени $\sim 10^8$ лет, соответствующей среднему возрасту молодых голубых звезд. Удельный темп звездообразования, $\text{sSFR} = \text{SFR}/M^*$, отнесенный к единице звездной массы галактики, монотонно возрастает вдоль хаббловской последовательности от ранних типов S0, Sa ($T=0, 1$ по шкале Воклера) до поздних типов Sm, Im, Ir ($T=8, 9, 10$) [3,4]. Основной причиной возрастания sSFR с ростом морфологического типа T является уменьшение доли старого звездного населения, сосредоточенного преимущественно в сфероидальной подсистеме (балдже). Остается пока неясным поведение sSFR в зависимости от морфологического типа или звездной массы у галактик без видимых признаков балджа. Мельник и др. [5] рассмотрели выборку ~ 500 ультраплоских (UF) спиральных галактик, ориентированных с ребра [6], у которых вклад балджа в общую светимость галактики пренебрежимо мал. Авторы пришли к заключению, что при переходе от Sc к Sd типам удельный темп звездообразования возрастает в два раза. Однако этот вывод нуждается в независимой проверке, поскольку в UF-галактиках, видимых с ребра, силен эффект внутреннего поглощения, который с трудом поддается количественному учету.

В работе [7] была сформирована выборка 220 спиральных галактик без балджей, видимых почти строго анфас. В нее вошли галактики морфологических типов Sc, Scd, Sd ($T=5-7$) с угловым диаметром $a > 0'.8$, отношением осей $\log(a/b) < 0.05$, и лучевой скоростью относительно центроида Местной группы $V_{LG} < 10000$ км/с в зоне склонений $DEC > -30^\circ$. Внутреннее поглощение в этих объектах невелико и практически не влияет на вид соотношения $sSFR(T)$ или $sSFR(M^*)$. Важной особенностью этих галактик является их локализация в областях низкой космической плотности [8], где нет заметных следов взаимодействия с близкими соседями.

Ниже мы оцениваем интегральный (SFR) и удельный (sSFR) темп звездообразования у галактик без балджей, видимых анфас, и рассматриваем зависимость этих параметров от звездной и водородной массы галактик.

2. Исходные наблюдательные данные. Среди 220 Sc, Scd, Sd-галактик нашей выборки, видимых анфас, вне зоны GALEX-обзора оказалось 39 галактик. Остальные галактики были уверенно детектированы в FUV-полосе. Данные о них представлены в табл.1. Следует отметить, что в ряде случаев FUV-изображения галактик распадаются на несколько фрагментов. Это потребовало индивидуального подхода к определению интегрального потока каждой галактики.

В столбцах табл.1 содержатся: (1) - имя галактики; (2) - морфологический тип по шкале Вокулера, определенный нами по многоцветным изображениям в обзоре PanSTARRS [9]; (3) - интегральная видимая величина галактики в B -полосе из базы данных HyperLEDA [10]; (4) - Галактическое поглощение согласно [11]; (5) - видимая величина галактики в FUV-полосе; (6) - видимая величина в линии нейтрального водорода 21 см по данным [10]; (7) - интегральная величина галактики в K -полосе, вычисленная по B -величине и морфологическому типу как

$$K_B = B_t - A_G + T/4 - 4.60, \quad (1)$$

(соотношение получено путем аппроксимации данных, представленных на рис.19 в [12]); (8) - расстояние до галактики (в Мпк), определенное по лучевой скорости V_{LG} при параметре Хаббла $H_0 = 73$ км/с/Мпк; для близких галактик с $V_{LG} < 2500$ км/с оценка расстояния сделана согласно модели [13], которая учитывает падение галактик к скоплению Virgo и расширение Местной космической пустоты; для самых близких галактик приведены индивидуальные фотометрические расстояния из базы данных CAO РАН для галактик Местного объема <http://www.sao.ru/lv/lvgdb/> [14]; (9) - логарифм интегральной светимости галактики в K -полосе при абсолютной величине Солнца $K_\odot = 3^m.28$; (10) - логарифм водородной массы галактики

Таблица 1

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ Sc-Sd ГАЛАКТИК, ВИДИМЫХ АНФАС

Галактика	T	B_i	A_G	m_{FUV}	m_{21}	K_B	D	$\log L_K$	$\log M_{HI}$	$\log SFR$	$\log SFR/L_K$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC7816	5	13.91	0.27	16.31	14.58	10.29	74	10.93	10.24	0.204	-10.73
UGC00044	7	16.70	0.15	18.70	17.80	13.70	89	9.73	9.11	-0.685	-10.41
UGC00048	6	15.60	0.58	16.91	14.89	11.92	63	10.14	9.97	0.061	-10.08
NGC7834	6	15.35	0.63	17.22	15.96	11.63	74	10.40	9.68	0.112	-10.29
NGC0039	5	14.34	0.35	16.69	16.02	10.64	70	10.74	9.61	0.061	-10.68
UGC00160	6	16.50	0.21	17.56	15.97	13.19	68	9.70	9.61	-0.416	-10.12
PGC1075005	6	15.57	0.15	17.18	...	12.32	46	9.71	...	-0.654	-10.36
PGC002257	5	15.41	0.11	17.34	...	11.95	59	10.07	...	-0.528	-10.60
IC1562	5	13.60	0.05	15.24	15.02	10.20	52	10.66	9.76	0.156	-10.51
NGC0198	5	13.10	0.11	16.12	16.16	9.64	74	11.19	9.60	0.155	-11.04
IC0043	5	13.95	0.29	16.70	15.40	10.31	70	10.88	9.86	0.014	-10.86
NGC0236	5	14.43	0.11	16.08	16.02	10.97	80	10.73	9.73	0.235	-10.49
NGC0255	5	12.41	0.15	14.26	13.51	8.91	21	10.39	9.57	-0.166	-10.56
IC0056	6	15.15	0.12	16.65	16.25	11.93	85	10.40	9.69	0.072	-10.33
UGC00626	5	14.97	0.21	16.96	...	11.41	80	10.55	...	-0.035	-10.59
ESO412-013	5	15.00	0.09	16.68	...	11.56	78	10.47	...	-0.037	-10.51
ESO542-004	7	15.00	0.06	16.97	...	12.10	78	10.26	...	-0.182	-10.44
IC1666	6	14.35	0.27	17.03	16.23	10.98	70	10.61	9.53	-0.134	-10.74
PGC005023	6	15.78	0.14	18.76	18.44	12.54	27	9.16	7.82	-1.754	-10.91
UGC00929	6	14.82	0.15	16.43	16.23	11.57	104	10.72	9.87	0.358	-10.36
NGC0575	5	13.72	0.27	16.11	15.51	10.10	46	10.59	9.45	-0.134	-10.73
NGC0628	5	9.80	0.28	12.20	11.56	6.17	10	10.84	9.71	0.118	-10.73
UGC01148	5	15.45	0.71	18.02	16.48	11.39	68	10.42	9.41	-0.216	-10.64
ESO543-021	5	14.95	0.08	16.63	...	11.52	79	10.50	...	-0.014	-10.51
UGC01347	5	13.50	0.32	15.97	15.65	9.83	79	11.17	9.86	0.431	-10.74
PGC007210	5	14.97	0.13	16.12	14.88	11.49	112	10.81	10.48	0.527	-10.28
UGC01478	5	14.56	0.47	17.21	16.18	10.74	69	10.69	9.53	-0.066	-10.76
UGC01546	5	14.76	0.33	16.75	15.63	11.08	33	9.92	9.11	-0.628	-10.54
PGC007942	6	15.00	0.12	16.83	16.50	11.78	73	10.32	9.46	-0.137	-10.46
PGC008142	5	14.91	0.10	17.30	...	11.46	110	10.81	...	0.021	-10.79
UGC02043	5	14.96	0.52	17.88	...	11.09	73	10.60	...	-0.243	-10.85
UGC02094	5	13.74	0.28	16.26	15.37	10.12	73	10.99	9.91	0.214	-10.78
ESO479-022	5	15.39	0.13	17.05	...	11.91	99	10.54	...	0.053	-10.49
UGC02174	5	15.09	0.57	17.11	14.86	11.17	72	10.56	10.10	0.091	-10.47
ESO546-011	5	14.52	0.15	16.27	15.23	11.02	62	10.49	9.82	-0.031	-10.52
NGC1067	5	14.55	0.82	17.57	16.12	10.38	64	10.77	9.49	-0.005	-10.78
UGC02323	5	15.66	1.08	18.72	16.62	11.23	111	10.91	9.77	0.217	-10.69
PGC012008	5	15.00	0.21	17.33	...	11.44	129	10.96	...	0.232	-10.72
UGC02623	7	15.59	1.02	19.07	15.36	11.72	63	10.22	9.78	-0.467	-10.69
UGC02692	5	14.07	0.34	16.06	15.86	10.38	87	11.04	9.87	0.496	-10.54
UGC02712	6	15.50	1.26	20.26	17.58	11.14	97	10.83	9.27	-0.380	-11.21
UGC02721	7	16.40	0.58	18.45	16.67	12.97	89	10.02	9.56	-0.253	-10.28
NGC1325A	7	13.40	0.09	16.03	15.87	10.46	15	9.48	8.33	-1.214	-10.69
ESO548-035	5	13.49	0.27	15.77	14.82	9.87	57	10.88	9.91	0.195	-10.68

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC1376	5	12.85	0.20	15.02	14.62	9.30	57	11.10	9.99	0.438	-10.66
PGC013714	6	15.10	0.35	17.41	...	11.65	59	10.19	...	-0.371	-10.56
IC0342	5	9.40	2.41	12.80	8.03	3.64	3	10.81	10.07	0.470	-10.34
UGC02859	5	16.00	1.93	19.88	15.29	10.72	77	10.79	9.99	0.084	-10.71
UGC03051	6	16.00	0.97	18.37	16.13	11.94	95	10.49	9.83	0.131	-10.36
NGC1599	5	14.10	0.17	15.38	15.33	10.58	54	10.54	9.66	0.225	-10.32
IC0391	5	12.98	0.56	15.04	14.69	9.07	24	10.44	9.21	-0.046	-10.49
ESO552-047	5	15.26	0.44	17.59	...	11.47	90	10.63	...	-0.007	-10.64
PGC017323	7	13.49	0.34	14.92	14.59	10.30	30	10.14	9.45	0.024	-10.12
PGC018031	5	14.84	1.09	18.30	16.69	10.40	96	11.11	9.62	0.262	-10.85
IC0441	5	14.40	1.18	17.16	15.16	9.87	30	10.32	9.22	-0.224	-10.54
UGC03574	6	13.20	0.25	14.66	13.74	9.85	24	10.13	9.59	-0.134	-10.26
UGC03701	6	14.80	0.26	16.59	15.29	11.44	42	9.98	9.46	-0.409	-10.39
UGC03806	6	15.26	0.44	18.10	16.61	11.72	74	10.36	9.43	-0.385	-10.74
UGC03825	5	15.06	0.37	16.97	16.21	11.34	114	10.89	9.96	0.394	-10.50
UGC03886	5	16.00	0.27	16.57	15.67	12.38	69	10.04	9.74	0.041	-10.00
UGC03924	7	15.66	0.13	17.54	16.80	12.68	69	9.92	9.29	-0.457	-10.37
UGC04074	5	13.75	0.18	16.54	...	10.22	99	11.21	...	0.295	-10.92
NGC2500	7	12.22	0.17	13.80	13.95	9.20	12	9.79	8.91	-0.450	-10.24
NGC2514	5	14.01	0.15	16.17	15.65	10.51	65	10.73	9.70	0.051	-10.68
PGC086610	7	16.40	0.20	18.14	17.45	13.35	65	9.60	8.98	-0.696	-10.29
PGC023378	6	14.49	0.21	17.19	15.59	11.18	60	10.39	9.65	-0.380	-10.77
UGC04380	5	15.05	0.26	17.39	16.43	11.44	104	10.77	9.79	0.058	-10.71
UGC04445	5	15.06	0.29	17.11	15.60	11.42	88	10.63	9.98	0.044	-10.59
IC0509	5	13.83	0.16	15.87	15.49	10.33	74	10.92	9.87	0.290	-10.63
NGC2607	5	14.95	0.18	16.09	15.02	11.42	47	10.09	9.67	-0.173	-10.26
UGC04536	5	15.42	0.41	18.06	...	11.66	103	10.67	...	-0.101	-10.77
NGC2661	6	13.86	0.13	15.30	15.15	10.63	54	10.52	9.73	0.226	-10.30
UGC04853	6	15.24	0.17	16.34	15.22	11.97	34	9.59	9.30	-0.559	-10.15
PGC026687	6	14.72	0.13	16.40	...	11.49	46	10.04	...	-0.353	-10.39
UGC05015	6	15.30	0.09	16.69	15.85	12.11	28	9.36	8.88	-0.935	-10.29
UGC05153	5	15.65	0.13	16.82	...	12.17	110	10.53	...	0.236	-10.29
UGC05169	7	15.44	0.05	17.41	...	12.54	106	10.34	...	-0.099	-10.44
NGC2967	5	12.28	0.44	15.26	13.46	8.49	31	10.89	9.93	-0.002	-10.90
UGC05274	6	14.92	0.18	17.01	15.97	11.64	79	10.45	9.74	-0.087	-10.54
ESO566-019	6	13.99	0.21	16.03	15.27	10.68	47	10.38	9.57	-0.125	-10.51
ESO499-011	7	15.01	0.27	17.50	15.80	11.89	38	9.71	9.17	-0.856	-10.57
PGC028556	5	14.84	0.19	17.47	16.07	11.30	98	10.77	9.89	-0.077	-10.85
ESO567-010	6	14.44	0.29	17.09	16.43	11.05	38	10.05	8.92	-0.672	-10.72
PGC029301	5	15.24	0.21	20.14	...	11.68	125	10.83	...	-0.919	-11.75
UGC05474	6	14.89	0.10	16.16	15.37	11.69	80	10.44	9.99	0.197	-10.24
UGC05483	5	15.13	0.17	17.29	16.42	11.62	82	10.49	9.59	-0.181	-10.67
PGC029882	5	14.54	0.23	17.19	...	10.96	126	11.13	...	0.283	-10.84
PGC029929	7	14.30	0.34	16.82	15.08	11.11	44	10.15	9.59	-0.400	-10.55
NGC3184	6	10.41	0.07	12.53	12.89	7.24	11	10.50	9.26	-0.092	-10.59
PGC030452	5	14.78	0.06	16.64	...	11.37	87	10.64	...	0.051	-10.59
PGC030830	5	14.91	0.08	17.01	...	11.48	99	10.71	...	0.030	-10.68

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC3344	5	10.50	0.14	12.60	12.20	7.01	10	10.51	9.45	-0.149	-10.66
PGC031979	7	14.05	0.16	14.97	14.61	11.04	31	9.88	9.47	-0.103	-9.98
PGC032091	6	14.45	0.17	16.00	14.92	11.18	37	9.97	9.50	-0.353	-10.33
NGC3433	5	13.30	0.15	15.14	14.26	9.80	35	10.48	9.71	-0.069	-10.55
PGC032817	6	15.28	0.17	17.06	...	12.01	110	10.59	...	0.167	-10.42
NGC3506	5	13.16	0.13	15.73	15.34	9.68	86	11.31	10.06	0.458	-10.85
UGC06130	5	15.02	0.16	17.20	16.11	11.51	112	10.80	9.99	0.119	-10.68
UGC06194	6	14.62	0.07	15.92	15.43	11.45	35	9.82	9.25	-0.444	-10.26
PGC034006	5	14.13	0.27	16.46	15.30	10.51	103	11.13	10.24	0.429	-10.70
UGC06335	6	14.91	0.02	16.64	15.26	11.79	41	9.82	9.45	-0.634	-10.45
UGC06429	5	13.78	0.05	15.74	15.14	10.38	53	10.61	9.72	-0.033	-10.64
IC0696	6	14.50	0.22	16.83	15.58	11.19	84	10.69	9.95	0.062	-10.62
UGC06528	5	14.12	0.05	16.19	16.31	10.72	46	10.35	9.13	-0.336	-10.68
PGC036269	5	15.59	0.12	17.94	17.10	12.12	88	10.35	9.38	-0.415	-10.77
PGC036353	5	14.14	0.32	16.51	...	10.47	39	10.31	...	-0.394	-10.70
NGC3938	5	10.87	0.09	13.05	13.08	7.43	18	10.85	9.61	0.140	-10.71
ESO573-002	5	15.50	0.31	17.16	15.86	11.84	76	10.34	9.75	-0.081	-10.42
NGC4136	5	11.70	0.08	13.70	13.70	8.27	17	10.46	9.31	-0.178	-10.64
NGC4195	6	15.29	0.08	16.54	15.82	12.11	61	10.04	9.57	-0.205	-10.24
NGC4303	5	10.16	0.11	12.24	12.82	6.70	15	10.98	9.56	0.322	-10.66
NGC4303A	6	13.53	0.16	14.82	14.61	10.28	15	9.55	8.84	-0.677	-10.23
IC3267	5	14.12	0.09	16.96	16.79	10.68	38	10.20	8.77	-0.774	-10.97
IC3271	5	14.57	0.14	16.81	16.17	11.08	97	10.85	9.84	0.137	-10.72
NGC4411B	6	12.98	0.12	14.95	14.67	9.76	28	10.30	9.36	-0.210	-10.51
NGC4535	5	10.56	0.13	13.46	12.91	7.08	16	10.89	9.57	-0.099	-10.98
NGC4571	6	11.92	0.22	15.18	14.94	8.60	15	10.22	8.71	-0.771	-10.99
NGC4653	5	12.77	0.14	14.86	14.30	9.28	40	10.80	9.81	0.150	-10.65
PGC042868	7	13.03	0.13	14.91	13.88	10.05	17	9.75	9.24	-0.623	-10.37
ESO574-029	5	13.67	0.26	16.58	...	10.06	83	11.13	...	0.188	-10.94
NGC4688	7	12.60	0.10	14.80	13.60	9.65	7	9.14	8.58	-1.371	-10.51
NGC4900	5	11.89	0.10	13.82	14.49	8.44	16	10.34	8.94	-0.264	-10.61
UGC08153	6	14.49	0.13	16.07	15.24	11.26	38	9.97	9.39	-0.387	-10.35
PGC045690	5	15.86	0.07	17.53	...	12.44	67	9.99	...	-0.524	-10.51
NGC5068	6	10.50	0.44	12.80	12.36	6.96	5	9.92	8.78	-0.605	-10.53
UGC08436	7	15.03	0.11	16.60	16.09	12.07	41	9.71	9.12	-0.548	-10.26
NGC5154	5	14.73	0.07	16.35	15.61	11.31	77	10.56	9.86	0.064	-10.49
PGC048087	7	14.45	0.32	16.70	15.17	11.28	34	9.86	9.33	-0.591	-10.45
ESO445-076	7	14.73	0.29	16.65	15.51	11.59	34	9.74	9.19	-0.591	-10.33
UGC08877	7	15.18	0.02	17.37	16.82	12.31	37	9.52	8.74	-1.014	-10.54
NGC5405	5	14.52	0.14	16.42	15.58	11.03	94	10.85	10.05	0.269	-10.58
PGC049982	5	16.00	0.09	17.62	...	12.56	126	10.49	...	0.004	-10.48
NGC5457	5	8.30	0.05	10.00	10.41	4.90	7	11.04	9.86	0.510	-10.53
UGC09008	6	15.29	0.09	17.19	16.34	12.10	73	10.20	9.52	-0.298	-10.50
NGC5468	5	12.94	0.12	13.90	13.94	9.47	37	10.66	9.89	0.449	-10.21
NGC5476	6	13.34	0.14	15.71	14.86	10.10	34	10.34	9.45	-0.330	-10.67
NGC5494	5	13.30	0.36	15.13	14.40	9.59	30	10.43	9.53	-0.039	-10.47
UGC09144	6	15.95	0.06	17.56	...	12.79	108	10.26	...	-0.134	-10.39

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
UGC09216	5	14.51	0.08	16.78	15.88	11.08	77	10.65	9.75	-0.097	-10.75
NGC5660	5	12.38	0.10	14.22	14.34	8.93	36	10.85	9.71	0.284	-10.57
UGC09317	6	15.00	0.06	16.22	15.58	11.84	61	10.15	9.67	-0.088	-10.23
ESO580-014	6	14.55	0.39	16.64	16.18	11.06	82	10.71	9.69	0.254	-10.46
UGC09837	5	13.81	0.09	15.47	15.10	10.37	39	10.35	9.47	-0.154	-10.50
UGC09945	5	14.19	0.25	16.42	15.32	10.59	94	11.02	10.15	0.354	-10.67
NGC5989	6	13.56	0.10	16.02	16.24	10.36	42	10.41	9.08	-0.305	-10.72
UGC10020	7	14.44	0.22	15.86	15.25	11.38	31	9.74	9.21	-0.416	-10.16
PGC056010	6	15.42	0.13	17.48	17.46	12.19	63	10.03	8.94	-0.514	-10.55
PGC056318	5	15.33	0.08	17.35	...	11.90	82	10.38	...	-0.269	-10.65
PGC056639	6	15.77	0.10	20.37	...	11.67	115	10.76	...	-0.480	-11.24
NGC6143	5	13.92	0.10	16.18	15.38	10.47	76	10.88	9.94	0.147	-10.74
PGC058201	5	15.69	0.23	17.38	15.76	12.11	117	10.60	10.16	0.139	-10.46
UGC10427	5	15.19	0.06	16.88	16.47	11.78	124	10.78	9.93	0.260	-10.53
IC1221	6	14.59	0.05	15.58	15.75	11.44	78	10.52	9.81	0.371	-10.15
UGC10590	6	14.06	0.13	16.42	...	10.83	45	10.28	...	-0.385	-10.67
IC1236	5	14.23	0.35	17.02	16.22	10.53	85	10.96	9.70	0.097	-10.86
UGC10956	5	15.64	1.19	19.81	...	11.10	94	10.82	...	-0.280	-11.10
NGC6493	6	15.44	0.17	16.63	...	12.17	85	10.30	...	0.115	-10.19
UGC11214	6	15.00	1.01	18.62	15.61	10.89	39	10.14	9.27	-0.710	-10.85
NGC6711	5	13.71	0.37	16.72	16.44	9.99	68	10.98	9.42	0.045	-10.94
NGC6821	7	13.62	1.39	17.71	14.52	9.38	18	10.07	9.03	-0.726	-10.79
NGC6946	5	9.60	1.48	13.20	10.00	4.77	8	11.21	10.14	0.446	-10.76
PGC902799	5	16.30	0.20	17.16	15.44	12.75	49	9.59	9.53	-0.547	-10.14
NGC7137	5	13.05	0.60	15.89	15.32	9.10	23	10.39	8.93	-0.392	-10.79
UGC11816	5	14.83	0.61	17.20	15.28	10.87	68	10.63	9.88	0.032	-10.59
ESO532-008	5	15.29	0.14	17.26	...	11.80	87	10.47	...	-0.136	-10.61
PGC068549	5	14.23	0.43	17.01	...	10.45	71	10.83	...	0.011	-10.82
ESO602-027	5	14.48	0.19	16.62	16.06	10.95	80	10.74	9.71	0.081	-10.66
NGC7309	5	13.04	0.25	15.78	15.43	9.44	57	11.05	9.67	0.174	-10.87
ESO603-011	5	15.01	0.21	17.18	...	11.45	114	10.85	...	0.185	-10.66
UGC12192	7	16.50	0.53	18.24	16.44	13.13	93	10.00	9.69	-0.175	-10.17
IC5261	6	13.88	0.19	15.84	15.47	10.59	46	10.40	9.47	-0.086	-10.48
NGC7495	5	13.76	0.42	16.44	14.64	9.99	70	11.01	10.17	0.220	-10.79
NGC7535	6	14.28	0.29	16.63	15.34	10.89	67	10.61	9.85	0.005	-10.60
UGC12522	7	15.41	0.46	18.07	15.62	12.10	42	9.72	9.33	-0.850	-10.57
UGC12585	7	14.63	0.31	16.64	15.52	11.47	53	10.17	9.57	-0.188	-10.36
UGC12635	6	15.31	0.21	17.71	16.62	12.00	74	10.25	9.42	-0.401	-10.65
PGC071751	5	14.74	0.28	17.47	16.33	11.11	115	10.99	9.92	0.128	-10.86
ESO605-016	5	13.23	0.14	15.99	15.70	9.74	110	11.50	10.13	0.575	-10.92
PGC072738	5	14.82	0.23	17.25	16.71	11.24	83	10.65	9.48	-0.106	-10.76
UGC12838	5	14.86	0.19	16.73	16.18	11.32	101	10.79	9.87	0.241	-10.55
NGC7798	5	12.95	0.28	15.56	16.03	9.32	36	10.70	9.03	-0.113	-10.81

$$\log M_{HI} = 12.33 - 0.4m_{21} + 2\log D \quad (2)$$

в единицах массы Солнца; (11) - логарифм интегрального темпа звездо-

образования в $M_{\odot}/\text{год}$, который, согласно [3], выражается как

$$\log(\text{SFR}) = 2.78 - 0.4(m_{\text{FUV}} - 1.93 A_G) + 2 \log D; \quad (3)$$

(12) - логарифм удельного темпа звездообразования в единицах $(\text{год})^{-1}$ в предположении $M^*/L_K = 1 \times M_{\odot}/L_{\odot}$ [15].

Распределение спиральных галактик нашей выборки по интегральному темпу звездообразования и K -светимости представлено на рис.1. Галактики типов Sc, Scd и Sd изображены, соответственно, квадратами, треугольниками и кружками. Галактики на диаграмме показывают морфологическую сегрегацию: максимальные значения $\text{SFR} \sim 3 M_{\odot}/\text{год}$ соответствуют массивным Sc галактикам типа M101, минимальные значения $\text{SFR} \leq 0.1 M_{\odot}/\text{год}$ характерны для карликовых спиралей Scd, Sd.

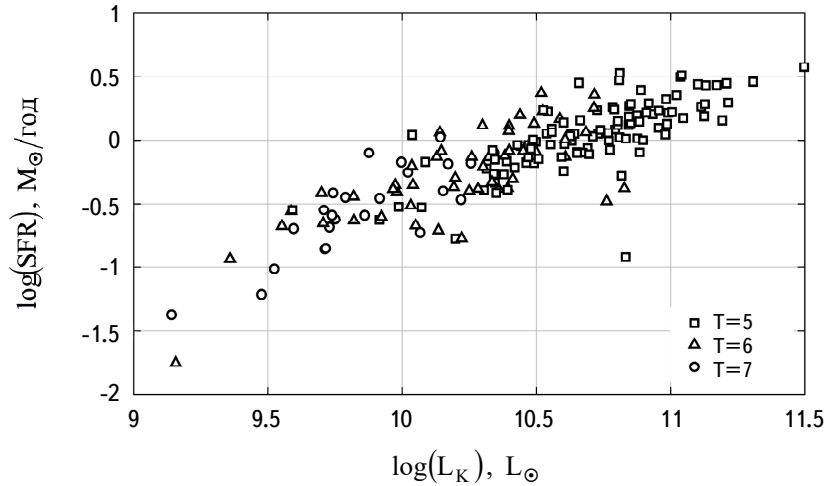


Рис.1. Темп звездообразования и K -светимость у галактик поздних типов ($T=5, 6, 7$), видимых анфас.

Рис.2 воспроизводит распределение галактик по интегральному темпу звездообразования и водородной массе. Величина SFR в дисках спиралей поздних типов показывает более тесную корреляцию с M_{HI} , чем с M^* , имея наклон 0.86 ± 0.04 . Этот наклон оказывается значительно меньше наклона 1.4 ± 0.1 , который описывает соотношение $\log(\text{SFR})$ vs $\log M_{\text{HI}}$ для отдельных очагов звездообразования (закон Шмидта-Кенниката [16]).

Соотношения между водородной массой и звездной массой (K -светимостью) для 146 галактик рассматриваемой выборки показаны на рис.3. Обозначения морфологических типов те же, что на предыдущих рисунках. Три диагональных прямых соответствуют значениям M_{HI}/L_K , равным 1, 0.1 и 0.01. Медиана этого отношения составляет 0.15, тогда как для отдельных типов галактик медианное отношение равно: 0.10 (Sc), 0.17 (Scd) и 0.28 (Sd).

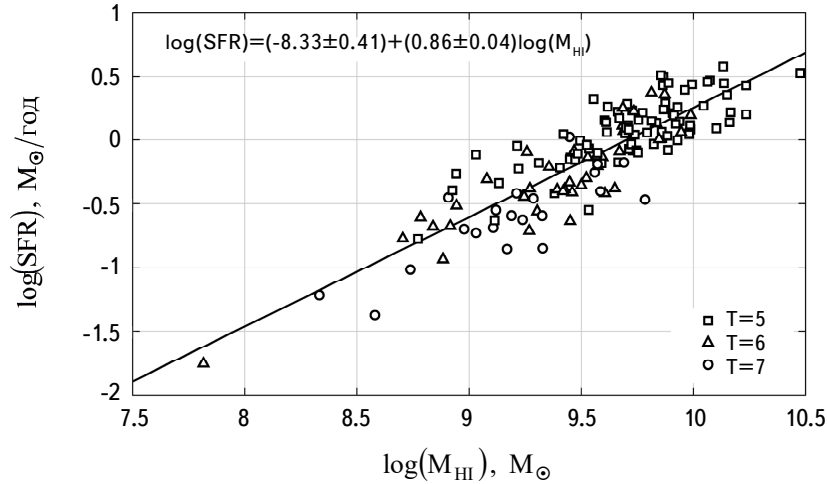


Рис.2. Темп звездообразования и водородная масса у галактик поздних типов, ориентированных анфас.

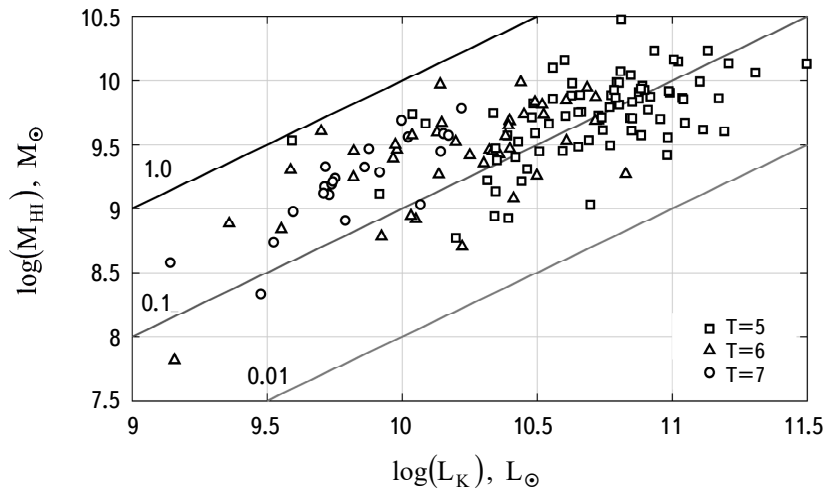


Рис.3. Соотношение между водородной массой и K -светимостью у галактик поздних типов Sc, Scd, Sd, видимых анфас.

Данные рис.3 отражают известный факт, что относительное содержание нейтрального водорода в дисках спиральных галактик падает с увеличением массы (светимости) галактики. Это в свою очередь означает, что процесс преобразования газа в звезды происходил в массивных галактиках более интенсивно, чем в объектах низкой светимости.

Среди 181 галактики нашей выборки имеются 13 случаев, когда темп звездообразования был определен по $\text{H}\alpha$ -поток, $F(\text{H}\alpha)$. Согласно [16], интегральный темп звездообразования выражается соотношением

$$\log[\text{SFR}(\text{H}\alpha)] = \log F(\text{H}\alpha) - 0.244 A_G + 2 \log D + 8.98, \quad (4)$$

где поток в линии $\text{H}\alpha$ измерен в единицах ($\text{эрг}/\text{см}^2 \text{с}$), а расстояние D - в Мпк. Данные об этих галактиках, взятые из базы данных NASA Extragalactic Database = NED (<http://ned.ipac.caltech.edu>), представлены в табл.2. Оценки потока $F(\text{H}\alpha)$ для них сделаны разными авторами на разных телескопах. Тем не менее, согласие значений SFR по $\text{H}\alpha$ -потoku и FUV-потoku оказывается

Таблица 2

ТЕМПЫ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ ПО ДАННЫМ FUV И $\text{H}\alpha$ ПОТОКОВ

Галактика	D , Мпс	A_G	$\log[\text{SFR}(\text{FUV})]$	$\log F(\text{H}\alpha)$	$\log[\text{SFR}(\text{H}\alpha)]$
NGC628	10.2	0.28	0.12	-10.84	0.22
NGC2500	12.4	0.17	-0.45	-11.60	-0.39
NGC3184	11.1	0.07	-0.09	-11.12	-0.04
NGC3344	9.8	0.14	-0.15	-11.09	-0.10
NGC4136	17.0	0.08	-0.18	-11.82	-0.36
NGC4303	15.0	0.11	0.32	-11.03	0.32
NGC4688	7.0	0.10	-1.37	-11.90	-1.21
NGC4900	16.0	0.10	-0.26	-11.68	-0.27
NGC5068	5.1	0.44	-0.60	-10.83	-0.34
NGC5457	7.0	0.05	0.51	-10.22	0.45
NGC6946	7.7	1.48	0.45	-10.47	0.63
NGC7137	23.0	0.60	-0.39	-11.95	-0.11
NGC7798	36.0	0.28	-0.11	-12.13	0.03

вполне удовлетворительным. Средняя разность $\log[\text{SFR}(\text{H}\alpha)] - \log[\text{SFR}(\text{FUV})]$ составляет 0.08 ± 0.04 при дисперсии разности 0.12. Результат этого сравнения показывает, что нуль-пункты используемых эмпирических соотношений (3) и (4) согласуются друг с другом в пределах типичной погрешности измерения потоков $\sim 0.1 \text{ dex}$.

3. Удельный темп звездообразования в тонких дисках галактик.

Как было отмечено выше, тонкие спиральные галактики поздних типов без балджей являются довольно обособленными объектами, эволюция которых мало подвержена внешнему влиянию: вспышкам звездообразования из-за приливного возмущения массивного соседа или же поглощения спутника при слиянии. По этой причине такие галактики весьма удобны для изучения автономной эволюции спиральных дисков. Наиболее важной характеристикой глобальной эволюции галактики является удельный темп звездообразования, отнесенный к единице звездной массы, $s\text{SFR} = \text{SFR}/M^*$. Для оценки M^* мы использовали соотношение $M^*/L_K \simeq 1 \times M_\odot/L_\odot$ [15], где светимость L_K определялась по видимой B -величине и среднему показателю цвета $\langle B-K \rangle$, зависящему от морфологического типа T .

Рис.4 представляет распределение спиральных дисков галактик без балджей, ориентированных анфас, по удельному темпу звездообразования и звездной массе. Пунктирная горизонтальная линия соответствует параметру Хаббла $H_0 = (13.8 \times 10^9 \text{ лет})^{-1}$, когда галактика успевает воспроизвести наблюдаемую массу с наблюдаемым темпом SFR за космологическое время 13.8 млрд. лет. Как показывает линия квадратичной регрессии (сплошная линия), средний удельный темп звездообразования в тонких дисках уменьшается с ростом светимости галактики. Из этих данных следует, что в прошлом средний темп звездообразования у маломассивных галактик был в два раза выше наблюдаемого сейчас, а для самых массивных галактик прежний темп был в 3-4 раза интенсивнее.

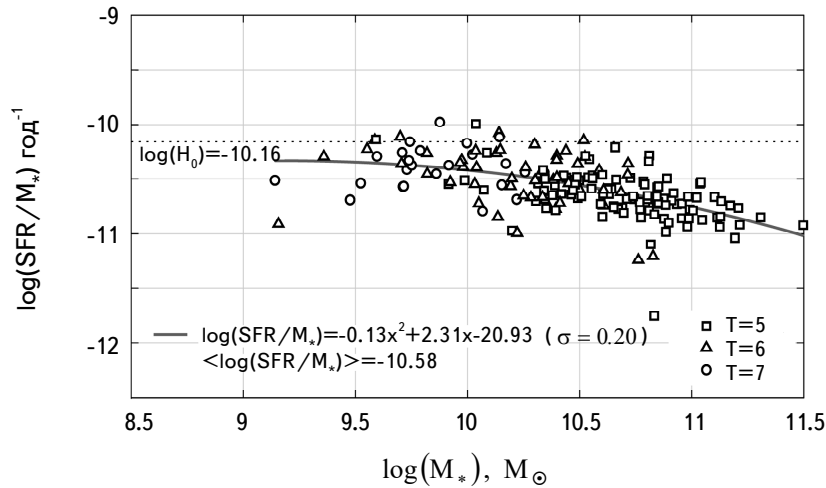


Рис.4. Распределение галактик поздних типов, наблюдаемых анфас, по удельному темпу звездообразования и звездной массе.

Разброс галактик относительно линии регрессии равен 0.20 в логарифмической шкале. Средняя погрешность K -светимости из-за ошибок измерения B -величины ($0^m.25$) и морфологического типа ($0^m.18$) составляет $0^m.31$. Сделав квадратичное вычитание ошибок, мы получаем для истинной (космической) вариации SFR величину 0.16 dex. Это означает, что преобразование газа в звезды в тонких дисках спиральных галактик выглядит довольно единообразным процессом.

Следует отметить, что база данных HyperLEDA [10] содержит оценки интегральной величины K_i для большинства объектов нашей выборки. Оценки K_i были получены в основном из обзора 2MASS [12]. Однако из-за короткого времени экспозиций (~ 8 с) 2MASS обзор систематически недоучитывает вклад периферийных областей в интегральную светимость галактик, особенно для объектов голубого цвета. Рис.5 воспроизводит соотношение между K_B и K_i .

величинами для 159 галактик рассматриваемой выборки. Линия регрессии для них выражается как $K_t = 0.58 + 0.99K_B$. Средняя разность звездных величин составляет $\langle K_t - K_B \rangle = 0^m.49$, возрастающая в сторону самых слабых галактик. Среднее квадратичное отклонение от линии регрессии равно $0^m.59$, также увеличиваясь от ярких к слабым галактикам. Поскольку по нашей оценке средняя квадратичная погрешность K_B -величины составляет $0^m.31$, то на долю независимо измеряемой K_t -величины приходится основная погрешность, $\sigma(K_t) = 0^m.50$.

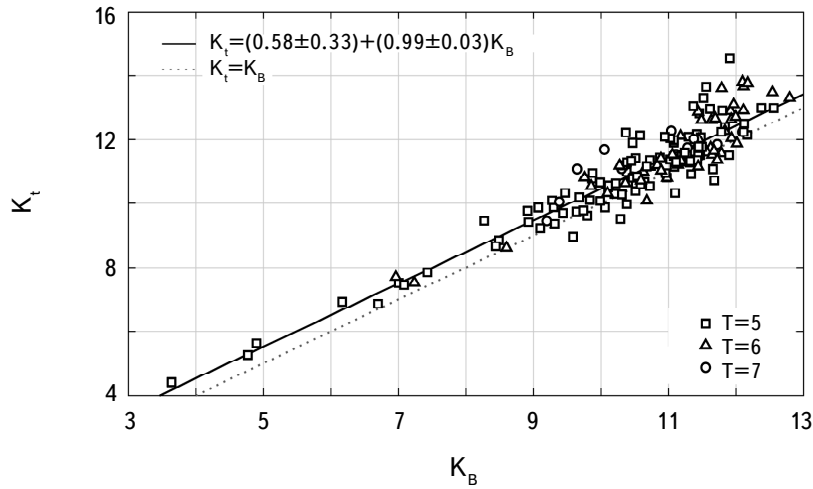


Рис.5. Соотношение между интегральной K -величиной из HyperLEDA и видимой K -величиной, определенной по показателю цвета ($B - K$) и морфологическому типу, для Sc, Scd, Sd галактик, видимых анфас.

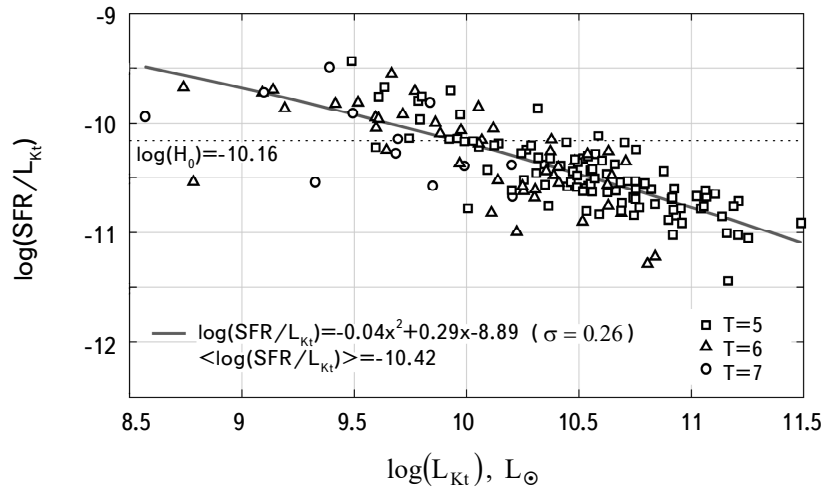


Рис.6. Распределение галактик поздних типов, видимых анфас, по удельному темпу звездообразования и K -светимости по данным HyperLEDA.

В фотометрической системе K_i соотношение между удельным темпом звездообразования и K_i -светимостью приобретает вид, показанный на рис.6. Как следует из этих данных, переход от K_B к K_i значительно увеличивает число маломассивных галактик, располагающихся выше предела $\text{sSFR} = H_0$. Дисперсия галактик относительно линии регрессии также возрастает, $\sigma(\text{sSFR}) = 0.26 \text{ dex}$. Это значение согласуется со сделанной оценкой $\sigma(K_i) = 0^m.50$ или $\sigma(L_K) = 0.20 \text{ dex}$, если истинная вариация удельного темпа звездообразования равна 0.16 dex . Данный пример показывает, что формальное использование шкалы K_i -величин может приводить к систематическому искажению картины звездообразования в дисках спиральных галактик, особенно в области их низких светимостей.

4. *Удельный барионный темп звездообразования.* Как хорошо известно, чем меньше светимость галактики позднего типа, тем бóльшая доля ее массы пребывает в газообразном состоянии. Такая закономерность видна и для тонких спиральных дисков (см. рис.3). Это свидетельствует о том, что процесс преобразования газа в звезды у маломассивных галактик менее эффективен, чем в галактиках высокой светимости. В течение вековой эволюции звездная масса галактики возрастает, но суммарная барионная масса звезд и газа остается постоянной, если галактика изолирована и не подпитывается межгалактическим газом. В этом случае можно ввести понятие удельного барионного темпа звездообразования $\text{sbSFR} = \text{SFR}/M_{\text{bar}}$, где

$$M_{\text{bar}} = M^* + M_{\text{gas}} = \Upsilon_K^* L_K + \eta M_{\text{HI}}. \quad (5)$$

До сих пор мы полагали, что $\Upsilon_K^* = 1$ [15]. Однако Макгаук и Шомберт [17] привели веские аргументы в пользу меньшего значения, $\Upsilon^* = 0.6$. Согласно [18], другой параметр, η , равен 1.85, учитывая вклад гелия и молекулярного водорода в полную массу газа. В действительности, величина параметра η остается пока не вполне определенной, поскольку доля молекулярного газа не постоянна, а падает в сторону маломассивных галактик. С другой стороны, есть указания на то, что диски галактик могут быть окружены значительными массами теплого ионизованного газа.

Принимая соотношение $M_{\text{bar}} = 0.6 L_K + 1.85 M_{\text{HI}}$, мы вычислили удельный барионный темп звездообразования для галактик нашей выборки. Результаты представлены на рис.7. Как следует из этих данных, дисперсия галактик относительно линии регрессии уменьшается до величины космической вариации, $\sigma(\text{sbSFR}) = 0.15 \text{ dex}$. С точностью до ошибок фотометрии все галактики типов Sc, Scd, Sd лежат под горизонтальной линией $\text{sbSFR} = H_0$, показывая, что современные темпы звездообразования этих галактик недостаточны для преобразования исходной массы газа в звезды за космологическое время H_0^{-1} .

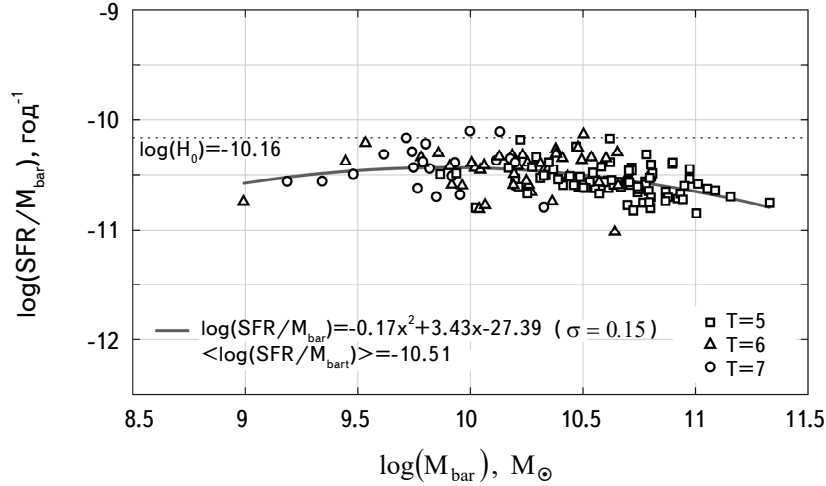


Рис.7. Распределение галактик Sc, Scd, Sd-типов, видимых анфас, по удельному барионному темпу звездообразования и барионной массе.

5. *Заключительные замечания.* Мы рассмотрели выборку 220 спиральных галактик без балджей, ориентированных анфас. Из них для 181 галактики определены интегральные и удельные темпы звездообразования по FUV-потокам из обзора GALEX. Среди этих галактик 106 относятся к типу Sc, 51 - к типу Scd и 24 - к типу Sd. Полученные медианные значения удельного темпа звездообразования для них составляют, соответственно, -10.66 dex , -10.44 dex и -10.40 dex в единицах $(\text{год})^{-1}$. За космологическое время 13.8 млрд. лет при современном темпе звездообразования типичная спиральная галактика позднего типа успевает воспроизвести только $(1/3-1/2)$ своей наблюдаемой звездной массы. Следовательно, в прошлом их средний темп звездообразования должен был быть в 2-3 раза выше наблюдаемого сейчас. Необходимо отметить, что при факторе $\Upsilon_K^* = 0.6$ в соотношении (5), вместо использованного нами значения 1.0, различие между прошлым и современным SFR становится в 1.7 раза меньше.

Современный удельный темп звездообразования тем ниже, чем больше звездная масса спиральной галактики. Однако у более массивных Sc-галактик наблюдаемое отношение массы газа к звездной массе (0.10) заметно меньше, чем в Scd (0.17) и Sd (0.28) галактиках. Следовательно, эффективность процесса преобразования газа в звезды была тем выше, чем больше масса спирального диска.

Исключая вклад фотометрических ошибок, мы получили для дисперсии $s\text{SFR}$ при фиксированной массе значение 0.16 dex . Малый разброс галактик относительно линии регрессии $s\text{SFR}(M^*)$ указывает на единообразие процесса

звездообразования в дисках тонких спиральных галактик, расположенных в областях низкой космической плотности.

Темп звездообразования и относительное содержание водорода в дисках Sc, Scd, Sd галактик, ориентированных с ребра [5,19], хорошо согласуются с параметрами, полученными в настоящей работе для спиральных галактик без балджей, видимых анфас. Из этого согласия, в частности, следует, что тонкие диски Sc-Sd галактик практически прозрачны в линии 21 см при любых углах наклона диска к лучу зрения.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РНФ 19-12-00145. В работе использованы базы данных HyperLEDA и NED, а также данные спутника GALEX и обзора неба PanSTARRS.

¹ Главная астрономическая обсерватория Национальной Академии наук, Украина,

² Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Карачаево-Черкесская Республика, Россия, e-mail: ikar@sao.ru

STAR FORMATION IN THIN DISCS OF SPIRAL GALAXIES SEEN FACE-ON

V.E.KARACHENTSEVA¹, I.D.KARACHENTSEV², O.G.KASHIBADZE²

We present estimates of integrated (SFR) and specific (sSFR) star formation rate for 181 late-type Sc, Scd, Sd galaxies seen almost face-on. Their SFRs are derived via FUV-flux from GALEX survey. The median values of sSFR are: -10.66 dex for Sc, -10.44 dex for Scd and -10.40 dex for Sd types in units of $(\text{yr})^{-1}$. The average sSFR of the galaxies decreases smoothly from low-mass to giant discs. Being corrected for photometric errors, the sSFR for them has a low cosmic variance of 0.16 dex. To reproduce the observed stellar mass over the cosmic time of 13.8 Gyr, the bulge-less face-on galaxies need to have in the past 2-3 times higher SFR than their present rates.

Keywords: *spiral galaxies: discs: star formation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.C.Martin, J.Fanson, D.Schiminovich et al.*, *Astrophys. J.*, **619**, L1, 2005.
2. *A.Gil de Paz, S.Boissier, B.F.Madore et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **173**, 185, 2007.
3. *J.C.Lee, A.Gil de Paz, C.Tremonti et al.*, *Astrophys. J.*, **706**, 599, 2009.
4. *I.D.Karachentsev, E.I.Kaisina*, *Astron. J.*, **146**, 46, 2013.
5. *O.V.Melnyk, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev*, *AstBu*, **72**, 1, 2017.
6. *V.E.Karachentseva, Y.N.Kudrya, I.D.Karachentsev et al.*, *AstBu*, **71**, 1, 2016.
7. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **485**, 1477, 2019.
8. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, Y.N.Kudrya*, *AstBu*, **71**, 129, 2016.
9. *K.C.Chambers, E.A.Magnier, N.Metcalf et al.*, *arXiv:1612.05560*, 2016.
10. *D.Makarov, P.Prugniel, N.Terekhova et al.*, *Astron. Astrophys.*, id. A13, 570A, 2014.
11. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis*, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.
12. *T.H.Jarrett, T.Chester, R.Cutri et al.*, *Astron. J.*, **125**, 525, 2003.
13. *E.J.Shaya, R.B.Tully, Y.Hoffman et al.*, *Astron. J.*, **850**, 207, 2017.
14. *E.I.Kaisina, D.I.Makarov, I.D.Karachentsev et al.*, *AstBu*, **67**, 115, 2012.
15. *E.F.Bell, D.H.McIntosh, N.Katz et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **149**, 289, 2003.
16. *R.C.Kennicutt*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 189, 1998.
17. *S.S.McGaugh, J.M.Schombert*, *Astron. J.*, **148**, 77, 2014.
18. *M.Fukugita, P.J.E.Peebles*, *Astrophys. J.*, **616**, 643, 2004.
19. *S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev, H.Hernandez-Toledo et al.*, *AstBu*, **73**, 1 2020.

ТИПЫ АКТИВНОСТИ ГАЛАКТИК, ОТОБРАННЫХ ИЗ ВЫБОРКИ HRC/BHRC. II

Г.М.ПАРОНЫАН¹, А.М.МИКАЕЛЯН¹, А.В.АБРАМЯН¹, Г.А.МИКАЕЛЯН¹

Поступила 8 ноября 2019

Принята к печати 11 марта 2020

В работе приведена детальная спектральная классификация 198 кандидатов в АЯГ (активные ядра галактик) из объединенной выборки HRC/BHRC, которая представляет собой комбинацию HRC (Гамбург-ROSAT Каталог) и BHRC (Бюракан-Гамбург-ROSAT Каталог). Эти объекты были выявлены как оптические отождествления рентгеновских источников ROSAT, однако спектры для 198 из них приведены в SDSS без определенной спектральной классификации. Данные объекты изучены с использованием спектров SDSS и для них выявлены подробные типы активности. Для более уверенной классификации использовались три диагностических диаграммы и прямые исследования спектров. Эти источники были отождествлены в других диапазонах электромагнитных волн, а также рассчитаны их физические параметры.

Ключевые слова: *AGN: рентгеновское излучение: спектральная классификация:
HRC/BHRC: рентгеновские AGN: ROSAT: HQS*

1. *Введение.* В первой части данной работы [1] были проведены детальные спектральные классификации 173 кандидатов AGN из объединенной выборки HRC/BHRC, которая представляет собой комбинацию HRC [2] (каталог Гамбург-ROSAT) и BHRC [3] (каталог Бюракан-Гамбург-ROSAT). Эти объекты были выявлены как оптические отождествления рентгеновских источников ROSAT [4-7] из оцифрованных пластинок Гамбургского обзора квазаров (HQS [8]).

Были изучены 173 объекта с использованием спектров SDSS и выявлены для них подробные типы активностей. Для более уверенной классификации были использованы три диагностические диаграммы и визуальные исследования спектров. Сделано отождествление этих источников в других диапазонах длин волн и вычислены некоторые параметры.

В этой работе изучено 198 источников HRC/BHRC, из оставшихся 711, у которых были обнаружены спектры в SDSS. Сделана попытка подтвердить их как АЯГ (для проверки на уже подтвержденных АЯГ проведена кросс-корреляция с каталогом Catalogue of QSOs and Active Nuclei (в дальнейшем - VCV-13) [9], и с каталогом BZCAT [10]) и дать детальную спектральную классификацию. Также проведена кросс-корреляция с обзорными каталогами для их идентификации в разных диапазонах электромагнитных волн.

Чтобы определить правильный радиус поиска для кросс-корреляций и

избежать ошибочных идентификаций, проведена предварительная кросс-корреляция с большим радиусом, а затем построено распределение радиуса идентификации. Это позволило определить правильный радиус поиска. На рис.1 приведен пример такого распределения для каталога AllWISE. В этом случае радиус поиска равен 2 угл. с.

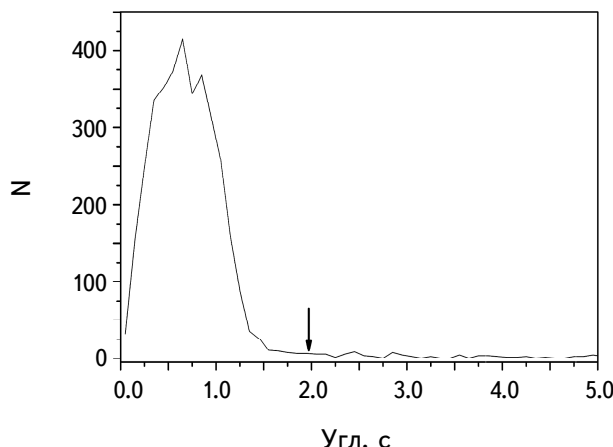


Рис.1. Вычисление правильного радиуса идентификаций для каталога AllWISE.

Если во время идентификаций было несколько объектов, соответствующих данному источнику, то для надежности был выбран тот источник, у которого расстояние до объекта в 3 раза меньше, чем у второго. Если отношение расстояний было меньше, то этот источник причислен к ненадежно идентифицированным и обозначен знаком <:> в табл.4 (идентификация источника с оптическим объектом не однозначна).

2. Наблюдательный материал. Наблюдательный материал содержит спектры SDSS DR10-15 [11-15] для 198 объектов из HRC-BHRC. Для этих объектов даны интенсивности спектральных линий, а также красные смещения.

Поскольку в наблюдениях SDSS используется один и тот же размер оптического волокна, то большинство протяженных галактик имеют компоненты поглощения, и лишь очень малый процент показывает спектр чистого ядра. Наиболее типичными линиями поглощения являются линии MgII 5175 Å, NaI 5890 Å и линии серии Бальмера, среди которых наиболее важной является компонента поглощения H β , наложенная на компоненту излучения, исходящую из ядра.

Часто измерения спектров SDSS проведены в линиях на уровне шума и низкого качества. Поэтому автоматические измерения дают некоторые искусственные числа, которые указывают на нереальные данные. Таким образом,

необходимо тщательно проверить спектры на всех длинах волн и решить, какие измерения следует использовать для дальнейших исследований. Особенно важны те линии, которые используются в диагностических диаграммах ($H\beta$, $[OIII]$ 5007 Å, $[OI]$ 6300 Å, $H\alpha$, $[NII]$ 6583 Å и $[SII]$ 6716+6731 Å) [16]. Примеры спектров SDSS DR15 для разных типов объектов представлены на рис.2.

3. *Принципы классификации.* Мы использовали несколько методов для классификации наших спектров:

- Визуальный просмотр спектров (с учетом всех тонкостей и эффектов).
- Диагностические диаграммы с использованием соотношений $[OIII]/H\beta$ и $[OI]/H\alpha$, $[OIII]/H\beta$ и $[NII]/H\alpha$, $[OIII]/H\beta$ и $[SII]/H\alpha$.

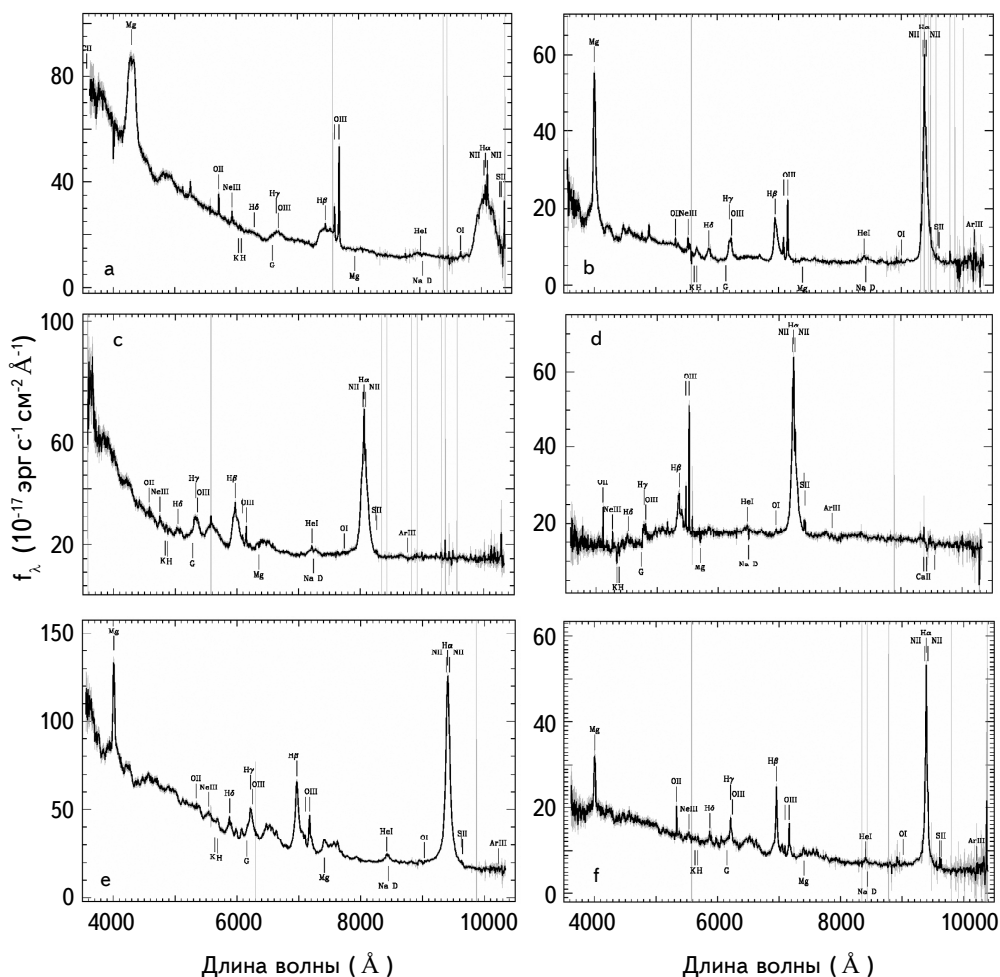


Рис.2. Примеры спектров SDSS DR15 для некоторых объектов HRC-BHRC. а) QSO, б) S1.0, в) NLS1.0, д) S1.5, е) NLS1.5, ф) NLS1.8, г) S2.0, х) LINER, и) HII/NLS1.8, ж) HII, з) Em, и) Abs.



4. *Изучение спектров и их классификация.* Изучение спектров началось с идентификации спектральных линий. Были использованы только те линии, интенсивность которых превышает уровень шума на 3σ . НВ проявляется в поглощении на большинстве этих спектров. Было изучено

влияние абсорбционной компоненты линии $H\beta$ на эмиссионную, что важно для использования численных данных, приведенных в таблицах SDSS. После нахождения эмиссионных линий, были определены те, с помощью которых можно построить диагностические диаграммы. Для 105 объектов с эмиссионными линиями, имея 7 линий для каждого из них (в наших спектрах получается всего 735 спектральных линий), мы смогли использовать только 575 линий (95 $H\beta$, 95 $[OIII] 5007 \text{ \AA}$, 76 $[OI] 6300 \text{ \AA}$, 79 $H\alpha$, 79 $[NII] 6583 \text{ \AA}$, 77 $[SII] 6717 \text{ \AA}$, 77 $[SII] 6731 \text{ \AA}$). В результате были построены диагностические диаграммы, используя отношения $[OIII]/H\beta$ и $[NII]/H\alpha$ для 35 объектов, отношение $[OIII]/H\beta$ и $[OI]/H\alpha$ для 35 объектов и $[OIII]/H\beta$ и $[SII]/H\alpha$ для 34 объектов.

Кроме того идентифицированы следующие спектральные линии, важные для АЯГ, которые не приведены в таблицах SDSS: $[NeIII] 3869 \text{ \AA}$, $[NeIII] 3968 \text{ \AA}$, $[SII] 4069/76 \text{ \AA}$, $HeI 4471 \text{ \AA}$, $HeII 4686 \text{ \AA}$, $NI 5198/5200 \text{ \AA}$, $[NII] 5755 \text{ \AA}$, $HeI 5876 \text{ \AA}$, $[FeVII] 6087 \text{ \AA}$, $HeI 6678 \text{ \AA}$, $HeI 7065 \text{ \AA}$, $[ArIII] 7136 \text{ \AA}$, $[ArIV] 7237 \text{ \AA}$, $[OII] 7319 \text{ \AA}$, $[OII] 7329 \text{ \AA}$.

На рис.3 приведены диагностические диаграммы: на 1-й диагностической

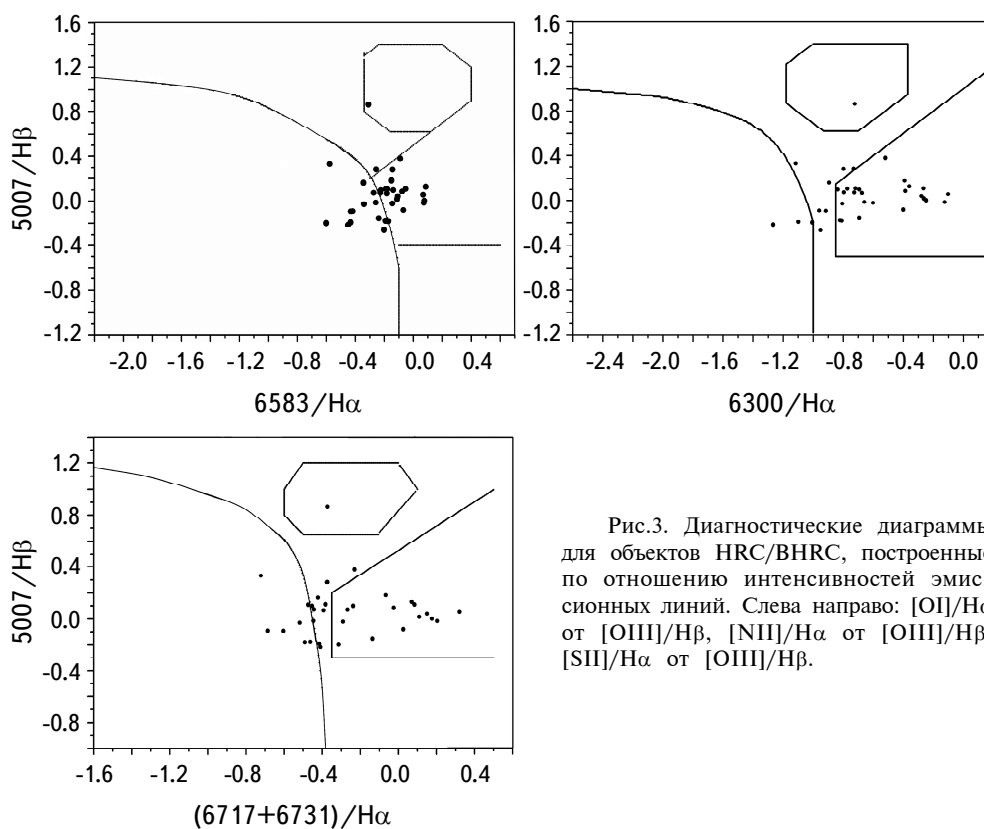


Рис.3. Диагностические диаграммы для объектов HRC/BHRC, построенные по отношению интенсивностей эмиссионных линий. Слева направо: $[OI]/H\alpha$ от $[OIII]/H\beta$, $[NII]/H\alpha$ от $[OIII]/H\beta$, $[SII]/H\alpha$ от $[OIII]/H\beta$.

диаграмме использованы отношения интенсивностей линий $[OI]/H\alpha$ и $[OIII]/H\beta$, на 2-й - $[NII]/H\alpha$ и $[OIII]/H\beta$, и на 3-й - $[SII]/H\alpha$ и $[OIII]/H\beta$ [16].

В результате классификации как по диагностическим диаграммам, так и при визуальном осмотре всех спектров 198 объектов получены 22 (11.1%) квазара, 46 (23.3%) сейфертовских галактик, 6 (3.0%) лайнеров, 3 (1.5%) объекта с составным (composite) спектром, 10 (5.1%) НII, 1 (0.5%) АЯГ, 17 (8.6%) галактик с линиями излучения и 43 (21.7%) галактики с линиями поглощения (возможно являются скрытыми АЯГ). 28 объектов оказались звездами, а еще 22 из-за низкого качества спектров остались без определенной классификации (табл.1).

Таблица 1

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗУЧАЕМЫХ 198 ОБЪЕКТОВ
ПО ТИПАМ АКТИВНОСТИ**

Тип активности	Число объектов	Тип активности	Число объектов
QSO	10	NLS1.8	14
QSO1.2	5	S2.0	1
NLQSO1.2	1	AGN	1
QSO1.5	4	LINER	6
NLQSO1.5	2	LINER/Sy	1
S1.0	3	HII/Sy	2
S1.2	7	HII	10
NLS1.2	6	Em	17
S1.5	8	Abs	43
NLS1.5	5	Star	28
S1.8	2	UnCl	22

Надо отметить, что только 128 из наших объектов имеют классификацию в NED (NASA/IPAC Extragalactic Database). В результате классификации выяснилось, что только 9 из 128 объектов были классифицированы правильно или полноценно. Наша классификация более надежна, так как учитывались широкие компоненты спектральных линий, что невозможно на диагностических диаграммах.

Табл.2 содержит параметры основных линий излучения изученных здесь галактик HRC/BHRC. Приведены только те линии, которые превышают уровень шума на 3σ . Для каждого объекта в табл.2 перечислены интенсивности спектральных линий, десятичные логарифмы отношений интенсивностей спектральных линий $[OIII]/H\beta$, $[OI]/H\alpha$, $[NII]/H\alpha$, $[SII]/H\alpha$, типы активности, основанные на этих отношениях или на прямой классификации спектров, а также типы активности, основанные на NED. Все эти параметры приведены для 105 объектов HRC-BHRC, для которых измерены параметры линий в

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ГЛАВНЫХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
ГАЛАКТИК HRC/VHRC

N			1	2	3	4	5
	Ионы	Длина волны	J111316.5 +480449	J004949.3 +242707	J013051.8 +012712	J005617.3 +275349	J095427.6 +301917
Высота	[OII]	3727	25.31	6.32	55.49	31.7	36.41
	H β	4862	20.4	5.14	66.87	33.79	25.48
	[OIII]	4959	7.26	5.54	36.19	24.09	33.96
	[OIII]	5007	13.11	5.84	47.07	33.23	60.58
	[OI]	6300	5.12	6.59	21.4	13.53	14.21
	[NII]	6548	9.76	7.47	94.5	43.21	37.97
	H α	6563	64.29	8.33	130.56	65.08	40.98
	[NII]	6583	23.71	9.74	97.17	52.78	44.73
	[SII]	6716	12.76	9.24	21.73	19.99	21.48
	[SII]	6731	11.92	8.18	20.51	16.67	19.15
Соотношение	log([OIII]/H β)		-0.192	0.056	-0.153	-0.007	0.376
	log([OI]/H α)		-1.099	-0.102	-0.785	-0.682	-0.460
	log([NII]/H α)		-0.433	0.068	-0.128	-0.091	0.038
	log([SII]/H α)		-0.416	0.321	-0.490	-0.249	-0.004
Тип активности			HII	LINER	NLS1.5	NLSQ1.2	QSO1.2
NED			n/a	n/a	n/a	n/a	n/a

SDSS DR10-DR15. Табл.2 полностью приведена в электронном виде в базе данных астрономических каталогов Vizier.

Для сравнения, рассчитаны средние значения физических параметров для этих объектов.

Наименьшее значение красного смещения (из SDSS, не включая звезд) составляет 0.002, а наибольшее - 4.366. Среднее красное смещение составляет 0.408. Распределение красных смещений приведено на рис.4, где красные

Таблица 3

ДАННЫЕ МНОГОВОЛНОВОЙ КРОССКОРРЕЛЯЦИИ

Название каталога	Радиус поиска (arcsec)	Число объектов
GALEX	3	97
2MASS	2	120
AllWISE	2	174
IRAS	60	8
NVSS	10	40
FIRST	3	29

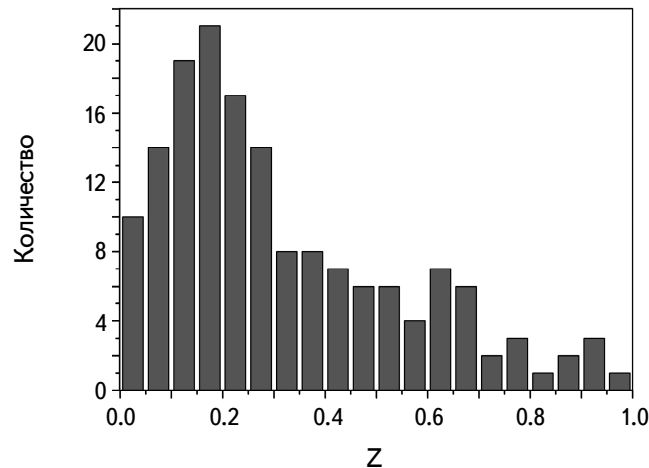


Рис.4. Распределение красных смещений для 198 рентгеновских источников.

смещения большинства объектов находятся в диапазоне от 0.03 до 0.50. Средние значения величин u , g , r , i , z составляют 20.33, 19.12, 18.33, 17.92 и 17.63, соответственно.

5. Многоволновые данные. Все 198 объектов были кросскоррелированы с каталогом ультрафиолетового диапазона GALEX [17], инфракрасными каталогами 2MASS [18], AllWISE [19], IRASPSC [20], FSC [21] и IRASPSC/FSC [22], а также с радиокаталогами NVSS [23] и FIRST [24]. В табл.3 приведены результаты кросскоррелирования.

В табл.4 приведены различные параметры нашей выборки на основе результатов кросскоррелирования с многоволновыми каталогами. В последующих строках перечислены следующие данные: ROSAT (название объекта ROSAT, скорость счета, коэффициент жесткости спектра 1, коэффициент жесткости спектра 2, рентгеновский поток), SDSS (RA 2000 и DEG 2000, u , g , r , i , z величины, красное смещение), GALEX (расстояние кросскоррелирования, FUV, NUV величины), 2MASS (расстояние кросскоррелирования, JHK величины), IRAS (расстояние кросскоррелирования, потоки F12, F25, F60, F100 Ян), ALLWISE (расстояние кросскоррелирования, W1, W2, W3, W4 величины), NVSS (расстояние кросскоррелирования, S1.4 мЯн), FIRST (расстояние кросскоррелирования, F_{peak} , F_{int} мЯн), радиальная скорость, расстояние (при $H=72$ км/с Мпк), рентгеновская и оптическая светимость, M_r величина и тип активности для каждого объекта, выбранных нами. Табл.4 полностью приведена в электронном виде в базе данных астрономических каталогов Vizier.

В табл.5 приведены средние параметры для наших 148 объектов, имеющих определенные типы активности. В последующих столбцах перечислены типы активности, число объектов, среднее красное смещение, средняя абсолютная

Таблица 4

РАЗЛИЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НАШЕЙ ВЫБОРКИ, ОСНОВАННЫЕ
НА РЕЗУЛЬТАТАХ КРОССКОРРЕЛИРОВАНИЯ С
МНОГОВОЛНОВЫМИ КАТАЛОГАМИ

N	1	2	3	4	5	6
IRXS	J011143.1 +165238	J003455.6 +300043	J004014.6 +012625	J095246.6 +515338	J095427.6 +301917	J001740.9 +082756
CR	0.0446	0.0461	0.0553	0.24	0.0479	0.0493
HR1	0.85	0.7	0.39	0.2	-0.25	1
HR2	-0.17	0.56	0.27	0.18	-0.19	0.16
F_x (МВт/м ²)	5.72E-13	5.54E-13	5.74E-13	2.25E-12	3.35E-13	6.71E-13
RA	17.93848	8.74895	10.05634	148.19684	148.61592	4.42273
DEG	16.88632	30.02102	1.42953	51.88536	30.32027	8.46548
u	17.861	20.137	19.119	18.695	17.778	20.209
g	15.742	18.137	18.281	17.285	17.459	19.423
r	14.772	16.645	17.321	16.737	17.619	19.272
i	14.308	16.077	16.841	16.568	17.531	19.156
z	13.979	15.673	16.537	16.480	17.591	18.940
z	0.063254	0.230529	0.226316	0.215194	0.533459	0.678406
GALEX r''	2.666	1.473	0.709	1.823	0.15	0.857
FUV	21.97		20.847		18.985	
NUV	21.423	22.16	20.198	22.25	18.188	20.418
2MASS r''	0.324	0.671	0.362	0.172	0.522	0.358
J	14.338	16.225	16.046	15.591	16.988	17.053
H	13.459	14.836	15.107	15.12	15.975	16.325
K	13.152	14.681	14.33	14.938	15.463	15.527
IRAS r''	53.6					
F12 (Ян)	0.0885					
F25 (Ян)	0.1548					
F60 (Ян)	0.2171					
F100 (Ян)	1.14					
WISE r''	0.176	0.279	0.202	0.302	0.155	0.25
W1	12.08	13.72	13.25	14.97	13.39	13.82
W2	12.16	13.45	12.36	14.89	12.32	12.59
W3	11.32	12.00	9.38	12.29	9.85	10.21
W4	8.99	8.70	7.25	8.87	7.70	7.75
NVSS r''	2.76	1.08	3.09			
S1400 (мЯн)	12.1	16.2	208.1			
FIRST r''			0.308		0.133	0.392
F_{peak} (мЯн)			135.19		23.11	32.17
F_{int} (мЯн)			150.83		23.06	33.44
v_r (км/с)	18377	61355	60369	57741	120975	142810
D (Мпк)	263	922	906	864	1978	2424
L_x (Вт)	5.36E+35	8.55E+36	8.49E+36	2.97E+37	3.69E+37	1.33E+38
L_r (Вт)	1.78E+37	5.21E+37	2.68E+37	4.10E+37	1.52E+38	5.95E+37
M_r	-22.37	-23.41	-22.69	-23.17	-24.31	-23.17
Тип активности	Abs	AGN	III	LINER	QSO1.2	S1.5

Таблица 5

**СРЕДНИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОБЪЕКТОВ HRC-VHRC
РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ АКТИВНОСТИ**

Тип активности	Число объектов	Красное смещение	HR1	M_r	$u - g$	$g - r$	$\log(F_x/F_{\text{opt}})$
QSO+Sy1	51	0.556	0.117	-23.08	0.463	0.255	-0.20
Sy2+LINER	24	0.263	0.182	-22.27	0.936	0.532	-0.35
Composite	3	0.131	-0.137	-21.24	1.130	0.455	-0.57
НП	10	0.170	0.164	-20.61	0.690	0.580	-0.53
Em	17	0.292	0.292	-21.96	1.790	0.328	-0.15
Abs	43	0.216	0.485	-22.05	1.574	0.392	-0.47

величина M_r , средние $u - g$ и $g - r$ цвета, и X-ray/opt отношения потоков для АЯГ (QSO+Sy+LINER), галактик с составными спектрами, НП, Em и Abs галактик.

Все АЯГ и галактики с составными спектрами вместе в среднем имеют красное смещение 0.298, что в 1.75 раза больше, чем у галактик НП. Средняя абсолютная величина всех АЯГ и галактик с составными спектрами вместе равна $M_r = -22.05$, что больше, чем у галактик НП на 1.44. Средний цвет $u - g$ для всех АЯГ и галактик с составными спектрами составляет $0^m.87$ а для НП - $0^m.69$. Средний цвет $g - r$ для всех АЯГ и галактик с составными спектрами составляет $0^m.36$, а для НП- $0^m.37$.

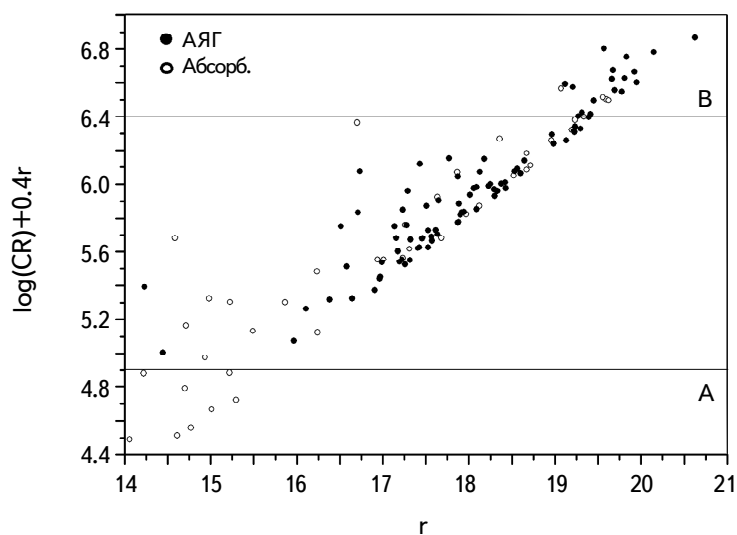


Рис.5. Зависимость суммы скорости счета рентгеновских лучей (в логарифмическом масштабе) и величины $0.4r$ SDSS, от величины r SDSS.

Радиальные скорости объектов нашей выборки находятся в интервале $7200 \div 279859$ км/с, расстояния - $102 \div 7388$ Мпк, а абсолютные величины M_r - $-15.85 \div -29.33$.

На рис.5 приведена зависимость объектов по $\log(CR)+0.4r$ от r . Особенно интересно рассмотреть это соотношение для галактик с линиями поглощения, чтобы понять, являются ли они скрытыми АЯГ, или имеют рентгеновское излучение из-за интегрального излучения галактического населения. Распределение АЯГ находится в дискретной области между линиями А ($\log(CR) + 0.4r = 4.9$) и В ($\log(CR) + 0.4r = 6.4$) [25].

Таким образом, найдены 30 (между линиями А и В) объектов, которые являются кандидатами в скрытые АЯГ.

6. *Заключение.* На основе однородного каталога отобранных рентгеновских АЯГ проведено спектроскопическое исследование для тех объектов, которые имеют спектры SDSS. 198 объектов входят в этот список, и они классифицированы по типам активности с использованием трех диагностических диаграмм и тщательного исследования спектров (для полной классификации широких линий АЯГ). Сделана тонкая классификация спектров, чтобы отделить узкие и классические широкие линии сейфертовских галактик и определить подтипы сейфертовских галактик. Придавая большое значение этим деталям, найдены подтипы NLS1, а именно: NLS1.0, NLS1.2, NLS1.5 и NLS1.8. Дальнейшее накопление статистики может дать возможность понять их физические различия. Рассчитаны все возможные физические параметры исследуемых объектов: лучевые скорости, расстояния, абсолютные величины, светимости и т.д.

Одним из наиболее интересных классов объектов среди источников рентгеновского излучения являются галактики с линиями поглощения. Самые яркие из них могут войти в каталог из-за их высокой интегральной яркости, однако многие такие объекты, имея низкую яркость, все же наблюдаются как сильные источники рентгеновского излучения. Мы рассматриваем эти объекты как возможные скрытые АЯГ, у которых оптические спектры не показывают никаких признаков эмиссии.

Спектроскопическая классификация и исследование привели к открытию многих новых АЯГ и Starburst. В результате наш каталог, с учетом ранее известных объектов, собранных из NED, стал более полным. Из 4253 объектов HRC-BHRC, 3542 источника ранее были подтверждены как АЯГ в предыдущих спектроскопических наблюдениях, и мы добавили к ним 198 новых (хотя некоторые были переклассифицированы).

Чтобы различить сильные источники рентгеновского излучения и найти кандидаты в скрытые АЯГ, построены диаграммы отношений X-ray/opt

потоков. 30 объектов возможно являются скрытыми АЯГ из-за их сильного рентгеновского излучения относительно к слабому оптическому потоку и отсутствия каких-либо особенностей линий излучения в оптических спектрах. Выполнено также многоволновое кросскоррелирование для построения SED этих объектов и изучения их поведения в других диапазонах электромагнитных волн.

В работе были использованы данные из NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), а также данные из SDSS-III <http://www.sdss3.org/>.

Авторы выражают благодарность анонимному рецензенту статьи за ценные замечания и предложения, которые способствовали ее улучшению.

¹ НАН РА, Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна (БАО), Армения, e-mail: gurgen_paronyan@yahoo.com

ACTIVITY TYPES OF GALAXIES SELECTED FROM HRC/BHRC SAMPLE. II

G.M.PARONYAN¹, A.M.MICKAELIAN¹, H.V.ABRAHAMYAN¹,
G.A.MIKAYELYAN¹

In this study we carry out detailed spectral classification of 198 AGN candidates from the Joint HRC/BHRC sample, which is a combination of HRC (Hamburg-ROSAT Catalogue) and BHRC (Byurakan-Hamburg-ROSAT Catalogue). These objects were revealed as optical counterparts for ROSAT X-ray sources, however spectra for 198 of them are given in SDSS without definite spectral classification. We studied these 198 objects using the SDSS spectra and revealed the detailed activity types for them. Three diagnostic diagrams and direct examination of the spectra were used to have more confident classification. We also made identification of these sources in other wavelength ranges and calculated some of their parameters.

Keywords: *AGN: X-ray: spectral classification: activity type: HRC/BHRC: X-ray AGN: ROSAT: HQS*

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Paronyan, A.Mickaelian, G.Harutyunyan et al.*, *Astrophysics*, **62**, 147, 2019.
2. *F.-J.Zickgraf, D.Engels, H.-J.Hagen et al.*, *Astron. Astrophys.*, **406**, 535, 2003.
3. *A.M.Mickaelian, L.R.Hovhannisyan, D.Engels et al.*, *Astron. Astrophys.*, **449**, 425, 2006.
4. *W.Voges, B.Aschenbach, Th.Boller et al.*, *Astron. Astrophys.*, **349**, 389, 1999.
5. *W.Voges, B.Aschenbach, Th.Boller et al.*, *IAU Circ.*, 7432R, 2000.
6. *Th.Boller, M.J.Freyberg, J.Trümper et al.*, *Astron. Astrophys.*, **588**, A103, 2016.
7. *A.Schwope, G.Hasinger, I.Lehmann et al.*, *Astron. Nachr.*, **321**, 1, 2000.
8. *H.-J.Hagen, D.Groote, D.Engels et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **111**, 195, 1995.
9. *M.P.Véron-Cetty, P.Veron*, *Astron. Astrophys.*, **518**, A10, 2010.
10. *E.Massaro, A.Maselli, C.Leto et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **357**, M75, 2015.
11. *C.P.Ahn, R.Alexandroff, C.Allende Prieto*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **211**, 16, 2014.
12. *S.Alam, F.D.Albaret, C.Allende Prieto*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **219**, 27, 2015.
13. *F.D.Albaret, C.Allende Prieto, A.Almeida et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **233**, 25, 2017.
14. *B.Abolfathi, D.S.Aguado, G.Aguilar et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **235**, 19, 2018.
15. *D.S.Aguado, A.Romina, A.Andrés et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **240**, 25, 2019.
16. *D.E.Osterbrock*, *Proc. Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, 9th, Munich, West Germany, Dec 14-19, 1978, New York, New York Academy of Sciences, p.22, 1980.
17. *L.Bianchi, J.Herald, B.Efremova et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **335**, 161, 2011.
18. *M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al.*, *Astron. J.*, **131**, 1163, 2006.
19. *R.M.Cutri et al.*, *IPAC/Caltech*, 2013.
20. *C.A.Beichman, G.Neugebauer, H.J.Habing et al.*, *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases*, 1988.
21. *M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al.*, *IRAS Faint Source Survey, Version 2*, JPL D-10015 8/92, (IPAC), 1992.
22. *H.Abrahamyan, A.Mickaelian, A.Knyazyan*, *Astron. Computing*, **10**, 99, 2015.
23. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al.*, *Astron. J.*, **115**, 1693, 1998.
24. *R.H.Becker, D.J.Helfand, R.L.White et al.*, *Astrophys. J.*, **475**, 479, 1997.
25. *L.Cao, J.-Y.Wei, J.-Y.Hu*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **135**, 243, 1999.

KINEMATICS AND VELOCITY ELLIPSOID OF
HALO RED GIANTSM.I.NOUH^{1,2}, W.H.ELSANHOURY^{2,3}

Received 1 May 2019

Accepted 11 March 2020

Here, we aim to determine the kinematical properties, velocity ellipsoid and Oort constants using a sample of halo red giants. The study is based mainly on the space and radial velocities of 1583 red giant stars collected from the SEGUE-1 and SEGUE-2 surveys. We divided the sample into three subsamples: the inner halo, the outer halo and the stars near the galactic plane. The fitting of the radial velocity equation gives a mean of Oort constants $A = 15.6 \pm 1.6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ and $B = -13.9 \pm 1.8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ and angular velocity $|A - B| = 29.5 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, which implies a rotational velocity of $221.25 \pm 26.66 \text{ km s}^{-1}$ if we take the distance to the galactic center as 7.5 kpc.

Keywords: *stellar halo: solar elements: kinematical analysis: Oort constants*

1. *Introduction.* Stellar kinematics is an essential ingredient in the study of galactic structure and evolution. Halo stars in particular may be exploited to probe the formative phases of our galaxy [1].

Various studies have provided evidence that the Milky Way's halo may not comprise a single population by analyzing spatial profiles (or inferred spatial profiles) of halo objects [2-7]. A recent example of such an analysis is the observation of two different spatial density profiles for the distinct Oosterhoff classes of RR Lyrae variable stars in the halo [8]. Additionally, tentative claims for a net retrograde motion of halo objects support the existence of a likely dual-component halo [9-15]. Using astrophysical simulations, the galactic halo has been divided into two components, the inner halo and the outer halo [16]. The inner halo is dominated by stars that formed within the galaxy, where the outer halo mainly comprises stars accreted through merger events.

Red giant stars are important because they are the most luminous of old stars and so are particularly useful to study the early history of the Milky Way. Therefore, researchers use these stars like fossils because in many cases their chemistry and motions have been unchanged since they were formed more than 10 Gyr ago. According to the Sloan Digital Sky survey's SEGUE project, there are over 5000 giant stars, some of them as far away as 100 kiloparsecs (kpc; for comparison, the Milky Way's brightest satellite companion galaxies, the Magellanic Clouds, are only 50 kpc away). In the present paper, we calculate the kinematical

parameters and the rotational constants for a sample of halo red giants.

The structure of the paper is as follows: Section 2 describes the observational data. Section 3 is devoted to calculating the kinematical parameters of the sample. The galactic rotational constants are determined in section 4. The conclusion is given in Section 5.

2. Observational data. The sample of halo red giant stars in the halo fields is selected by [17] from the SEGUE-1 and SEGUE-2 surveys [18]; [19] and SDSS-III/SEGUE-2 [20]; [21] surveys. Both SEGUE surveys were spectroscopic extensions of SDSS, with the goal of acquiring broad-wavelength coverage, moderate-resolution $R \sim 2000$ optical spectra of stars in specific galactic populations. Carollo [22] used proper motions in combination with distance estimates and radial velocities to provide the information required to calculate the full space motions (the components of which are referred to as U , V , W) of our program stars with respect to the local standard of rest.

We retrieved data for 1444 stars including complete records of space velocities, radial velocity, proper motion, distance and metallicity. The effective temperature of the program stars ranges from 4266 K to 6330 K, the metallicity ranges from -2.29 to -0.69 and distances are up to 40 kpc from the Sun. Carollo [15] applied the corrections for the Sun's motion with respect to the local standard of rest when calculating the full space motions by adopting values from Mihalas & Binney [31]

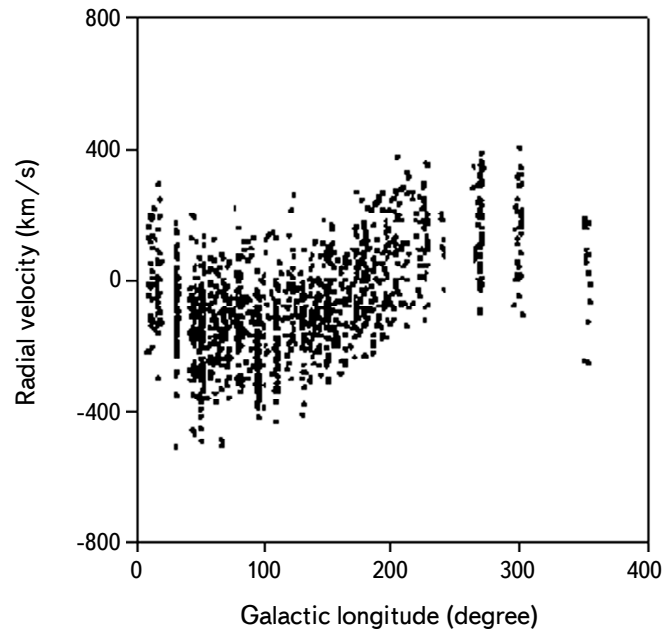


Fig.1. Distribution of observed radial velocities of the red giant stars at different galactic longitudes.

$(U, V, W) = (-9, 12, 7) \text{ km s}^{-1}$. Errors in the distances are taken to be 10% of the stated distance, the average error in the proper motions is $\sim 1 \text{ mas yr}^{-1}$ and the error in the radial velocities ranges between 0.7 and 4.8 km s^{-1} .

We followed the procedure introduced by [15] and divided our sample into three small samples, an inner halo of stars $d \leq 15 \text{ kpc}$ away, an outer halo for stars $d = 15 - 20 \text{ kpc}$ away and add another small sample for the stars near the galactic plane; $7 \leq R \leq 10 \text{ kpc}$. Fig.1 displays the distribution of the radial velocities of the program stars with galactic longitudes. In Fig.2, we plot the space velocities U , V , and W as a function of the metallicity.

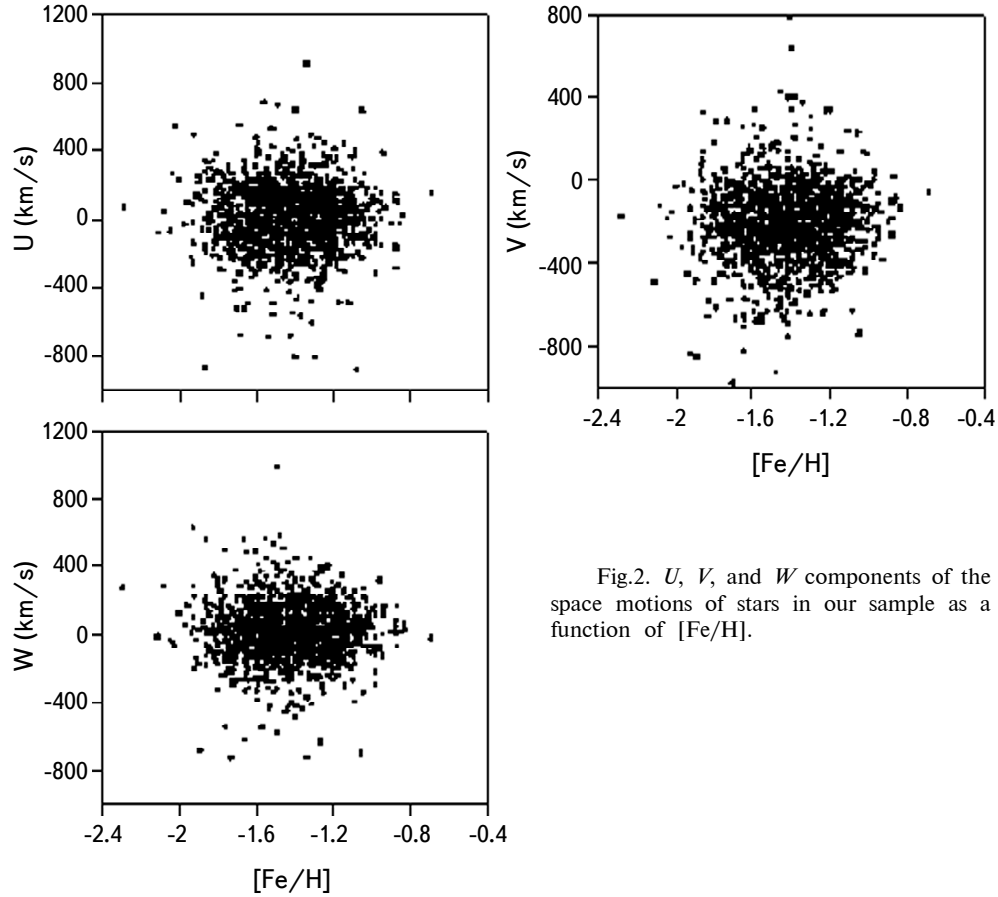


Fig.2. U , V , and W components of the space motions of stars in our sample as a function of $[\text{Fe}/\text{H}]$.

3. *The kinematical model.* We follow the computational algorithm developed by [23] to compute the velocity ellipsoid parameters for the above data sample and solar elements. A brief explanation of the algorithm follows. The coordinates of the i -th star with respect to axes parallel to the original axes, but shifted to the center of the distribution, that is, into the points $\bar{U}$, $\bar{V}$ and $\bar{W}$,

will be $(U_i - \bar{U})$, $(V_i - \bar{V})$, $(W_i - \bar{W})$ where U , V and W are the components of the space velocities $\bar{U}$, $\bar{V}$ and $\bar{W}$ are the mean velocities. This is defined as:

$$\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i; \quad \bar{V} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i; \quad \bar{W} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N W_i, \quad (1)$$

where N is the total number of stars and the components U , V and W can be computed by transformation formulae [24]. Then,

$$U = -0.0518807421V_x - 0.8722226427V_y - 0.4863497200V_z, \quad (2)$$

$$V = 0.4846922369V_x - 0.4477920852V_y + 0.7513692061V_z, \quad (3)$$

$$W = -0.8731447899V_x - 0.1967483417V_y + 0.4459913295V_z. \quad (4)$$

Let ξ be an arbitrary axis, its zero point coincident with the center of the distribution, and let l , m and n be the direction cosines of the axis with respect to the shifted axis. The coordinates Q_i of the point i , with respect to the ξ axis are then given by:

$$Q_i = l(U_i - \bar{U}) + m(V_i - \bar{V}) + n(W_i - \bar{W}). \quad (5)$$

Let us adopt a generalization of the mean square deviation, as the measured of the scatter components Q_i , defined by

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Q_i^2. \quad (6)$$

From Equations (1), (5) and (6), we deduce that

$$\sigma^2 = \underline{x}^T B \underline{x}, \quad (10)$$

where $\underline{x}$ is the (3×1) direction cosine vector and B is (3×3) symmetric matrix μ_{ij} with element

$$\begin{aligned} \mu_{11} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i^2 - \bar{U}^2; & \mu_{12} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i V_i - \bar{U} \bar{V}; \\ \mu_{13} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i W_i - \bar{U} \bar{W}; & \mu_{22} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i^2 - \bar{V}^2; \\ \mu_{23} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i W_i - \bar{V} \bar{W}; & \mu_{33} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N W_i^2 - \bar{W}^2. \end{aligned} \quad (11)$$

The necessary conditions for an extremum are now

$$(B - \lambda I) \underline{x} = 0. \quad (12)$$

These are three homogenous equations in three unknowns, which have a nontrivial solution if and only if

$$D(\lambda) = |B - \lambda I| = 0, \quad (13)$$

where λ is the eigenvalue and $\underline{x}$ and B are:

$$\underline{x} = \begin{bmatrix} l \\ m \\ n \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad B = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{12} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{13} & \mu_{23} & \mu_{33} \end{bmatrix}.$$

Equation (13) is characteristic equation for the matrix B . The required roots (that is, the eigenvalues) are

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 2\rho^{1/3} \cos \frac{\phi}{3} - \frac{k_1}{3}; \quad \lambda_2 = -\rho^{1/3} \left\{ \cos \frac{\phi}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\phi}{3} \right\} - \frac{k_1}{3}; \\ \lambda_3 &= -\rho^{1/3} \left\{ \cos \frac{\phi}{3} - \sqrt{3} \sin \frac{\phi}{3} \right\} - \frac{k_1}{3}. \end{aligned} \quad (14)$$

where

$$\begin{aligned} k_1 &= -(\mu_{11} + \mu_{22} + \mu_{33}), \quad k_2 = \mu_{11}\mu_{22} + \mu_{11}\mu_{33} + \mu_{22}\mu_{33} - (\mu_{12}^2 + \mu_{13}^2 + \mu_{23}^2), \\ k_3 &= \mu_{12}^2\mu_{33} + \mu_{13}^2\mu_{22} + \mu_{23}^2\mu_{11} - \mu_{11}\mu_{22}\mu_{33} - 2\mu_{12}\mu_{13}\mu_{23}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$q = \frac{1}{3}k_2 - \frac{1}{9}k_1^2; \quad r = \frac{1}{6}(k_1k_2 - 3k_3) - \frac{1}{27}k_1^3, \quad (16)$$

$$\rho = \sqrt{-q^3}, \quad (17)$$

$$x = \rho^2 - r^2, \quad (18)$$

and

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{x}}{r} \right). \quad (19)$$

Depending on the matrix that control the eigenvalue problem (9) for the velocity ellipsoid, we establish analytical expressions of some parameters for the correlation studies in terms of the matrix elements μ_{ij} of the eigenvalue problem for the velocity ellipsoid. The velocity dispersions σ_j ; $j = 1, 2, 3$ could be given by

$$\sigma_j = \sqrt{\lambda_j}. \quad (20)$$

The center of the cluster can be derived by simply finding the equatorial coordinates of the center of mass for the number N_i of discrete objects, that is

$$x_c = \left[\sum_{i=1}^N r_i \cos \alpha_i \cos \delta_i \right] / N, \quad y_c = \left[\sum_{i=1}^N r_i \sin \alpha_i \cos \delta_i \right] / N, \quad z_c = \left[\sum_{i=1}^N r_i \sin \delta_i \right] / N. \quad (21)$$

The solar motion can be defined as the absolute value of the Sun's velocity relative to the group of stars under consideration,

$$S_{\odot} = (\bar{U}^2 + \bar{V}^2 + \bar{W}^2)^{1/2} \text{ kms}^{-1}. \quad (22)$$

The galactic longitude l_A and galactic latitude b_A of the solar apex are

$$l_A = \tan^{-1}(-\bar{V}/\bar{U}), \quad (23)$$

$$b_A = \sin^{-1}(-\bar{W}/S_\odot). \quad (24)$$

These three parameters may be called elements of solar motion with respect to a group under consideration.

We computed the kinematical parameters and solar motion for the three subsamples (the inner halo, outer halo and stars near the galactic plane). The results are listed in Table 1, in which row 1 is the total number of stars in each class; rows 2, 3 and 4 are the average space velocities due to galactic coordinates; rows 5, 6 and 7 are the eigenvalues; rows 8, 9 and 10 are devoted to dispersion velocities; rows 11, 12 and 13 are the direction cosines and rows 14, 15 and 16 give the solar elements.

Table 1

**VELOCITY ELLIPSOID AND SOLAR VELOCITY FOR THE THREE
SUBSAMPLES**

Parameters	Inner $d \leq 15$ kpc 926 stars	Outer $d = 15 - 20$ kpc 518 stars	Galactic plane $10 \geq R \geq 7$ kpc 160 stars
$\bar{U}$ (km/s)	15.05 ± 3.88	-7.19 ± 2.68	22.45 ± 4.74
$\bar{V}$ (km/s)	-212.20 ± 14.57	-208.93 ± 14.45	-210.36 ± 14.50
$\bar{W}$ (km/s)	16.28 ± 4.03	21.31 ± 4.62	32.93 ± 5.74
λ_1 (km/s)	70681.7	81799.7	79029.4
λ_2 (km/s)	35148.0	47588.5	36182.6
λ_3 (km/s)	19123.3	30402.6	19373.3
σ_1 (km/s)	265.86	286.01	281.12
σ_2 (km/s)	187.48	218.15	190.22
σ_3 (km/s)	138.29	174.36	139.19
$(l_1, m_1, n_1)_{\text{deg}}$	0.056, -1.00, 0.086	0.00, -0.990, 0.144	0.103, -0.992, -0.070
$(l_2, m_2, n_2)_{\text{deg}}$	-0.92, -0.085, -0.390	-0.906, -0.062, -0.419	-0.697, -0.021, -0.717
$(l_3, m_3, n_3)_{\text{deg}}$	0.40, -0.058, -0.917	0.423, -0.130, -0.897	0.710, -0.123, -0.693
$S_\odot$ (km/s)	213.36 ± 14.61	210.14 ± 14.50	214.10 ± 14.63
l_A	85.94	-88.03	83.91
b_A	-4.37	-5.82	-8.85

Table 1 shows that the velocity dispersions $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ obey the inequalities $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ and they behave in a radially-elongated velocity ellipsoid. Chiba & Beers [25] obtained the same behavior in terms of the halo's kinematics. The longitude of the vertex of the velocity ellipsoid l_A^o calculated for our sample indicates that the principal axis points toward the galactic center.

4. *The galactic rotation constants.* The Oort constants can be related to circular velocity and thus the galaxy's potential is an axisymmetric approximation

[26]. The first proof of the existence of the differential galactic rotation was made by Oort [27,28]. Several calculations have since been made for the two Oort's constants, A and B .

To determine the rotation constant A , we follow two methods. The first uses the radial velocity V_r to show a double sine-wave variation with the galactic longitude with an amplitude that increases linearly with distance [29]:

$$V_r = -2 A(R - R_0) \sin l \cos b + K, \quad (25)$$

where l and b are the longitude and latitude of the individual star, respectively; R_0 is the distance from the Sun to the galactic center and K can be interpreted as systematic motions of large stellar groupings and systematic errors in the radial velocities due to gravitational redshift, motions within stellar atmospheres and erroneous wavelength systems [30].

The radial distance of the star from the galactic center R (the cylindrical radius vector) is given by

$$R^2 = R_0^2 + d^2 - 2 R_0 d \cos l. \quad (26)$$

We calculated the Oort constant A for the three subsamples (the inner halo, outer halo and stars near the galactic plane). The results are listed in Table 2, in which column 1 is the first Oort constant computed from the least squares fit to Equation (25), column 2 is the K term and column 3 is the second Oort constant computed using the relation $(\sigma_2/\sigma_1)^2 = -B/(A-B)$ [31].

Table 2

ROTATION CONSTANTS FOR THE THREE SUBSAMPLES

Parameters	A (km s ⁻¹ kpc ⁻¹)	K-term (km s ⁻¹)	B (km s ⁻¹ kpc ⁻¹)	σ_2/σ_1
Galactic plane	16.723 ± 1.81	-2.30 ± 0.37	-13.610	0.68
Inner halo	14.592 ± 1.76	-2.861 ± 0.37	-14.360	0.70
Outer halo	14.930 ± 1.82	-2.78 ± 0.37	-20.420	0.76

The Oort constants can be connected to the local angular velocity through the relation $|A - B|$. According to the present result, $|A - B| = 29.5 \pm 0.2$ km s⁻¹ kpc⁻¹. This result agrees with [31] for the red giants $|A - B| = 29.6 \pm 1$ km s⁻¹ kpc⁻¹ but differs from the results in the works listed in Table 3. Table 3 lists the Oort constants calculated by different authors. The rotational velocities in column 4 are calculated assuming that $R_0 = 7.5$ kpc. The negative K -terms for the three program stars do not differ significantly from zero. These values differ from many authors' findings for early-type stars and showed significant values of the K -term.

5. *Conclusion.* In this work, we calculate the kinematical parameters and

Table 3

ADOPTED OORT CONSTANTS AND COMPARISON
WITH PREVIOUS WORKS

Origin	A km s ⁻¹ kpc ⁻¹	B km s ⁻¹ kpc ⁻¹	$ A - B $ km s ⁻¹ kpc ⁻¹	Rotational velocity km s ⁻¹
Oort [27,28]	19	-24	33	247.5
Kerr & Lynden-Bell [33]	14.4 ± 1.2	-12.0 ± 2.8	26.4	198.5
Comeron et al. [34]	12.9 ± 0.7	-16.9 ± 1.1	29.8	223.5
Feast & Whitelock [35]	14.82 ± 0.84	-12.37 ± 0.64	27.19	203.9
Olling & Dehnen [36]	15.9 ± 2	-16.9 ± 2	32.8	246
R.Branham [37]	16.08 ± 0.72	-10.74 ± 0.65	26.78	200.8
R.Branham, [38]	14.85 ± 7.47	-10.85 ± 6.83	25.43	190.7
Bovy [39]	15.3 ± 0.4	-11.9 ± 0.4	27.2	204
Chengdong et al. [32]	15.1 ± 0.1	-13.4 ± 0.1	28.5	213.7
This work	15.6 ± 1.6	-13.9 ± 1.8	29.5	221.2

the Oort constants with a sample of 1444 red giants from SEGUE-1 and SEGUE-2 surveys. We divided the sample into three subsamples: the inner halo, the outer halo and the stars near the galactic plane. The velocity dispersions, projected distances and solar velocities for each subsample are computed. The derived velocity dispersions ($\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$) for the two halo components are as follows: inner halo = (265.86, 187.48, 138.29) km s⁻¹, outer halo = (286.01, 218.15, 174.36) km s⁻¹ and stars near the galactic plane = (281.12, 190.22, 139.19) km s⁻¹. The solar velocities in km s⁻¹ are 213.4 ± 14.6 , 210.14 ± 14.5 and 214.1 ± 14.6 for the inner halo, outer halo and galactic plane, respectively.

We adopt the Oort constants $A = 15.6 \pm 1.6$ km s⁻¹ kpc⁻¹ and $B = -13.9 \pm 1.8$ km s⁻¹ kpc⁻¹ and angular velocity $|A - B| = 29.5 \pm 0.2$ km s⁻¹ kpc⁻¹, which implies a rotational velocity of 221.25 ± 26.66 km s⁻¹ assuming the distance to the Galactic center as 7.5 kpc. Our results indicate that the rotation curve $-(A + B)$ equals -1.7 ± 0.3 km s⁻¹ kpc⁻¹, which indicates that the gradient of the rotation curve is negative and the circular velocity decreases in the galactic halo.

Acknowledgments. The authors gratefully acknowledge the approval and the support of this research study by the grant no. SCI-2018-3-9-F-7638 from the Deanship of Scientific Research at Northern Border University, Arar, Saudi Arabia.

¹ Physics Dept., College of Science, Northern Border University, Arar, Saudi Arabia, e-mail: abdo_nouh@hotmail.com

² Astronomy Dept., National Research Institute of Astronomy and Geophysics (NRIAG), 11421, Helwan, Cairo, Egypt (Affiliation ID: 60030681)

³ Physics Dept., Faculty of Science and Arts, Northern Border University, Rafha Branch, Saudi Arabia, e-mail: welsanhoury@gmail.com

КИНЕМАТИКА И ЭЛЛИПСОИД СКОРОСТЕЙ
КРАСНЫХ ГИГАНТОВ ГАЛО

М.И.НОУХ, В.Х.ЭЛЬСАНХУРИ

В настоящей статье определены кинематические свойства, эллипсоид скоростей и константы Оорта с помощью выборки красных гигантов гало. Исследование основано главным образом на пространственных и лучевых скоростях около 1583 красных гигантских звезд, отобранных из обзоров SEGUE-1 и SEGUE-2. Мы разделили выборку на три подвыборки: звезды внутреннего гало, звезды внешнего гало и звезды около плоскости галактики. Подгонка уравнения лучевой скорости дает среднее значение для постоянных Оорта, $A = 15.6 \pm 1.6 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ и $B = -13.9 \pm 1.8 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$, угловая скорость $|A - B| = 29.5 \pm 0.2 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$, что соответствует скорости вращения $221.25 \pm 26.66 \text{ км с}^{-1}$, если мы примем расстояние до центра Галактики 7.5 кпк .

Ключевые слова: *звездное гало:элементы Солнца:кинематический анализ: постоянные Оорта*

REFERENCES

1. R.Carney, D.Latham, *Astrophys. J.*, **92**, 60, 1986.
2. B.W.Carney, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **96**, 841, 1984.
3. F.D.A.Hartwick, NATO ESI Ser. 207, eds. G.Gilmore & B.Carswell, (Dordrecht: Reidel), p.281, 1987.
4. C.A.Allen, A.Poveda, W.J.Schuster, *Astron. Astrophys.*, **244**, 280, 1991.
5. R.Zinn, ASP Conf. Ser. 48, eds. G.H.Smith & J.P.Brodie, (San Francisco), 38, 1993.
6. G.W.Preston, S.A.Shectman, T.C.Beers, *Astrophys. J.*, **375**, 121, 1991.
7. T.D.Kinman, N.B.Suntzeff, R.P.Kraft, *Astron J.*, **108**, 1722, 1994.
8. A.Miceli *et al.*, *Astrophys. J.*, **678**, 865, 2008.
9. J.E.Norris, S.G.Ryan, *Astrophys. J.*, **340**, 739, 1989.
10. S.R.Majewski, *Astrophys. J.*, **78**, 87, 1992.
11. B.W.Carney *et al.*, *Astron J.*, **112**, 668, 1996.
12. R.Wilhelm *et al.*, ASP Conf. Ser., **92**, 171, 1996.
13. T.D.Kinman *et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **371**, 1381, 2007.
14. Y.W.Lee, H.B.Gim, D.I.Casetti-Dinescu, *Astron J.*, **661**, L49, 2007.
15. D.Carollo, T.C.Beers, Y.S.Lee *et al.*, *Nature*, **450**, 1020, 2007.
16. I.G.McCarthy, A.S.Font, R.A.Crain *et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **420**,

- 2245, 2012.
17. *S.L.Martell, J.P.Smolinski, T.C.Beers et al.*, *Astron. Astrophys.*, **534**, 136, 2011.
 18. *K.N.Abazajian, J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agueros et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **182**, 543, 2009.
 19. *B.Yanny, C.M.Rockosi, H.J.Newberg et al.*, *Astron J.*, **137**, 4377, 2009.
 20. *H.Aihara, C.A.Prieto, D.An et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **193**, 29, 2011.
 21. *D.J.Eisenstein, D.H.Weinberg, E.Agol et al.*, *Astron J.*, **142**, 72, 2011.
 22. *D.Carollo, S.Martell, T.Beers et al.*, *Astrophys. J.*, **769**, 87, 2013.
 23. *W.H.Elsanhoury, M.A.Sharaf, M.I.Nouh et al.*, *The Open Astron. J.*, **6**, 1, 2013.
 24. *W.M.Smart*, *Combination of observations*. London: Cambridge University Press 1958.
 25. *M.Chiba, T.C.Beers*, *Astron. J.*, **119**, 2843, 2000.
 26. *J.Binney, M.Merrifield*, *Galactic Astronomy*/James Binney and Michael Merrifield (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press), 1998.
 27. *J.H.Oort*, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, **3**, 275, 1927.
 28. *J.H.Oort*, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, **4**, 91, 1927.
 29. *L.A.Balona, M.W.Feast*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **167**, 621, 1974.
 30. *M.W.Feast, M.Shuttleworth*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **130**, 243, 1965.
 31. *D.Mihalas, J.Binney*, *Galactic Astronomy* (San Francisco, CA: Freeman), 1981.
 32. *Chengdong Li, Gang Zhao, Chengqun Yang*, *Astrophys. J.*, **872**, 205, 2019.
 33. *F.J.Kerr, D.Lynden-Bell*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **221**, 1023, 1986.
 34. *F.Comeron, J.Torra, A.E.Gomez*, *Astron. Astrophys.*, **286**, 789, 1994.
 35. *M.Feast, P.Whitelock*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **291**, 683, 1997.
 36. *R.P.Olling, W.Dehnen*, *Astrophys. J.*, **599**, 275, 2003.
 37. *R.Branham*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **370**, 1393, 2006.
 38. *R.Branham*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **409**, 1269, 2010.
 39. *J.Bovy*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **468**, L63, 2017.

ORBITAL SOLUTION OF SOME CONTACT BINARIES

M.M.ELKHATEEB^{1,2}

Received 18 August 2019

Accepted 11 March 2020

In the present paper we use a complete set of CCD observations to model the light curves of the new W UMa systems, GSC 4835-1716 and USNO-A2.0_1275-10813091. The light curve modeling is performed by means of the W-D code where Kurucz (1993) model atmospheres are implemented. We treated the asymmetry of the observed curves using a spotted model. Physical parameters of the accepted model revealed that primary components of the studied systems are massive and hotter than the secondary ones. The components of the system GSC 4835-1716 are found to be on or near the TAMS track while the components of the system USNO-A2.0_1275-10813091, lie between the ZAMS and TAMS evolution tracks.

Keywords: *eclipsing binaries: W UMa: evolution: light curve analysis*

1. *Introduction.* Orbital solution and radial velocity of eclipsing binaries are the main sources for studying the stellar properties of eclipsing binaries. Basic physical properties and parameters for new discovery objects are estimated through the orbital solution and light curve modeling using photometric and spectroscopic observations. Light curve modeling of eclipsing binaries reveals some physical parameters, which are used to establish and follow their evolutionary status. Light curve analysis of new discovery systems has caught the attention of many authors such as Haroon et al. [1] and Nouh and Elkhateeb [2].

In this paper, we present a continuation of a program started earlier to study some newly discovered eclipsing binaries by Elkhateeb et al. [3-8]. The newly discovered W UMa systems GSC 4835-1716 and USNO-A2.0_1275-10813091 are the target of our present study. We performed their first light curve modeling to estimate their absolute parameters and evolutionary status.

The structure of the paper is as follow: Section 2 presents basic information about the studied system. Section 3 is devoted to light curve modeling. The results and conclusion are presented in section 4.

2. *Observations.*

2.1. GSC 4835-1716. The system GSC 4835-1716 was classified as a new discovery object of W UMa type by Liakos and Niarchos [9]. These authors observed the system in *V* and *I* (Bessell) filters using a 0.4 m Cassegrain (F/5.1)

telescope from the Athens observatory (Athens, Hellas, Greece) with a focal reducer attached with an SBIG ST-10XME CCD camera. The systems GSC 4835-1719 and GSC 4835-2180 were used for comparison and to check stars, respectively. A complete set of CCD observations was obtained from January 12 to 23, 2012. The individual phases of all observed data were estimated using ephemeris adopted by Liakos and Niarchos [9] as:

$$\text{Min } I = 2455939.383(9) + 0.4245(1)E. \quad (1)$$

Observed light curves are displayed in Fig.1 in V and I (Bessell) filters.

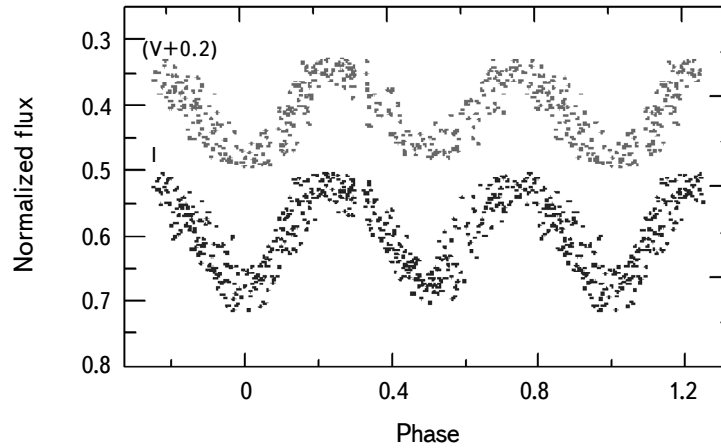


Fig.1. CCD light curves of the system GSC 4835-1716 in V and I (Bessell) filters.

2.2. USNO-A2.0_1275-10813091. The variability of the system USNO-A2.0_1275-10813091 was detected and classified as W UMa by Gazeas [10]. First CCD observations for the system were obtained in V and R (Bessell) pass band using a 0.4 m Cassegrain telescope from the Athens University observatory, attached with an SBIG ST-10XME CCD camera from May 2 to 17, 2015. Using the first ephemeris (equation 2) adopted by Gazeas [10], the individual phases corresponding to observed data were estimated.

$$\text{Min } I = 2457155.719(1) + 0.2812(3)E. \quad (2)$$

Fig.2 shows observed CCD light curves in V and R (Bessell) pass band.

3. Light curve modeling. Photometric solution and light curve modeling for the systems GSC 4835-1716 and USNO-A2.0_1275-10813091 were performed using the package by Nelson [11], who implemented Wilson and Devinney's (2009) version. The code uses model atmospheres by Kurucz [12] and constructs a theoretical model with absolute parameters and synthetic curves similar to the observed ones. Initial values for the absolute parameters were adopted using Binary Maker 3 code (BM3) (Bradstreet, Steelman [13]). The code allows one to

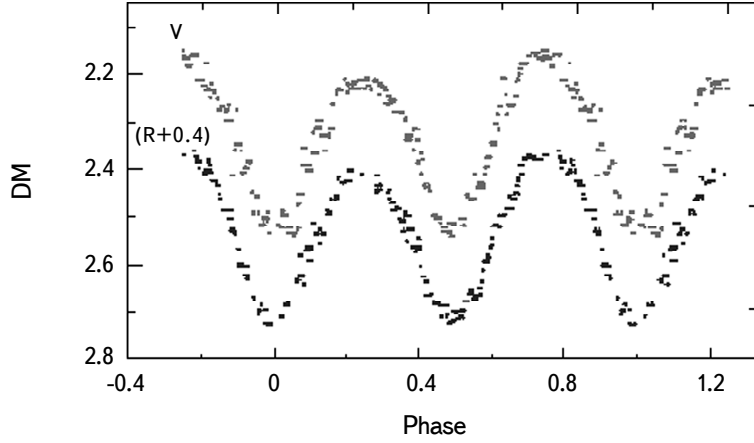


Fig.2. CCD light curves of the system USNO-A2.0_1275-10813091 in V and R (Bessell) pass band.

immediately see the effect of changing each parameter on the synthetic light curve.

We adopt gravity darkening and bolometric albedo exponents appropriate for the convective envelopes $T_{eff} < 7500$ K) of the late spectral type stars as $g_1 = g_2 = 0.32$ and $A_1 = A_2 = 0.5$ (Lucy [14], Rucinski [15]). Using the logarithmic law for the extinction coefficients, we adopted the bolometric limb darkening (Van Hamme [16]). Light curve morphology of the studied systems (continuous light variation) shows that they were taken to be W UMa contact binaries (over contact). Mode 3 (over contact mode) of the W-D code was used and best matching between the observed and synthetic curves was reached after several runs.

The observed curves of the studied systems show a difference in heights of maxima. This is called the O'Connell effect and refers to the presence of spots on the stellar surface. To treat this distortion of the curves, we tried to adopt a model solution with a suitable spot position in parallel with a non-spot solution

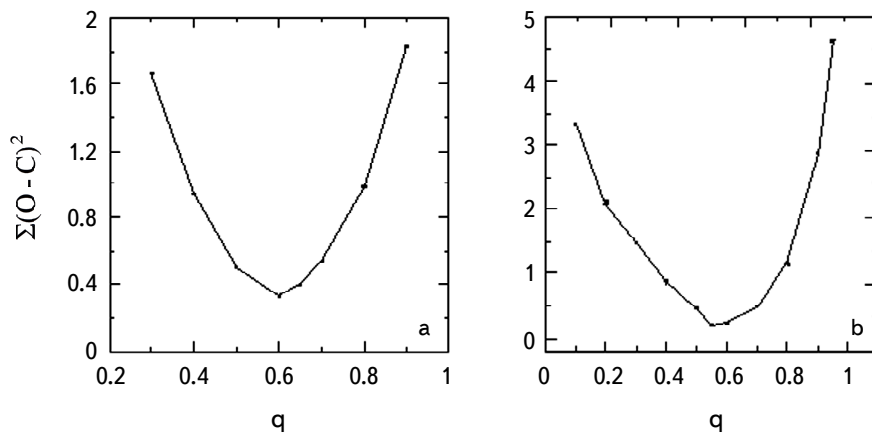


Fig.3. q -search of the binary systems: a) GSC 4835-1716, b) USNO-A2.0_1275-10813091.

to obtain a suitable match among the theoretical curves and the reflected points observed.

Because of the lack of spectroscopic measurements (radial velocity) for the studied systems, the initial value of mass ratio q was determined using a q -search method. The test solutions in this technique were done at a series of assumed mass-ratios q with the values ranging from 0.10 to 0.90 using mode 3 for over-contact. A convergent solution was obtained for each assumed q , and the resulting sums of the squared deviations $\Sigma(O - C)^2$ for each value of q were plotted in Fig.3a and b for both studied systems. Values of q corresponding to the minima of $\Sigma(O - C)^2$ obtained for each of the binary stars were adopted as initial values in the modeling.

The adjustable parameters during the photometric solution and best modelling estimation are the mean temperature of the secondary star T_2 , the orbital inclination i , the potential of the components ($\Omega = \Omega_1 = \Omega_2$), the mass ratio q

Table 1

PHOTOMETRIC SOLUTION FOR THE SYSTEMS
GSC 4835-1716 AND USNO-A2.0_1275-10813091

Parameter	GSC 4835-1716	USNO-A2.0_1275-10813091
i ($^\circ$)	54.67 ± 0.23	61.56 ± 0.17
$g_1 = g_2$	0.32	0.32
$A_1 = A_2$	0.5	0.5
q (M_2/M_1)	0.6014 ± 0.0012	0.5741 ± 0.0015
$\Omega_1 = \Omega_2$	3.0650 ± 0.0036	2.9325 ± 0.0057
Ω_{in}	3.0659	3.0156
Ω_{out}	2.7141	2.6779
T_1 (K)	6210 Fixed	4410 Fixed
T_2 (K)	5290 ± 5	4359 ± 2
r_1 pole	0.3990 ± 0.0015	0.4162 ± 0.0037
r_1 side	0.4223 ± 0.0018	0.4439 ± 0.0049
r_1 back	0.4512 ± 0.0020	0.4787 ± 0.0072
r_2 pole	0.3146 ± 0.0041	0.3246 ± 0.0046
r_2 side	0.3288 ± 0.0051	0.3414 ± 0.0058
r_2 back	0.3611 ± 0.0080	0.3833 ± 0.0105
<i>Spot parameters of star 1</i>		
Co-latitude	125 assumed	100 assumed
Longitude	200 assumed	110 assumed
Spot radius	25.17 ± 0.61	13.943 ± 0.160
Temp. factor	1.7 ± 0.02	1.183 ± 0.006
<i>Spot parameters of star 2</i>		
Co-latitude	125 assumed	--
Longitude	170 assumed	--
Spot radius	24.51 ± 0.16	--
Temp. factor	1.58 ± 0.03	--
$\Sigma(O - C)^2$	0.2100	0.06602

and the primary star luminosity L_1 . The relative brightness of a secondary star L_2 was calculated using the stellar atmosphere model.

3.1. *GSC 4835-1716*. The observed light curves of the system GSC 4835-1716 were analyzed using Mode 3 of the W-D code (Nelson [11]) in V and I (Bessell) filters. After a series of calculations, the best photometric fitting was reached and the spotted model with the lowest $\Sigma(O-C)^2$ was estimated with two hot spots. The first spot lies on the surface of star 1 (hot star) and the second lies on star 2. The best photometric fitting of the accepted model shows that the primary component is hotter than the secondary one with a temperature difference of about 920 K.

Table 1 lists the estimated absolute parameters of the accepted model, while Fig.4 displays the synthetic light curves together with observed curves in V and I (Bessell) pass bands. According to the estimated orbital parameters listed in Table 1, the

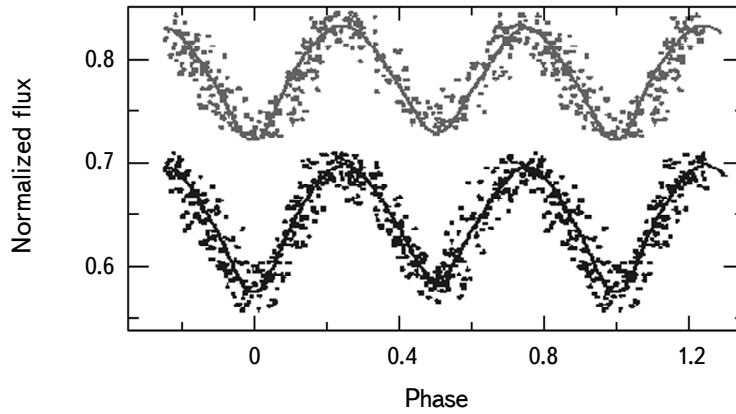


Fig.4. Synthetic and observed curves for the system GSC 4835-1716.

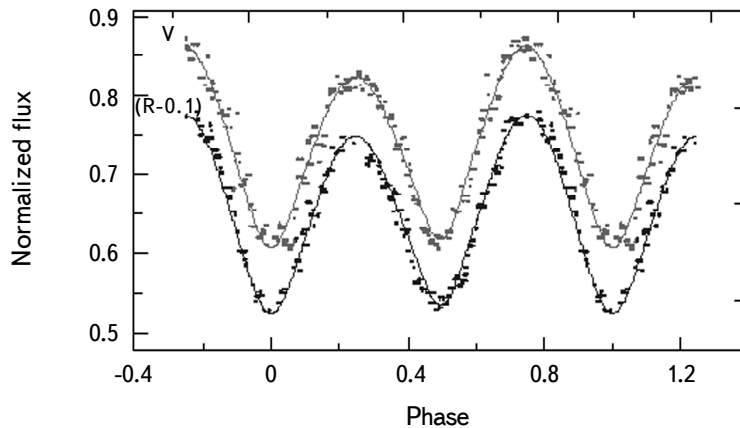


Fig.5. Synthetic and observed curves for the system USNO-A2.0_1275-10813091.

primary and secondary components of the system GSC 4835-1716 are of spectral types F8 and G8 respectively (Popper [17]).

3.2. *USNO-A2.0_1275-10813091*. Photometric study for the observed curves of the system USNO-A2.0_1275-10813091 was applied in *V* and *R* (Bessell) passband using Mode 3 (over contact) of the W-D code. A model with one hot spot on star 1 was accepted after some trials, and a set of absolute parameters describing the model was estimated and listed in Table 1. The parameters of the accepted model show that the primary component of the system USNO-A2.0_1275-10813091 is hotter than the secondary one with a temperature difference of about 51 K. The synthetic curves are displayed in Fig.5 together with the observed ones in *V* and *R* (Bessell) pass bands.

The adopted temperature of the primary and secondary components revealed from the accepted model give their spectral types as K5 and K6 respectively (Popper [17]).

The radial velocity curve is known as one of the main sources used to estimate the physical parameters of the components of eclipsing binary systems. Because the systems under study are new discoveries without any radial velocity curves, we tried to estimate the absolute physical parameters for the two system components using the empirical T_{eff} - Mass relation of Harmanec [18]. According to the estimated parameters, the primary component in both systems is more massive than the secondary one. Table 2 lists the calculated physical parameters for the system components.

Table 2

ABSOLUTE PHYSICAL PARAMETERS FOR GSC 4835-1716 AND
USNO-A2.0_1275-10813091

Element	Star name	
	GSC 4835-1716	USNO-A2.0_1275-10813091
$M_1 (M_{\odot})$	1.2537 ± 0.0512	0.6347 ± 0.0259
$M_2 (M_{\odot})$	0.7546 ± 0.0308	0.3644 ± 0.0149
$R_1 (R_{\odot})$	1.3429 ± 0.0548	0.7194 ± 0.0294
$R_2 (R_{\odot})$	1.0425 ± 0.0426	0.7001 ± 0.0286
$T_1 (T_{\odot})$	1.0748 ± 0.0439	0.7632 ± 0.0312
$T_2 (T_{\odot})$	0.9097 ± 0.0371	0.7544 ± 0.0308
$L_1 (L_{\odot})$	2.4029 ± 0.0981	0.1754 ± 0.0072
$L_2 (L_{\odot})$	0.7431 ± 0.0303	0.1586 ± 0.0065
$M_{bol 1}$	3.7981 ± 0.1551	6.6400 ± 0.2711
$M_{bol 2}$	5.0724 ± 0.2071	6.7496 ± 0.2756
Sp. Type	(F8) ¹ , (G8) ²	(K5) ¹ , (K6) ²

Note: ¹ refer to primary and ² to secondary components.

A three dimensional geometrical structure based on the calculated physical parameters of the studied systems is displayed in Fig.6 and 7 using the software package Binary Maker 3.03 (BM3) (Bradstreet & Steelman [13]).

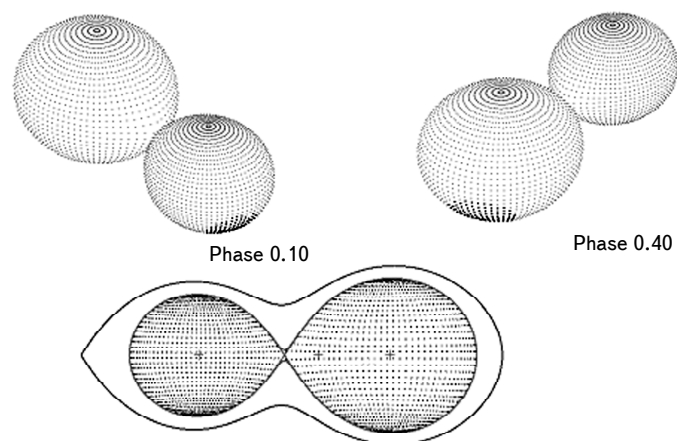


Fig.6. Three dimensional structure of the binary system GSC 4835-1716.

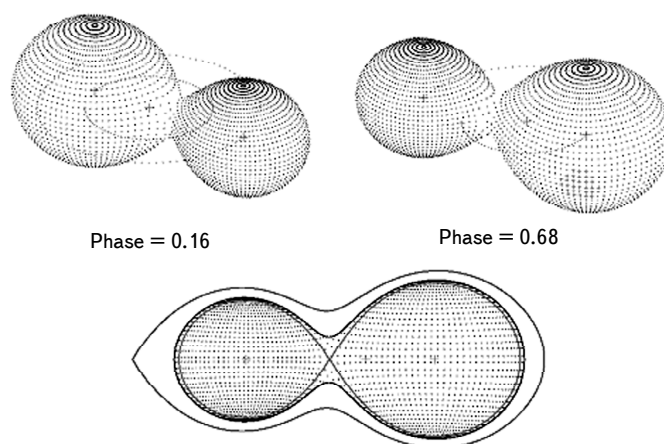


Fig.7. Three dimensional structure of the binary system USNO-A2.0_1275-10813091.

4. *Conclusion.* The two systems GSC 4835-1716 and USNO-A2.0_1275-10813091 were discovered in 2014 and 2015 respectively and classified as W UMa systems. In the present paper we introduced the first orbital solution and light curve modeling for both systems using the 2009 version of the W-D code. A set of absolute and physical parameters were calculated which showed that the primary components in both systems are more massive and hotter than the secondary ones.

Spectral types for the systems components were adopted using their estimated temperatures resulting from the accepted model for each system. A three dimensional geometrical structure was constructed for both systems.

Based on the computed absolute parameters of the systems GSC 4835-1716 and USNO-A2.0_1275-10813091, we estimated the evolutionary status of the systems using the evolutionary tracks (Zero Age Main Sequence (ZAMS) and Terminal Age Main Sequence (TAMS)) given by Girardi et al. [19] with metallicity $z = 0.019$. The components of the studied systems (primary and secondary) are plotted on the Mass-Radius ($M-R$) and effective Temperature-Luminosity ($T-L$) diagrams (see Fig.8 and Fig.9). As is clear from Fig.8a and b the primary and secondary components of the system GSC 4835-1716 lie closed

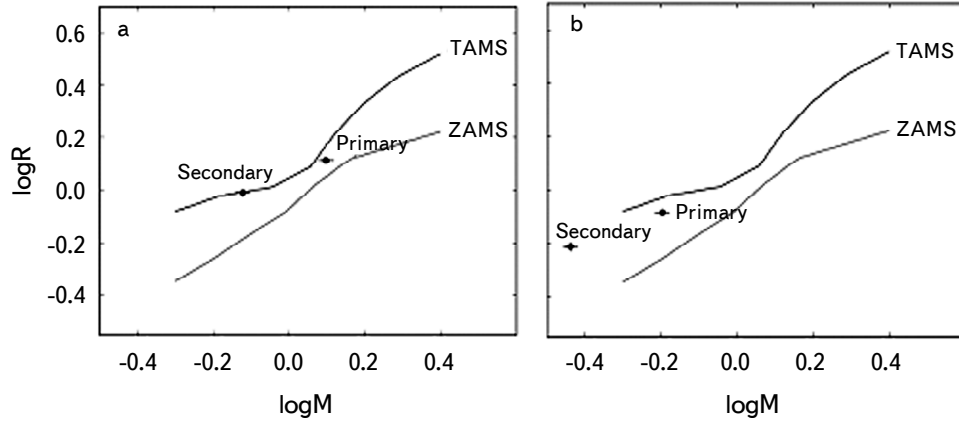


Fig.8. The position of the components of the systems; a: GSC 4835-1716 and b: USNO-A2.0_1275-10813091 on the mass-radius diagram.

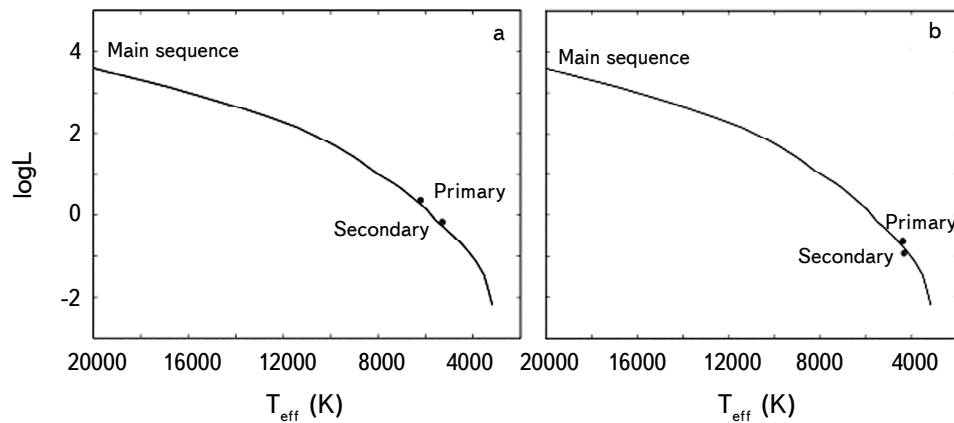


Fig.9. The position of the components of the systems; a: GSC 4835-1716 and b: USNO-A2.0_1275-10813091 on the temperature-luminosity diagram.

to TAMS, while the components of the system USNO-A2.0_1275-10813091 lie between the ZAMS and TAMS evolution tracks. Fig.9a and b display $T - L$ diagrams for the studied systems which show that the components of both systems are in contact with the Main Sequence (MS).

¹ Physics Department, College of Science, Northern Border University, Arar, Saudi Arabia, e-mail: Elkhateeb@nbu.edu.sa

² National Research Institute of Astronomy and Geophysics, 11421 Helwan, Cairo, Egypt

ОРБИТАЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ КОНТАКТНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

М.М.ЭЛЬХАТИБ

В настоящей статье использован полный набор ПЗС-наблюдений для моделирования кривых блеска новых систем типа W UMa - GSC 4835-1716 и USNO-A2.0_1275-10813091. Моделирование кривой блеска выполнено с использованием кода W-D, в котором реализованы модели атмосферы Kurucz (1993). Рассмотрена асимметрия наблюдаемых кривых с помощью "пятнистой" модели. Физические параметры принятой модели указывают, что первичные компоненты изучаемых систем массивнее и горячее, чем вторичные.

Ключевые слова: Затменные двойные: W UMa: эволюция: анализ кривой блеска

REFERENCES

1. A.Haroon, A.Essam, H.Basurah, *Astrophysics*, **61**, 458, 2018.
2. M.I.Nouh, M.M.Elkhateeb, *Astrophysics*, **63**, 2020, in press.
3. M.M.Elkhateeb, M.I.Nouh, S.Saad et al., *New Astron.*, **32**, 10, 2014.
4. M.Elkhateeb, S.Saad, M.Nouh et al., *New Astron.*, **28**, 85, 2014.
5. M.M.Elkhateeb, M.I.Nouh, S.M.Saad, *New Astron.*, **26**, 102, 2014.
6. M.M.Elkhateeb, M.I.Nouh, *New Astron.*, **34**, 47, 2015.
7. M.M.Elkhateeb, M.I.Nouh, R.H.Nelson, *New Astron.*, **35**, 1, 2015.
8. M.M.Elkhateeb, M.I.Nouh, *New Astron.*, **49**, 22, 2016.
9. A.Liakos, P.Niarchos, *Inf. Bull. Var. Stars*, 6100, 2014.

10. *K.Gazeas*, Inf. Bull. Var. Stars, 6200, 2015.
11. *R.Nelson*, <http://members.shaw.ca/bob.nelson/software1.htm>, 2009.
12. *R.Kurucz*, in: E.Milon, (Ed.), Light Curve Modeling of Eclipsing Binary Stars. Springer, 1993.
13. *D.Bradstreet, D.Stelman*, AAS, **201**, 7502, 2004.
14. *L.Lucy*, Z.F. Astrophys., **65**, 89, 1967.
15. *S.Rucinski*, Acta Astron., **19**, 156, 1969.
16. *W. Van Hamme*, Astron. J., **106**, 2096, 1993.
17. *D.Popper*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **18**, 115, 1980.
18. *P.Harmanec*, Bull. Astron. Inst. Czech., **39**, 329, 1988.
19. *L.Girardi, A.Bressan, G.Bretelli et al.*, Astron. Astrophys. Suppl., **141**, 371, 2000.

ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ СВЕРХГОРБОВ КАРЛИКОВЫХ НОВЫХ ТИПА SU UMa. I. MN Dra (2012-2017гг.)

А.С.СКЛЯНОВ¹, Е.П.ПАВЛЕНКО², К.А.АНТОНЮК², Н.В.ПИТЬ²,
В.П.МАЛАНУШЕНКО³, А.В.ШУРОВА⁴, А.-М.А.ЗАОСТРОЖНЫХ¹,
С.Ю.ШУГАРОВ^{4,5}, А.А.СОСНОВСКИЙ², Ю.В.БАБИНА²,
О.И.АНТОНЮК², А.О.СИМОН⁶, Р.Я.ЖУЧКОВ¹, А.Г.ГУТАЕВ¹

Поступила 25 августа 2019

Представлены результаты фотометрического исследования карликовой новой MN Dra, проведенного в 2012-2017гг. на девяти телескопах в течение 152-х ночей. В общей сложности наблюдения охватили 4 сверхвыскачки, 7 нормальных всплесков и спокойное состояние между ними. Интервал между соседними сверхвыскачками 2017г. составлял 65 сут., а между соседними нормальными всплесками - 15 сут. Во время сверхвыскачек 2012 и 2017гг. наблюдались положительные сверхгорбы со средним периодом 0.10558(6) и 0.10500(2) сут., соответственно, а в спокойном состоянии - отрицательные сверхгорбы со средним периодом 0.095921(3) сут. Показано, что период отрицательных сверхгорбов циклически изменялся между нормальными всплесками: резко уменьшался во время всплески и постепенно возрастал к началу следующей всплески. Такой характер изменения периода отрицательных сверхгорбов может соответствовать быстрому увеличению радиуса аккреционного диска во время всплески и последующему медленному его уменьшению, что находится в соответствии с теорией термоприливной неустойчивости.

Ключевые слова: *MN Dra: катаклизмические переменные: отрицательные сверхгорбы: эволюция отрицательных сверхгорбов: аккреция*

1. *Введение.* Катаклизмические переменные - это тип тесных двойных систем, состоящих из белого карлика (главного компонента) и проэволюционировавшей звезды Главной последовательности (вторичный компонент), заполнившей свою полость Роша. Вещество со вторичного компонента перетекает на главный через внутреннюю точку Лагранжа, образуя аккреционный диск вокруг белого карлика [1].

Карликовые новые являются подтипом катаклизмических переменных. Данные системы характеризуются наличием регулярных всплесков с амплитудой 2^m-6^m и характерной продолжительностью от нескольких суток до нескольких недель. В качестве механизма возникновения данных всплесков принято считать появление тепловой неустойчивости в аккреционном диске [1].

SU UMa - это подкласс карликовых новых звезд. Их отличительной особенностью является наличие двух типов всплесков: нормальные всплески -

продолжительностью несколько суток; сверхвспышки - продолжительностью до 2-3 недель. Орбитальные периоды звезд типа SU UMa находятся в пределах от 76 мин. до ~3.18 часа [2].

Возникновение сверхвспышек связывают с возникновением в аккреционном диске приливной неустойчивости, вызванной достижением внешним радиусом диска резонанса 3:1 между вращениями диска и вторичного компонента [3]. Характерное время, проходящее между последовательными сверхвспышками, называют сверхциклом данной системы. Под воздействием приливной неустойчивости аккреционный диск становится эллиптическим и возникает прецессия линии апсид. Апсидальная прецессия приводит к возникновению колебаний блеска звезды с периодами на несколько процентов больше, чем орбитальный период системы. Данные колебания, которые можно наблюдать во время сверхвспышек, называют положительными сверхгорбами [3]. Периоды сверхгорбов эволюционируют в процессе сверхвспышки и в общем случае могут проходить 3 стадии А, В и С [4].

Кроме положительных сверхгорбов, у некоторых катаклизмических переменных были обнаружены колебания блеска с периодами на несколько процентов меньше, чем орбитальный. Данные колебания получили название "отрицательные сверхгорбы" [5-7]. Их появление связывают с возникновением нодальной прецессии аккреционного диска, приводящей к тому, что струя перетекающего вещества будет сталкиваться с аккреционным диском на разных расстояниях в зависимости от наклона диска и его ориентации относительно вторичного компонента [7-10]. На данный момент нет однозначного ответа, что вызывает наклон аккреционного диска. В качестве возможных механизмов предлагаются следующие: взаимодействие между диском и струей перетекающего вещества [11-13], приливные эффекты, вызванные вторичным компонентом [14-17], излучение главного компонента [17-24], магнитное поле вторичного компонента [25], магнитное поле главного компонента [18,26,27] и др. Было показано, что для успешного детектирования переменности блеска, связанного с нодальной прецессией, нужно, чтобы наклон аккреционного диска составлял не менее 4° [28]. У карликовых новых типа SU UMa отрицательные сверхгорбы обычно наблюдаются только в спокойном состоянии и во время нормальных вспышек. Исключением являются три объекта: ER UMa, V1504 Cyg и V344 Lyr, у которых они наблюдались во время сверхвспышек [29-32].

Распределение орбитальных периодов катаклизмических переменных показывает значительно меньшее количество систем с периодами, находящимися в диапазоне от 2.15 до 3.18 часов. Данный промежуток получил название "пробел (или провал) периодов" ("period gap") и связан с переключением основного механизма потери углового момента системой [2].

Звезда MN Dra была обнаружена Антипиным на архивных фотопластинках

в 2001г. Первоначально ей было присвоено обозначение Var73 Dra. Последовавшая кампания наблюдений классифицировала данную систему как карликовую новую типа SU UMa, с орбитальным периодом, попадающим в "пробел периодов" [33]. Период положительных сверхгорбов был определен как $0^d.0954$, но не исключен и вероятный суточно-сопряженный период $0^d.104$. Интервал между соседними нормальными вспышками был относительно короткий - около 8 сут. [33]. Далее в 2002-2003гг. последовала еще одна кампания по наблюдению данной звезды [34]. Период сверхгорбов был уточнен и составил $0^d.104885(93)$. Сверхцикл системы был определен как ~ 60 дней. Также была обнаружена периодичность в минимуме блеска с периодом $0^d.10424(3)$ [34]. Это послужило основой предположению о том, что у данной звезды наблюдаются перманентные положительные сверхгорбы. В 2009г. период колебаний блеска в спокойном состоянии был уточнен до 0.096 дня, что позволило идентифицировать его как период отрицательных сверхгорбов [35]. Орбитальный период системы был оценен Павленко и др. [35] как $0^d.0998(2)$ и Баковской и др. как $0^d.0994(1)$ [36]. Павленко и др. [35] впервые выявили, что период отрицательных сверхгорбов показывает тенденцию к увеличению по мере приближения к нормальной вспышке. Продолжение наблюдений в этом же году подтвердило наличие отрицательных сверхгорбов, средний период которых оказался равным $0^d.095952$. Авторы показали, что тенденция к увеличению периода отрицательных сверхгорбов к началу нормальной вспышки наблюдалась, по крайней мере, для двух циклов. [37]. Заметим, что интервал между нормальными вспышками при этом был 15-16 сут., что вдвое больше, чем в 2001г. В 2014г. Като и др. [38] впервые дали оценки отношению масс компонентов в данной системе: $q = 0.327$ и $q = 0.258$. В 2018г. была опубликована работа [36], делающая вывод об увеличении сверхцикла у данной звезды до 74 ± 0.5 дней.

Целью нашей работы является подробное изучение эволюции отрицательных сверхгорбов во время сверхцикла для нескольких сезонов наблюдений.

2. Наблюдения и редукция данных. Несколько кампаний по наблюдениям звезды MN Dra проводились в 2012-2017гг. в течение 152-х ночей на девяти телескопах без использования светофильтров. Информация о наблюдениях приведена в табл.1. Кампания 2012г. проходила с 3 июня по 19 ноября на телескопах АЗТ-11 (1.25-м, ПЗС ProLine PL23042) Крымской астрофизической обсерватории (КрАО), "Астротел" (30-см, ПЗС Apogee Alta 9000) Казанского Федерального Университета, ARCSAT (50-см, ПЗС APOGEE U-47UV) обсерватории Апаچی-Пойнт (США). Полученные наблюдения охватили 82 ночи. В 2013г. объект наблюдался в течение одной ночи на ЗТШ. В 2017г. наблюдения проходили с 28 апреля по 25 ноября в течение 63 ночей на телескопах К-380 (38-см, матрица APOGEE ALTA E47), АЗТ-11(1.25-м, матрица ProLine PL23042)

и ЗТШ (2.6-м, матрица APOGEE ALTA E47) КрАО, телескопе СКАС (28-см, матрица QSI 583wsg) Казанского Федерального Университета, телескопе АЗТ-8 (70-см, матрица FLI PL4710) наблюдательной станции в с. Лесники КНУ им. Тараса Шевченко, телескопах Zeiss 60 (60-см, матрица Fli-ML3041) и 18-см телескопе (18-см, матрица SBIG ST-10XME) наблюдательной станции в с. Стара Лесна Словацкой Академии Наук, телескопах Цейсс 60 (60-см, матрица Ap47p), АЗТ-5 (50-см, матрица Apogee Alta U16M) и ЗТЕ (1.25-м, матрица VersArray-1300) в п. Научный Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ. Качество наблюдательных условий, определявшееся по полуширине изображения звезды (FWHM), для большинства ночей было лучше 3".5.

Таблица 1а

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Телескоп	Начало-конец наблюдений JD-2456000		Телескоп	Начало-конец наблюдений JD-2456000		Телескоп	Начало-конец наблюдений JD-2456000	
2012 год								
ARCSAT	082.7316	082.8401	ARCSAT	109.7768	109.9504	A3T-11	178.2494	178.3979
ARCSAT	085.7210	085.8464	ARCSAT	110.7863	110.9442	A3T-11	182.2387	182.3690
ARCSAT	086.7039	086.8267	ARCSAT	111.7785	111.8303	A3T-11	183.2742	183.4234
A3T-11	087.3102	087.3940	A3T-11	119.4392	119.5305	A3T-11	185.2174	185.3243
ARCSAT	087.7101	087.8408	A3T-11	121.3490	121.4453	A3T-11	187.2219	187.3224
A3T-11	088.2977	088.3019	A3T-11	130.3571	130.5509	Astrotel	203.2172	203.5897
ARCSAT	088.7007	088.8477	A3T-11	131.3008	131.4682	Astrotel	207.3530	207.5909
A3T-11	089.2874	089.3920	Astrotel	133.2431	133.3064	Astrotel	208.3475	208.4648
ARCSAT	089.7107	089.8362	Astrotel	134.2402	134.5267	Astrotel	211.2989	211.4871
ARCSAT	090.6996	090.8251	Astrotel	135.2546	135.5381	Astrotel	214.2129	214.5197
A3T-11	091.3086	091.4468	Astrotel	136.2462	136.3042	ARCSAT	226.5878	226.8011
ARCSAT	091.8160	091.9415	Astrotel	138.2446	138.3107	ARCSAT	227.5816	227.7960
A3T-11	092.3840	092.5158	Astrotel	140.3192	140.5225	ARCSAT	228.5504	228.7897
ARCSAT	092.8231	092.9437	Astrotel	142.2417	142.5435	ARCSAT	230.6901	230.8065
ARCSAT	093.8176	093.9442	Astrotel	143.3146	143.5178	ARCSAT	231.6157	231.7939
A3T-11	094.3191	094.3966	Astrotel	148.2870	148.4000	ARCSAT	232.5906	232.7725
A3T-11	095.2971	095.3955	Astrotel	152.2330	152.2852	ARCSAT	233.5975	233.7693
A3T-11	098.3308	098.4626	Astrotel	157.2709	157.5404	ARCSAT	235.5581	235.7875
A3T-11	099.2821	099.4140	Astrotel	160.3418	160.5559	ARCSAT	236.5718	236.7689
ARCSAT	099.7865	099.9457	Astrotel	162.4191	162.5030	ARCSAT	237.6026	237.7632
A3T-11	101.2994	101.3999	Astrotel	163.3481	163.5552	ARCSAT	238.6125	238.7910
ARCSAT	101.8009	101.9479	Astrotel	164.3272	164.3730	ARCSAT	240.6761	240.7696
A3T-11	102.3026	102.3989	Astrotel	165.3199	165.3783	ARCSAT	241.6335	241.6479
A3T-11	103.3278	103.3990	Astrotel	166.3182	166.5588	ARCSAT	243.5402	243.7413
ARCSAT	103.8369	103.9427	Astrotel	167.2770	167.5416	ARCSAT	245.5879	245.7663
ARCSAT	105.7937	105.9410	A3T-11	172.2505	172.3853	ARCSAT	251.5368	251.7127
ARCSAT	106.8030	106.9421	A3T-11	174.3262	174.4515			
ARCSAT	107.8002	107.9490	A3T-11	177.2540	177.3501			

Таблица 1b

Телескоп	Начало-конец наблюдений JD-2456000		Телескоп	Начало-конец наблюдений JD-2456000		Телескоп	Начало-конец наблюдений JD-2456000	
2017 год								
A3T-11	872.3866	872.5187	A3T-11	917.3226	917.5159	KFU	937.3274	937.5038
A3T-11	873.3987	873.5308	A3T-11	918.3310	918.3918	18см SL	937.4928	937.5441
A3T-11	874.3920	874.5283	A3T-11	920.2974	920.4001	KFU	938.3639	938.5113
A3T-11	875.4606	875.5437	A3T-11	921.3837	921.5033	18см SL	938.4675	938.4675
A3T-11	876.4163	876.5442	Zeiss 60	923.4867	923.5589	Zeiss 60	940.2881	940.2966
A3T-11	890.2972	890.5071	18см SL	924.3025	924.4847	A3T-11	945.3496	945.3581
ЗТШ	891.2792	891.5451	A3T-11	925.3143	925.5136	A3T-11	946.3060	946.3124
ЗТШ	892.2714	892.5391	K-380	926.3344	926.5006	A3T-11	948.2775	948.2860
A3T-11	893.3906	893.5314	18см SL	926.4129	926.5532	Zeiss 60	969.5778	969.5787
A3T-11	897.3600	897.3702	Zeiss 60	927.4650	927.4849	Zeiss 60	982.5705	982.5956
A3T-11	898.2945	898.5338	K-380	928.3890	928.3890	Zeiss 60	983.5471	983.5879
A3T-11	899.3637	899.4376	Zeiss 60	928.4927	928.5466	Zeiss 60	984.5018	984.5833
A3T-11	900.3718	900.5125	Zeiss 60	929.4570	929.5459	Zeiss 60	1022.5852	1022.5870
A3T-11	901.3487	901.5141	K-380	930.4051	930.5297	A3T-5	1070.3568	1070.4636
A3T-11	902.3702	902.5075	K-380	931.3287	931.3820	A3T-5	1071.3661	1071.3661
A3T-11	903.2869	903.4734	A3T-11	933.3498	933.3964	A3T-5	1072.1438	1072.1835
A3T-11	904.3219	904.4486	18см SL	933.5089	933.5544	A3T-5	1075.2020	1075.2429
A3T-11	905.3391	905.5325	A3T-11	934.2986	934.3177	Цейсс 60	1080.3402	1080.4903
A3T-11	906.2832	906.5342	Zeiss 60	934.4922	934.5597	Цейсс 60	1081.1864	1081.2381
A3T-11	908.4299	908.5108	A3T-11	935.3111	935.5047	Цейсс 60	1082.1528	1082.4748
A3T-11	912.3773	912.4864	A3T-11	936.3388	936.3769	Цейсс 60	1083.2772	1083.4195
A3T-8	915.3621	915.4892	18см SL	936.4961	936.5517	ЗТЕ	1085.1400	1085.2306
A3T-11	916.3022	916.3972	A3T-11	937.3211	937.3719	A3T-8	1101.3035	1101.3985

Наблюдательные данные проходили стандартный процесс обработки и калибровки в программе MaxIm DL. В качестве звезды сравнения, относительно которой проводилась фотометрия, использовалась звезда с координатами $20^{\text{h}}23^{\text{m}}35^{\text{s}}.358$, $+64^{\circ}36'56''.66$ из каталога USNO-A2.0 [39]. Для нее были получены величины $V=16^{\text{m}}.33$, $R=15^{\text{m}}.58$ [33].

3. *Вспышечные кривые блеска 2012 и 2017гг.* Наблюдения 2012г. покрывают интервал с JD = 2456082 по JD = 2456251 и содержат в себе 82 ночи наблюдений. За это время нами были зарегистрированы 4 нормальные вспышки, одна сверхвспышка и один фрагмент, предположительно относящийся ко второй сверхвспышке. В 2013г. наблюдения проводились в течение одной ночи. В 2017г. в интервале от JD = 2457872 до JD = 2458083, содержащем 63 ночи наблюдений, мы зарегистрировали 3 нормальные вспышки и 2 сверхвспышки (см. журнал наблюдений в табл.1a, b). Полученные вспышечные кривые представлены на рис.1.

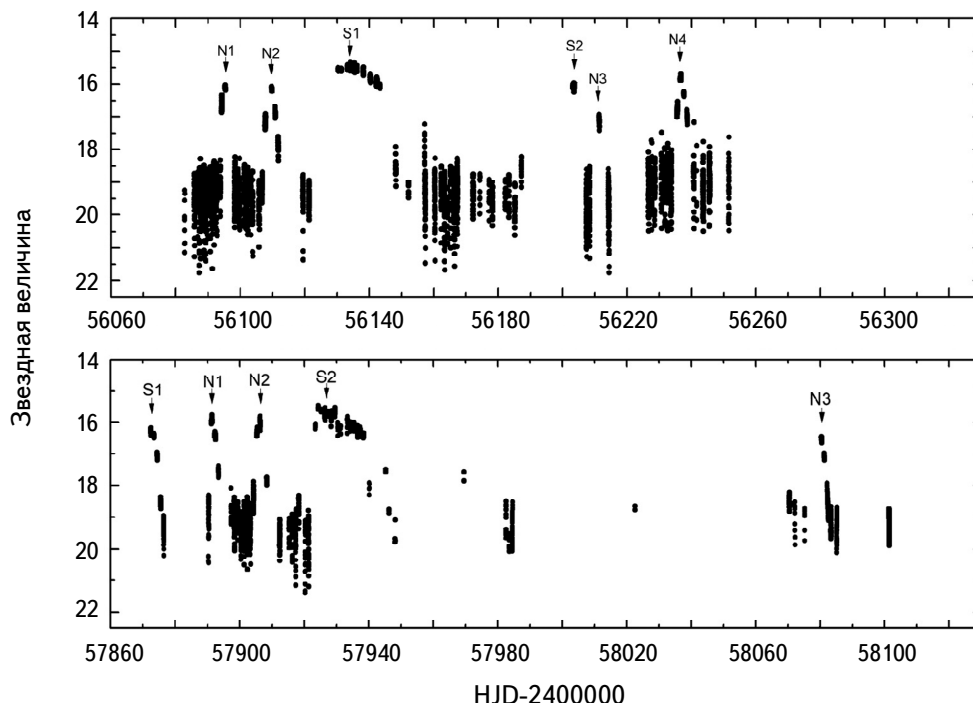


Рис.1. Вспышечные кривые блеска звезды MN Dra в 2012г. (вверху) и 2017г. (внизу). Буквой N обозначены нормальные вспышки, S - сверхвспышки.

К сожалению, покрытие 2012г. наблюдениями не позволяет нам сделать выводы о количестве нормальных вспышек, заключенных в одном сверхцикле. Мы можем только констатировать, что их не менее 2-х. Также в данном году не представляется возможным определить продолжительность сверхцикла системы из-за недостаточного количества наблюдений сверхвспышки S2. Мы также можем сказать, что в 2017г. наблюдалось не менее 2-х нормальных вспышек за сверхцикл. Величина сверхцикла определялась нами как ~ 65 сут., что больше, чем определенное в 2003г. значение длины сверхцикла ~ 60 дней [34], но меньше, чем значение 74 ± 0.5 сут., полученное в работе [36]. Во все годы наблюдений цикл держался на уровне ~ 15 сут., как и в 2009г. Продолжительность нормальных вспышек составила 3-4 дня, амплитуда 3-3.5 звездные величины для обоих годов наблюдений. Продолжительность сверхвспышки S2 в 2017г. составила 18 сут., а амплитуда сверхвспышек достигала $\sim 4^m$ в 2012 и в 2017гг.

4. *Кривые блеска.* Данные всех ночей наблюдений показывают короткопериодические колебания блеска, независимо от вспышечной активности системы. Примеры индивидуальных кривых блеска в разных состояниях системы представлены на рис.2. Амплитуды кривых изменяются от $0^m.06$ в

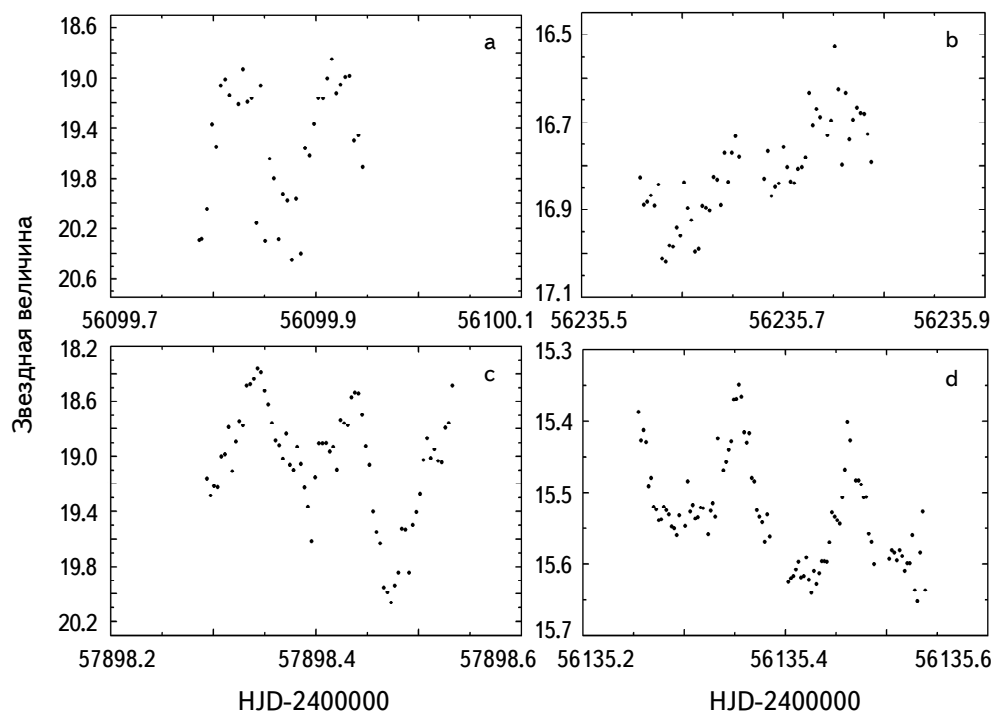


Рис.2. Примеры индивидуальных кривых блеска на разных этапах вспышечной активности. а) - в неактивном состоянии 2012г.; б) - в неактивном состоянии 2017г.; в) - во время нормальной вспышки 2012г.; д) - во время сверхвспышки 2012г.

нормальных вспышках до 2^m в неактивном состоянии между ними.

Нами было замечено ранее, что профиль кривых блеска отрицательных сверхгорбов чаще всего имеет асимметричную форму: подъем блеска более медленный, чем его падение. В этой связи интересна кривая блеска, полученная в 2013 г. (рис.3). Для нее характерно резкое увеличение блеска, его квазиостановка длительностью примерно в половину периода и такое же стремительное падение блеска (основной горб). Резкие возрастания и ослабления блеска происходили в среднем за 12 мин. со скоростью 0.06-0.08 зв. вел./мин. В интервале между соседними основными горбами наблюдался меньший вторичный горб, амплитуда которого возрастала от цикла к циклу. Данные, свернутые с периодом отрицательных сверхгорбов, показывают, что наличие вторичного горба в среднем формирует асимметричный профиль кривой блеска. Заметим, что Земко и др. [40] также сообщили о спорадических появлениях вторичного горба на кривых блеска карликовой новой типа SU UMa ER UMa.

5. Частотный анализ данных. Для частотного анализа мы разделим все данные на наблюдения, относящиеся к сверхвспышкам и наблюдения,

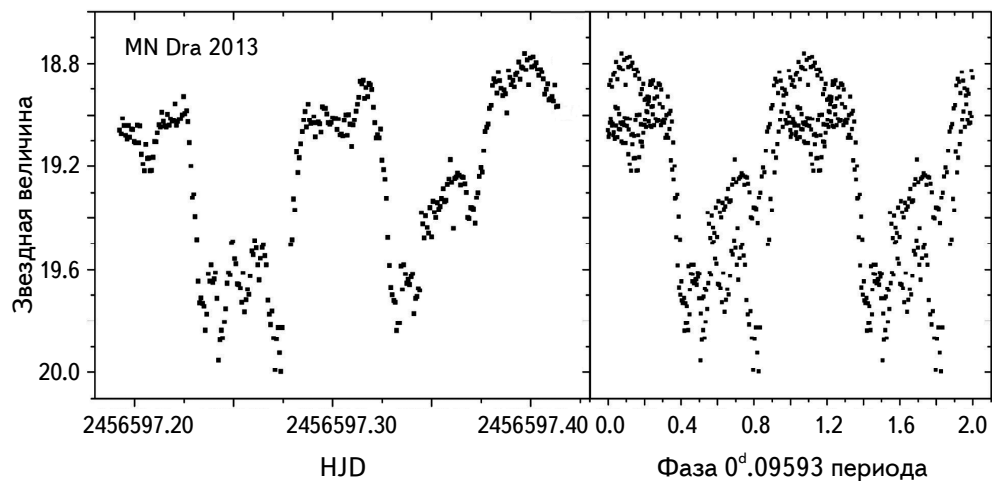


Рис.3. Пример необычной кривой блеска отрицательных сверхгорбов MN Dra (слева) и фазовая кривая для этих данных (справа). Из кривых видна повторяемость появления вторичного горба (но с разной амплитудой) от цикла к циклу в течение ночи.

относящиеся к спокойному состоянию и нормальным вспышкам. Данные разделения производились для 2012 и для 2017 годов.

Для уменьшения влияния зависимости амплитуды колебаний от яркости

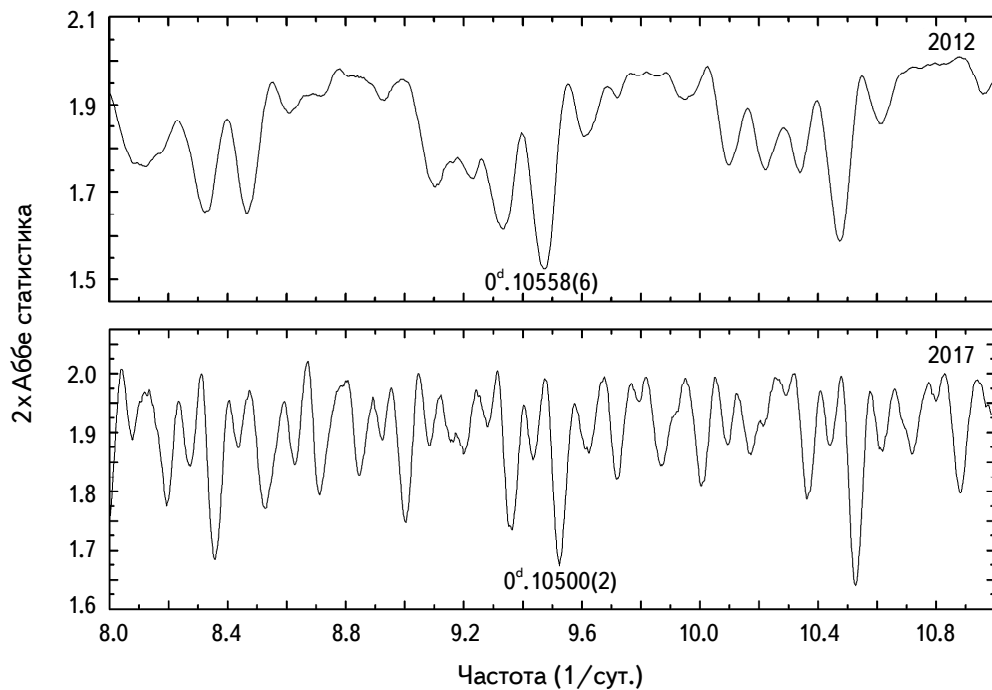


Рис.4. Периодограммы для данных во сверхвспышках.

ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ СВЕРХГОРБОВ 233

системы на статистический анализ временных рядов, данные были переведены в относительные интенсивности I согласно соотношению:

$$I = 10^{-0.4m} \times 10^7,$$

где m - звездная величина.

Для частотного анализа использовался реализованный в программе ISDA метод Стеллингверфа, являющийся одной из модификаций метода PDM (Phase Dispersion Minimization) [41]. Результат для сверхвысышек показан на рис.4.

5.1. Сверхвысышки 2012 и 2017гг. Самый сильный пик для наблюдений во время сверхвысышки 2012г. указывает на период $0^d.10558(6)$, а во время сверхвысышки 2017г. - на $0^d.10500(2)$. Мы интерпретируем их как средние периоды положительных сверхгорбов. Расхождение в значениях можно объяснить как разным покрытием сверхвысышек в 2012 и 2017 годах, так и возможными изменениями периода положительных сверхгорбов в течение сверхвысышек.

При помощи комбинирования метода совмещения хорошо прописанного профиля сверхгорба с изучаемой кривой блеска и метода хорд, нами были определены моменты максимумов для всех ночей, где это было возможно. Полученные моменты и амплитуды максимумов для сверхвысышек приведены в табл.2. Подробный анализ изменений О-С во время сверхвысышки 2012г. дан в работе Като и др. [38].

Периодограммы для спокойного состояния и нормальных высышек представлены на рис.5.

Таблица 2

МОМЕНТЫ МАКСИМУМОВ СВЕРХГОРБОВ (HJD) И ИХ
АМПЛИТУДЫ ДЛЯ СВЕРХВЫСЫШЕК 2012 И 2017гг.

HJD-2400000	Амплитуда колебания (зв. величины)	HJD-2400000	Амплитуда колебания (зв. величины)
2012 год			
56130.4398	0.0630	56135.4651	0.2015
56130.5278	0.0684	56138.2351	0.1738
56131.4242	0.0597	56140.4070	0.1695
56133.2965	0.1192	56142.5072	0.1787
56134.2773	0.1992	56143.4612	0.1074
56134.5012	0.1855	56148.3680	0.4903
56135.3535	0.1809		
2017 год			
57872.4497	0.121	57924.4093	0.078
57873.5015	0.101	57925.3744	0.050
57874.4470	0.121	57926.4938	0.094
57875.4997	0.234	57929.5170	0.166
57876.4561	0.565	57935.4134	0.159

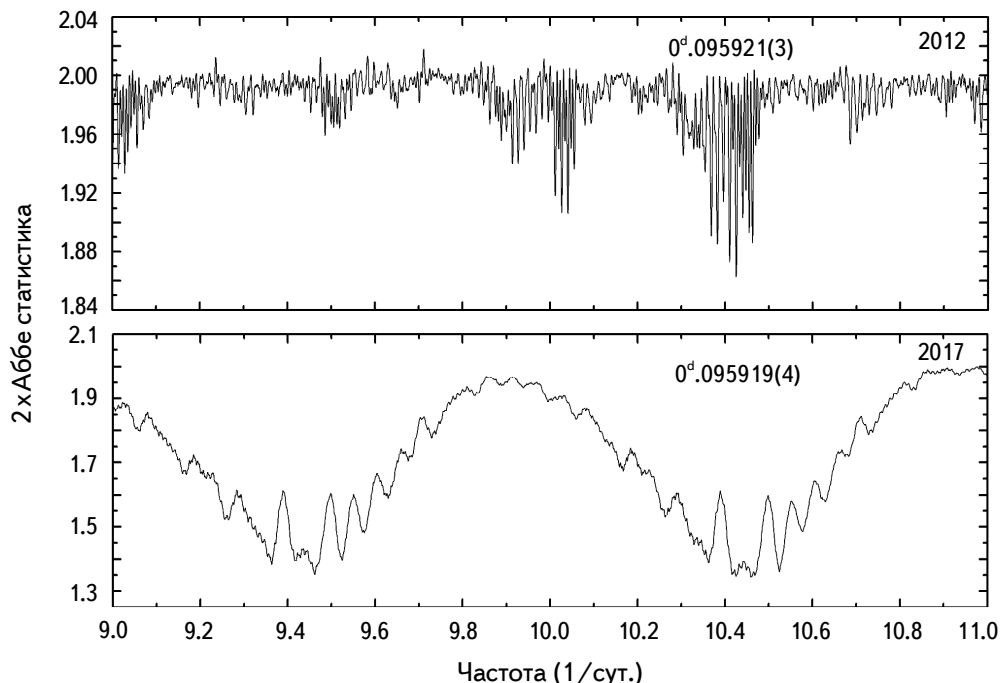


Рис.5. Периодограммы для данных в спокойном состоянии и нормальных всплесков для 2012г. (вверху) и 2017г. (внизу). Частотный анализ проводился по всем имеющимся данным.

5.2. Неактивное состояние и нормальные всплески 2012-2017гг.

Наиболее сильным сигналом для данных 2012г. в неактивном состоянии является период $0^d.095921(3)$, который совпадает со средней величиной периода отрицательных сверхгорбов [35]. На периодограмме для 2017г. данный период также доминирует (пик на $0.095919(4)$ сут.).

Обратим внимание, что на периодограммах обоих сезонов наблюдений пик, центрированный на частоту периода отрицательных сверхгорбов, расщеплен на более мелкие пики. Такое расщепление может быть вызвано тем, что этот период претерпевает изменения на шкале наблюдений, что было замечено для этого объекта ранее [35]. Анализ возможных изменений периода был проведен нами с помощью метода О-С для максимумов кривых блеска.

Полученные моменты и амплитуды максимумов для спокойного состояния и нормальных всплесков приведены в табл.3.

Используя периоды отрицательных сверхгорбов для каждого года наблюдений и моменты максимумов отрицательных сверхгорбов, мы получаем значения О-С для всех ночей, где это возможно. Полученные диаграммы представлены на рис.6 (2012г.) и рис.7 (2017г.).

Поведение амплитуды отрицательных сверхгорбов показывает одинаковую

ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ СВЕРХГОРБОВ 235

Таблица 3

МОМЕНТЫ МАКСИМУМОВ (HJD) И ИХ АМПЛИТУДЫ ДЛЯ СПОКОЙНОГО СОСТОЯНИЯ И НОРМАЛЬНЫХ ВСПЫШЕК

HJD-2400000	Амплитуда колебания (зв. величины)	HJD-2400000	Амплитуда колебания (зв. величины)
2012 год			
56082.8057	1.5755	56166.4232	1.9924
56085.7851	1.603	56166.5226	2.0659
56086.7572	1.5024	56167.3866	1.4395
56087.3366	1.3617	56167.4853	1.4733
56087.8132	1.3337	56172.2681	1.1455
56088.7762	1.8237	56172.3579	1.3321
56089.3526	1.3331	56174.363	0.9531
56089.7418	1.7724	56177.3248	0.8035
56090.8022	1.1254	56178.2909	0.7344
56091.3811	1.6564	56182.3146	0.5904
56091.8646	1.602	56183.3875	0.9475
56092.4512	1.3854	56185.3043	0.9783
56092.9284	0.945	56187.3118	0.6497
56093.8955	0.9188	56207.5454	1.5859
56094.3935	0.0911	56208.3941	1.9989
56095.3345	0.0575	56211.3548	0.1811
56098.3968	1.3487	56211.4593	0.1979
56099.3538	1.0011	56214.2421	1.6874
56099.9182	1.2155	56214.3418	1.8994
56101.3552	1.1409	56214.4358	1.9076
56101.8384	1.1285	56226.6402	1.7186
56102.3178	1.37	56226.7439	1.7563
56103.3644	1.1843	56228.6464	1.4611
56103.9458	1.0341	56230.7577	1.6761
56105.8638	1.2887	56231.7222	1.5368
56106.8184	0.7398	56232.6745	1.7048
56106.9158	0.7398	56233.6411	1.7371
56107.8702	0.2943	56233.7341	1.72
56109.8816	0.0846	56235.6534	0.2014
56110.8403	0.175	56235.7546	0.177
56111.7921	0.4973	56236.6106	0.0729
56121.3466	1.0108	56236.7143	0.0757
56121.4377	0.9212	56237.6677	0.1045
56157.3838	1.4401	56238.7097	0.2086
56157.4779	1.4763	56240.7256	1.4948
56160.4536	1.9051	56243.5831	1.5963
56162.4716	1.2784	56243.6749	1.8094
56163.4396	1.9191	56245.6828	1.78
56163.5351	1.8327	56251.621	1.962
56165.3635	2.0625		

Таблица 3 (окончание)

2017 год			
57890.3925	0.965	57917.4975	2.0597
57891.3516	0.06	57918.3525	0.778
57891.4551	0.147	57920.3693	2.535
57892.3102	0.154	57921.4194	1.175
57892.4107	0.127	57982.566	0.952
57892.5025	0.146	57984.5747	1.219
57893.4533	0.091	58070.4265	0.533
57898.3416	0.737	58072.1510	1.278
57898.4306	0.869	58080.4284	0.084
57899.3948	0.679	58081.1984	0.187
57900.4483	0.923	58082.2462	0.275
57901.4065	1.109	58082.3443	0.432
57902.4643	1.033	58082.4401	0.436
57903.3388	1.154	58083.2980	0.729
57904.3866	0.636	58083.3911	0.759
57905.4516	0.1055	58085.2119	0.693
57906.5018	0.1625	58101.3190	0.813
57908.4973	0.1893	58101.4015	1.045
57916.3363	1.2478		

зависимость во всех стадиях вспышечной активности: рост амплитуды в спокойном состоянии, падение во время вспышек.

Диаграммы О-С для 2012 и 2017гг. показывают непрерывное изменение периода отрицательных сверхгорбов во время всего сверхцикла. Это изменение носит циклический характер между нормальными вспышками. Для хорошо охваченных наблюдениями циклов в окрестности нормальных вспышек на JD 2456095, 2456211, 2456236, 2457891, 2457906 и, вероятно, пропущенной вспышки в промежутке JD 2456167-2456172, видно, что ход О-С резко изменяется во время нормальных вспышек. В спокойном состоянии между вспышками О-С постепенно увеличиваются, что соответствует увеличению периода отрицательных сверхгорбов, а во время самой вспышки период быстро уменьшается. Заметим, что точки диаграммы О-С, лежащие на JD=2456121, можно перенести на один период в верхнюю часть диаграммы, так как существует неоднозначность, вызванная возможным просчетом циклов.

Такой же характер изменения отрицательных сверхгорбов был отмечен Осаки и Като [31] для карликовой новой V1504 Cyg по данным космического телескопа Кеплер. Кроме того, О-С показывают тенденцию к уменьшению среднего периода отрицательных сверхгорбов в течение сверхцикла, как было продемонстрировано для V1504 Cyg [31] и ER UMa [42]. Результаты периодограммного анализа MN Dra находятся в согласии с выводами анализа О-С. На рис.8

для примера представлены периодограммы для рядов наблюдений в 2017г. во время одной из вспышек и в спокойном состоянии. Согласно периодограммам, период отрицательных сверхгорбов во время вспышки был 0.0951 сут., а к концу спокойного состояния он увеличился до 0.0961 сут.

По упрощенной модели Ларвууда [15] для ретроградной прецессии наклон-

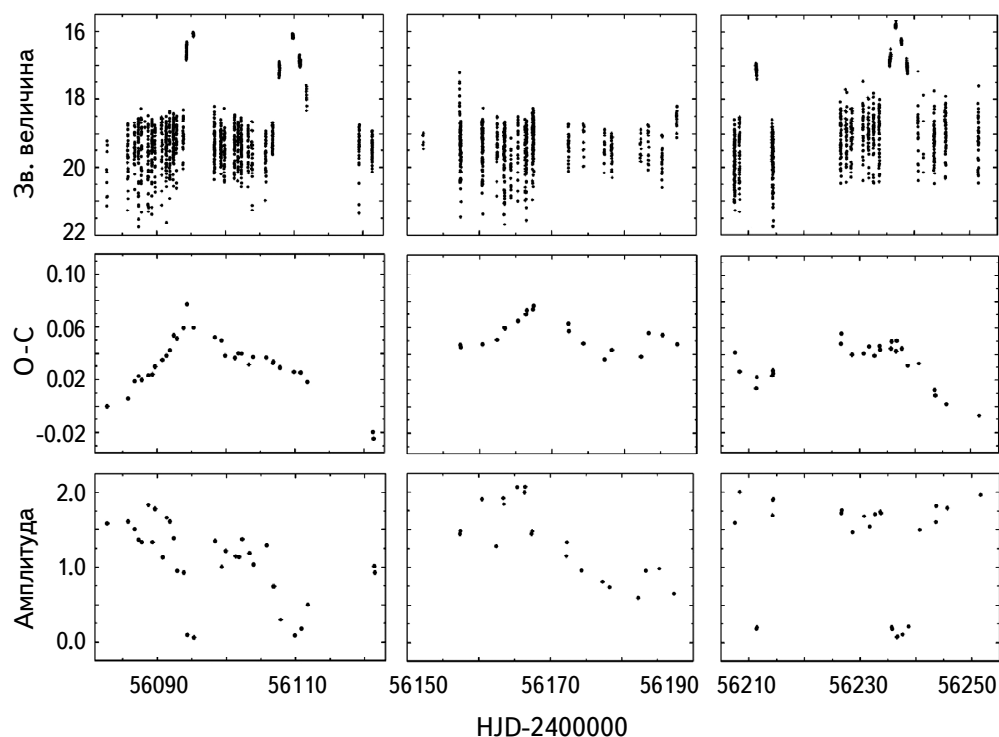


Рис.6. Сверху вниз: общая кривая блеска; диаграмма О-С; кривая изменения амплитуды сверхгорбов для трех сетов 2012г. Большой разброс данных в минимуме в отдельные ночи обусловлен уменьшением точности наблюдений из-за малого размера телескопа и/или погодных условий.

ного диска радиус диска обратно пропорционален периоду отрицательных сверхгорбов. В рамках этой модели картина изменений О-С MN Dra соответствует расширению аккреционного диска во время нормальной вспышки и постепенному его уменьшению в спокойном состоянии. При этом средний радиус аккреционного диска растет с ростом фазы сверхцикла. Такие изменения как раз предсказаны теорией термо-приливной неустойчивости аккреционного диска [43].

6. Выводы. Были проведены две кампании по наблюдениям карликовой новой MN Dra в 2012-2017гг. на девяти телескопах в течение 152-х ночей и наблюдения в течение одной ночи в 2013г. Наблюдениями были охвачены

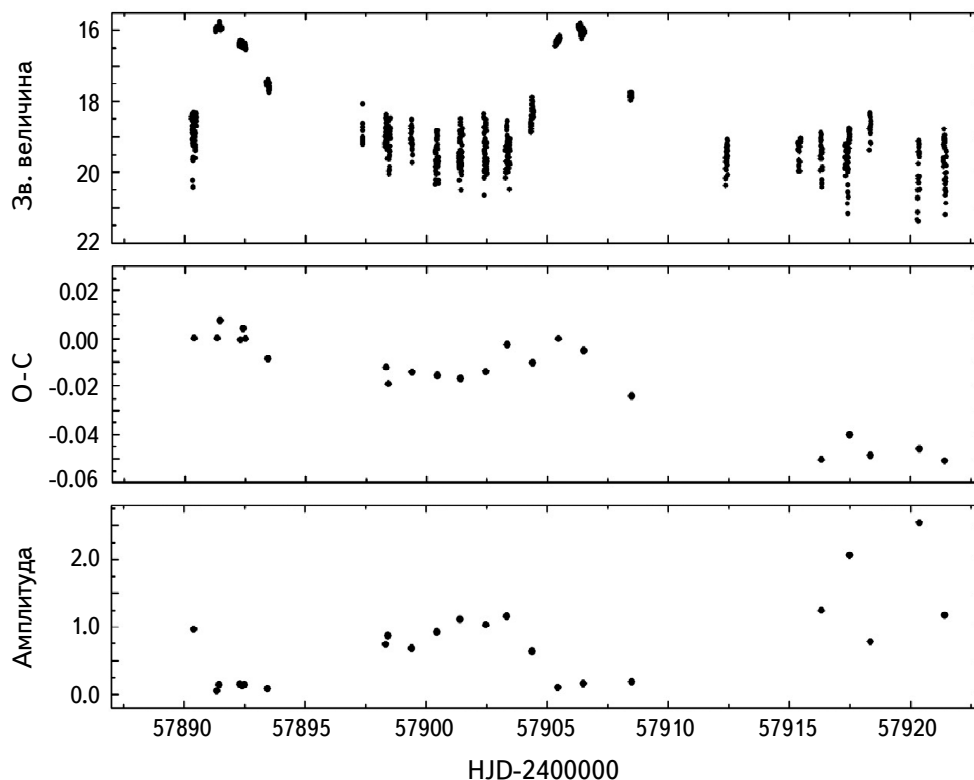


Рис.7. Сверху вниз: часть общей кривой блеска за 2017г; диаграмма О-С для максимумов отрицательных сверхгорбов; кривая изменения их амплитуды.

четыре сверхвспышки и семь нормальных вспышек, а также спокойное состояние между ними.

Мы исследовали вспышечную активность системы и выявили, что для 2017г. интервал между соседними сверхвспышками составил 65 сут., а между соседними нормальными вспышками - 15 сут.

Как и в 2009г., 2012 и 2017гг. MN Dra во время сверхвспышек показывала положительные сверхгорбы, а в спокойном состоянии и в нормальных вспышках - отрицательные. Средний период положительных сверхгорбов для 2012г. оказался равным 0.10558(6) сут., а в 2017 - 0.10500(2) сут.

Периодограммный анализ и анализ О-С максимумов блеска отрицательных сверхгорбов показал циклическое изменение периода сверхгорбов от одной нормальной вспышки к другой. В спокойном состоянии О-С постепенно увеличиваются, что соответствует увеличению периода отрицательных сверхгорбов, а во время самой вспышки период быстро уменьшается.

В рамках упрощенной модели наклонного диска [15], такие изменения О-С могут соответствовать расширению аккреционного диска во время нор-

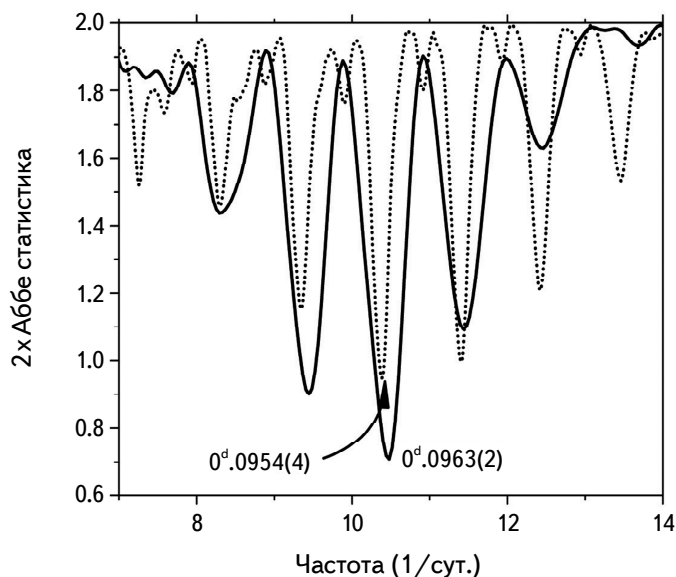


Рис.8. Периодограммы для данных 2017г. во вспышке N1 (две ночи в интервале JD = 2457891.45-2457892.46, сплошная линия) и в спокойном состоянии (четыре ночи в интервале JD = 2457900.45-2457903.49, точечная линия).

мальной вспышки и постепенному его уменьшению в спокойном состоянии, что как раз находится в соответствии с теорией термо-приливной неустойчивости аккреционного диска [43].

Работа выполнена при частичном финансировании грантами РФФИ18-32-00371, APVV-15-0458 и 2/008/17.

Данная работа была частично поддержана субсидией Правительства РФ, направленной на повышение конкурентоспособности Казанского федерального университета среди мировых научно-исследовательских центров.

Работа частично выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (3.9780.2017/8.9).

Работа выполнена с использованием наблюдений, полученных на Северо-кавказской астрономической станции КФУ.

¹ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

² Крымская астрофизическая обсерватория, Крым,
e-mail: epravlenko@gmail.com

³ Обсерватория Апачи Пойнт, Университет Нью Мехико, США

⁴ Астрономический институт Словацкой АН, Словакия

⁵ Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,
МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

⁶ Киевский Национальный университет им. Тараса Шевченко, Киев, Украина

VARIATIONS OF THE PERIOD OF NEGATIVE SUPERHUMPS IN SU UMa-TYPE DWARF NOVAE. I. MN Dra (2012-2017)

A.S.SKLYANOV¹, E.P.PAVLENKO², K.A.ANTONYUK², N.V.PIT²,
V.P.MALANUSHENKO³, A.V.SHCHUROVA⁴, A.-M.A.ZAOSTROZHNYKH¹,
S.Yu.SHUGAROV⁴, A.A.SOSNOVSKIY², Ju.V.BABINA², O.I.ANTONYUK²,
A.O.SIMON⁵, R.Ya.ZHUCHKOV¹, A.G.GUTAEV¹

We present the results of photometric study of dwarf nova MN Dra, conducted in 2012-2017 on 9 telescopes spanning 152 nights. In total, observations covered 4 superoutbursts, 7 normal outbursts and quiescent state in between them. Interval between consequent superoutbursts in 2017 was 65 days, between consequent normal outbursts - 15 days. During superoutbursts in 2012 and 2017 positive superhumps were observed with mean periods 0.10558(6) and 0.10500(2) days respectively, in quiescent state negative superhumps with mean period of 0.095921(3) days were recorded. It was shown, that period of negative superhumps cyclically changed between normal outbursts: sharply decreased during the outburst and gradually increased until the beginning of the next outburst. Such pattern of negative superhump period variation can correspond to quick increase of accretion disc radius during the outburst and its gradual decrease afterwards, which agrees with thermal-tidal instability theory.

Keywords: *MN Dra: cataclysmic variables: negative superhumps: negative superhump evolution: accretion*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.Warner*, *Astrophys. Space Sci.*, **226**, 187, 1995.
2. *C.Knigge*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **373**, 484, 2006.
3. *Y.Osaki*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **108**, 39, 1996.
4. *T.Kato, A.Imada, M.Uemura et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **61**, S395, 2009.
5. *D.Harvey et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **107**, 551, 1995.
6. *J.Patterson et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **109**, 468, 1997.
7. *M.A.Wood, C.J.Burke*, *Astrophys. J.*, **661**, 1042, 2007.
8. *P.Barrett, D.O'Donoghue, B.Warner*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **233**, 759, 1988.
9. *P.Barrett, D.O'Donoghue, B.Warner*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **236**, 735, 1989.
10. *S.B.Foulkes, C.A.Haswell, J.R.Murray*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **366**, 1399, 2006.

11. *J.Smak*, *Acta Astronomica*, **59**, 419, 2009.
12. *M.M.Montgomery*, *Astrophys. J. Lett.*, **745**, L25, 2012.
13. *M.M.Montgomery*, *Astrophys. J. Lett.*, **753**, L27, 2012.
14. *J.D.Larwood*, *R.P.Nelson*, *J.C.B.Papaloizou et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **282**, 597, 1996.
15. *J.Larwood*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **299**, L32, 1998.
16. *S.H.Lubow*, *Astrophys. J.*, **398**, 525, 1992.
17. *J.R.Murray*, *P.J.Armitage*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **300**, 561, 1998.
18. *S.Horn*, *W.Kundt*, *Astrophys. Space Sci.*, **158**, 205, 1989.
19. *P.R.Maloney*, *M.C.Begelman*, *J.E.Pringle*, *Astrophys. J.*, **472**, 582, 1996.
20. *P.R.Maloney*, *M.C.Begelman*, *Astrophys. J.*, **491**, L43, 1997.
21. *P.R.Maloney*, *M.C.Begelman*, *M.A.Nowak*, *Astrophys. J.*, **504**, 77, 1998.
22. *G.I.Ogilvie*, *G.Dubus*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **320**, 485, 2001.
23. *J.E.Pringle*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **281**, 357, 1996.
24. *R.A.M.J.Wijers*, *J.E.Pringle*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **308**, 207, 1999.
25. *J.R.Murray*, *D.Chakrabarty*, *G.A.Wynn et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **335**, 247, 2002.
26. *D.Lai*, *Astrophys. J.*, **524**, 1030, 1999.
27. *H.P.Pfeiffer*, *D.Lai*, *Astrophys. J.*, **604**, 766, 2004.
28. *M.M.Montgomery*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **394**, 1897, 2009.
29. *T.Ohshima et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **64**, L3, 2012.
30. *T.Ohshima et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **66**, 67, 2014.
31. *Y.Osaki*, *T.Kato*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **65**, 95, 2013.
32. *M.Still et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **717**, L113, 2010.
33. *S.V.Antipin*, *E.P.Pavlenko*, *Astron. Astrophys.*, **391**, 565, 2002.
34. *D.Nogami*, *M.Uemura*, *R.Ishioka et al.*, *Astron. Astrophys.*, **404**, 1067, 2003.
35. *E.P.Pavlenko et al.*, *Astron. Rep.*, **54**, 6, 2010.
36. *K.Bakowska et al.*, *Astron. Astrophys.*, **603**, 72, 2017.
37. *E.P.Pavlenko et al.*, *AIP Conference Proceedings*, **1273**, 320, 2010.
38. *T.Kato et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **66**, 90, 2014.
39. *D.Monet et al.*, *USNO-A2.0, A Catalog of Astrometric Standards (U.S. Naval Observatory, Washington, DC)*, 1998.
40. *P.Zemko*, *T.Kato*, *S.Shugarov*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **65**, 54, 2013.
41. *R.F.Stellingwerf*, *Astrophys. J.*, **224**, 953, 1978.
42. *P.Zemko*, *S.Shugarov*, *T.Kato et al.*, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, **43**, 319, 2014.
43. *Y.Osaki*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **41**, 1005, 1989.

NEW OPTICAL AND INFRARED PHOTOMETRIC STUDY OF YOUNG OPEN STAR CLUSTER NGC 7790

A.A.HAROON^{1,2}, R.M.ALREHAILI¹, H.A.ISMAIL^{1,2}

Received 28 August 2019

Accepted 11 March 2020

We present deep CCD photometry ($V \sim 21$ mag) in BVR Johnson-Cousin filters supported with 2MASS $JHKs$ data set for the open star cluster NGC 7790. The cluster's parameters such as reddening, distance, metallicity and age etc... are derived using two color diagrams in optical and near-infrared bands. These parameters are $E_{B-V} = 0.512 \pm 0.006$, $E_{V-R} = 0.382 \pm 0.005$, $E_{J-H} = 0.337 \pm 0.001$ and $E_{J-Ks} = 0.505 \pm 0.001$ mag, the distance modulus $(m - M)_0 = 12.41 \pm 0.001$ mag, which gives a distance of 3.035 kpc and the metallicity $Z = 0.008$. The age obtained by fitting the observed CMDs with Padova isochrones is 63.95 Myr. From the analysis of 2MASS data, the limiting radius of the cluster is found to be 9.7 ± 0.83 arcmin, it reflects that the cluster is a compact cluster. The dynamical relaxation time of NGC 7790 is also determined and found to be 0.17 of its age, which means that the cluster is dynamically relaxed. Moreover, luminosity and mass functions are also investigated.

Keyword: *NGC 7790: open clusters and associations: cepheids: CEa Cas; CEb Cas; CF Cas*

1. *Introduction.* The open star cluster NGC 7790 is near the Perseus arm at ($\alpha_{2000.0} = 23^h 58^m 18^s$, $\delta_{2000.0} = 61^\circ 13' 05''.4$, $l = 116^\circ.579$, $b = -0^\circ.9969$). Merrilliott [1] classified NGC 7790 as an intermediate age star and Lynga [2] classified this cluster as Trumpler Class II2m. NGC 7790 has been the subject of various studies, motivated in large part by the presence of three cepheids CEa Cas, CEb Cas and CF Cas (see [3]), making this cluster an important part in the cosmic distance ladder. Romeo et al. [4] determined the reddening and distance modulus of the cluster which turn out to be $E_{B-V} = 0.54 \pm 0.04$ and $(m - M)_0 = 12.65 \pm 0.15$, respectively. They determined also its age $(5.0 \pm 1.5) \times 10^7$ yr. Matthews et al. [5] investigated the photometric and radial velocity variations of the cluster cepheid CF Cas, and computed its distance of 3160 ± 160 pc (distance modulus 12.5). Gupta et al. [6] observed the cluster in optical BVI photometric passbands and got the $E_{B-V} = 0.51 \pm 0.03$ with distance of 3.3 ± 0.23 kpc. Davidge [7] studied the cluster and determined the color excesses 0.56 ± 0.05 , distance modules 12.057 ± 0.01 and an age 60-80 Myr. Almost all the previous studies had got the same results, in addition, they are in the optical passband. So, due to the importance of this cluster

we restudied it both in optical and infrared bands (for the first time) and compared our results with previous studies.

The paper is organized as follows: the CCD optical observations and near infrared data (2MASS) is described in the Section 2. In Section 3 the radial density profile is presented. The field star decontamination algorithm is given in Section 4. The analysis of the color-magnitude diagrams and the derived photometric parameters are given in Section 5. The luminosity function and mass function are described in Section 6, while the mass segregation and dynamical relaxation state of the cluster are described in Section 7. The last section presents summary of our study and conclusion.

2. The CCD optical observations and near infrared data (2MASS).

2.1. *The CCD optical observations.* CCD *BVR* observations for the open star cluster NGC 7790 were carried out with the 188 cm reflector telescope at Newtonian focus (f/4.9) during one night on November 30, 2010. The telescope is operated by Kottamia observatory, astronomy department of NRIAG, Egypt. It was equipped with a 2k x 2k EEV 42-40 CCD camera, its pixel size of 13.5 μm . The telescope and this CCD camera give us a square field of view of about $10 \times 10 \text{ arcmin}^2$ on the sky with a scale of 0.30 arcsec per pixel, more information about the capabilities of Kottamia telescope are presented in [8]. Table 1 lists the observation log of 36 science exposures. Bias and twilight flat field frames were taken in the three filters. The observations of the standard stars in the selected area SA 107 [9] have been performed to calibrate the target observations.

Table 1

LOG OF OBSERVATIONS

Date	Filter	No. of exp.	Air mass range	Exp. time (sec)
Nov. 30, 2010	<i>B</i>	12	1.002 - 1.098	120
Nov. 30, 2010	<i>V</i>	12	1.009 - 1.094	120
Nov. 30, 2010	<i>R</i>	12	1.010 - 1.091	120

The standard CCD reduction processing was done under IRAF software for the cluster and standard stars CCD frames. These processes include bias subtraction, flat field corrections, removal of cosmic rays, aperture and point spread function photometry and magnitude transformation to the standard system.

We determined the calibration coefficients that transform the instrumental magnitudes to the standard ones using the observation of the standard stars. The transformation equations are in the following form:

$$b = B + z_b + k_b X + a_b (B - V)$$

$$v = V + z_v + k_v X + a_v (B - V)$$

$$r = R + z_r + k_r X + a_r (V - R)$$

Where B , V , R , and b , v , r are the standard and the instrumental magnitudes respectively. X is the airmass, while z_b , z_v , z_r and k_b , k_v , k_r are the photometric zero points and the extinction coefficients in B , V , R filters respectively. The a_b , a_v , a_r are the color coefficients. The values of extinction coefficients, the color coefficients and the photometric zero points in their corresponding filters are given in Table 2.

Table 2

THE ZERO POINT, COLOR AND EXTINCTION COEFFICIENTS
FOR EACH FILTER

Parameter Filter subscript	k	a	z
b	0.35	0.004	3.02
v	0.17	0.002	2.80
r	0.08	0.001	2.71

2.2. Near-Infrared Data (2MASS). The 2MASS photometric data on near-infrared $JHKs$ filters were extracted from Vizier web page¹ for the star cluster NGC 7790. Due to the small area of the optical field of view, we investigate the cluster structure based only on the 2MASS data. Starting with determination of the cluster center by constructing a rectangular strip around the cluster center (visually determined) in α and δ direction with a side of one degree wide, we count the stars in each strip to build the frequency distribution in both directions. These histograms were fitted by a Gaussian function, whereas the location of maximum number of stars (peak) indicates the new cluster center, as illustrated in Fig.1 and listed in Table 3. The 2MASS data are extracted again, for further investigation, centered on the new coordinates with an aperture radius of 20 arcmin. The large

Table 3

THE CENTER COORDINATES COMPARING WITH PREVIOUS WORK

	[10]	[6]	Recent work
RA_{J2000}	$23^h55^m0^s.9$	$23^h54^m12^s$	$23^h58^m18^s.0$
DE_{J2000}	$60^\circ56'$	$+60^\circ57'$	$61^\circ13'05''.4$
l	116°	$116^\circ.6$	$116^\circ.579$
b	-1°	-1°	$-0^\circ.9969$

¹ <http://vizier.u.strasbg.fr/viz.bin/VizieR>

extraction area around each cluster enables us to determine statistically the surface density distribution of the field stars in the cluster outskirts.

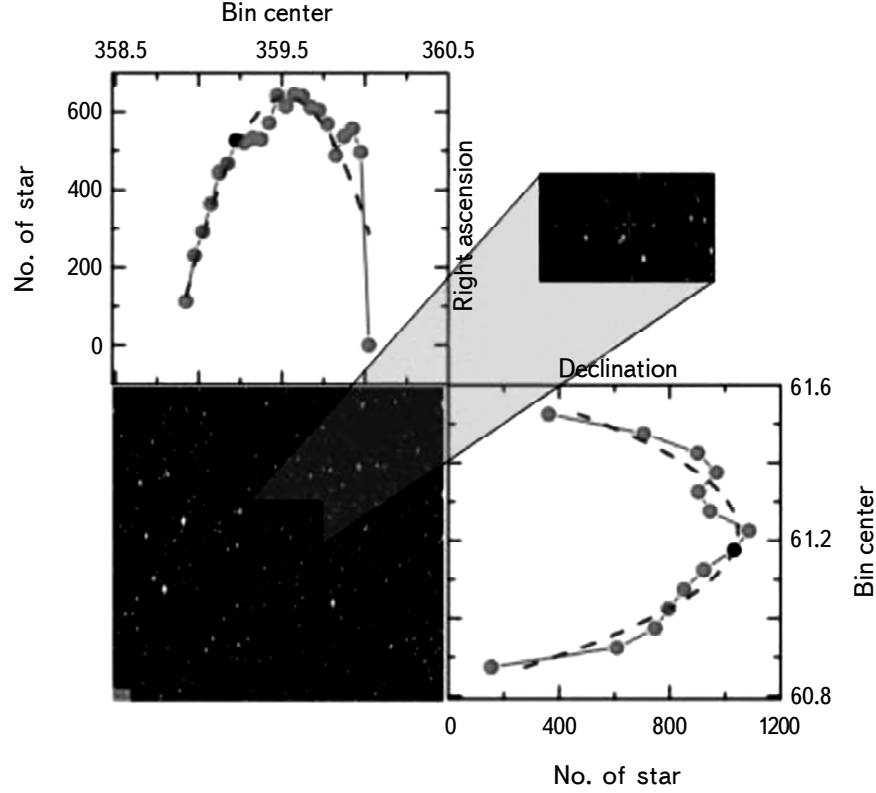


Fig.1. The Gaussian fitting profiles of star counts across right ascension α and declination δ for the cluster. The peak's position of the profile gives the cluster's center.

3. *Radial density profile (RDP)*. The stellar density distribution of a cluster is a result of the internal and external dynamical process. The radial density profile (RDP), the number of stars per unit area at different radius from cluster's center outward, is an observational tool that reflects the dynamical events acting on the cluster and it enables us to determine the angular size of the cluster. The radial density profile is determined through counting the stars in concentric rings around the new cluster's center. We calculated the density of each ring by dividing the number of stars in the ring by its area. The ring radius was chosen to be ranged from 0.25 to 1.5 arcmin; to avoid the smallest number of the stars in the ring and then the density profile was chosen by visual inspection of the data for each ring bin size. The density profile must represent the well exponential decreasing of the cluster surface density outward from its center, as well as the

constancy of the dense background after the cluster limit. We applied the empirical King model [11] to fit the observed RDP. The King model of the density function equation is in the following form:

$$\rho(r) = f_{bg} + \frac{f_0}{1 + \left(\frac{r}{r_{core}}\right)^2},$$

where r_{core} , f_0 , and f_{bg} are the core radius, the central surface density and background surface density and their values of $r_{core} = 2.036 \pm 0.167$, $f_0 = 8.606 \pm 0.415$ and $f_{bg} = 9.899 \pm 0.121$ respectively. The core radius is the cluster radius at which the central surface density drops to its half value. We suppose that the background star density lies within the lines representing the standard deviation of the background density level, therefore we define the cluster limits (cluster limited radius; $r_{lim} = 9.7 \pm 0.83$ arcmin) at the intersection of the King profile with the upper limit of the density standard deviation line (see Fig.2). This value is larger than the value obtained by [6] who had $r_{lim} = 3.7 \pm 0.2$ arcmin, whereas Lynga [2] determined the RDP = 2.5 arcmin.

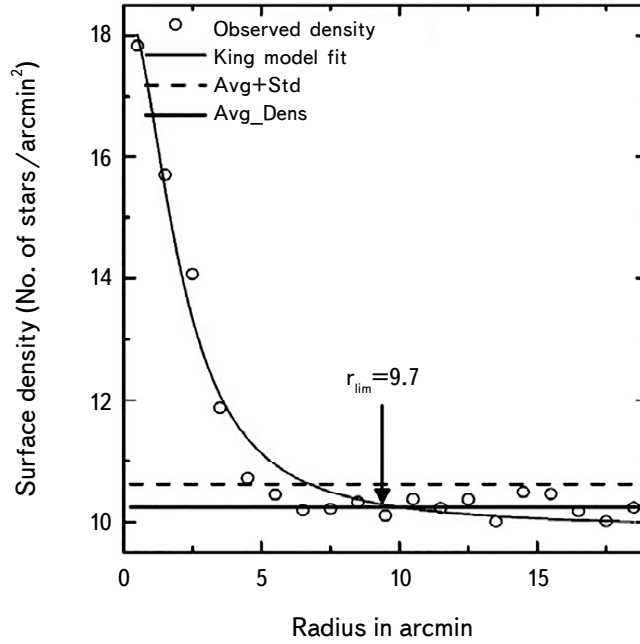


Fig.2. The radial density profile for the cluster. The solid curve denotes the fitting with King model, while the dashed lines mark the level of the background density and its standard deviation.

4. *Membership of star cluster.* The field stars decontamination from a star cluster is an essential task to obtain an accurate photometric study for star

clusters. To decontaminate the field stars, we used the kinematic approaches based on the availability of the kinematic data such as proper motion and radial velocities [12,13]. We used the kinematical method because these kinematic data for the cluster are available to determine the cluster membership and cleaning the clusters from field star contamination. In this technique, we use TOPCAT² program (Tool for Operations on Catalogues And Tables). Moreover, it is also interactive graphical viewer and editor for tabular data. To summarize this process, by using the proper motion component in α (pmRA) and δ (pmDE), we build two histograms. In respective histograms, the highest count of stars in both (pmRA) and (pmDE) represents the range of the cluster star members [13]. These stars share almost the same proper motion values. Then by selecting the range for both (pmRA) and (pmDE) around the histogram peak, the star members are examined. To confirm this range, a proper motion vector point diagram (PMVPD) which is a plot of (pmRA) and (pmDE) [14] is employed in color-magnitude diagram Fig.3.

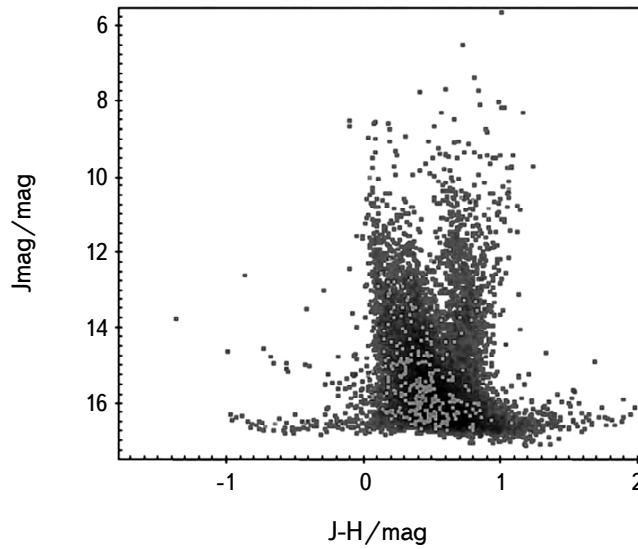


Fig.3. The NGC 7790 star members (light squares), while the field stars (dark squares).

5. The color-magnitude diagrams. The Color-Magnitude Diagram (CMD) for a star cluster enables us to determine its age, reddening and distance. So, two optical (V , $B-V$), and (V , $V-R$) and two infrared (J , $J-H$ & Ks , $J-Ks$) CMDs for the total number of the observed stars in the decontaminated cluster region ($r < r_{\text{lim}}$) are constructed for the cluster NGC 7790 and presented in Fig.4, 5. To derive the fundamental parameters of this cluster, these CMDs were fitted with

² <http://www.star.bris.ac.uk/~mbt/topcat/>

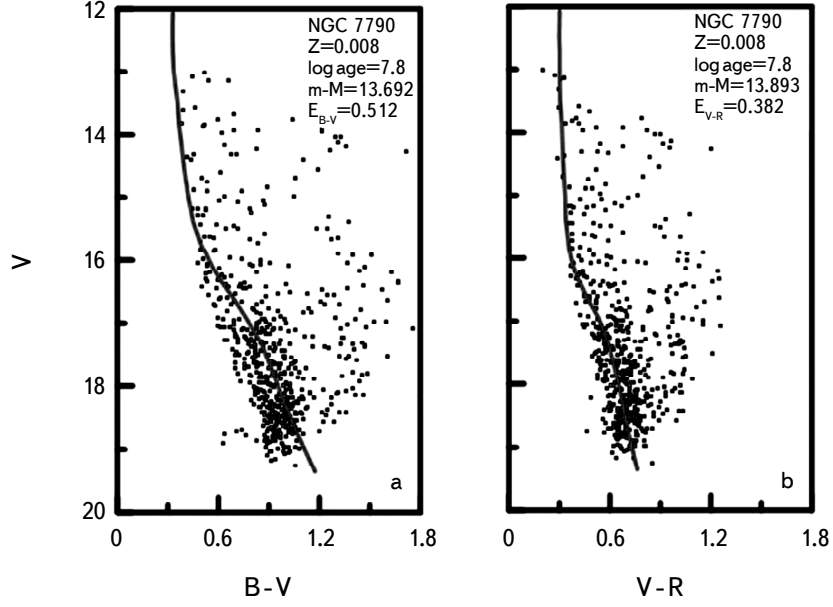


Fig.4. Color magnitude diagrams a) (V , $B-V$) and b) (V , $V-R$), the solid curve represents the best fitted Padova isochrones with $Z=0.008$ and age of 63.95 Myr.

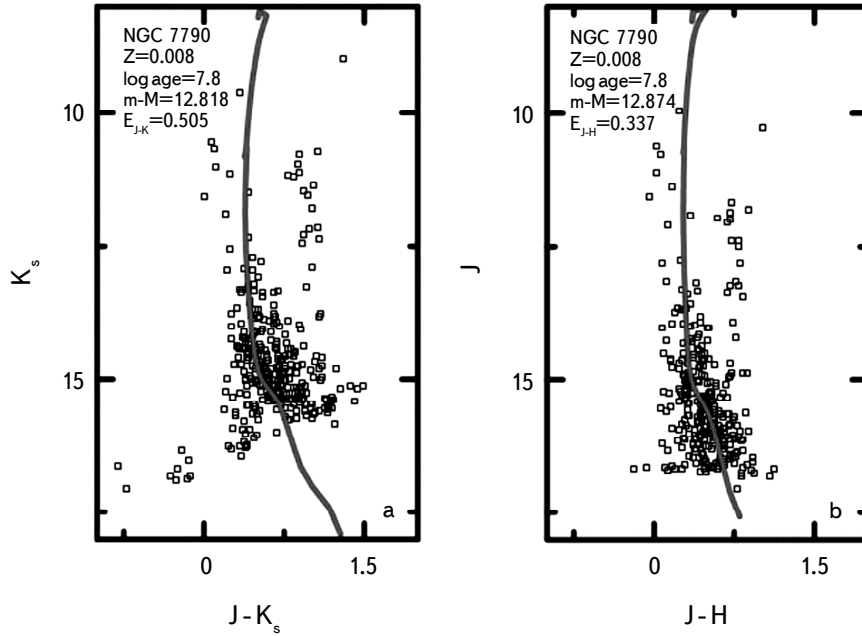


Fig.5. 2MASS CMDs; a) (K_s , $J-K_s$) and b) (J , $J-H$), the solid curve represents the best fitted Padova isochrone with $Z=0.008$ and age of 63.95 Myr.

several theoretical Padova isochrones³ [15] in different metallicities and ages in steps of 0.05 in the logarithm of age. This step was adopted as a typical uncertainty of the log age. We got a good fit for all CMDs by visual inspection with the isochrone of the metallicity $Z=0.008$, and the corresponding age of 63.95 Myr. The optical and infrared color excesses are determined from CCDs fitting, and using the relations of [16]. The optical color excess $E_{B-V}=0.512 \pm 0.006$, $E_{V-R}=0.382 \pm 0.005$ and the absolute distance modulus $(m-M)_0=12.41 \pm 0.001$ mag, gives a distance of 3.035 kpc. These results agree well with that given by [6], $E_{B-V}=0.51 \pm 0.03$ mag and the distance of 3.3 ± 0.23 kpc. In [16] were presented the color excess values for 2MASS photometric system, which enable us to obtain the following results: $E_{J-H}=0.337 \pm 0.001$, $E_{J-K}=0.505 \pm 0.001$ and $A_V=3.317$ where $R_V=A_V/E_{B-V}=3.1$ is adopted.

6. *The luminosity and mass function.* The number of stars in a cluster with different absolute luminosities describes the stellar luminosity function (LF)

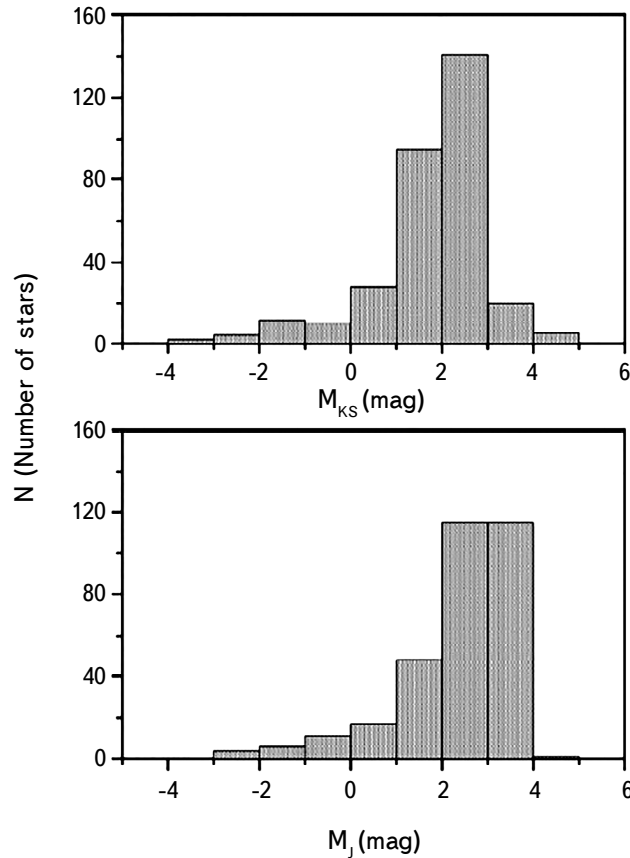


Fig.6. The cluster luminosity function.

³ <http://pleiadi.pd.astro.it/>

of the cluster. So, we transformed the J apparent magnitude to absolute magnitude using the cluster's distance modulus, then the frequency distribution of the J absolute magnitude has been obtained, as shown in Fig.6. This luminosity function is transformed to the mass function based on the dependence of the mass on the luminosity given in the selected theoretical Padova isochrones [15].

In the present work, the absolute magnitude and the masses for the adopted isochrone with metallicity $Z=0.008$ are used to construct the relation between $M/M_{\odot}$ and absolute magnitude M_J . The relation is a polynomial function of the second degree, used to determine masses of the cluster from the observed absolute magnitude M_J . Then a histogram for the number of stars as a function of mass interval is constructed and presented in Fig.7. The mass frequency distribution is linearly fitted with the slope value of -2.36, this value is closer to that of [17] obtained by study of the IMF for massive stars. Note that, the steep slope of the IMF indicates that the number of low-mass stars is greater than the high-mass ones. The masses are integrated to compute the total mass of the cluster $M \approx 1316 M_{\odot}$.

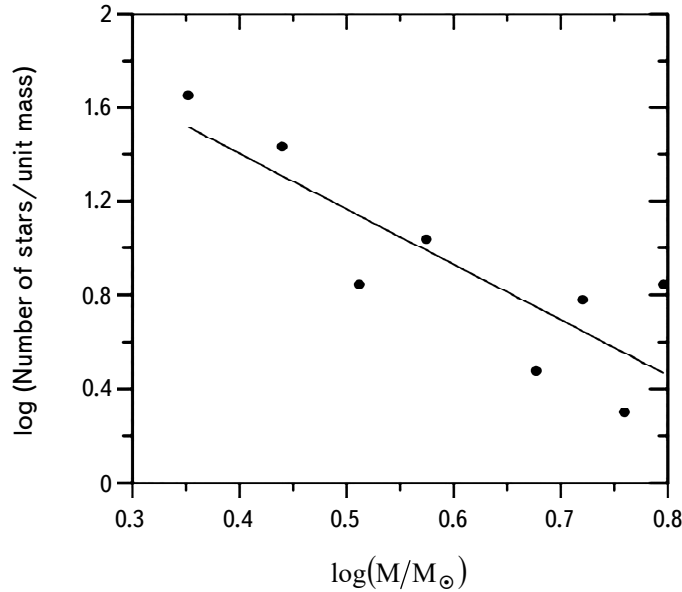


Fig.7. The mass frequency distribution is linearly fitted with the slope value of -2.36.

7. Mass segregation and dynamical relaxation time. The dynamical relaxation T_E is the time in which the individual stars exchange energies and their velocity distribution approach a Maxwellian equilibrium. An examination of the distribution of masses of the stars along the radius of the cluster showed a clear segregation of mass in the cluster, with the massive stars located in the central

part of the cluster. To check whether the existing mass segregation is due to dynamical evolution or the imprint of the star formation process, we need to estimate the dynamical relaxation time. Through the dynamical relaxation time, the low mass stars in a cluster may possess the largest random velocities trying to occupy a larger volume than the high mass stars (see [18]). Here, the relation given by [19] is used to compute the dynamical relaxation time for the cluster.

$$T_E = \frac{8.9 \times 10^5 N^{1/2} R_h^{3/2}}{\langle m \rangle^{1/2} \log(0.4N)},$$

where R_h is the radius containing half the cluster mass, N is the number of cluster members and $\langle m \rangle = 2.867 \pm 1.49 M_\odot$ is the average mass of the cluster stars. Considering the R_h is equal to half of the cluster radius in linear units, we have calculated dynamical relaxation time ($T_E = 10.5 \pm 2.9$ Myr). Comparing the values of T_E with the cluster ages, we find $\text{Age}/T_E = 6.1 \pm 1.6$. Since the values of the T_E are smaller than the estimated cluster ages, it may be inferred that the cluster is dynamically relaxed and the mass segregation effect due to dynamical evolution must be important. The cluster relaxation time is much shorter than its age (~ 0.17 of its age), that means the cluster is highly dynamically relaxed.

8. *Conclusions.* New CCD *BVR* observation and *JHKs* 2MASS data for the open star cluster NGC 7790 are used to determine the cluster structure and photometric parameters. The infrared dataset reveals NGC 7790 is a compact open cluster, with the limited size of the cluster; its radius is limited to 9.7 ± 0.83 arcmin which is about 2.6 time more than [6], and its core radius by 2.036 ± 0.167 arcmin. Our estimates of the cluster distance 3.035 kpc, age 63.95 Myr and poor metallicity of $Z=0.008$ are very close to that determined earlier (Table 4). Both age and distance estimates for the cepheid variables are consistent with the present determination. However, the interstellar reddening, $E_{B-V} = 0.512 \pm 0.006$ agrees well with the previous studied. In addition, we also found the infrared color excess $E_{J-K} = 0.505 \pm 0.001$ and $E_{J-H} = 0.337 \pm 0.001$ and the visual absorption

Table 4

DETERMINED PARAMETERS FROM CMD FOR NGC 7790
COMPARING WITH PREVIOUS STUDIES

	[4]	[6]	[7]	Recent work Optical	Recent work 2MASS
Z	0.01	0.008	0.019	0.008	0.008
Age	50 Myr	120 ± 20 Myr	60 - 80 Myr	63.95 Myr	63.95 Myr
$E(B-V)$	0.54 ± 0.04	0.51 ± 0.03	0.56 ± 0.05	0.512 ± 0.006	1.07 ± 0.27
$(m-M)_0$	12.65 ± 0.15	12.6 ± 0.15	12.057 ± 0.01	12.41	12.211 ± 0.005
d , kpc	-	3.3 ± 0.23	3.160 ± 1.6	3.035	2.768 ± 0.006

$$A_V = 1.671 \pm 0.003.$$

From the investigation of the mass function within the cluster, we estimated total mass of the cluster membership of $\approx 1316 M_\odot$. In addition, the cluster dynamical relaxation time ($T_E = 10.5$ Myr) is about 0.17 of its age (63.95 Myr), which means that the cluster is dynamically relaxed.

Acknowledgments. This publication also makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

¹ Astronomy Department, Faculty of Science, King Abdul Aziz University, Jeddah, KSA, e-mail: aaharoon@kau.edu.sa alrehaili.razan@gmail.com hamedismail6@gmail.com

² National Research Institute of Astronomy and Geophysics, Helwan, Cairo, Egypt

НОВОЕ ОПТИЧЕСКОЕ И ИНФРАКРАСНОЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛОДОГО ОТКРЫТОГО СКОПЛЕНИЯ ЗВЕЗД NGC 7790

А.А.АРУН^{1,2}, Р.М.АЛРЕХАЙЛИ¹, Х.А.ИСМАИЛ^{1,2}

Представлены глубокая ПЗС-фотометрия ($V \sim 21$ mag) в фильтрах Джонсона-Кузена BVR , а также 2MASS JHK данные для открытого звездного скопления NGC 7790. Используя двухцветные диаграммы в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах получены такие параметры скопления, как покраснение, расстояние, металличность, возраст и т. д. Этими параметрами являются $E_{B-V} = 0.512 \pm 0.006$, $E_{V-R} = 0.382 \pm 0.005$, $E_{J-H} = 0.337 \pm 0.001$ и $E_{J-Ks} = 0.^m505 \pm 0.^m001$, модуль расстояния $(m - M)_0 = 12.410 \pm 0.001$, что соответствует расстоянию 3.035 кпк и металличность $Z = 0.008$. Возраст, полученный путем сравнения наблюдаемой диаграммы цвет-величина (CMD) с изохронами Падуи, составляет 63.95 миллиона лет. Анализ данных 2MASS показывает, что предельный радиус скопления составляет 9.7 ± 0.83 угл. мин., что указывает на компактность скопления. Время динамической релаксации NGC 7790 также определено и составляет 0.17 его возраста, что означает, что в скопление произошла динамическая релаксация. Кроме того, были исследованы функции светимости и массы.

Ключевые слова: NGC 7790: открытые скопления и ассоциации: цефеиды: CEa Cas; CEb Cas; CF Cas

REFERENCES

1. *J.C.Mermilliod*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **97**, 235, 1981.
2. *G.Lynga*, *Catalogue of open cluster data*, 5th edition, 1/1 S7041, Centre de Donnees Stellaires, Strasbourg, 1987.
3. *M.Pedreros*, *B.F.Madore*, *W.L.Freedman*, *Astrophys. J.*, **286**, 563, 1984.
4. *G.Romeo*, *A.Bonifazi*, *F.F.Pecci et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **240**, 459, 1989.
5. *J.M.Matthews*, *W.P.Gieren*, *J.C.Mermilliod et al.*, *Astron. J.*, **110**, 2280, 1995.
6. *A.C.Gupta*, *A.Subramaniam*, *R.Sagar et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **145**(3), 365, 2000.
7. *T.J.Davidge*, *Astrophys. J.*, **761**(2), 155, 2012.
8. *Y.A.Azzam*, *G.B.Ali*, *H.A.Ismail et al.*, *Third UN/ESA/NASA (Workshop on the International Heliophysical Year 2007 and Basic Space Science)*, 175A, 2010.
9. *A.U.Landolt*, *Astron. J.*, **104**, 340, 1992.
10. *J.D.Lee*, *S.G.Lee*, *J. Korean Astron. Soc.*, **32**(2), 91, 1999.
11. *I.R.King*, *Astron. J.*, **71**, 64, 1966.
12. *M.H.Slovak*, *Astron. J.*, **82**, 818, 1977.
13. *J.Cabrera-Caño*, *E.J.Alfaro*, *Astron. Astrophys.*, **150**, 298, 1985.
14. *B.F.Jones*, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, **68**, 833, 1997.
15. *Ch.Bonatto*, *E.Bica*, *L.Girardi*, *Astron. Astrophys.* **415**, 571, 2004.
16. *M.Fiorucci*, *U.Munari*, *Astron. Astrophys.*, **401**(2), 781, 2003.
17. *E.E.Salpeter*, *Astrophys. J.*, **121**, 161, 1955.
18. *R.D.Mathieu*, *D.W.Latham*, *R.F.Griffin et al.*, *Astron. J.*, 92.1100M, 1986.
19. *J.Spitzer*, *M.Hart*, *Astrophys. J.*, **164**, 399, 1971.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ПОЛЯРА DO Dra В 2008 И 2019гг.

Ю.В.БАБИНА¹, Е.П.ПАВЛЕНКО¹, М.В.АНДРЕЕВ^{2,3}

Поступила 2 октября 2019

Принята к печати 11 марта 2020

Представлен анализ фотометрических наблюдений промежуточного поляр DO Dra, полученных в эпоху кардинального уменьшения его вспышечной активности для различного среднего блеска системы: $13^{\text{m}}.6-12^{\text{m}}.8$ (2008) и $14^{\text{m}}.7-14^{\text{m}}.3$ (2019). Наблюдения проводились в 2008г. в полосах системы Джонсона *BVR* и в 2019г. в интегральном свете. Впервые по квазисовременным наблюдениям в полосах *BVR* была зарегистрирована орбитальная модуляция блеска в виде двугорбой кривой в каждой из полос, предположительно вызванная эллипсоидальностью вторичного компонента. В течение шести ночей в полосах *BVR* (2008г.) и одной ночи в интегральном свете (2019г.) наблюдались устойчивые квазипериодические колебания в окрестностях 0.02 сут. В ночь JD 2458575 (2019г.) было зарегистрировано увеличение блеска на $0^{\text{m}}.7$ за 3 мин, сменившееся экспоненциальным затуханием. Всплеск длился около часа, в течение первой половины были обнаружены колебания с периодом около 0.006 сут., и амплитудой $0^{\text{m}}.1$, которые могут иметь отношение либо к периоду вращения белого карлика, либо к квазипериодическим колебаниям. Природа всплеска пока не выяснена, в статье рассмотрены возможные причины этого явления.

Ключевые слова: *DO Dra: катаклизмические переменные: промежуточный поляр*

1. *Введение.* DO Dra - это тесная двойная система, состоящая из звезды позднего спектрального класса, которая заполняет свою полость Роша, вследствие чего происходит перетекание вещества через внутреннюю точку Лагранжа на вторую звезду - белый карлик. В зависимости от величины магнитного поля белого карлика, такие системы делят на дисковые, поляры и промежуточные поляры. DO Dra относится к системам типа DQ Her - промежуточные поляры. В таких системах белые карлики имеют достаточную величину магнитного поля, чтобы разрушить внутреннюю часть аккреционного диска, где вещество начинает течь вдоль силовых линий магнитного поля, образуя искривленные "занавесы" светящегося вещества ("аккреционные куртины"), и выпадает на белый карлик в окрестности магнитных полюсов [1].

DO Dra был обнаружен как источник рентгеновского излучения 2A 1150+720 и позже был классифицирован Паттерсоном и др. [2] как катаклизмическая переменная. Этот объект был также обнаружен как катаклизмическая переменная в обзоре Паломар-Грин и указан как PG 1140+719 [3]. Тогда же этот объект

предложили идентифицировать с ранее зарегистрированной переменной YY Dra из-за близких координат. В.П.Цесевич обнаружил YY Dra по московским пластинкам, как переменную звезду типа Алголь, которая получила предварительный номер SVS 504 Dra, с координатами $\alpha_{1855} = 11^{\text{h}}35^{\text{m}}15^{\text{s}}$ и $\delta_{1855} = +72^{\circ}30'.4$, с эфемеридой $T_{\text{min}} = 2419852.4 + 4^{\text{d}}.21123 E$ и яркостью в диапазоне $12^{\text{m}}.9\text{--}14^{\text{m}}.5$ [4]. Далее в общем каталоге переменных звезд эта звезда получила название YY Dra. Объект YY Dra в настоящее время должен иметь координаты $\alpha_{2000} = 11^{\text{h}}43^{\text{m}}34^{\text{s}}.41$ и $\delta_{2000} = +71^{\circ}42'9''$, но по этим координатам видимой звезды нет. Венцелю [5] не удалось, по опубликованным координатам YY Dra, найти звезду 12^{m} , зато он на двух из 700 пластинок обнаружил эруптивный объект на месте PG 1140+719, и классифицировал его как карликовую новую. Это была определенно не затменная переменная с четким периодом, и, таким образом, этому объекту дали новое официальное название DO Dra [6,7]. В статье Паттерсона и др. [8] приводится обсуждение названия этой звезды. К сожалению, большая часть пластинок, по которым Цесевич обнаружил YY Dra, пропала во время Второй Мировой войны и поэтому истинное положение YY Dra до сих пор остается загадкой. Возможно, что в координатах объекта, приведенных в работе Цесевича [4], была допущена ошибка. В статье Вирниной [9] приводится результат поиска этой звезды под названием проект "Цесевича".

DO Dra - в высшей степени переменный объект, показывающий колебания блеска на шкале от десятков лет до десятков секунд. Согласно AAVSO, долговременная кривая блеска, построенная на интервале около 37 лет (см. рис.1), содержала и вспышки, и нерегулярные изменения блеска. Вспышки амплитудой до $4^{\text{m}}\text{--}5^{\text{m}}$ наблюдались до $\sim 2007\text{г.}$, причем амплитуда их постепенно падала. С

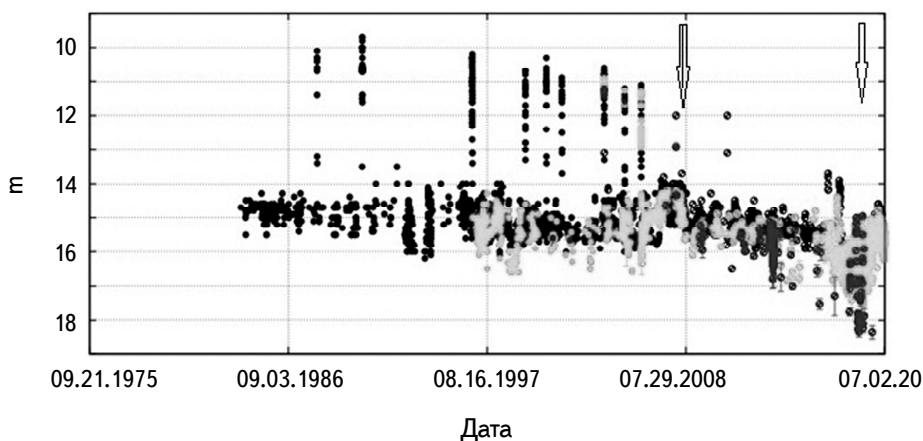


Рис.1. Общая кривая AAVSO с 1982г. DO Dra. Стрелки указывают на моменты наших наблюдений.

момента открытия объекта до 2007г. по данным AAVSO было зарегистрировано 11 вспышек, из которых одна в максимуме блеска достигла 9^m .6, максимальный блеск шести вспышек был в интервале 10^m - 11^m , четырех - в интервале 11^m - 12^m , двух (возможно, больше) - в интервале 13^m - 14^m . Начиная с 2008г. (т.е. последние 10 лет), вспышки с амплитудой больше 1^m не наблюдаются. При этом можно заметить, что средний уровень блеска монотонно падает, а минимальный его уровень (нижняя огибающая кривой) достигает 18^m . Вспышечную активность исследовали также Андронов и др. [10] и Шимон [11]. Шимон [11] нашел период вспышек у DO Dra около 870 дней и показал, что они отличаются от вспышек, происходящих в немагнитных системах. У Андропова и др. [10] период вспышек составляет $\sim 311 \div 422$ д.

Паттерсон и др. [2] первыми дали грубую оценку орбитального периода объекта по фотометрии и спектроскопии (3.9 часа). Затем последовали его уточнения. Маттео и др. [12] определили период как 3.96 ч, а Хасвелл и др. [13] по 14-летнему ряду наблюдений нашли его точную величину $3.968976 \text{ ч} = 0.16537398(17) \text{ сут.}$ Паттерсон и др. [14] по оптическим наблюдениям обнаружили периодичности 265, 275 и 550 с ($=2 \cdot 275 \text{ с}$). Они предположили, что период вращения белого карлика должен составлять 529 с ($\sim 2 \cdot 265 \text{ с}$), а не 550 с, что на 21 с больше периода вращения и связан с переработкой высокоэнергетического излучения в структурах, фиксированных в орбитальной плоскости (например, яркое пятно на краю аккреционного диска). Годом позже Бюерман и Томас [15] по рентгеновским наблюдениям на телескопе ROSAT определили период вращения белого карлика как 529.22(8) с, а Паттерсон и Шкоди [16] в разных сетах наблюдений этого же телескопа нашли первую гармонику этого периода (264.6(1.4) с). Наиболее точную величину периода вращения белого карлика 529.31(2) с получили Хасвелл и др. [13] из анализа наблюдений в ультрафиолетовом континууме и в оптике. Авторы пришли к выводу, что активны оба магнитных полюса белого карлика. Они также зарегистрировали период 273 с, близкий к периоду, найденному ранее Паттерсоном. Андронов и др. [10] по данным фотометрических наблюдений вспышки 2006г. показали существование квазипериодических колебаний с периодом около 30 мин (0.021 сут.) и предположили, что они связаны с иррадиацией облака, которое движется по направлению к белому карлику.

Паттерсон и др. [14] классифицировали объект как карликовую новую типа DQ Нег, а Нортон и др. [17] подчеркнули, что DO Dra относится еще и к редкой подгруппе промежуточных полярнов, у которых есть вспышечная активность.

2. Наблюдения. В статье представлены результаты фотометрических ПЗС наблюдений DO Dra в течение восьми ночей 2008г. (10 января - JD 2454476, 1-5 февраля - JD 2454498-2454502, 14 мая - JD 2454601) и 1 апреля

2019г. - JD 2458575. Данные 2008г. получены в Терскольской обсерватории на 60-см телескопе с ПЗС PixelVision в системе Джонсона в полосах *BVR* и в Крымской астрофизической обсерватории с ПЗС Arogee 47 P на 38-см телескопе в 2019г. в интегральном свете. Общее время наблюдений составило 72ч. При обработке изображений, полученных в 2008г., использовалась звезда сравнения C1: $\alpha = 11^{\text{h}}42^{\text{m}}58^{\text{s}}.9$ и $\delta = +71^{\circ}40'27''$ из работы Бояда [18] (USNO B1: $B=11^{\text{m}}.32$, $V=10^{\text{m}}.78$, $R=10^{\text{m}}.76$), а при обработке наблюдения 2019г. для калибровки шкалы звездных величин мы использовали данные из работы Андропова и др. [10] C1: $\alpha = 11^{\text{h}}43^{\text{m}}23^{\text{s}}.3$ и $\delta = +71^{\circ}42'42''$ ($B=15^{\text{m}}.082$, $V=14^{\text{m}}.28$, $R=13^{\text{m}}.84$). Средний блеск DO Dra в это время колебался в пределах $V \sim 13^{\text{m}}.3-14^{\text{m}}$.

3. *Кривые блеска.* Наши наблюдения DO Dra в 2008г. пришлись на эпоху исчезновения вспышек (рис.1). Долговременная кривая блеска для 2008г. показана на рис.2, а на рис.3 приведены кривые блеска для каждой ночи (кроме JD 2454501) в полосах *BVR*. Форма кривых блеска различна от ночи к ночи. По кривым блеска видно, что поведение системы изменяется

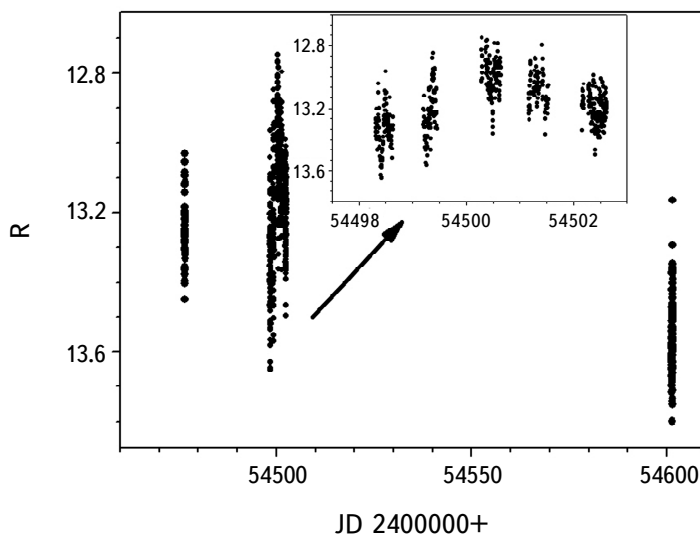


Рис.2. Общая кривая блеска наблюдений 2008г.

одинаково во всех фильтрах в течение каждой ночи. Система ярче в полосе *R*. В ночь JD 2454498 и JD 2454500 видны глубокие широкие и узкие минимумы блеска соответственно, с амплитудой $0^{\text{m}}.6$. Кривые блеска показывают переменность на разных временных шкалах.

4. Анализ мультипериодических колебаний блеска.

4.1. *Орбитальный период.* На рис.4 мы приводим периодограмму в

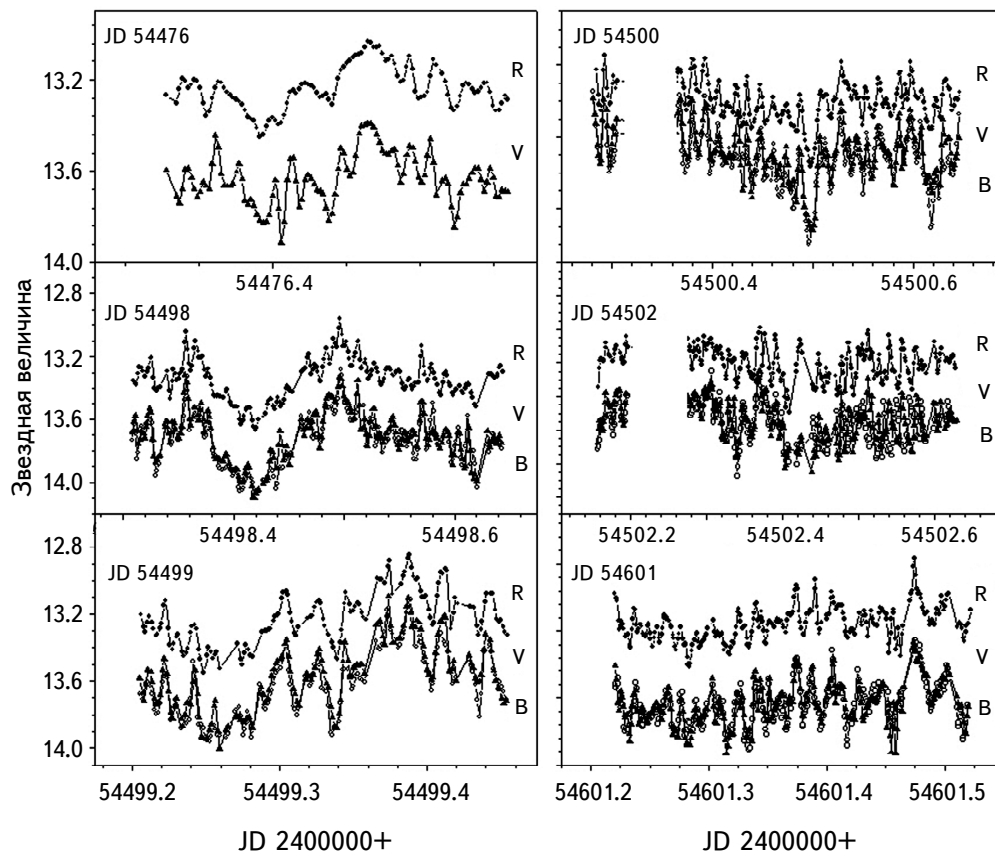


Рис.3. Кривые блеска, полученные в 2008г. в полосах *BVR*. Для каждой ночи в поле рисунка указана соответствующая юлианская дата (пять последних цифр).

области орбитального периода и его половинной величины, построенную с помощью метода Стеллингверфа, используя пакет программ ISDA [19] для данных 2008г. Наиболее значимый период в окрестности орбитального периода оказался 4.1 ч (0.1714 сут.), но в области $1/2$ периода наиболее значимым оказался период 0.08283 сут., что очень близко к половине орбитального периода $P_{\text{orb}}/2$.

Используя эфемериду для одного из минимумов, соответствующего внешнему соединению звезды-донора, $HJD = 2446863.4376 + 0.16537398E$ из работы [13], нами были построены фазовые диаграммы для всех ночей 2008г. в полосах *BVR*. На рис.5 приведены соответствующие средние фазовые кривые.

Из рис.5 можно видеть, что в течение орбитального периода фазовая кривая имеет двугорбый вид во всех полосах с минимумами около фаз 0 и 0.5 и амплитудой $0^m.1$. Отметим хорошее совпадение минимума на фазе 0 с эфемеридным значением. Это первая регистрация двугорбой орбитальной

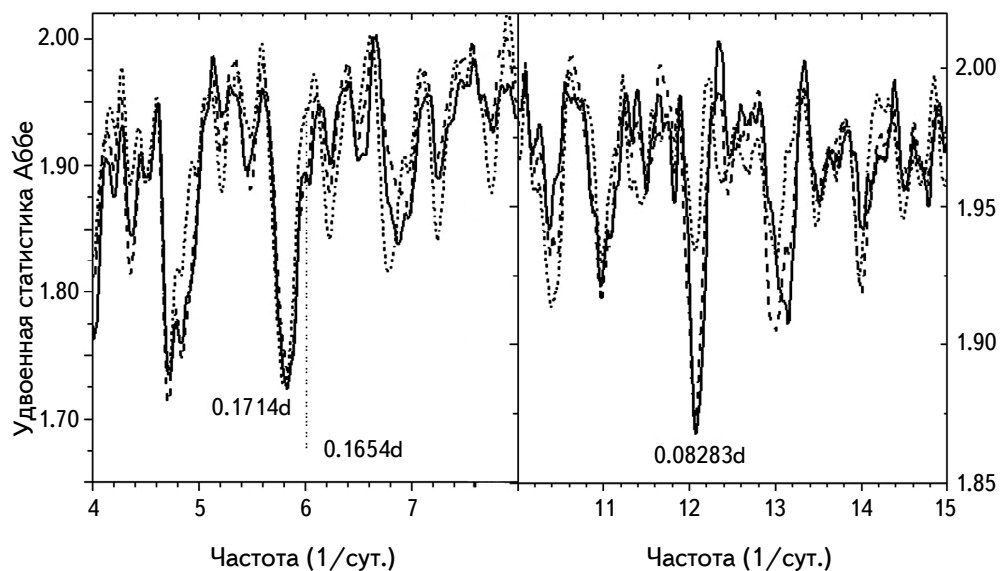


Рис.4. Периодограммы в окрестностях P_{orb} (слева) и $P_{orb}/2$ (справа) для полос BVR . Сплошной линией приведены периодограммы в полосе R , пунктирной - в V , точечной - в B .

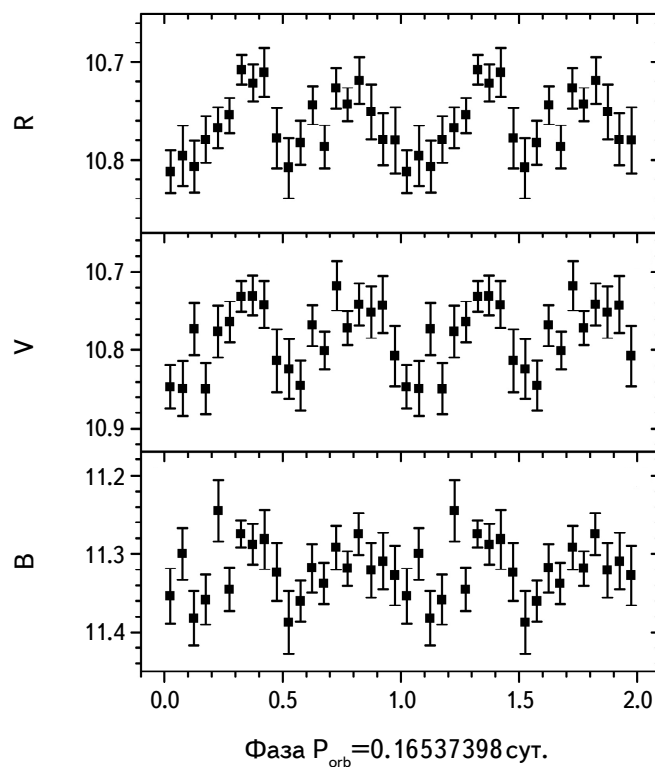


Рис.5. Средние фазовые кривые в полосах BVR по данным 2008г.

кривой блеска квазисовременно в полосах *BVR*. Ранее Хасвелл и др. [13] получили двугорбый профиль кривой в полосе *I*, но одногорбый в полосах *UBVR*, а Меттео и др. [12] сообщили о двугорбом профиле в полосе *B* (с амплитудой около $0^m.2$) и в квазиинфракрасной полосе (с амплитудой около $0^m.4$). Авторы указали на возможные источники переменности, формирующие профиль орбитальной кривой - эллипсоидальность вторичного компонента, эффект отражения и вклад аккреционного диска, однако сами же отметили, что объяснения не очень удовлетворительны. Двугорбый профиль орбитальной кривой во всех цветовых полосах может говорить о том, что основным источником переменности блеска DO Dra в 2008г. был эффект эллипсоидальности вторичного компонента.

4.2. *Квазипериодические колебания с характерным временем 0.02 сут.* На рис.6 приведены периодограммы для шести ночей (рис.3) в полосах *BVR* в области частот от 40 до 70 сут⁻¹. Они показывают наиболее значимую частоту около 50 сут⁻¹ ($P=0.02$ сут.) во всех полосах. Эта частота близка к частоте ранее наблюдаемых квазипериодических колебаний с характерным временем 0.021 сут., наблюдавшихся Адроновым и др. [10].

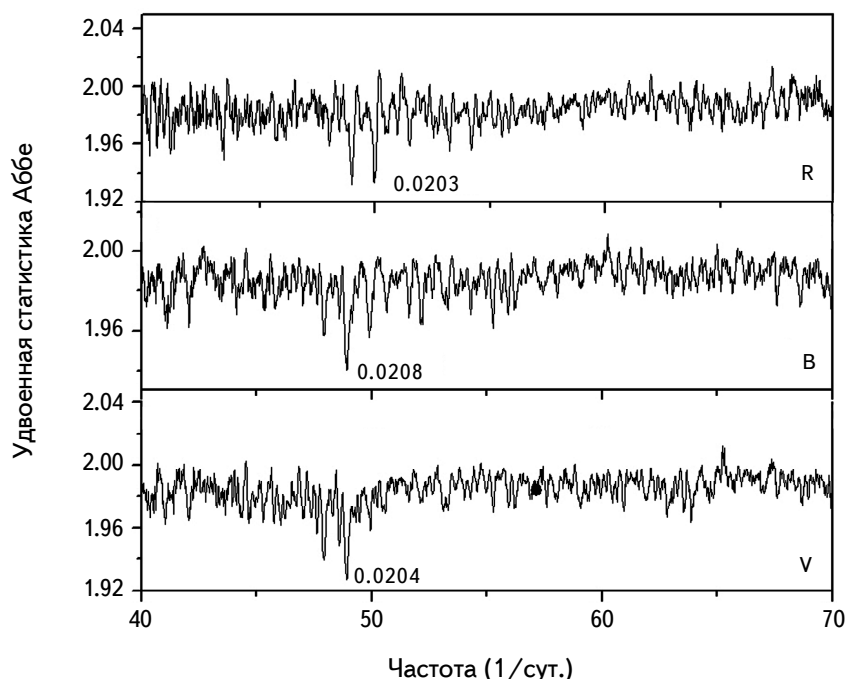


Рис.6. Периодограммы для шести ночей 2008г. в полосах *BVR* в диапазоне частот квазипериодических колебаний, найденных ранее [10]. Подписаны наиболее значимые периоды (в сутках).

4.3. *Период вращения.* Для исследования наличия периода вращения по нашим данным, были построены периодограммы в диапазоне частот от 100 сут.^{-1} до 325 сут.^{-1} [19] для каждой из шести ночей наиболее плотного ряда наблюдений (рис.7). Частоты, на которых должен наблюдаться период вращения белого карлика 529.31 с и его первая гармоника 265 с , наблюдавшиеся ранее [13,14], на рис.7 обозначены сплошными линиями. Пунктирными линиями на рис.7 отмечены квазипериоды 550 с и его первая гармоника 275 с , обнаруженные Паттерсоном и др. [14].

Из графиков видно, что ни в одну из ночей период вращения белого карлика и его первая гармоника явно не видны. А период 550 с и 275 с видны только в ночь JD 54476. Недостаточно большая амплитуда колебаний с периодом вращения белого карлика - отличительная особенность DO Dra. Существует несколько предположений, объясняющих эту особенность. В работе [16] отсутствие колебаний, связанных с вращением в период покоя

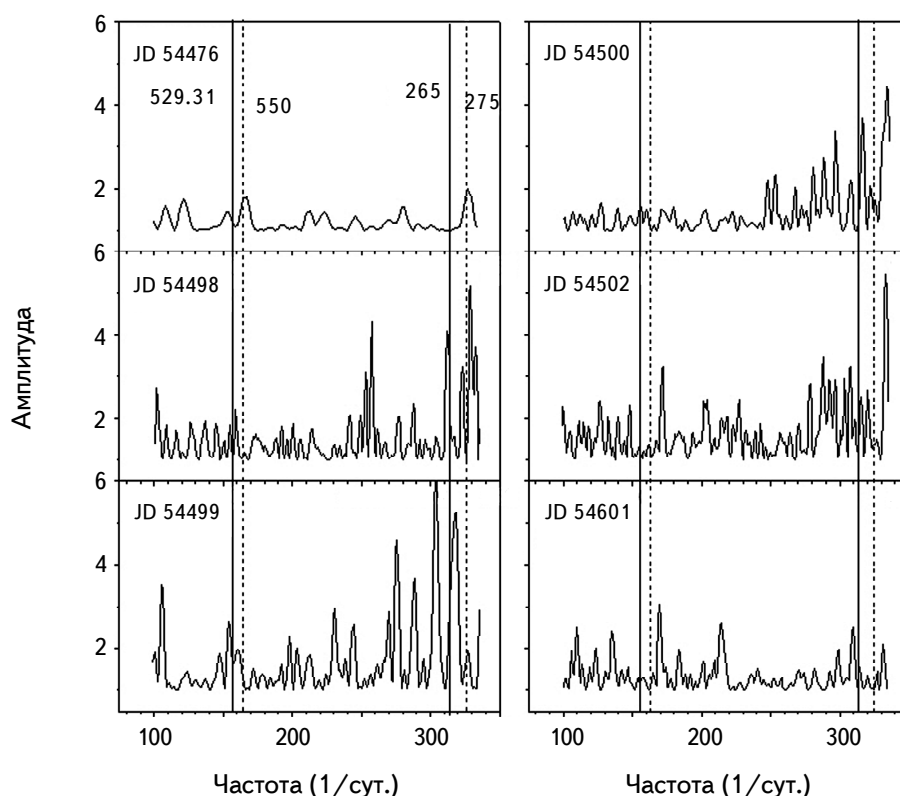


Рис.7. Периодограммы для шести ночей 2008г. в диапазонах частот периода вращения белого карлика и наблюдавшихся ранее квазипериодических колебаний. Для каждой ночи в поле рисунка указана соответствующая юлианская дата (пять последних цифр). Сплошная линия показывает положение периода вращения 529.31 с с первой гармоникой 265 с , а пунктирная линия - квазипериод 550 с и его первую гармонику 275 с .

DO Dra, объясняют его специфической геометрией, где наклон оси вращения равен $45^\circ \pm 5^\circ$ [12], и в сочетании с расположением полюсов в экваториальной плоскости белого карлика, приводит к непрерывной видимости магнитных полюсов, когда один заходит за лимб, появляется другой [16]. Увеличение амплитуды колебаний вращения белого карлика может произойти в результате асимметрии аккреции на двух полюсах, или в результате изменения видимости обоих полюсов за счет увеличения высоты аккреционной колонки, которая видна дольше, чем аккреционная область на другом полюсе. В работе [17] DO Dra приписывают слабое магнитное поле, в результате чего аккреция в области магнитных полюсов идет не в виде аккреционного потока, а в виде куртин, из-за которых появляются квазипериодические колебания, на фоне которых не видно колебаний, связанных с вращением.

5. *Мультипеременность блеска 1 апреля 2019г.* На рис.8 приведены исходные данные наблюдений 1.04.2019 (JD 2458575). Поскольку максимум чувствительности матрицы близок к эффективной длине волны полосы R , мы приписываем наблюдениям, выполненным в интегральном свете, нуль-

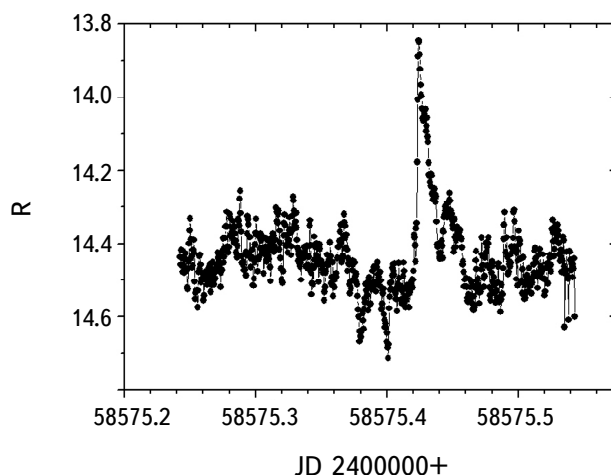


Рис.8. Кривая блеска, полученная 1 апреля 2019г.

пункт шкалы R . На кривой хорошо видна мультипеременность в изменении блеска на шкале минуты-часы с амплитудой $0^m.2-0^m.25$. Наиболее впечатляющим событием является кратковременный всплеск яркости в интервале HJD 2458575.41 - 2458575.44. За 3 мин блеск вырос на $0^m.7$, после чего он медленно падал до исходного состояния.

5.1. *Орбитальная модуляция.* Используя эфемериду для орбитального периода, где нуль-пункт соответствует внешнему соединению вторичного компонента $HJD = 2446863.4376 + 0.16537398E$ [13] и, предварительно убрав

данные, относящиеся к вышеупомянутому всплеску, мы построили фазовую кривую (рис.9). Разброс данных на кривой обусловлен более короткопериодическими колебаниями (см. ниже), а минимум верхней огибающей кривой совпадает с расчетным минимумом, согласно эфемериде [13].

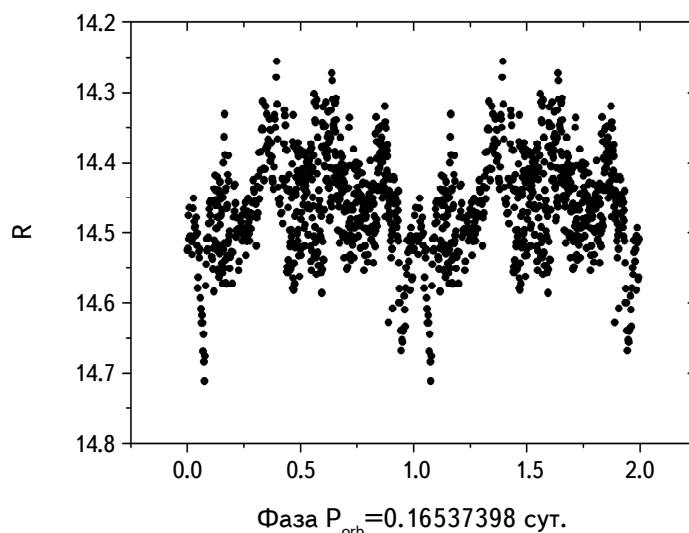


Рис.9. Свертка данных JD 2458575 с орбитальным периодом P_{orb} .

5.2. Короткопериодические колебания. Для определения характера короткопериодических колебаний вне всплеска, вычтя "орбитальную" кривую из данных, мы построили периодограмму (рис.10) с помощью преобразования Фурье, используя пакет программ ISDA [19].

Наиболее значимые пики на периодограмме указывают на период $2P=0.042$ сут. и $P=0.02083$ сут. Это именно тот период, который наблюдался в предыдущие годы [10] и был определен как квазипериод. Большая значимость удвоенного периода, возможно, вызвана статистическими эффектами - различной амплитудой колебаний от цикла к циклу.

5.3. Кратковременный всплеск. Определим характеристики кратковременного всплеска. На нижней панели рис.10 приведены свертки данных с периодом $P=0.02083$ сут. - отдельно для кратковременного всплеска и остальных данных этой ночи. Из кривой видно, что продолжительность кратковременного всплеска была соизмерима с длительностью двух соседних циклов ("a" и "b") 0.02-сут. колебаний, поэтому будем считать, что всплеск был двухкомпонентный, т.е., имел два максимума "a" и "b". Амплитуда максимума "a" составила $0^m.7$, а максимума "b" - $0^m.25$. Также видно, что на кривую всплеска накладывались и более короткопериодические колебания,

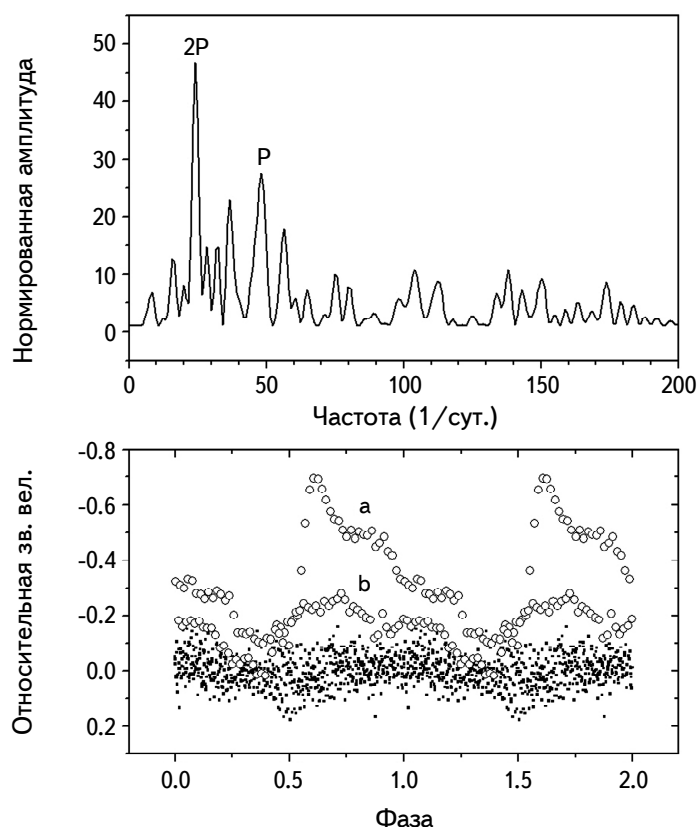


Рис.10. Периодограмма по данным 2019г. Отмечены наиболее значимые периоды P и $2P$ и свертка данных с периодом $P = 0.02083$ сут. Открытыми значками показаны данные, относящиеся к всплеску.

анализ которых будет проведен отдельно. Мы предположили, что в присутствии квазипериодических колебаний, которые накладывались на всплеск, его профиль будет лучше представлен нижней огибающей данных (рис.11). В данной модели всплеск представляет собой быстрое линейное увеличение блеска ($0^m.7$ за 3 мин.), последующее линейное ослабление с несколько меньшей скоростью ($0^m.2$ за 3 мин.) и медленное затухание, близкое к экспоненциальному.

5.4. Колебания блеска с периодом 0.006 сут. Вычтя из данных нисходящей ветви всплеска тренд, соответствующий профилю кривой, мы проанализировали остатки для частей кривой "a" и "b", построив соответствующие периодограммы (рис.12). В результате нами были обнаружены колебания блеска с периодом 0.006 сут. (рис.12) и амплитудой $0^m.1$ только в течение первой половины всплеска (т.е., части кривой "a"). Из-за недостаточной статистики пик на периодограмме, указывающий на данный период, довольно широк. Он с равной вероятностью охватывает как период

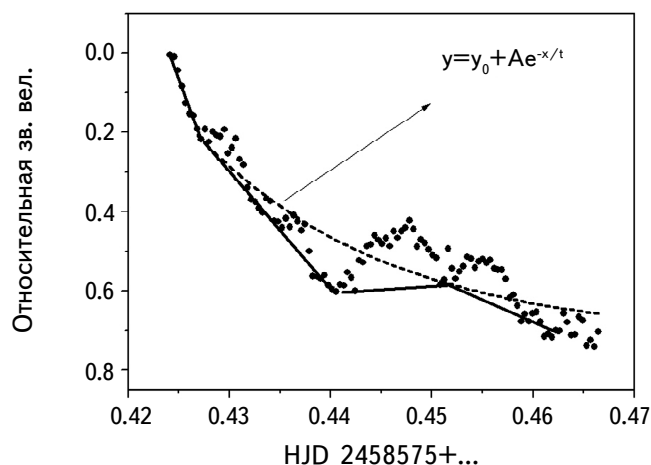


Рис.11. Кривая блеска всплеска. Точки - данные наблюдений, сплошная линия - нижняя огибающая данных как модель профиля всплеска с двумя максимумами, пунктирная линия - модель экспоненциального затухания.

вращения белого карлика 529 с (0.006126 сут.) [13], так и близкий к нему период квазипериодических колебаний 550 с (0.006366 сут.) [14]. В то же

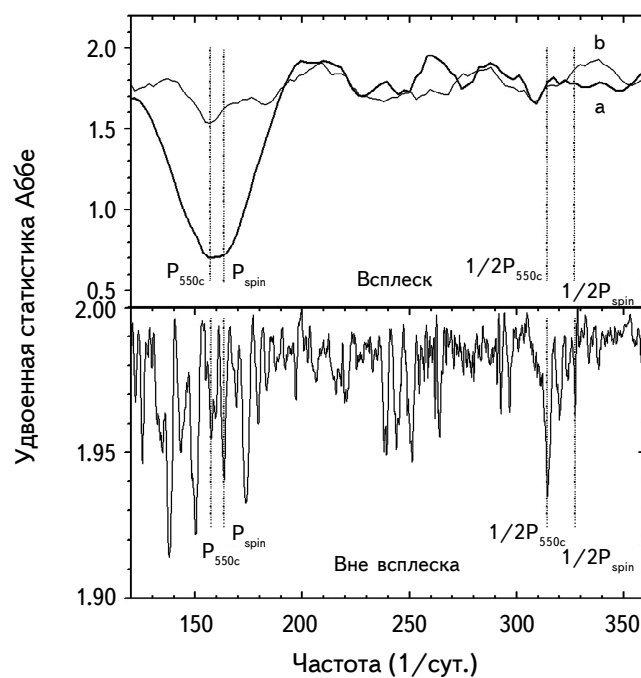


Рис.12. Вверху: периодограмма для частей всплеска "а" (жирная линия) и "б" (тонкая линия). Точечными линиями отмечены положения периода вращения белого карлика 529.31 с (P_{spin}), квазипериода 550 с (P_{550c}) и их первых гармоник. Внизу: периодограмма для данных вне всплеска.

время данные вне всплеска не содержат значимых колебаний с этими периодами, хотя можно заподозрить незначительные колебания с периодом, равным первой гармонике 550 с колебаний.

6. *Кратковременные короткопериодические колебания у катаклизмических переменных в целом и DO Dra, в частности.* В литературе отмечены регистрации редко встречающихся кратковременных (десятки минут) и высокоамплитудных (от нескольких десятых до нескольких звездных величин) вспышек (или всплесков яркости) у катаклизмических переменных с различной напряженностью магнитного поля белого карлика (поляры и промежуточные поляры), вплоть до отсутствия магнитного поля (новоподобные системы). Эти события могут быть связаны либо с аккреционным диском вокруг белого карлика, либо со вторичным компонентом системы. Так, у известного поляра AM Her Шаховской и др. [20] в 1992г. впервые обнаружили беспрецедентную "голубую" вспышку, длившуюся 30 мин и имевшую амплитуду $2^m.54$, $2^m.36$, $2^m.14$, $1^m.71$, $0^m.84$ в полосах *UBVRI*, соответственно. Восходящая ветвь вспышки длилась всего три минуты. Авторы связали это явление со вспышкой компонента-донора - красного карлика типа UV Cet. Хеллиер [21] приводит примеры всплесков, наблюдавшихся у промежуточного поляра TV Col и поляра QS Tel. В первом случае всплеск длился около 12 ч и для него найдены доказательства того, что он был вызван увеличенным переносом вещества от красного карлика. Предполагается, что причиной двух всплесков в системе QS Tel, длившихся 25-95 мин [22], могло быть либо увеличение переноса вещества, либо вспышка на красном карлике.

Недавно Скаринжи и др. [23] опубликовали анализ оптических наблюдений новоподобной катаклизмической переменной MV Lyr в глубоком минимуме блеска, полученных обсерваторией Кеплер. Авторы обнаружили 30 мин вспышки с амплитудой до $\sim 2^m$, повторяющиеся каждые два часа в интервале нескольких суток. Подобное явление наблюдалось и ранее [24] у MV Lyr в глубоком минимуме 1995г. в течение одной ночи. Кривая блеска на протяжении примерно двух часов представляла собой последовательность вспышек с характерным временем 20-40 мин и амплитудой около 1^m . Скаринжи и др. [23] считают, что данный феномен указывает на наличие непостоянной магнитно-регулируемой аккреционной моды, что, в свою очередь, подразумевает магнитно-запертые циклы аккреции в магнитном поле белого карлика, которое, по их оценкам, составляет $2 \cdot 10^4 - 10^5$ Гс и слишком мало, чтобы его можно было зарегистрировать современными приборами.

У карликовой новой в "провале периодов" [1] V1006 Cyg в спокойном состоянии блеска были обнаружены квазипериодические колебания, боль-

шинство которых имело характерное время 20-30 мин, а амплитуда в отдельные ночи достигала $0^m.5$ [25]. Эти колебания блеска не являлись редкими для данной звезды, однако их характерное время совпадает с характерным временем колебаний, приведенных выше для разных катаклизмических переменных. Авторы предположили, что эти колебания можно объяснить в рамках модели неоднородностей в аккреционном диске, описанных Фридманом и Бисикало [26]. В соответствии с моделью, если в двойной системе произошло увеличение темпа аккреции, в диске может образоваться сгусток, движущийся со скоростью 0.15-0.18 орбитального периода, представляющий собой однорукавную спиральную волну плотности [27,28].

Чисто морфологически наблюдавшийся нами всплеск имеет некоторые общие характеристики с вышеупомянутыми явлениями - похожая длительность (~60 мин), как у AM Her и MV Lyr, и такое же время возрастания блеска (3 мин), как у AM Her, однако мы ничего не можем сказать о цветовых характеристиках всплеска. Профиль всплеска, имеющий два максимума и экспоненциальное угасание, характерен для многих звезд типа UV Cet [29]. В то же время длительность этого события приблизительно совпала с характерным временем квазипериодических колебаний (или, по определению Андропова и др., ТПО - транзиентных периодических колебаний) около 0.02 сут., которые наблюдались Андроновым и др. [10] и подтверждены нами в данной работе. В этом случае редкостью является внезапное ~4-кратное увеличение амплитуды этих колебаний по сравнению со средней амплитудой. Если, согласно модели Андропова и др. [10], 30 мин колебания связаны со светящимся облаком, которое находится внутри полости Роша белого карлика, то быстрое увеличение его блеска может быть вызвано либо быстрым увеличением темпа переноса вещества, либо вспышкой типа UV Cet на красном карлике. Белый карлик в этом случае мог откликнуться на увеличившуюся аккрецию увеличением излучения из двух магнитных полюсов, а переработка этого излучения некими структурами в аккреционном диске (в соответствии с моделью Паттерсона и др. [14]) выглядела бы как появление колебаний с периодом 550 с. Отметим, что по нашим данным амплитуда этих колебаний в интегральном свете составила $0^m.1$, что намного выше зарегистрированных Паттерсоном и др. [14] амплитуд в полосах оптического диапазона: $0^m.046$ (*U*), $0^m.020$ (*B*), $0^m.016$ (*V*).

Очевидно, на данном этапе исследований нельзя сделать вывод о природе наблюдавшегося всплеска яркости DO Dra: связан ли он со вспышкой на красном компоненте системы, или с неоднородностями в аккреционном диске, или и с тем и с другим.

7. Заключение. В работе приведены результаты многоцветной фотометрии

DO Dra в течение шести ночей в полосах *BVR*, полученных в 2008г., и одной ночи в интегральном свете - в 2019г. В это время система находилась в состоянии существенно пониженной вспышечной активности.

Из анализа кривых блеска 2018г. было выявлено наличие орбитального периода квазисовременно в полосах *BVR*, в которых средняя кривая блеска имела двугорбый вид. Это первая регистрация двугорбой орбитальной кривой блеска в полосах *BVR*. Сделан вывод, что причиной орбитальной модуляции блеска во время наших наблюдений был эффект эллипсоидальности вторичного компонента.

В ночь JD 2458575 был зарегистрирован всплеск яркости в интегральном свете, профиль которого выглядел как кривая с двумя максимумами и экспоненциальным затуханием. Возрастание блеска длилось три минуты, амплитуда первого максимума достигла $0^m.7$, второго - $0^m.25$. Продолжительность всплеска была около часа. И хотя профиль всплеска, его длительность и амплитуда напоминают вспышки на красном карлике типа UV Cet, мы не исключаем возможного наличия источника этого явления в аккреционном диске.

Все наблюдения 2008 и 2019гг. показывают существование квазипериодических колебаний с характерным временем 0.020-0.021 сут., близким к ранее найденному [10].

В течение первой половины всплеска были зарегистрированы колебания блеска с характерным временем 0.006 сут. и амплитудой $0^m.1$, которые могут быть либо периодом вращения белого карлика 529.31 с [13], либо периодом 550 с, связанным с предполагаемой переработкой высокоэнергетического излучения в структурах, фиксированных в орбитальной плоскости [14].

Часть исследований (наблюдения 2019г. и анализ всех данных наблюдений, включая полученные в 2008г.) была выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-10063). Авторы благодарны рецензенту за ценные комментарии.

¹ ФГБУН, Крымская астрофизическая обсерватория РАН,
Республика Крым, e-mail: juliaradyga@mail.ru

² Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев, Украина

³ Международный центр астрономических, медицинских и экологических исследований НАН Украины, Киев, Украина

PHOTOMETRIC INVESTIGATION OF INTERMEDIATE POLAR DO Dra IN 2008 AND 2019

Ju.V.BABINA¹, E.P.PAVLENKO¹, M.V.ANDREEV^{2,3}

The analysis of photometric observations of the intermediate polar DO Dra obtained in the epoch of a significant decrease in its outburst activity for various average brightness of the system $13^m.6$ - $12^m.8$ (2008) и $14^m.7$ - $14^m.3$ (2019) is presented. Observations were carried out in 2008 in the Johnson *BVR* system and in 2019 in integral light. For the first time, quasi-simultaneous observations in the *BVR* bands recorded the orbital brightness modulation in the form of a two-humped curve in each of the bands, presumably caused by the ellipsoidality of the second component. For six nights in the *BVR* bands (2008) and one night in integral light (2019), steady quasiperiodic oscillations were observed in the vicinity of 0.02 days. On the night of JD 2458575 (2019), an increase in brightness of $0^m.7$ was recorded in 3 min, followed by an exponential decay. The flare lasted about an hour, during the first half oscillations with a period of about 0.006 days and an amplitude of $0^m.1$ were detected, which can be related either to the period of rotation of the white dwarf or to quasiperiodic oscillations. The nature of the flare is not clear, the paper considers the possible causes of this phenomenon.

Keywords: *DO Dra: cataclysmic variables: intermediate polar*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.Warner*, Cataclysmic Variable Stars, Cambridge University Press, 1995.
2. *J.Patterson, D.A.Schwartz, H.Bradt et al.*, Bull. Amer. Astron. Soc., **14**, 618, 1982.
3. *R.F.Green, D.H.Ferguson, J.Liebert et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **94**, 560, 1982.
4. *W.Zessewitsch*, Var. Stars, **4**, 291, 1934.
5. *W.Wenzel*, Inf. Bull. Var. Stars, **2262**, 1983.
6. *P.N.Kholopov et al.*, General Catalogue of Variable Stars, M., Nauka, 1985.
7. *N.N.Samus et al.*, General Catalogue of Variable Stars, M., Nauka, 2009.
8. *J.Patterson, N.Eisenman*, Inf. Bull. Var. Stars, **3079**, 1987.
9. *N.A.Virina*, OEJV, **133**, 1, 2011.
10. *I.L.Andronov, L.L.Chinarova, W.Han et al.*, Astron. Astrophys., **486**, 855, 2008.
11. *V.Simon*, Astron. Astrophys., **354**, 103, 2000.
12. *M.Mateo, P.Szkody, P.Garnavich*, Astrophys. J., **370**, 370, 1991.

13. *C.A.Haswell, J.Patterson, J.R.Thorstensen et al.*, *Astrophys. J.*, **476**, 847, 1997.
14. *J.Patterson, D.A.Schwartz, J.P.Pye et al.*, *Astrophys. J.*, **392**, 233, 1992.
15. *K.Beuermann, H.C.Thomas*, *Adv. Space Res.*, **13**(12), 115, 1993.
16. *J.Patterson, P.Szkody*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **105**, 1116, 1993.
17. *A.J.Norton, A.P.Beardmore, A.Allan et al.*, *Astron. Astrophys.*, **347**, 203, 1999.
18. *D.Boyd*, *Journal of the British Astronomical Association*, **115**, 25, 2005.
19. *J.Pelt*, *Irregularity Spaced Data Analysis, User Manual - Helsinki*, 1992.
20. *N.M.Shakhovskoy, I.L.Andronov, S.V.Kolesnikov*, *OAP*, **7**, 40, 1994.
21. *C.Hellier*, *Cataclysmic Variable Stars*, Springer, 2001.
22. *J.Warren et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **414**, 69, 1993.
23. *S.Scaringi, T.J.Maccarone, C.D'Angelo et al.*, *Nature*, **552**, 210, 2017.
24. *E.P.Pavlenko*, *OAP*, **9**, 38, 1996.
25. *E.P.Pavlenko et al.*, *CoSka*, **48**, 339, 2018.
26. *A.M.Fridman, D.V.Bisikalo*, *Physics Uspekhi*, **51**, 551, 2008.
27. *A.M.Fridman, A.A.Boyarchuk, D.V.Bisikalo et al.*, *Phys. Lett.*, **317**, 181, 2003.
28. *A.M.Fridman, O.V.Khoruzhii*, *Space Sci. Rev.*, **105**, 1, 2003.
29. *P.E.Гершберг*, "Активность солнечного типа звезд главной последовательности", 2015.

МАССИВНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА RY Sct - НОВОЕ РЕШЕНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА

Н.КОЧИАШВИЛИ¹, И.КОЧИАШВИЛИ¹, Р.НАЦВЛИШВИЛИ¹,
С.БЕРАДЗЕ^{1,2}, М.ВАРДОСАНИДЗЕ^{1,2}

Поступила 15 ноября 2019

Принята к печати 11 марта 2020

RY Sct - уникальная массивная двойная звездная система в короткой переходной эволюционной фазе. Это затменная двойная, где обе звезды переполнили свои полости Роша, в результате чего система находится в "сверхконтактном" состоянии. Она окружена молодой околозвездной туманностью. Двойная считается редким прародителем системы типа WR + OB. RY Sct близка к пределу светимости Эддингтона, поэтому радиационное давление играет важную роль в потере массы. По крайней мере, один из компонентов тесной двойной может быть связан с редким классом звезд LBV, или так называемыми переменными S Doradus. Мы вычислили орбитальные элементы, используя старые фотометрические данные Закирова и Кумсиашвили и новые спектральные данные вместе с результатами анализа наблюдений HST. Была рассмотрена модель, согласно которой компоненты RY Sct находятся в сверхконтактном состоянии и заполняют свои полости Роша. Более яркий первичный компонент передает массу более массивному, но менее яркому вторичному компоненту. Двойная система окружена общей оболочкой. Для начальных параметров мы взяли отношение масс $q = 4.42$; орбитальный период $P = 11^d.12471$, а для наклона орбиты мы использовали $i = 75^\circ.6$.

Ключевые слова: *UBVRI-фотометрия; тесные двойные; RY Scuti*

1. Введение. История исследования RY Sct. Тесная двойная система RY Sct подвергается процессам массопередачи и массообмена и имеет сложную структуру в своих внешних атмосферных слоях. Возможно, что она претерпевает эволюционные изменения в относительно короткие сроки, что важно для построения эволюционной модели системы.

Краткая история исследования этой двойной системы такова: Меррилл [1] обнаружил линию HeII $\lambda 4686$ в спектре RY Sct, которая специфична только для планетарных туманностей и их ядер. В спектре присутствуют сильные запрещенные линии [FeIII] и [SiIII], а также линии излучения водорода, гелия и других элементов. RY Sct наблюдался как радиоисточник [2]. Наличие интенсивных линий излучения и радиоизлучения (как в β Lyr) указывает на то, что вокруг RY Sct может быть небольшая область HII [3]. Звезда сильно покраснела от окружающей газовой и пылевой оболочки [4]. На основании спектральных наблюдений Каули и Хатчингс [5] обнаружили, что двойная система состоит из двух сверхгигантов раннего типа с отношением масс

$q = M_2/M_1 = 1.25$. Кинг и Джеймсон [3] предложили следующую модель для RY Sct: более яркая первичная (B0V) заполняет свою полость Роша и быстро переносит свою массу на более массивную, но менее яркую вторичную звезду. Гирисин и Мардироссян [6] предположили, что вторичный компонент должен быть окружен геометрически толстым аккреционным диском, что объясняет его аномально низкую светимость. Согласно [6], RY Sct подобна пекулярной системе β Лур и в настоящее время находится на пути становления Wolf-Rayet (WR) системы. Милано и др. [7], Гирисин и Мардироссян [6] проанализировали фотометрические кривые блеска Чати и др. [8], предполагая отношение массы компонентов $q = M_2/M_1 = 1.25$ по Каули и Хатчингсу [5]. Позже ряд авторов, работающих в рамках Международной скоординированной программы (Абастуманская астрофизическая обсерватория была координатором этой программы), использовали спектроскопические данные, полученные Р. Вестом по запросу Абастуманской обсерватории и получили новое соотношение масс компонентов $q = M_2/M_1 = 3.3$ [9]. Спектральные наблюдения RY Sct были выполнены Р. Вестом в области $\lambda\lambda 3450 - 5160 \text{ \AA}$ с дисперсией $12 \text{ \AA /мм}$. Антохина и Кумсиашвили [10] приняли это новое отношение масс $q = 3.3$ и применили метод синтетической кривой блеска для интерпретации фотометрических наблюдений, сделанных Кумсиашвили [11]. Модель (рис.1), которая включает в себя вторичный компонент в виде геометрически толстого диска, удовлетворительно описывает кривые блеска и согласуется с наблюдаемыми особенностями двойной системы. Был сделан вывод, что параметры RY Sct делают ее очень похожей на двойную типа WR + OB, если предположить, что менее массивная звезда находится в конце стадии предварительного переноса масс и обнажает свое гелиевое ядро на пути к превращению в систему WR. Были получены следующие параметры двойной: $i = 85^\circ \pm 2$; экваториальный радиус аккреционного диска $a = 0.6 R_{orb}$ (диск сильно уплощен и имеет отношение

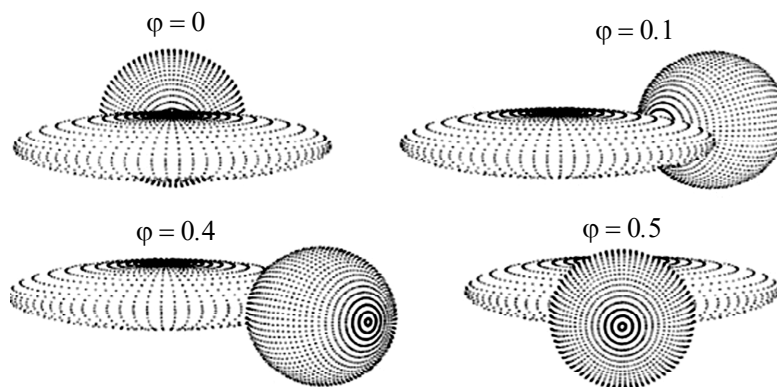


Рис.1. Модель RY Sct по Антохиной и Кумсиашвили [10].

осей $b/a=0.2$); экваториальная (19000 K) и полярная (43000 K) температуры аккреционного диска.

RY Sct был повторно исследован на основе спектральных данных, полученных в La Silla (ESO) и в СТЮ, охватывающих спектральные области 3400-5150 Å и 5700-6700 Å, а также с IUE [12]. В этой статье авторы пришли к выводу, что RY Sct представляет собой взаимодействующую двойную, образованную первичным $B0 \sim 10 M_{\odot}$ и вторичным $\sim 36 M_{\odot}$ компонентами. Среди ее эмиссионных особенностей есть ряд линий, которые характерны для планетарных туманностей. Вторичный компонент системы, окруженный непрозрачной оболочкой, излучает в HeII $\lambda 4686$. Авторы предполагают, что вокруг системы существует тройная туманность.

Джурашевич и др. [13] решили кривые блеска RY Sct, полученные Закировым и Эшанкуловой в Майдаанакской обсерватории в 1979-1994гг. Они использовали метод обратной задачи [14] и исходные параметры $q=3.3$, $i=84^{\circ}.3$. Согласно этому решению, потеря массы происходит через внешнюю лагранжеву точку L3, и этот процесс "рассматривается как возможный механизм формирования околозвездной оболочки тороидальной формы, лежащей в плоскости орбиты системы" [13]. Для звездных масс авторы получили $M_{hot} \sim 8 M_{\odot}$ и $M_{cool} \sim 26 M_{\odot}$. Согласно этому решению, более массивная, но

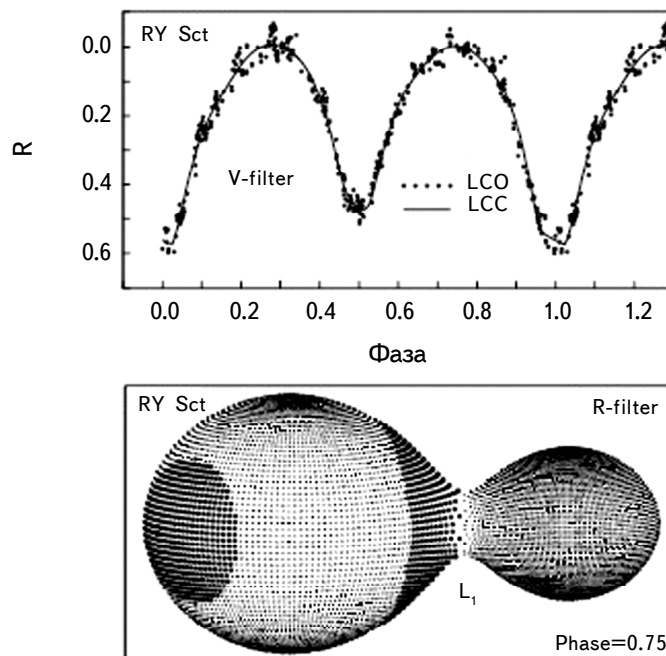


Рис.2. R кривая блеска и модель RY Sct по Джурашевичу и др. [13].

более холодная звезда имеет две горячие точки на поверхности (см. рис.2). Авторы предположили, что RY Sct принадлежит к ассоциации Ser OB1.

"Новая эра" исследования RY Sct началась статьями американской группы авторов [15]. Результаты в основном касаются физических характеристик компактной туманности вокруг RY Sct (рис.3). Авторы получили и проанализировали богатые высококачественные данные наблюдений в различных спектральных интервалах: визуальном, ИК и радио. Используя спектральные данные, полученные в ESO, HST, KPNO и СТЮ, а также изображения HST, 5-м телескопа обсерватории Паломар, 10-м телескопа Keck и карты радио-континуума радиобсерватории VLA (Very Large Array), авторы представили подробный анализ пекулярной туманности вокруг RY Sct в работах [15-18].

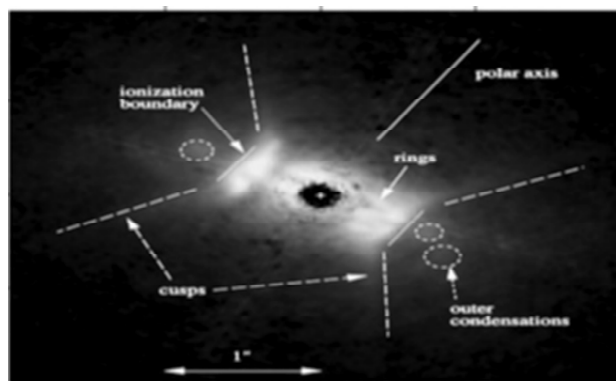


Рис.3. HST WFPC2 изображения RY Scuti [15].

Авторы определили массы звезд-компаньонов (49 и $39 M_{\odot}$) и общую болометрическую светимость $3.4 \cdot 10^6 L_{\odot}$ [19]. Для этой системы данное значение близко к пределу Эддингтона. Для спектральных классов звезд-компаньонов они получили O9.5 и O6.5, а для расстояния между ними - 0.43 AU. На снимках HST и Keck они впервые показали, что вокруг тесной двойной существует туманность с двумя лепестками $1'' \times 2''$, соответствующая радиусам в несколько тысяч а.е. на расстоянии 1.8 кпк [15-18].

Наиболее полное исследование компактной туманности RY Sct было выполнено после анализа данных наблюдений, полученных на различных инструментах в разных областях спектра. Они оценили системную скорость -20 ± 3 км/с; плотность электронов $n_e = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ и температуру в туманности RY Sct - $9000^\circ \text{ K} < T < 10000^\circ \text{ K}$ [17]. Скорость расширения туманности на юго-западной стороне в два раза больше, чем на северо-восточной стороне. Для этих оценок они использовали разные методы и получили сходные значения, что указывает на правильность их подхода. Для массы туманности они получили $M \approx 0.003 M_{\odot}$. Авторы установили, что "туманность RY Sct

богата He и N, в то время как O и C, вероятно, имеются в малом количестве по сравнению с солнечными значениями, что указывает на то, что материал, обработанный в течение CNO цикла, экспонируется на поверхности звезды, которая выбросила туманность" [17]. Это очень важно для понимания текущего эволюционного статуса системы.

На изображение HST показывает очень сложную ионизированную туманность. Выявлено несколько интересных структур, в том числе пара концентрических ионизированных колец выше и ниже экваториальной плоскости системы, расположенных на внутреннем краю более вытянутого пылевого тора [15]. Авторы нашли, что изображение было снято при фазе $P=0.37$ и рассчитали наклонение орбиты системы $i=75^\circ.6$ (рис.3, [15]).

Все эти выводы согласуются с гипотезой о том, что туманность RY Sct образовалась в результате потери массы из внешних лагранжевых точек из-за переполнения полости Роша, когда объект эволюционирует к двойной системе типа WR + OB [17].

Если иметь в виду, что туманность, по-видимому, была выброшена недавно (~120 лет назад) во время взрыва звезды [16] и сильно асимметрична, то можно предположить, что эта короткая эволюционная фаза характеризуется спорадической потерей массы. Имеющиеся данные [16] указывают на то, что RY Sct, возможно, претерпел что-то аналогичное вспышкам S Doradus, ярких синих переменных (LBV), хотя этот тип вспышки может казаться феноменологически отличным в контактной двойной системе [17].

Согласно новым исследованиям системы RY Sct, "массивная затменная двойная поймана в короткой фазе переполнения полости Роша, где она лишается своей H-оболочки, чтобы достичь фазы звезды Вольфа-Райе и, в конечном счете, SN типа Ibc" (см. [20]). Окончательные результаты, полученные для масс и спектральных типов компонентов RY Sct: O9.7Ibpe - первичный компонент с массой $8 M_\odot$ и B0.5I вторичный, с массой $30 M_\odot$ [20].

2. Данные, использованные в этой статье. Мы использовали *UBVRI* фотометрические данные Закирова [21] и *UBV* фотометрические данные Кумсиашвили [11]. Оба наблюдателя использовали стандартную процедуру обработки данных.

UBVRI кривые блеска были получены в Майданакской обсерватории в течение 1979-1981гг. с использованием 40-см рефлектора, 48-см AZT-14 и 60-см рефлектора Zeiss. BD-12°5036 и BD-12°5049 использовались в качестве звезд сравнения, а BD-12°5031 - в качестве контрольной звезды. Было получено 408 отдельных наблюдений в *U*-полосе, 413 - в *B*, 424 в *V*, 407 в *R* и 296 в *I*-полосе [21].

UBV фотоэлектрические наблюдения проводились в Абастуманской

обсерватории на горе Канобили с использованием 0.48-м рефлектора AZT-14 в течение 1972-1985гг. BD-12°5049 использовалась как звезда сравнения, а BD-12°5031 служила эталонной звездой. Существует более 1000 индивидуальных наблюдений в каждом цвете в отдельности. Это соответствует 106 наблюдательным ночам.

Для обоих данных наблюдений [21,11] орбитальные фазы были рассчитаны с помощью эфемеридной формулы [8]:

$$\text{Min } I = 2443342.42 + 11^{\text{d}}.12471E. \quad (1)$$

3. *Модельные расчеты.* Мы вычислили орбитальные элементы с использованием *UBVRI* фотометрических данных Закирова [21] и *UBV* фотометрических данных Кумсиашвили [11] и рассмотрели модель, согласно которой компоненты RY Sct находятся в контактном состоянии - они

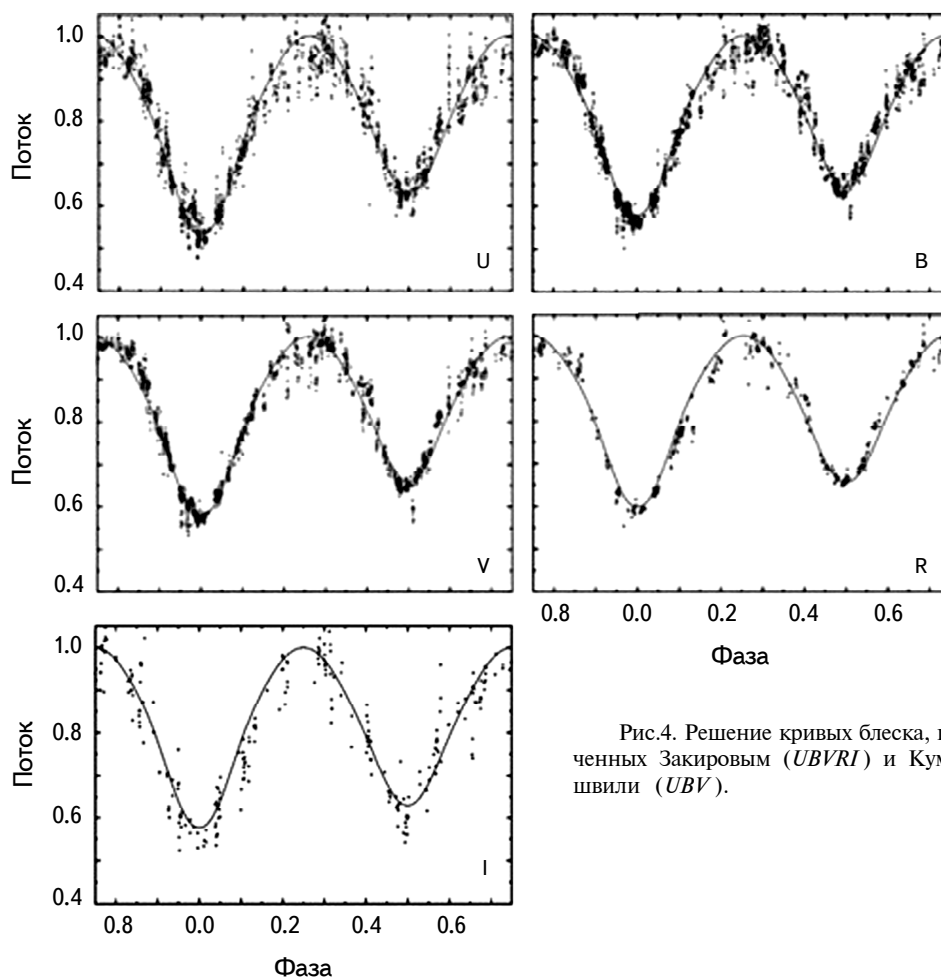


Рис.4. Решение кривых блеска, полученных Закировым (*UBVRI*) и Кумсиашвили (*UBV*).

Таблица 1

ВЫХОДНОЙ ФАЙЛ ДАННЫХ ВМЗ, V ФИЛЬТР

Входное отношение масс = 4.200000	Отношение масс <1 = 0.238095
Омега 1 = 7.532593	Омега 2 = 7.722304
Омега внутренняя = 8.164964	Омега внешняя = 7.532593
С 1 = 1.488685	С 2 = 1.506058
С внутренний = 1.546594	С внешний = 1.488685
Заполнение 1 = 1.000000	Заполнение 2 = 0.700000
Лагранжиан L1 = 0.642611	Лагранжиан L2 = 1.463698
AG = r1(задний) = 0.603615	AS = r2(задний) = 0.358150
BG = r1(боковой) = 0.565157	BS = r2(боковой) = 0.288131
CG = r1(полюсный) = 0.509609	CS = r2(полюсный) = 0.272477
Площадь поверхности 1 = 4.003030	Площадь поверхности 2 = 1.141156
Объем 1 = 0.705732	Объем 2 = 0.107637
Средний радиус 1 = 0.559460	Средний радиус 2 = 0.306253
Средний радиус 1 (об.) = 0.552311	Средний радиус 2 (об.) = 0.295092
Эксцентриситет = 0.00000	Долгота периастра = 0.0000
Фаза периастра = 0.00000	Фаза соединения = 0.00000
Угловое вращение F1 = 1.0000	Угловое вращение F2 = 1.0000
Фаза нормализации = 0.25000	Коэффициент нормализации = 1.00000
Наклонение = 75.600	Длина волны = 5500.00
Температура 1 = 31000.00	Температура 2 = 30000.00
Светимость 1 = 0.7864	Светимость 2 = 0.2136
Коэффициент гравитации 1 = 3.000	Коэффициент гравитации 2 = 1.700
Потемнение к краю 1 = 0.200	Потемнение к краю 2 = 0.350
Отражение 1 = 3.000	Отражение 2 = 0.000
Третий источник света = 0.0000	Период = 11.12471000
K1 = 250.000000	K2 = 59.000000
V0 = -20.000000	

заполняют свои полости Роша. Более яркий первичный компонент передает массу более массивному, но менее яркому вторичному компоненту. Для входных параметров имеем отношение масс $q=4.2$ [22]. Период обращения

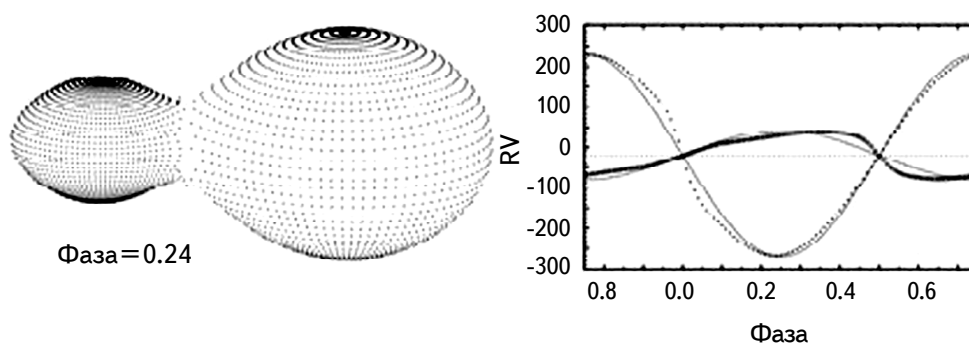


Рис.5. 3D-модель и модельные RV кривые RY Sct в V фильтре.

$P=11^d.12471$ ([21,11]). Для наклона орбиты мы использовали $75^\circ.6$, который был получен после анализа изображений HST [15]. Код Вильсона-Девинния (ВМЗ) использовался для модельных расчетов [23] (см. рис.4 и рис.5).

Линии на рис.4 представляют теоретические кривые блеска ВМЗ. Точки соответствуют данным наблюдений. Выходные параметры системы приводятся в табл.1 (V фильтр).

4. *Абсолютные параметры RY Sct.* Код также дает абсолютные параметры системы (см. табл.2):

Таблица 2

АБСОЛЮТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ RY Sct (V ФИЛЬТР)

Масса 1 = 7.171583 солнечных массы	Масса 2 = 30.388062 солнечных массы
Большая полуось = 48.799229 млн км	Большая полуось = 70.113835 солнечных радиусы
Средний радиус 1 = 27.301238 млн км	Средний радиус 1 = 39.225917 солнечных радиусы
Средний радиус 2 = 15.395562 млн км	Средний радиус 2 = 22.120060 солнечных радиусы

5. *Дискуссия.* После решения $UBVRI$ кривых блеска для RY Sct, с использованием кода Вилсона-Девинния, мы получили следующую модель системы: менее массивный, но более яркий компонент заполняет свою полость Роша. Перенос массы к более массивной звезде происходит через лагранжеву точку L1. Следовательно, массивный компонент "сидит" в газовой оболочке. Кроме того, наблюдается интенсивный отток массы из границ Роша первичного компонента, поскольку он переполняет свою полость Роша. Этот процесс оттока массы от границ полости Роша является основным источником общей оболочки. Это мнение подтверждается также спектральными наблюдениями (см. например [24]), где авторы сообщают об "интенсивном, переменном оттоке вещества" из системы. Потоки газа и общая оболочка оказывают лишь слабое влияние на кривые блеска. Мы воспользовались вновь определенными параметрами для исходных данных, которые были получены с использованием новых инструментов, и получили новое модельное решение, которое намного проще - оно не содержит аккреционный диск или горячие точки.

Соответственно, мы пришли к выводу, что можно определить структуру/структуры газовой оболочки/оболочек, используя спектральные данные (или изображения с высоким разрешением) высокого разрешения. Но эти оболочки не оказывают существенного влияния на кривые блеска.

Эта работа была поддержана Национальным научным фондом Шота Руставели (SRNSF), грант № 218070, "Следующая возможная вспышка Р Cygni".

¹ Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.Харадзе,
Государственный университет им. Ильи, Тбилиси, Грузия,
e-mail: nino.kochiashvili@iliauni.edu.ge

² Самцхе-Джавахеи, Государственный университет, Грузия

MASSIVE BINARY SYSTEM RY Sct - NEW SOLUTION OF LIGHT CURVES

N.KOCHIASHVILI¹, I.KOCHIASHVILI¹, R.NATSVLISHVILI¹,
S.BERADZE^{1,2}, M.VARDOSANIDZE^{1,2}

RY Scuti is a unique massive binary star system in a short transitional evolutionary phase. It is an eclipsing binary where both stars have overfilled their Roche lobes causing the system to be in an "overcontact" state and it is surrounded by a young circumstellar nebula. The binary is thought to be a rare progenitor of a WR+OB system. RY Sct is near the Eddington luminosity limit, so radiation pressure plays an important role in the mass loss. At least one of the components of the close binary may be related to a rare class of LBV stars, or so called S Doradus variables. We calculated orbital elements using old photometric data by Zakirov and Kumsiashvili and new spectral data together with results of analysis of HST observations. There was considered a model, according which the components of RY Sct are in overcontact condition - they are filling their Roche Lobes. The brighter primary component transfers mass to the more massive, but less bright secondary. The binary system is surrounded by a common envelope. For input parameters we used the mass ratio of $q=4.2$, the orbital period of $P=11^d.12471$ and for orbital inclination we used $i=75^\circ.6$.

Keywords: *UBVRI photometry: close binaries: RY Scuti*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.W.Merrill*, *Astrophys. J.*, **67**, 179, 1928.
2. *V.A.Hughes, A.Woodsworth*, *Nature*, **242**, 116, 1973.
3. *A.R.King, F.R.Jameson*, *Astron. Astrophys.*, **71**, 326, 1979.
4. *G.L.Grasdalen, J.A.Hackwell, R.D.Gehrz et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **234**, L129, 1979.
5. *A.P.Cowley, J.B.Hutchings*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **88**, 456, 1976.
6. *G.Giuricin, F.Mardirossian*, *Astron. Astrophys.*, **101**, 138, 1981.
7. *L.Milano, A.Vittone, F.Ciatti et al.*, *Astron. Astrophys.*, **100**, 59, 1981.
8. *F.Ciatti, A.Mammano, R.Margoni et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **41**, 143, 1980.
9. *M.Yu.Skul'skii*, *Bull. AbAO*, **58**, 101, 1985.
10. *E.A.Antokhina, M.I.Kumsiashvili*, *Pis'ma Astron. Zh.*, **25**, 662, 1999.
11. *M.Kumsiashvili*, *Bull. AbAO*, **58**, 93, 1985.
12. *J.Sahade, R.M.West, M.Yu.Skul'skii*, *Rev. Mex. Astron. Astrophys.*, **38**, 259, 2002.
13. *G.Djurasevic, M.Zakirov, M.Eshankulova et al.*, *Astron. Astrophys.*, **374**, 638, 2001.
14. *G.Djurasevic*, *Astrophys. Space Sci.*, **197**, 17, 1992.
15. *N.Smith, R.D.Gehrz, R.M.Humphreys et al.*, *Astron. J.*, **118**, 960, 1999.
16. *N.Smith, R.D.Gehrz, W.M.Goss*, *Astron. J.*, **122**, 2700, 2001.
17. *N.Smith, R.D.Gehrz, O.Stahl et al.*, *Astrophys. J.*, **578**, 464, 2002.
18. *R.D.Gehrz, N.Smith, B.Jones et al.*, *Astrophys. J.*, **559**, 395, 2001.
19. *R.D.Gehrz, T.L.Hayward, J.R.Houck et al.*, *Astrophys. J.*, **439**, 417, 1995.
20. *R.D.Gehrz, N.Smith, D.Shenoy*, *EAS Publ.*, **71-72**, 109, 2015.
21. *M.M.Zakirov*, *Bull. AbAO*, **58**, 425, 1985.
22. *E.D.Grundstrom, D.R.Gies, T.C.Hillwig et al.*, *Astrophys. J.*, **667**, 505, 2007.
23. *D.H.Bradstreet*, *The Society for Astronomical Sciences 24th Annual Symposium on Telescope Science*, **24**, 23, 2005.
24. *N.D.Melikian, V.S.Tamazian, J.A.Docobo et al.*, *Astrophysics*, **53**, 202, 2010.

ПРЕДВСПЫШЕЧНАЯ ДИНАМИКА МИКРОВОЛНОВОГО И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

И.А.БАКУНИНА¹, В.Ф.МЕЛЬНИКОВ², А.С.МОРГАЧЕВ^{2,3}

Поступила 6 сентября 2019

Принята к печати 11 марта 2020

В настоящей работе исследована пространственная динамика микроволнового излучения (данные радиогелиографа Нобеля) двух активных областей NOAA 12673 и NOAA 11261 за несколько часов до мощных вспышек рентгеновского класса М. Установлена сильная нестационарность пространственного распределения радиояркостности и интенсивности излучения в определенных участках активной области. Для исследования тонкой структуры активных источников излучения привлечены также данные в ультрафиолетовом (AIA/SDO) диапазоне. Показано, что пространственная динамика микроволновых источников хорошо коррелирует с положением и появлением ярких ультрафиолетовых (УФ) петель в линии 94 Å, т.е., с магнитными петлями, плазма в которых разогревается до высоких температур $\sim 10^7$ К. Из совместного анализа карт УФ и радиоизлучения с картами магнитного поля (HMI/SDO) для активной области NOAA 12673 выявлено, что появление сильной нестационарности микроволновых источников происходит одновременно с возгоранием системы перекрещивающихся УФ петель (X-структур). Также показано, что яркие УФ петли и микроволновые источники возникают в области всплытия новых магнитных потоков.

Ключевые слова: *Солнце: активные области: вспышки: микроволновое излучение*

1. Введение. Известно, что перед мощными солнечными вспышками происходит всплытие нового магнитного потока в активных областях [1-3]. Кроме того, в последние годы при анализе данных, полученных на таких крупных космических обсерваториях как GOES, RHESSI, SOHO/MDI, SDO (инструменты AIA and HMI), был сделан вывод о том, что наиболее характерным признаком подготовки крупной вспышки является формирование структуры магнитного поля типа "SHIL" (сильное магнитное поле с высоким градиентом на линии раздела полярностей) [4-6].

Одним из ярких примеров подобного поведения магнитного поля стала активная область (АО) NOAA 12673 (NOAA - National Oceanic and Atmospheric Administration), которая эволюционировала от одиночного пятна северной магнитной полярности до самой активной АО 24 цикла солнечной активности со сложным магнитным полем дельта-конфигурации. С 4 по 10 сентября 2017г. она произвела 52 вспышки рентгеновского класса C, M и X, в том числе 4 вспышки класса выше GOES X1 (включая вспышки X9.3 6 сентября 2017г.

и X8.2 на лимбе 10 сентября), а также 8 вспышек класса выше GOES M3.

В работах [7-10] сообщается об очень быстром всплытии нового магнитного потока в АО 12673, начиная с 3 сентября. При этом наблюдалось вращение основных пятен группы против часовой стрелки, а также образование сдвигового движения между пятнами и S-образная структура нейтральной линии магнитного поля. Кроме того, обнаруживается существование магнитных жгутов между основными пятнами перед началом каждой вспышки. Сильное сдвиговое движение и вращение способствовали дестабилизации скрученного магнитного потока, что, скорее всего, явилось причиной вспышек в АО 12673.

В нашем исследовании рассмотрены две активных области: NOAA 12673 4 сентября 2017г., когда в ней произошла первая, достаточно мощная вспышка (среднего рентгеновского класса M1.2), а также другая активная область NOAA 11261, которая появилась на диске Солнца с уже развитой сложной магнитной структурой, и которая, в отличие от АО 12673, произвела 27 вспышек рентгеновского класса C и 4 вспышки класса M.

На рис.1 представлена динамика развития обеих областей по зарисовкам магнитных полей пятен, проведенных в обсерватории КрАО РАН. Выбранные активные области имеют: а) различную пространственную ориентацию фотосферного магнитного поля (АО 12673 вытянута в направлении север-юг, а АО 11261 - с северо-востока на юго-запад); б) разную динамику всплытия магнитного потока; в) разную степень вспышечной продуктивности. Несмотря на эти отличия, в настоящей работе сделана попытка найти общие проявления предвспышечной ситуации. Для этого исследована пространственная динамика

АО 12673 2, 3, 4 и 5 сентября 2017г.



АО 11261 1, 2 и 4 августа 2011г.

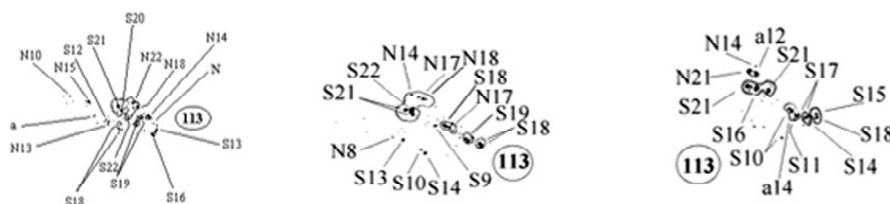


Рис.1. Зарисовки пятен и фотосферных магнитных полей для АО 12673 (52) 2-5 сентября 2017г. и для АО 11261 (113) 1, 2 и 4 августа 2011г. по данным КрАО РАН.

микроволнового излучения с использованием данных радиогелиографа Нобеяма (NoRH) обеих активных областей за несколько часов до рентгеновских вспышек класса М. Поскольку микроволновое излучение является очень чувствительным индикатором изменения параметров активной области, а именно: концентрации нетепловых электронов, температуры и плотности плазмы, напряженности и пространственной структуры магнитного поля, использование его наблюдаемых характеристик для диагностики процессов, происходящих перед вспышками и корональными выбросами массы (КВМ), представляется очень перспективным.

2. *Наблюдения и анализ данных.* Анализ пространственной и временной динамики микроволнового излучения активных областей выполнен на основе радиокарт Солнца, полученных на радиогелиографе Нобеяма на частоте 17 ГГц с двумерным пространственным разрешением 10"-15", с временным интервалом между изображениями 10 с и временем усреднения при синтезе изображений 10 с. Для исследования тонкой структуры активных источников излучения в обеих АО привлечены также данные наблюдений AIA/SDO в крайнем ультрафиолетовом (КУФ) диапазоне 94 Å и данные наблюдений фотосферного магнитного поля HMI/SDO.

2.1. *Наблюдения АО 12673.* В нашем исследовании рассмотрено поведение микроволнового излучения активной области АО 12673 на стадии ее активного образования, задолго до вспышек класса Х. Нас интересовала пространственная динамика излучения после всплытия нового магнитного потока, которое началось 3 сентября, а именно, в интервале несколько часов перед первой интенсивной вспышкой в этой АО класса М1.2 (05:36) 4 сентября 2017г.

В течение 6.5 ч до начала вспышки М1.2 пространственное распределение радиояркостности кардинально изменялось от двух почти параллельных петлеобразных структур, вытянутых в направлении "север-юг" с положительной поляризацией южных оснований и отрицательной - северных оснований в начале наблюдений (22:50 UT) до появления за ~2.5 ч до начала вспышки яркой петлеобразной структуры, вытянутой в направлении "восток-запад". Эта поперечная структура в дальнейшем продолжала усиливаться и стала источником относительно мощного микроволнового излучения вспышки (рис.2а, б). Заметим, что эта новая горизонтальная микроволновая структура соединяет старое магнитное поле северной полярности с вновь возникшим магнитным потоком южной полярности.

Сопоставление с динамикой УФ излучения (AIA/SDO - 94Å) (рис.3а, б) показывает, что в начале наблюдений (23:11) в КУФ четко видны три системы петель (возможно, скрученных магнитных жгутов). В целом они совпадают со структурой источников, видимых на радиогелиографе Нобеяма

(рис.2), кроме горизонтальной, которая в радиодиапазоне появилась значительно позже, за ~ 2.5 ч до вспышки. Максимумы яркости в двух диапазонах излучения не совпадают: радиояркость максимальна в южном основании верхней петли, КУФ яркость максимальна в верхней части этой петли.

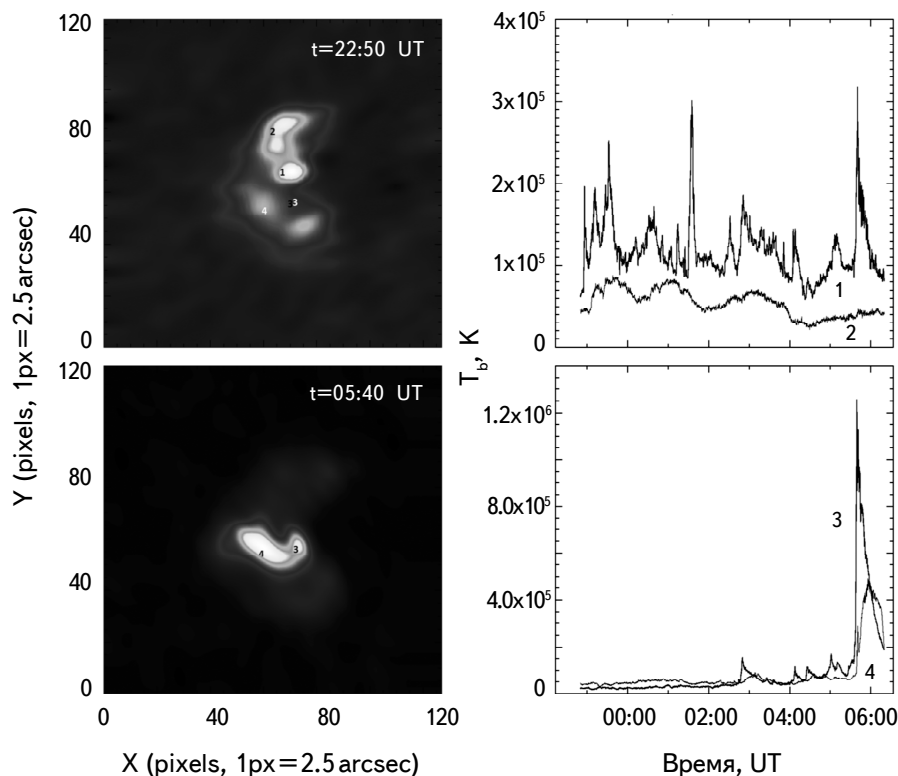


Рис. 2 а) Структура радиоисточника (NoRH) (левая панель) в интенсивности (параметр Стокса I) в два момента времени: 22:50 UT (начало наблюдений) и 05:40 UT (начало вспышки M1.2, 4 сентября 2017г.). Вспышка происходит во вновь сформированной горизонтальной структуре; б) Временные профили излучения на 17 ГГц из разных мест радиоисточника (1, 2 и 3, 4).

За УФ излучение в линии $94 \text{ \AA}$ ответственна плазма, нагретая до очень высоких температур $T \sim 10^7 \text{ K}$. Наблюдение в течение нескольких часов в АО ярких петель в этой линии свидетельствует о присутствии в них горячей, $T = 10^7 \text{ K}$, плазмы. Это означает, что в АО часами происходит значительное энерговыделение, предшествующее возникновению мощной вспышки.

Новая яркая поперечная УФ петля в горизонтальной структуре появляется в 01:42 UT раньше, чем окончательно сформируется перед вспышкой горизонтальный микроволновый источник. Возгорание системы УФ пересекающихся петель (X-структуры) происходит в 03:10 UT, одновременно с появлением

сильной временной нестационарности излучения микроволновых источников новой горизонтальной структуры (рис.2а). К началу вспышки (04:10 - 05:40 UT) в области микроволнового горизонтального источника возникает система пересекающихся друг с другом и активно взаимодействующих ярких УФ (магнитных) жгутов (рис.3с). Из совместного анализа карт УФ (яркость) и радио (контуры) излучения с картами магнитного поля ясно, что яркие УФ петли и микроволновые источники возникают в области всплывтия новых магнитных потоков (рис.1).

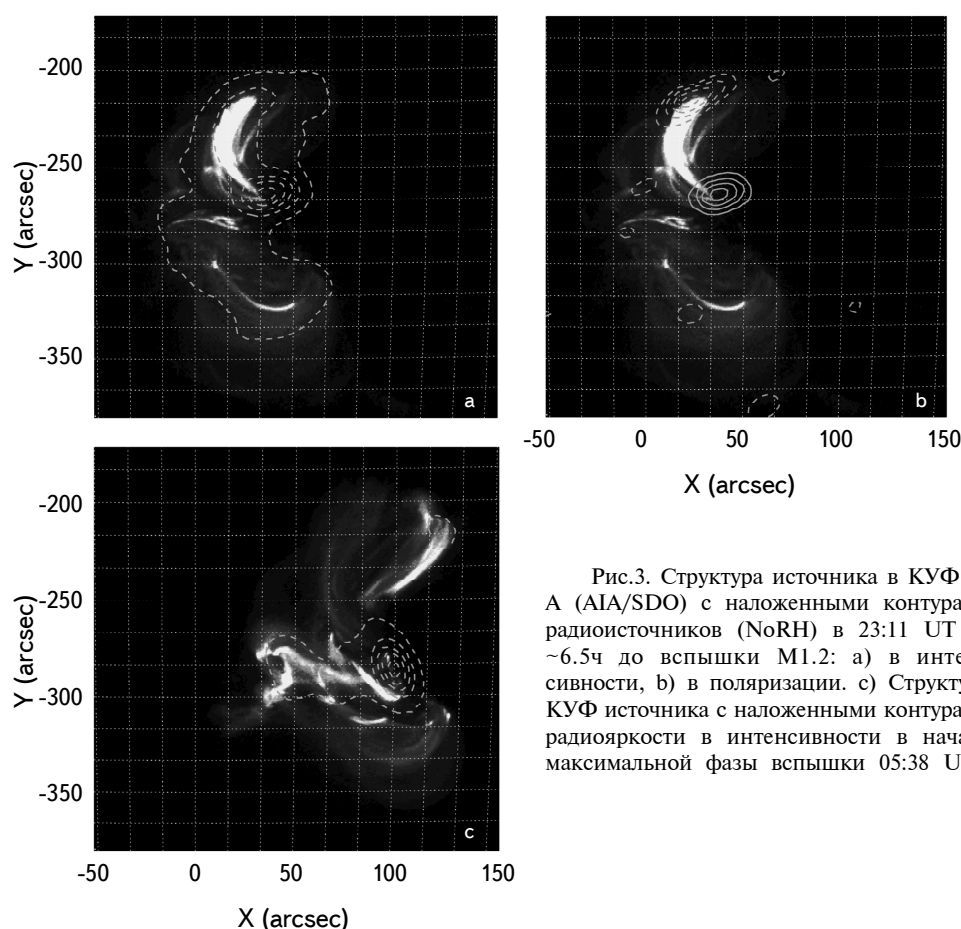


Рис.3. Структура источника в КУФ 94 А (AIA/SDO) с наложенными контурами радиоисточников (NoRH) в 23:11 UT за ~6.5ч до вспышки M1.2: а) в интенсивности, б) в поляризации. в) Структура КУФ источника с наложенными контурами радиояркости в интенсивности в начале максимальной фазы вспышки 05:38 UT.

2.2. Наблюдения NOAA 11261. Мы рассмотрели также динамику микроволнового излучения в интервале несколько часов перед вспышкой класса M1.4 (05:19) 2 августа 2011г. в активной области NOAA 11261, которая появилась на диске Солнца с уже развитой сложной магнитной структурой и дельта-конфигурацией магнитного поля, но не отличалась столь

сильной и яркой динамикой всплывтия новых магнитных потоков, как NOAA 12673. За 6.5 ч до начала вспышки M1.4 (05:19) в ультрафиолетовом диапазоне ($94 \text{ \AA}$) также видна яркая поперечная петля (система петель), которая сохраняется до момента начала вспышки (рис.4). Именно в месте расположения

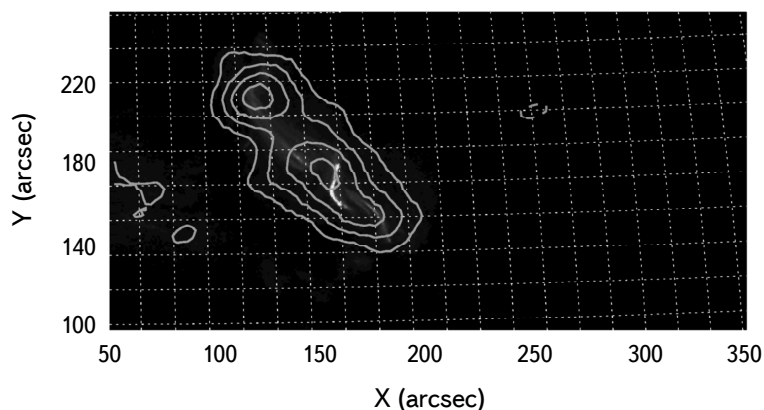


Рис.4. Структура источника в КУФ 94 А (AIA/SDO) с наложенными контурами яркости радиоисточника (NoRH) в интенсивности в момент начала наблюдений 22:53 UT.

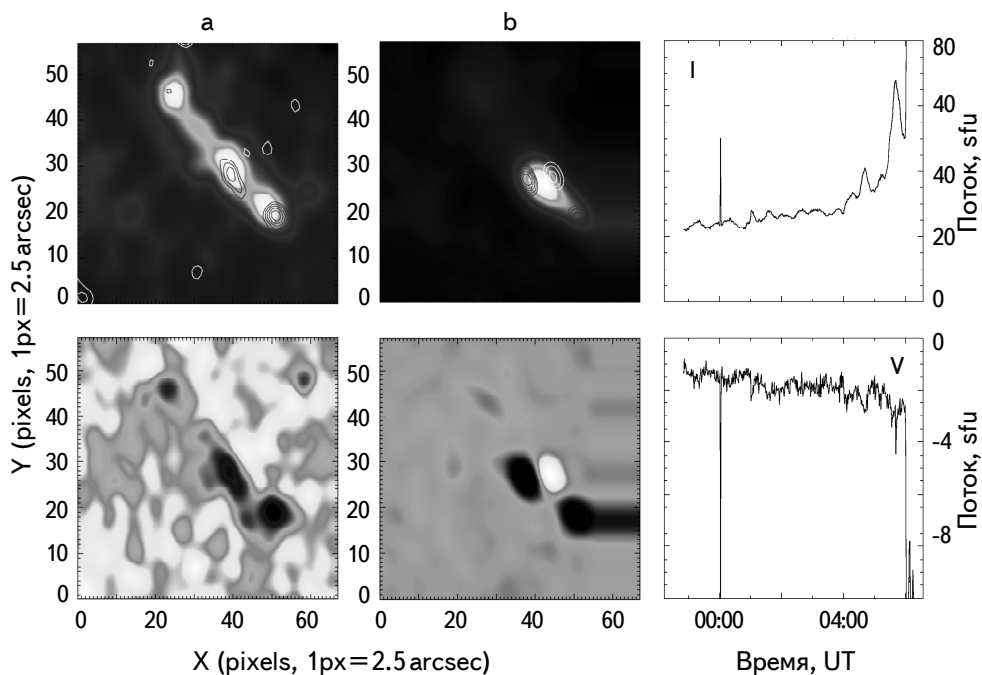


Рис.5. Структура радиоисточника (NoRH) в интенсивности (параметр Стокса I) (вверху) и в поляризации (параметр Стокса V=R-L) (внизу): а) перед вспышкой; б) в момент максимальной фазы вспышки. Контур на верхних рисунках показывают распределение правой и левой круговой поляризации (белые и черные, соответственно). Правая панель: временные профили потоков интенсивности (вверху) и поляризации (внизу).

этой поперечной УФ петли начинается вспышка. В радиодиапазоне источник с положительной круговой поляризацией, другого знака, чем основные источники, появляется в месте поперечной УФ петли за ~ 5 ч до начала первой фазы вспышки, но ведет себя нестабильно, появляется, исчезает, и затем появляется устойчиво перед вспышкой ($\sim 05:06$ UT). На рис.5а показана структура источника за 2.5 ч до вспышки, а на рис.5b - во время вспышки. Сама вспышка происходит в месте возникновения источника новой поляризации (рис.5b), там, где постепенно усиливается возгорание X-структуры в УФ на $94 \text{ \AA}$, что можно видеть на рис.6а, b. Таким образом, появление поперечной УФ петли до появления нового микроволнового источника является неким предвестником последующей интенсивной вспышки в данной АО, как и в предыдущей. Временные профили на рис.6 демонстрируют нестационарность микроволнового излучения в течение всего времени наблюдений (6.5 ч) перед вспышкой. Нестационарность характеризуется квазипериодичностью с периодом 20-30 мин, аналогично тому, что наблюдалось перед вспышкой в АО 12673 4 сентября 2017г. (см. рис.2b). Вместе с тем отметим, что в АО 12673 присутствовали также колебания с более выраженной долгопериодической компонентой (1.5-2 ч).

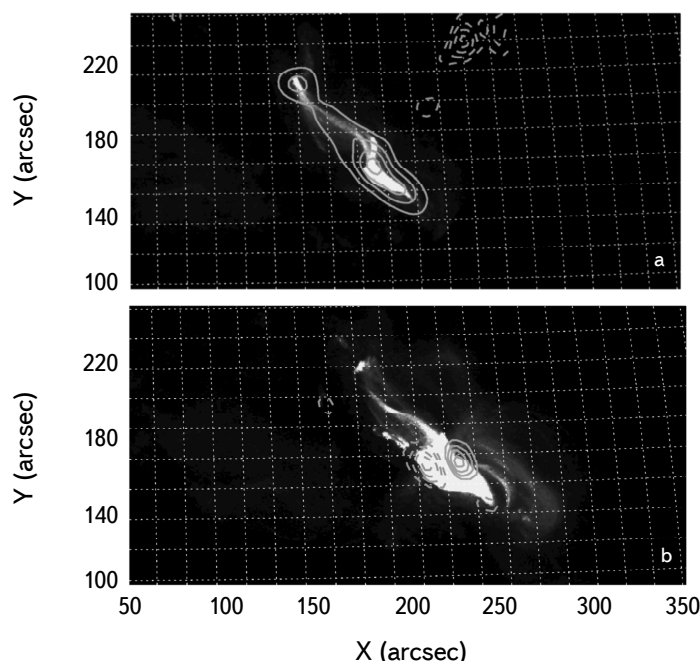


Рис.6. Структура источника в КУФ 94 А (AIA/SDO) с наложенными контурами радио-источника (NoRH): а) за 4 ч до вспышки, в момент 01:42 UT (в интенсивности); б) во время вспышки, в 05:40 UT (в круговой поляризации $V=R-L$, белые и черные контуры соответствуют правой и левой поляризации).

3. *Выводы.* Исследована пространственная динамика микроволнового излучения активной области NOAA 12673 на стадии ее активного образования, задолго до вспышек класса X, а именно, в интервале несколько часов перед вспышкой класса M1.2 (05:36) 4 сентября 2017г. и динамика микроволнового излучения NOAA 11261 в интервале несколько часов перед вспышкой класса M1.4 (05:19) 2 августа 2011г. Установлена сильная нестационарность пространственного распределения радиояркости и интенсивности излучения в определенных участках АО 12673 и АО 11261 на протяжении 6.5ч перед вспышками.

Для исследования тонкой структуры активных источников излучения привлечены УФ данные AIA/SDO с более высоким пространственным разрешением, чем обеспечивает радиогелиограф Нобейма (1".5 против 10"-15"). Показано, что пространственная динамика микроволновых источников хорошо коррелирует с положением и появлением ярких УФ петель в линии 94 Å, т.е., с магнитными петлями, плазма в которых разогревается до очень высоких температур $\sim 10^7$ К. Из совместного анализа карт УФ и радиоизлучения с картами магнитного поля (HMI/SDO) выявлено, что яркие УФ петли и микроволновые источники возникают в области всплытия новых магнитных потоков. Установлено, что появление сильной нестационарности микроволновых источников происходит одновременно с возгоранием системы перекрещивающихся УФ петель (X-структур).

Работа выполнена с использованием данных радиогелиографа Нобейма, который функционирует при содействии ICCON (International Consortium for the Continued Operation of Nobeyama Radioheliograph). ICCON включает the ISEE/Nagoya University, NAOC, KASI, NICT, и GSFC/NASA. Мы признательны команде SDO за наблюдательные данные AIA и HMI. Выполнение работ осуществлялось при частичной поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00856, 17-52-80064) и Программы фундаментальных исследований РАН 12 "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной".

¹ Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", Нижний Новгород, Россия, e-mail: rinbak@mail.ru

² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

³ Нижегородский государственный университет им. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

PREFLARE DYNAMICS OF MICROWAVE AND ULTRA-VIOLET EMISSION IN ACTIVE REGIONS OF THE SUN

I.A.BAKUNINA¹, V.F.MELNIKOV², A.S.MORGACHEV^{2,3}

In this work we studied the spatial dynamics of microwave emission (data from the Nobeyama Radioheliograph) of two active regions NOAA 12673 and NOAA 11261 several hours before X-ray class M power flares. The strong unsteadiness of the spatial distribution of radio brightness and intensity of emission in certain parts of the active region has been established. To study the fine structure of active sources of emission, data in the ultraviolet (AIA/SDO) range are also used. It was shown that the spatial dynamics of microwave sources correlates well with the position and appearance of bright ultraviolet (UV) loops at the 94 Å line, i.e., with magnetic loops in which the plasma is heated to high temperatures $\sim 10^7$ K. From the joint analysis of UV and radio emission maps with magnetic field maps (HMI/SDO), it was found for NOAA 12673 that the appearance of strong non-stationarity of microwave sources occurs simultaneously with the ignition of a system of intersecting UV loops (X-structures). It is also shown that bright UV loops and microwave sources arise in the area of the emergence of new magnetic fluxes.

Keywords: *The Sun: active regions: flares: microwave emission*

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.В.Северный*, Изв. КРАО, **22**, 12, 1960.
2. *А.В.Северный*, Некоторые Проблемы Физики Солнца, М., Наука, с.221, 1988.
3. *В.Н.Ишков*, Изв. РАН, **62**, 1835, 1998.
4. *C.Schrijver*, Astrophys. J., **820**, 103, 2016.
5. *L.K.Harra, C.J.Schrijver, M.Janvier et al.*, Sol. Phys., **291**, 1761, 2016.
6. *S.Toriumi, C.J.Schrijver, L.K.Harra et al.*, Astrophys. J., **834**, 56, 2017.
7. *Y.J.Hou, J.Zhang, T.Li et al.*, Astron. Astrophys., **619**, A100, 2018.
8. *X.Sun, A.A.Norton*, Res. Notes AAS, **1**, 24, 2017.
9. *X.L.Yan, J.C.Wang, G.M.Pan et al.*, Astrophys. J., **856**, 14, 2018.
10. *H.Wang, V.Yurchyshyn, C.Liu et al.*, Res. Notes AAS, **2**, 8, 2018.

ДИНАМИКА ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА И ИХ СВЯЗЬ СО ВСПЫШЕЧНЫМ ИНДЕКСОМ

Ю.А.ФУРСЯК, В.И.АБРАМЕНКО, А.С.КУЦЕНКО

Поступила 6 сентября 2019

Принята к печати 11 марта 2020

По данным прибора Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту Solar Dynamics Observatory (SDO) о компонентах вектора магнитного поля в фотосфере для 39 активных областей (АО) 24 цикла солнечной активности вычислены параметры электрического тока. Изучены временные изменения параметров электрического тока в АО за время нахождения области в пределах $\pm 35^\circ$ от центрального меридиана. Делается попытка связать параметры тока в фотосфере и их динамику с уровнем вспышечной активности области. Проведенные исследования дали следующие результаты: 1) Изменение величины суммарного беззнакового тока в АО происходят синхронно или квазисинхронно с изменениями магнитного потока; 2) Связь между величиной суммарного беззнакового тока и вспышечным индексом (Flare Index, FI) существует, хотя и выражена слабо (корреляция $k = 0.48$); 3) разбаланс вертикальных электрических токов для всех 39 исследуемых АО оказался низким, не превышающим несколько процентов, что указывает на замкнутость токовых структур всех масштабов в пределах АО; 4) Наиболее высокая корреляция ($k = 0.72$) со вспышечным индексом наблюдается для усредненной по времени средней абсолютной величины плотности вертикального электрического тока; 5) по результатам статистических исследований выявлен критический уровень величины $\langle |j_z| \rangle$, равный 2.7 MA m^{-2} : при превышении этого уровня в АО наблюдаются вспышки более высоких рентгеновских классов (M и X), а падение плотности тока ниже порогового значения означает ослабление вспышечной продуктивности области; 6) на примере двух областей со всплыванием магнитного потока показано, что для накачки магнитной энергии в корону необходимо некоторое время; временной интервал между скачком величины $\langle |j_z| \rangle$ и началом развития первых мощных вспышек рентгеновских классов M или X составляет не менее 12-20 часов; 7) характер связи временных изменений средней величины плотности горизонтального тока $\langle |j_\perp| \rangle$ и разбаланса вертикального тока ρ_j с уровнем вспышечной активности АО является более сложным и требует отдельных, более детальных исследований.

Ключевые слова: *Солнце: активные области: солнечные вспышки: магнитные поля: электрические токи*

1. Введение. Вычисление электрических токов в атмосфере Солнца стало возможным после появления первых магнитографов и измерения магнитных полей солнечных пятен. Астрономы Крымской астрофизической обсерватории были в числе первых исследователей, которые занялись вопросами изучения электрических токов в активных областях на Солнце. Уже в первых работах по данной тематике [1] отмечается ряд важных свойств системы электрических токов в атмосфере Солнца - их тонкая структура и тесный

контакт больших по абсолютной величине токов противоположных направлений.

В 1968г. в Крымской астрофизической обсерватории были получены первые вектор-магнитограммы магнитных полей в хромосфере, что позволило вычислить электрические токи на двух высотах - в фотосфере и хромосфере Солнца [2]. Была найдена тесная связь мест возникновения вспышек с местами наибольшей плотности вертикального электрического тока [3]. В этих же работах впервые вычислены поперечные электрические токи на Солнце и показано, что плотность поперечного тока может значительно превышать плотность вертикального электрического тока. Получено первое указание на то, что вспышка возникает в области контакта противоположных по направлению электрических токов - "на "нейтральной" линии электрического тока" [3]. Тесная связь токов со вспышками обусловлена тем, что токи являются носителями "свободной" магнитной энергии [4,5], часть которой реализуется во вспышечных процессах различной мощности.

Важным является вопрос о сбалансированности электрических токов и магнитных полей в активных областях (АО). В случае с магнитными полями можно наблюдать взаимодействие между отдельными областями посредством корональных магнитных петель. Часть магнитных петель в АО могут иметь открытую конфигурацию. В таких случаях разбаланс магнитного потока может достигать нескольких десятков процентов, как показано в [6,7].

Проблема сбалансированности токовых систем в АО является более сложной. Согласно работам [8-11] электрический ток в хорошо замкнутой и изолированной скрученной магнитной трубке должен быть скомпенсированным. Иными словами, любой прямой ток должен быть окружен электрическим током противоположного знака, нейтрализующим его.

В работе [12] была изучена взаимосвязь между нескомпенсированным электрическим током, величиной магнитного сдвига и эруптивными событиями в четырех АО. Авторы предположили, что электрические токи противоположных знаков в пределах одной магнитной полярности представляют собой прямые и обратные токи. Соотношение прямого и обратного тока было близко к единице (токи скомпенсированы) для областей с низкой вспышечной активностью. В другой работе [13] проанализировано распределение электрического тока внутри тени и полутени пятен в магнитоизолированных областях NOAA 11084 и NOAA 11092. В обоих солнечных пятнах был обнаружен сильный положительный ток в центральной части пятна и тонкое кольцо отрицательного электрического тока в области полутени пятна. Авторы предположили, что эта особенность может быть связана с обратными токами.

Наблюдения показывают хорошую сбалансированность интегрированных по всей площади АО электрических токов [2,3,6,7,14-16], что явно указывает

на замкнутость токовых структур всех масштабов в пределах АО. В то же время, токи по отдельным магнитным полям не являются в полной мере сбалансированными [15], особенно в областях с высокой вспышечной активностью [15,17]. Высокие значения нескомпенсированного тока могут являться одним из предикторов высокой вспышечной продуктивности АО [18].

Вышеупомянутые работы [15-18] указывают на то, что вопрос о нейтрализации токовых систем в АО далек от своего решения. Высокие значения нескомпенсированных токов можно объяснить: очень низкими значениями обратных токов (ниже порога обнаружения), распределенных по обширной области [11], расположением обратных токов ниже фотосферы [19], или альтернативными теориями, согласно которым из конвективной зоны могут всплывать скрученные токонесущие магнитные трубки [20,21]. Последнее предположение выглядит вполне реалистично, особенно для областей со сложной конфигурацией магнитного поля и высокой вспышечной продуктивностью.

Здесь мы повторяем часть исследований, выполненных ранее. Используя данные современных инструментов, позволяющих получать информацию о параметрах атмосферы Солнца с хорошим временным и пространственным разрешением и в круглосуточном режиме, мы ставим перед собой задачу установить характер связи между временными изменениями основных параметров электрического тока и динамикой корональной активности АО, а также выявить наличие корреляционной зависимости между усредненными параметрами тока и уровнем вспышечной продуктивности области.

2. Данные наблюдений. Основной объем работы выполнен на данных инструмента Helioseismic and Magnetic Imager [22] на борту Solar Dynamic Observatory (HMI/SDO) [23], доступных на сайте Joint Science Operation Center (JSOC) <http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html>. Использованы SHARP (Spaceweather HMI Active Region Patch) [24] данные распределения компонент вектора магнитного поля в фотосфере (цилиндрические координаты, серия CEA_720s). В дальнейшем радиальная компонента B_r использована для вычисления горизонтальных токов [25], а B_θ и B_ϕ компоненты поля - для вычисления вертикальных электрических токов в АО.

Для анализа связи временных вариаций параметров электрического тока со вспышечной активностью АО использованы данные о потоке рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1-8 Å на орбите Земли, получаемые космическим аппаратом GOES-15 (Geostationary Operational Environmental Satellite), доступные на странице <https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/full>.

Для получения дополнительной информации в рамках выполненной работы, также использованы данные интернет-ресурсов:

- <http://tesis.lebedev.ru> - данные о координатах исследуемых АО;

- <http://solar.dev.argh.team/sunspots> (разработка Р.К.Жигалкина, КрАО РАН) - информация о вспышечном индексе, стадии развития АО;
- <http://crao.ru/images/sun/catalog/> [26] (разработка А.В.Жуковой, КрАО РАН) - информация о вспышечном индексе, типе исследуемой области.

Были исследованы параметры горизонтальных и вертикальных электрических токов 39 АО 24 цикла солнечной активности, обладающих различными характеристиками и разным уровнем вспышечной активности. Время мониторинга каждой области совпадает с периодом нахождения ее в пределах $\pm 35^\circ$ от центрального меридиана, что позволяет свести к минимуму ошибки в вычислениях, вносимые эффектом проекции.

3. Вычисление параметров электрического тока в активной области. Вычисление вертикальных электрических токов в отдельных пикселах магнитограммы выполнено интегральным методом, впервые примененным в работах [6,27,28]. В основе метода лежит формула Стокса:

$$(I_z)_{i,j} = \frac{1}{\mu_0} \oint_L B_\perp dl. \quad (1)$$

Для приближенного вычисления интеграла в правой части выражения (1) используется метод Симпсона. Применяется прямоугольный контур размерами 5×5 пикселей вокруг пиксела с координатами (i, j) . Выбор контура обусловлен хорошим сглаживанием шумов и отсутствием потерь информации о токовых структурах. Более детально суть метода, вывод расчетной формулы и особенности выбора контура описаны в работе [29].

Для вычисления горизонтальных электрических токов необходима информация о векторе магнитного поля по крайней мере на двух уровнях в атмосфере Солнца, чего пока не могут обеспечить современные наземные и космические инструменты для изучения Солнца. Тем не менее, приближенную оценку величины горизонтального тока получить возможно. Методика вычисления описана в работе [25]. Исходной формулой является закон Ампера в дифференциальной форме:

$$\mu_0 j = \nabla \times B. \quad (2)$$

Возводя выражения (2) в квадрат, разложив его на слагаемые и пренебрегая производными по z , получаем расчетную формулу:

$$j_\perp^2 \approx \frac{1}{\mu_0^2} \left[\left(\frac{\partial B_r}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial B_r}{\partial x} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

В дальнейшем, на основе вычисленных величин вертикального и горизонтального токов в фотосфере нами были получены необходимые для анализа параметры электрических токов для каждой из исследуемых АО:

1) Суммарный беззнаковый ток в АО:

$$I_{z\text{tot}} = \sum |I_z|_{i,j} . \quad (4)$$

2) Средняя беззнаковая величина плотности вертикального тока:

$$\langle |j_z| \rangle = \frac{\sum |j_z|_{i,j}}{N_{\text{pix}}} . \quad (5)$$

3) Средняя беззнаковая плотность горизонтального тока:

$$\langle |j_{\perp}| \rangle = \frac{\sum \left(\sqrt{j_{\perp}^2} \right)_{i,j}}{N_{\text{pix}}} . \quad (6)$$

4) Разбаланс вертикального электрического тока по всей АО [7]:

$$\rho_{jz} = \frac{\sum |j_z^+| - \sum |j_z^-|}{\sum |j_z^+| + \sum |j_z^-|} \cdot 100\% . \quad (7)$$

Для минимизации эффектов, создаваемых слабыми электрическими токами

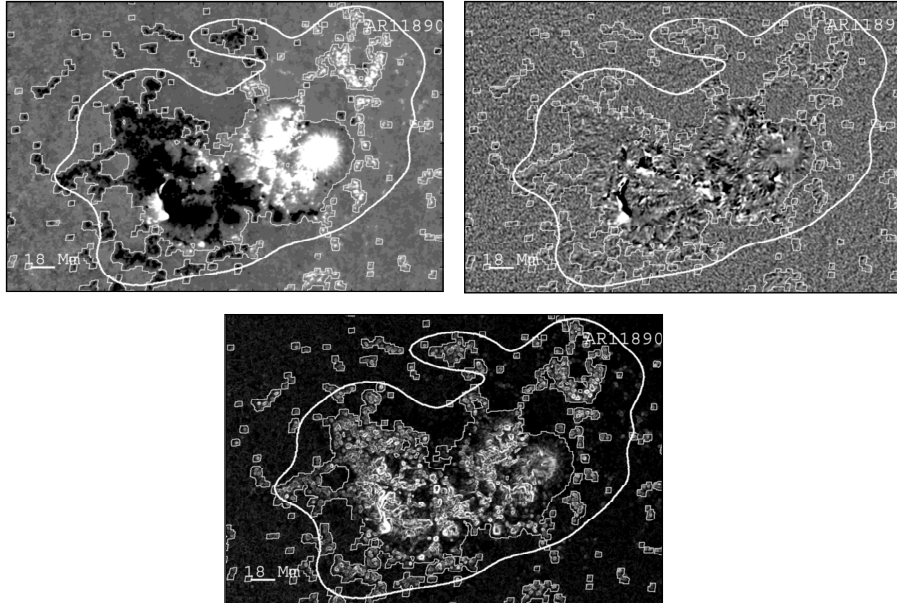


Рис.1. Вверху слева - карта B_z - компоненты магнитного поля области NOAA 11890, полученная прибором HMI/SDO 07 ноября 2013г. в 00:00UT. Карта масштабирована от -2000 Гс (черное) до 2000 Гс (белое). Вверху справа - карта распределения плотности вертикального электрического тока в области, масштабирована от -0.01 А м^{-2} (черное) до 0.01 А м^{-2} (белое). Внизу - карта распределения величины квадрата плотности горизонтального тока в области, масштабирована от 0 (черное) до $5 \cdot 10^{-5} \text{ А}^2 \text{ м}^{-4}$ (белое). Дата и момент времени, для которых вычислены электрические токи, те же. Белыми контурами показаны маски bitmap (жирная линия) и conf_disambig (тонкая линия).

периферийной части АО на SHARP-магнитограмме, при вычислении параметров электрических токов (уравнения (4)-(7)) учитывались только пиксели, лежащие внутри контуров, ограниченных двумя стандартными масками для CEA данных HMI/SDO (рис.1) - bitmap (определяет границы АО на SHARP-магнитограмме) и conf_disambig (позволяет выделить на магнитограмме пиксели, в которых точно определен азимут вектора магнитного поля).

Для выявления характера взаимосвязи параметров электрического тока с магнитными полями также был посчитан магнитный поток АО:

$$\Phi = \left(\sum |B_r|_{i,j} \cdot s_{pix} \right)_{>600G} . \quad (8)$$

С целью минимизации влияния шумов и локальных полей на периферии АО, при вычислении магнитного потока были учтены только те пиксели, значения напряженности поля в которых по модулю превышают 600 Гс [30].

4. *Особенности временных изменений параметров тока и их связь с уровнем вспышечной активности.* Параметры электрических токов и магнитного поля 39 исследуемых АО представлены в табл.1. Для величин, описанных формулами (4)-(8) в таблице указаны усредненные за время наблюдения АО значения (усреднение по времени в табл.1 и далее в тексте обозначено горизонтальной чертой сверху). В последних трех столбцах отмечены соответственно вспышечный индекс АО (Flare Index, FI [31]), рентгеновский класс наиболее мощной вспышки, ассоциированной с исследуемой АО, а также тип области по [26] (U - униполярная АО, A - биполярная область без нарушений правил закона полярности, законов Хейла и Джоя, B - области, в которых зафиксировано нарушение хотя бы одного из вышеупомянутых законов).

По данным табл.1 были построены корреляционные графики между вспышечным индексом и параметрами электрического тока в АО. Наиболее высокая корреляция наблюдается для двух из исследуемых параметров тока, усредненных в каждом случае за период наблюдения АО - суммарного беззнакового тока $\overline{I_{z_{tot}}}$ и средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока $\langle |j_z| \rangle$ (рис.2).

Все исследуемые АО были разделены нами на две группы. Первая - АО, в которых зафиксированы только вспышки рентгеновского класса C (обозначены треугольниками на рис.2), вторая - области, в которых зарегистрирована хотя бы одна вспышка класса M1.0 или выше (обозначены звездочками). Как видно из графиков на рис.2, для величины $\overline{I_{z_{tot}}}$ четкого разделения областей на две подгруппы не происходит. Можно наблюдать области с низкой активностью и достаточно высокими значениями суммарного тока. В то же время, наблюдаются и АО с мощными вспышками и относительно низкими значениями величины суммарного беззнакового тока. Для

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ ИССЛЕДУЕМЫХ АО

№ п/п	Номер области (NOAA)	Время мониторинга АО	Φ 10^{22} Мх	$I_{z\ tot}$ 10^{12} А	$\langle j_z \rangle$ mA m^{-2}	$\langle j_{\perp} \rangle$ mA m^{-2}	ρ_{jz} %	FI	Max flare	Тип
1	11261	31.07-03.08.11	1.27	489.19	4.21	10.10	2.327	10.33	M6.0	B
2	11263	02.08-05.08.11	1.72	433.58	3.51	4.18	0.708	55.03	X6.9	B
3	11283	04.09-07.09.11	0.99	317.59	3.13	3.98	5.370	42.34	X2.1	A
4	11302	27.09-30.09.11	2.49	666.32	3.54	6.57	3.461	85.14	X1.9	A
5	11339	06.11-10.11.11	3.28	882.56	3.00	7.84	1.141	39.02	X1.9	A
6	11391	07.01-10.01.12	0.98	287.93	2.76	9.34	4.588	0.31	C1.6	A
7	11429	07.03-10.03.12	2.87	660.37	3.47	12.96	-5.918	100.55	X5.4	B
8	11476	09.05-13.05.12	3.00	892.31	3.98	9.34	0.161	38.07	M5.7	A
9	11512	27.06-30.06.12	0.82	210.92	2.90	9.55	-1.633	0.97	C4.2	A
10	11598	25.10-29.10.12	1.04	273.55	3.15	6.23	0.890	27.55	X1.8	B
11	11654	12.01-16.01.13	2.82	723.33	3.06	7.57	0.390	10.25	M1.2	A
12	11711	04.04-07.04.13	1.43	273.02	2.09	6.51	-0.753	0.34	C1.7	A
13	11748	18.05-21.05.13	0.49	191.43	3.40	7.28	2.221	98.97	X3.2	B
14	11777	24.06-27.06.13	0.49	107.34	2.27	5.07	-1.726	2.07	M2.9	U
15	11882	28.10-01.11.13	0.86	243.53	3.03	8.07	4.023	54.76	X2.1	B
16	11890	07.11-10.11.13	2.41	667.48	3.23	9.89	1.460	23.24	X1.1	A
17	11899	17.11-20.11.13	2.03	401.27	2.55	6.37	6.830	1.92	M1.0	U
18	12002	12.03-15.03.14	1.14	295.69	3.01	7.71	0.602	10.76	M1.7	A
19	12109	07.07-10.07.14	2.04	492.02	3.15	9.12	-0.232	1.30	C6.4	B
20	12158	09.09-12.09.14	1.45	427.19	3.29	7.43	-1.389	13.30	X1.6	B
21	12192	22.10-25.10.14	9.53	2221.87	3.20	11.93	1.301	123.44	X2.0	B
22	12205	08.11-12.11.14	1.23	427.23	3.53	8.58	4.033	23.90	X1.6	A
23	12222	30.11-04.12.14	2.25	493.19	2.87	10.02	-0.202	19.13	M6.1	A
24	12253	03.01-06.01.15	2.02	510.41	2.91	11.50	0.629	9.38	M1.3	A
25	12268	27.01-30.01.15	1.65	419.28	2.84	6.52	4.242	11.65	M2.1	A
26	12297	11.03-14.03.15	1.58	563.54	4.62	4.40	3.588	58.17	X2.1	B
27	12305	25.03-29.03.15	1.44	326.14	2.66	6.64	-3.381	2.56	C8.7	B
28	12339	10.05-13.05.15	2.95	782.15	2.83	6.86	2.551	6.12	C5.5	B
29	12371	20.06-23.06.15	2.97	679.66	3.23	8.60	-2.553	20.13	M7.9	B
30	12381	07.07-10.07.15	1.38	301.09	2.94	5.84	3.345	5.43	M1.7	A
31	12396	06.08-09.08.15	2.37	537.38	3.15	9.22	-1.500	2.87	C5.4	B
32	12403	22.08-25.08.15	3.39	917.63	3.60	11.85	-0.975	29.95	M3.5	A
33	12470	17.12-21.12.15	1.70	318.59	2.34	4.98	4.091	0.51	C1.7	U
34	12480	10.01-14.01.16	0.58	104.82	2.26	6.84	1.057	0.50	C2.8	B
35	12494	05.02-07.02.16	0.73	174.81	3.00	9.68	-2.318	1.02	C3.0	B
36	12529	12.04-16.04.16	2.87	561.99	2.74	8.76	3.537	7.82	M6.7	A
37	12546	18.05-22.05.16	1.77	340.71	2.60	5.77	5.206	0.25	C1.3	U
38	12644	27.03-30.03.17	0.81	187.35	2.88	3.09	3.638	10.68	M5.4	A
39	12674	22.08-25.08.17	2.47	475.29	2.49	4.76	-0.241	0.76	C5.2	A

выявления закономерности были рассчитаны средние значения величины $\overline{I_{z\ tot}}$ для совокупности областей, обозначенных звездочками (окружность с

черной точкой в центре на верхнем графике рис.2) и областей, обозначенных треугольниками (окружность с крестиком в центре на графике). В среднем, для областей с высокой активностью характерны более высокие значения суммарного тока, чем для областей с низкой активностью. Подобный результат указывает на то, что большой ток не обязателен для наличия сильных вспышек. С другой стороны, большой по абсолютной величине электрический ток - не гарантия сильных вспышечных процессов. Энергия, запасенная в электрическом токе, может тратиться на иные процессы, и только малая ее часть реализуется в виде вспышек различной мощности.

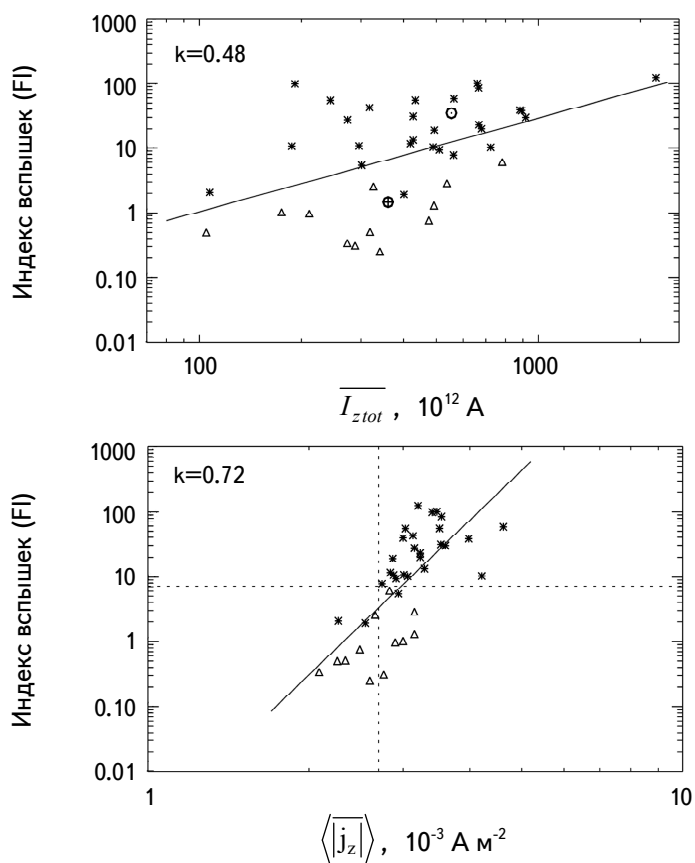


Рис.2. Корреляционные графики между вспышечным индексом АО и величинами усредненного за время наблюдения суммарного беззнакового тока $\overline{I_{z\,tot}}$ (вверху) и средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока $\langle |j_z| \rangle$ (внизу), построенные по данным табл.1. Области с низкой активностью (только вспышки рентгеновского класса C) обозначены на графике треугольниками, АО с высокой активностью (с зарегистрированными вспышками рентгеновских классов M и/или X) - звездочками. На верхнем графике также указано среднее значение величины $\langle I_{z\,tot} \rangle$ для всех областей с низкой активностью (черный кружок с крестиком внутри) и для областей с высокой активностью (черный кружок с точкой внутри). На нижнем графике вертикальным пунктиром отмечена граница 2.7 MA m^{-2} (более детально см. текст).

Выбор величины суммарного беззнакового тока $I_{z\ tot}$, вычисляемого по (4), в качестве одного из исследуемых параметров, обусловлен тем, что данная величина коррелирует с запасенной в электрическом токе "свободной" магнитной энергией, $W_{tot} = \sum W_{i,j} \sim \sum I_{i,j}^2$.

Иная картина наблюдается, если изучить связь между FI и средней беззнаковой плотностью вертикального тока в АО (см. рис.2). Здесь можно провести границу, соответствующую величине $\langle |j_z| \rangle, \approx 2.7 \text{ мА м}^{-2}$ (вертикальный пунктир на нижнем графике рис.2). Слева от этой границы будут находиться АО с низкой активностью (с крайне малым количеством вспышек рентгеновского класса C). Исключением являются две области, находящиеся слева от границы, но со вспышками класса M - NOAA 11777 и 11899. При более детальном исследовании оказывается, что обе эти области к моменту наблюдения прошли стадию максимума своего развития и являлись затухающими. За время мониторинга этих областей сильных вспышек в них зафиксировано не было, величина $\langle |j_z| \rangle$ также была ниже предельного значения. То есть, поведение параметров тока в данных АО не противоречит общей тенденции. Справа от границы 2.7 мА м^{-2} расположены области, в которых зафиксирована хотя бы одна вспышка рентгеновского класса M1.0 или выше, а также группа областей с низкой активностью. Анализ данных по группам с низкой активностью, лежащими правее границы, показал, что все они относятся к группе В по классификации, данной в [26], т.е., у них наблюдаются нарушение закона полярности, закона Хейла, закона Джоя, или же нарушение сразу нескольких из перечисленных закономерностей.

Также следует обратить внимание на восьмой столбец таблицы, в котором указана средняя величина разбаланса вертикального электрического тока в исследуемых АО. Разбаланс тока во всех 39 случаях оказывается достаточно низким (не более 7%), в отличие от разбаланса магнитного поля, который может достигать нескольких десятков процентов [7]. Для 11 АО среднее за время наблюдения значение разбаланса вертикального тока составляет меньше 1%. Такое поведение величины ρ_{jz} , указывает на замкнутость токовых структур всех масштабов в пределах АО и хорошую электроизолированность областей друг от друга.

Помимо усредненных параметров электрического тока, для всех 39 исследуемых областей были проанализированы временные изменения величин, описываемых формулами (4)-(6), (8) за время наблюдения каждой из АО (3-5 суток) (см. рис.3 и рис.4).

На рис.3 представлены особенности поведения величины суммарного тока $I_{z\ tot}$ в нескольких из исследуемых АО. На представленных графиках видно, что величина $I_{z\ tot}$ ведет себя синхронно или квазисинхронно с величиной

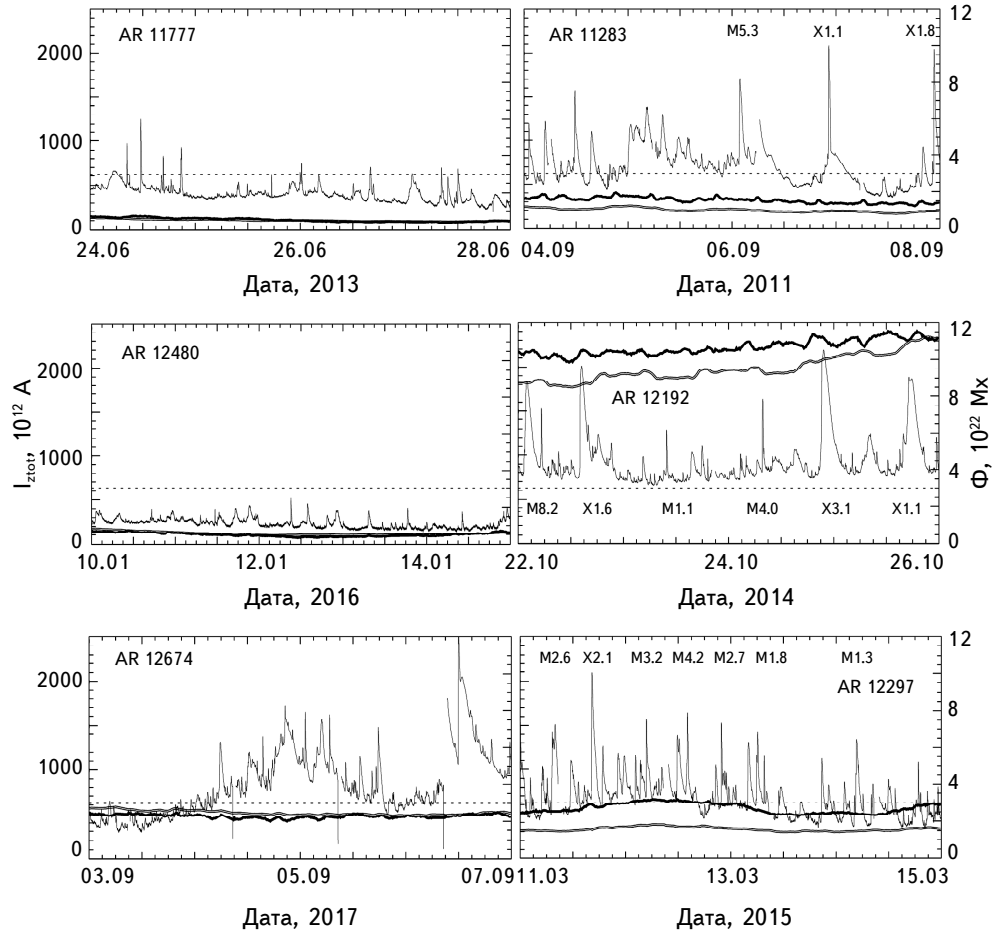


Рис.3. Временные вариации величины суммарного тока I_{tot} для 6 АО. Хорошо заметно квазисинхронное с изменением магнитного потока (двойная серая линия) изменение величины суммарного тока. Серая кривая - поток рентгеновского излучения на орбите Земли в диапазоне 1-8 Å (данные GOES-15). Пунктиром с короткими штрихами отмечен уровень потока рентгеновского излучения в 10^{-6} Вт м $^{-2}$, соответствующий вспышке класса C1.0. Для наиболее мощных вспышек, ассоциированных с конкретной АО, на графиках указаны их рентгеновские классы.

магнитного потока. Такое поведение характерно для всех 39 исследованных нами в рамках данной работы АО.

На рис.4 показаны временные изменения средней беззнаковой плотности вертикального $\langle |j_z| \rangle$ и горизонтального $\langle |j_{\perp}| \rangle$ электрических токов для шести АО. На левой панели рис.4 представлены графики для трех областей с низкой активностью (только вспышки рентгеновского класса C), на правой панели - временные изменения величин $\langle |j_z| \rangle$ и $\langle |j_{\perp}| \rangle$ для областей с высокой активностью. Для наиболее сильных вспышек, связанных с конкретной АО, на

графике отмечен их рентгеновский класс.

Графики на рис.4 подтверждают наличие порогового значения средней плотности вертикального электрического тока в 2.7 мА м^{-2} (горизонтальная пунктирная линия на графиках). В случае, если величина $\langle |j_z| \rangle$ превышает это критическое значение, в исследуемой АО наблюдается высокая вспышечная активность, а падение величины $\langle |j_z| \rangle$ ниже порогового значения указывает на ослабление вспышечной продуктивности области.

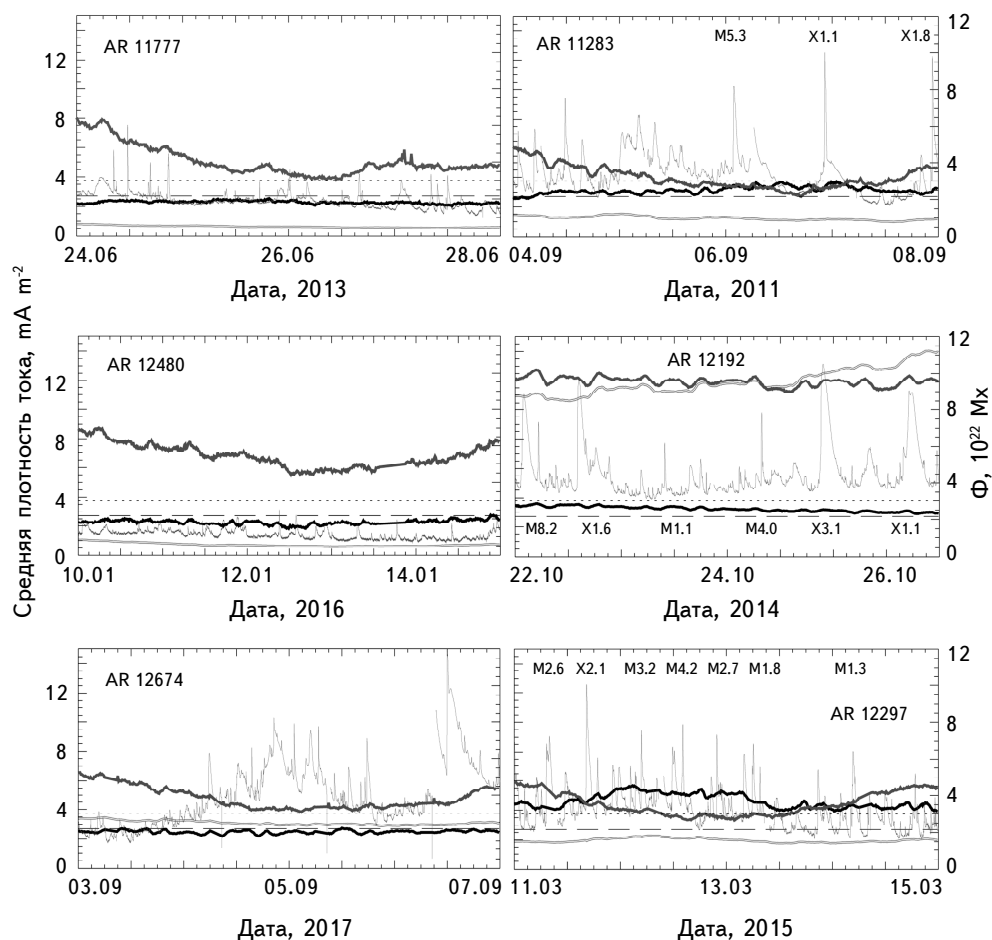


Рис.4. Временные изменения величин средней беззнаковой плотности вертикального $\langle |j_z| \rangle$ (жирная черная кривая) и горизонтального $\langle |j_{\perp}| \rangle$ (жирная серая кривая) электрического тока за время мониторинга для тех же АО, что и на рис.3. На всех графиках отмечен критический уровень плотности вертикального тока в 2.7 мА м^{-2} (пунктир с длинными штрихами). Серая кривая - поток рентгеновского излучения на орбите Земли в диапазоне $1-8 \text{ \AA}$ (данные GOES-15). Пунктиром с короткими штрихами отмечен уровень потока рентгеновского излучения в $10^{-6} \text{ Вт м}^{-2}$, соответствующий вспышке класса C1.0. Для наиболее мощных вспышек, ассоциированных с конкретной АО, на графиках указаны их рентгеновские классы.

С физической точки зрения такой результат вполне объясним. Электрические токи в АО являются носителями свободной магнитной энергии, а плотность тока - это эквивалент плотности этой энергии. Чем больше плотность свободной энергии, тем больше вероятность развития вспышечного процесса. При крайне низких значениях плотности тока (плотности энергии) вспышки не фиксируются, а сама энергия тратится на иные диссипативные процессы.

Крайне важным в этом контексте является вопрос о том, сколько времени необходимо для накопления энергии, реализуемой во вспышках. Для ответа на этот вопрос нами были исследованы параметры электрических токов для двух АО со всплытием магнитного потока - NOAA 11158 и NOAA 12673 (рис.5). На графиках видно, что магнитный поток в областях нарастает достаточно плавно, а нарастание величин $\langle |j_z| \rangle$ и $\langle |j_\perp| \rangle$ происходит более быстро. При этом величина плотности вертикального тока после нарастания, как в АО NOAA 11158, так и в NOAA 12673, почти в 2 раза превышает критическое значение $\langle |j_z| \rangle$. Рост величины магнитного потока в обеих областях опережает нарастания величин плотности тока приблизительно на 5-6 часов. Время запаздывания между скачком плотности тока в АО и началом развития вспышечных процессов рентгеновских классов M и выше составляет около 18 часов для NOAA 11158 и около 20 часов для NOAA 12673.

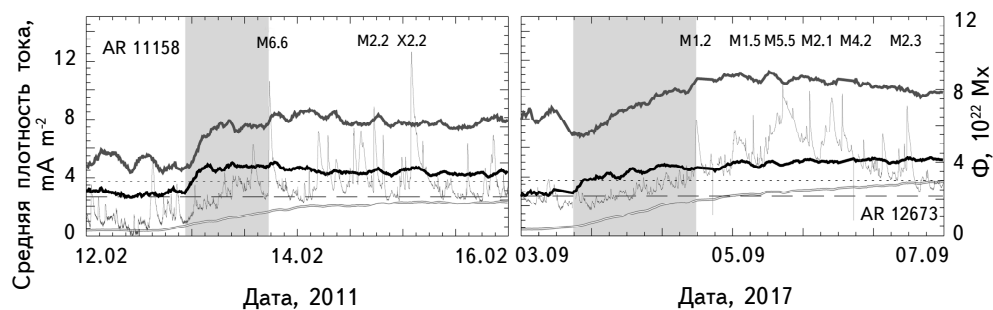


Рис.5. Динамика величин средней беззнаковой плотности горизонтального и вертикального электрического тока для областей со всплытием магнитного потока - NOAA 11158 (слева) и 12673 (справа). Обозначения те же, что и на рис.4. Заметен скачок величин плотности тока и более плавное нарастание магнитного потока. Первые мощные вспышки (рентгеновский класс M) наблюдаются в обоих случаях приблизительно через 18-20 часов после скачка величины $\langle |j_z| \rangle$ (этот временной интервал отмечен на графиках серыми прямоугольниками).

Полученные результаты позволяют сделать выводы о том, что: 1) скачок величины плотности вертикального тока не связан непосредственно с нарастанием магнитного потока и, скорее, является результатом перераспределения магнитной энергии внутри АО, и 2) накопление энергии для мощных вспышечных процессов происходит на протяжении, по крайней мере, 12-20 часов. Последний

результат хорошо согласуется с выводами, сделанными в работе [32] по исследованию продольных градиентов магнитного поля в АО.

Характер поведения величины $\langle |j_{\perp}| \rangle$ в исследуемых АО является сложным и требует отдельного исследования. Исходя из полученных данных, можно сказать, что корреляция между $\langle |j_{\perp}| \rangle$ и вспышечным индексом слабая ($k=0.42$). Связано это с особенностями временных изменений средней плотности горизонтального тока. В большинстве случаев величина $\langle |j_{\perp}| \rangle$ ведет себя квазисинхронно с величиной $\langle |j_z| \rangle$, превосходя ее в 2-5 раз. Но в ряде случаев (см. рис.4) средняя плотность горизонтального тока по величине может быть меньше средней плотности вертикального тока. Причина такого поведения величины $\langle |j_{\perp}| \rangle$ не установлена и требует более детального анализа каждой из исследуемых АО.

5. Выводы и обсуждение. Исследовав временные изменения параметров электрических токов для 39 АО 24 цикла солнечной активности, мы получили следующие результаты:

1. Токовые структуры всех масштабов являются замкнутыми в пределах АО, о чем говорит низкий (не более 7%) разбаланс вертикального электрического тока в исследуемых областях.

2. Связь между величиной суммарного электрического тока $\overline{I_{z\text{tot}}}$ и уровнем вспышечной активности области существует (коэффициент корреляции $k=0.48$), хотя и выражена слабо. Причиной слабой связи между токами и вспышечной активностью АО является то, что, по-видимому, только малая часть магнитной энергии, запасенной в электрических токах в атмосфере Солнца, реализуется в виде вспышек различной мощности.

3. Статистический анализ всех событий выявляет наличие зависимости между усредненной за время наблюдения средней величиной плотности вертикального тока в фотосфере $\langle |j_z| \rangle$ и вспышечным индексом АО с коэффициентом корреляции $k=0.72$. Более высокий уровень вспышечной активности соответствует значениям больше 2.7 мА м^{-2} . При более низких значениях величины $\langle |j_z| \rangle$ наблюдается крайне низкая вспышечная продуктивность АО, а энергия, запасенная в электрическом токе, реализуется в виде иных диссипативных процессов.

4. Электрические токи в фотосфере, очевидно, несут энергию для вспышек, но опосредованно. Временной режим взрывных процессов в короне не зависит от того, что происходит в фотосфере. Токи создают лишь предпосылки непотенциальности в короне. А постоянная накопления энергии для вспышек составляет не менее 12-20 часов.

Авторы выражают искреннюю благодарность рецензенту за интерес к статье и полезные замечания, которые в значительной степени помогли

улучшить данную работу. Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ 17-02-00049 и Министерством образования и науки Российской Федерации (НИР №0831-2019-0006).

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым,
Россия, e-mail: yuriy_fursyak@mail.ru

DYNAMICS OF PARAMETERS OF ELECTRIC CURRENT IN SOLAR ACTIVE REGIONS AND THEIR RELATION TO THE FLARE INDEX

Yu.A.FURSYAK, V.I.ABRAMENKO, A.S.KUTSENKO

Based on the data from Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) on board Solar Dynamics Observatory (SDO) on the components of the magnetic field vector in the photosphere for 39 active regions (AR) of the 24 solar activity cycle, the parameters of the electric current are calculated. The time changes in the parameters of the electric current in the AR during the time the region was within $\pm 35^\circ$ from the Central Meridian were studied. An attempt is made to link the parameters of electric current in the photosphere and their dynamics with the level of the flare activity of AR. The carried out studies have given the following results: 1) The change in the value of the total unsigned current in the AR occurs synchronously or quasi-asynchronously with changes in the magnetic flux; 2) The relationship between the magnitude of the total unsigned current and Flare Index (FI) exists, albeit weak (correlation $k=0.48$); 3) The imbalance of vertical electric currents for all 39 investigated AR was low, not exceeding several percent, which indicates the isolation of current structures of all scales within the AR; 4) The highest correlation ($k=0.72$) with the FI is observed for the time-averaged average absolute value of the vertical electric current density; 5) According to the results of statistical studies, a critical level of $\langle |j_z| \rangle$ equal to 2.7 mA m^{-2} was revealed: when this level is exceeded, flares of higher X-ray classes (M and X) are observed in the AR, and a drop in current density below the threshold value means a weakening of the flare productivity of AR; 6) On the example of two AR with the emerging of magnetic flux, it is shown that some time is needed to pump magnetic energy into the corona; the time interval between the jump of the value $\langle |j_z| \rangle$ and the beginning of the development of the first powerful flares of x-ray classes M or X is at least 12-20 hours; 7) the nature of the relationship between the time changes in the average value of the horizontal current density $\langle |j_\perp| \rangle$, and

the imbalance of the vertical current ρ_{jz} with the level of flare activity of AR is more complex and requires separate, more detailed studies.

Keywords: *Sun: active regions: solar flares: magnetic fields: electric currents*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Б.Северный, Изв. Крымск. Астрофиз. обс., **33**, 34, 1965.
2. В.А.Котов, Изв. Крымск. Астрофиз. обс., **41-42**, 67, 1970.
3. А.М.Зверева, А.Б.Северный, Изв. Крымск. Астрофиз. обс., **41-42**, 97, 1970.
4. C.J.Schrijver, M.L. De Rosa, T.Metcalf et al., Astrophys. J., **675**, 1637, 2008.
5. J.X.Wang, Z.Shi, H.Wang et al., Astrophys. J., **456**, 861, 1996.
6. В.И.Абраменко, С.И.Гопасюк, Изв. Крымск. Астрофиз. обс., **76**, 147, 1987.
7. V.I.Abramenko, T.Wang, V.B.Yurchishin, Solar Phys., **168**, 75, 1996.
8. E.N.Parker, Cosmical Magnetic Fields: Their Origin and Their Activity, Oxford University Press, Oxford, 1979.
9. E.N.Parker, Conversations on Electric and Magnetic Fields in the Cosmos, 2007, Princeton University Press, Princeton, 2007.
10. E.N.Parker, Astrophys. J., **471**, 485, 1996.
11. D.B.Melrose, Astrophys. J., **381**, 306, 1991.
12. Y.Liu, X.Sun, T.Torok et al., Astrophys. J., **846**, L6, 2017.
13. S.Gosain, P.Demoulin, M.L.Fuentes, Astrophys. J., **793**, 15, 2014.
14. C.J.Schrijver, M.L. De Rosa, T.R.Metcalf et al., Astrophys. J., **675**, 1637, 2008.
15. M.K.Georgoulis, V.S.Titov, Z.Mikic, Astrophys. J., **761**, 61, 2012.
16. Yu.A.Fursyak, A.S.Kutsenko, V.I.Abramenko, Solar Phys., 2019 (in print).
17. B.Ravindra, P.Venkatakrishnan, S.K.Tiwari et al., Astrophys. J., **740**, 19, 2011.
18. I.Kontogiannis, M.K.Georgoulis, S.-H.Park et al., Solar Phys., **292**, 159, 2017.
19. D.B.Melrose, Astrophys. J., **451**, 391, 1995.
20. K.D.Leka, R.C.Canfield, A.N.McClymont et al., Astrophys. J., **462**, 547, 1996.
21. D.W.Longcope, B.T.Welsch, Astrophys. J., **545**, 1089, 2000.
22. P.H.Scherrer, J.Schou, R.I.Bush et al., Solar Phys., **275**, 207, 2012.
23. W.D.Pesnell, B.J.Thompson, P.C.Chamberlin, Solar Phys., **275**, 3, 2012.
24. M.G.Bobra, X.Sun, J.T.Hoeksema et al., Solar Phys., **289**, 3549, 2014.
25. Yu.A.Fursyak, V.I.Abramenko, Astrophysics, **60**, 544, 2017.
26. А.В.Жукова, Изв. Крымск. Астрофиз. обс., **114**, 74, 2018.
27. В.И.Абраменко, С.И.Гопасюк, М.Б.Огирь, Изв. Крымск. Астрофиз. обс., **78**, 151, 1988.
28. V.I.Abramenko, S.I.Gopasyuk, M.B.Ogir', Solar Phys., **134**, 287, 1991.
29. Yu.A.Fursyak, Geomagnetism and Aeronomy, **58**, 1129, 2018.
30. A.A.Norton, E.H.Jones, M.G.Linton et al., Astrophys. J., **842**, ???, 2017.
31. V.I.Abramenko, Astrophys. J., **629**, 1141, 2005.
32. Yu.A.Fursyak, Geomagnetism and Aeronomy, **56**, 930, 2016.

ТОНКАЯ ВОЛОКНИСТАЯ СТРУКТУРА СПОКОЙНОГО СОЛНЕЧНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

О.А.КОРОЛЬКОВА, А.А.СОЛОВЬЕВ

Поступила 6 сентября 2019

Принята к печати 11 марта 2020

Представлена теоретическая модель холодного и плотного изолированного солнечного протуберанца. Термодинамические параметры волокна (газовое давление, плотность и температура) рассчитываются по заданной структуре магнитного поля. Волокно располагается над фотосферной линией раздела полярности, его магнитное поле быстро уменьшается с расстоянием от оси, поэтому полный электрический ток вдоль оси волокна равен нулю. Рассматривается протуберанец с винтовой структурой магнитного поля, разделенной на отдельные тонкие волокна. Распределения плотности и температуры протуберанца, полученные из условия равновесия такого магнитного поля, хорошо соответствуют известным наблюдаемым параметрам.

Ключевые слова: *Солнце: протуберанцы: волокна*

1. *Введение.* Изучение протуберанцев - одна из важных задач физики Солнца. Удержание в течение долгого времени гигантских образований очень холодной и плотной (по сравнению с солнечной короной) плазмы против сил тяжести в магнитном поле представляет собой сложную и интересную задачу плазменной физики. Интерес к строению протуберанцев обусловлен и тем, что их эруптивные фазы обычно тесно связаны с такими геоэффективными проявлениями солнечной активности, как солнечные вспышки и корональные выбросы масс.

Физические характеристики плазмы в протуберанцах резко отличаются от корональных: температура в них ниже температуры окружающей среды на 2 порядка, а плотность, наоборот, - выше, примерно на те же 2 порядка. При этом магнитное поле солнечных волокон может иметь очень сложную структуру, хотя определенная их классификация все-таки существует: принято выделять структуры с аркадной и винтовой геометрией магнитных силовых линий, а также различать волокна с прямой и инверсной полярностью пронизывающего их магнитного поля (по отношению к ориентации фотосферного поля).

Начиная с 50-х годов прошлого века, делаются попытки построения математических моделей протуберанцев. Однако какой-либо признанной модели до сих пор не существует. Много работ посвящено механизму образования солнечных волокон, активно изучаются колебательные процессы в них, но

при этом задача описания равновесия спокойного долгоживущего волокна зачастую просто не ставится. Обсуждается лишь магнитная конфигурация (приводится рисунок магнитных силовых линий), которая, по мнению авторов, должна обеспечить равновесие, но соответствующих расчетов равновесных значений температуры и плотности не приводится. Между тем, только достаточное соответствие этих характеристик (низкая T и высокая ρ) наблюдательным данным может дать основание причислять обсуждаемую структуру к классу солнечных протуберанцев.

Как пример современных теоретических моделей спокойных солнечных волокон, можно привести работы [1,2]. В [1] рассчитывается политропная модель плотного волокна, но расчеты температуры отсутствуют, поэтому непонятно, является ли построенная конфигурация протуберанцем. В работе [2] протуберанец уподобляется математическому маятнику, и вся проблема равновесия сведена к равенству в одной только точке величины силы тяжести и магнитного натяжения силовых линий, имеющих в этом месте некоторый прогиб. Приведенные примеры показывают, что проблема равновесия солнечных волокон и на сегодня остается весьма актуальной.

2. Моделирование протуберанцев при наличии в системе трансляционной симметрии: уравнения и постановка задачи. Солнечные волокна имеют обычно длину, значительно превосходящую радиус их сечения, поэтому представляется вполне оправданным при их теоретическом описании вводить предположение о трансляционной симметрии, т.е. полагать, что параметры длинного волокна вдоль его оси меняются незначительно. В данном случае используется декартова система координат, с осью z , направленной вертикально вверх, осью x - поперек волокна, и осью y - вдоль его оси. Зависимость любых параметров волокна от y отсутствует ($\partial/\partial y = 0$). Система уравнений магнитной гидростатики в традиционных обозначениях имеет вид:

$$\nabla P = \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \rho g \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$T(x, z) = \frac{\mu P}{\mathcal{R} \rho}. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{B}$ - напряженность магнитного поля, P - давление газа, ρ - удельная плотность, T - температура, μ - средняя молярная масса газа, $\mathcal{R}$ - универсальная газовая постоянная, g - ускорение свободного падения на поверхности Солнца, $g = 2.74 \cdot 10^4 \text{ см/с}^2$. При наличии трансляционной симметрии, условия равновесия принимают вид [3]:

$$\Delta A = -\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{dP(A, z)}{dA}, \quad (4)$$

$$\rho(A, z) = -\frac{1}{g} \frac{\partial P(z, A)}{\partial z}. \quad (5)$$

В уравнениях (4), (5) введена $A(x, z)$ - функция магнитного потока, которая определяется интегралом $A(x, z) = \int_0^x B_z(x', z) dx'$, B_z - вертикальная составляющая напряженности магнитного поля. Уравнение (3) - состояние идеального газа, уравнение (4) определяет равновесие волокна, а уравнение (5) описывает гидростатическое распределение плотности вдоль магнитных силовых линий.

Компоненты поля B_x и B_z , выражаются производными от функции потока A :

$$B_z = \frac{\partial A}{\partial x}; \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial z}, \quad (6)$$

что гарантирует выполнение условия $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$. Продольный компонент поля B_y , ввиду трансляционной симметрии, не зависит явно от координат (x, z) и определяется только значением функции магнитного потока: $B_y = B_y(A)$

Система (1)-(3) недоопределена: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, которое в хромосфере и короне Солнца имеет очень сложный вид. По этой причине приходится задавать некоторые дополнительные условия. В качестве таковых мы будем считать известной (заданной) магнитную структуру волокна.

Таким образом, идея построения моделей равновесных солнечных протуберанцев заключается в следующем: задав разумную (с точки зрения наблюдательных данных) магнитную структуру волокна, т.е. считая функции $A(x, z)$ и $B_y(A)$ известными, требуется найти распределение газового давления в системе путем интегрирования уравнения равновесия (4), затем рассчитать распределение плотности по уравнению (5) и, наконец, вычислить температурный профиль по уравнению состояния идеального газа (3). Впервые этот метод был реализован в [4] для описания аркадной модели протуберанца. В последующем он был развит в работах [5,6]. В [6] было рассмотрено волокно с винтовой структурой магнитного поля, в [5] показано, как можно моделировать протуберанцы прямой и обратной полярности.

Приняты следующие граничные условия в задаче моделирования:

1. Волокно, в соответствии с данными наблюдений, рассматривается как уединенная магнитная структура, т.е. принимается, что магнитное поле волокна достаточно быстро убывает с расстоянием от его оси.

2. Из наблюдательных данных известно, что спокойные протуберанцы, как правило, располагаются над фотосферной линией раздела полярности. В наших моделях это условие выполняется за счет соответствующего выбора магнитной структуры волокна.

Заметим также, что в существующих моделях протуберанцев обычно в качестве внешней среды рассматривается вакуумная область с потенциальным

магнитным полем. В наших моделях внешняя среда представлена как реальная солнечная корона, имеющая определенную плотность плазмы и давление. Она описывается современной гидростатической моделью солнечной атмосферы [7]. В этой модели температура плазмы на уровне фотосферы равна 6583 К (уровень с температурой, которую обычно принято считать фотосферной, располагается на 50 км выше), концентрация частиц составляет около $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Продольная составляющая магнитного поля B_y , создающая вместе с двумя другими компонентами винтовую структуру магнитных силовых линий, зависит, как уже отмечалось, вследствие трансляционной симметрии системы, только от функции магнитного потока A , и зависимость эту можно задать произвольно. Если принять:

$$B_{y0}^2 - B_y^2(A) = (\alpha A)^2, \quad (7)$$

где B_{y0} - максимальное значение продольного поля на оси протуберанца, а α - некоторый коэффициент, имеющий размерность обратной длины (ниже при расчетах принималось $\alpha = 0.3 \text{ Мм}^{-1}$), то поле $B_y(A)$ оказывается минимальным на оси жгута и максимальным вне. Это означает, что волокно погружено в некоторый магнитный желоб, обеспечивающий дополнительное удержание плотной плазмы протуберанца в магнитном поле.

В отличие от известного уравнения Грэда-Шафранова [8], описывающего равновесие разреженной горячей плазмы, которая создается для запуска управляемой термоядерной реакции и отделяется от жесткого металлического кожуха вакуумной областью, в уравнении (4), благодаря учету силы тяжести, газовое давление зависит не только от функции A , но и от вертикальной координаты z : $P(A, z)$. Вследствие этого возникает возможность проинтегрировать уравнение равновесия (4) по одной из двух переменных A , оставляя значение другой переменной z фиксированным:

$$P(A, z) = P_{ex}(z) + \frac{B_{y0}^2 - B_y^2}{8\pi} - \frac{1}{4\pi} \int_0^A \Delta A' dA'. \quad (8)$$

Здесь $P_{ex}(z)$ - газовое давление внешней среды, задаваемое, как указано выше, моделью [7]. Надо учесть, что в (8) полный дифференциал потока имеет вид $dA(x, z) = \frac{\partial A}{\partial x} dx$, поскольку переменная z фиксируется. Задача интегрирования в (8) значительно упрощается, если в функции потока переменные разделены: $A(x, z) = X(x)Z(z)$. В этом случае интеграл дает: $Z^2 \int_0^A \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} \frac{\partial X}{\partial x} dX + Z \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \int_0^A X \frac{\partial X}{\partial x} dx$, и мы получаем распределение давления в данной структуре в виде:

$$P(A, z) = P_{ex}(z) + \frac{B_{y0}^2 - B_y^2}{8\pi} - \frac{1}{8\pi} \left[\left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + A \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right]. \quad (9)$$

В качестве константы интегрирования здесь берется значение давления в удаленной точке внешней среды $P_{ex}(z)$. После вычисления правой части (9) ее необходимо привести к переменным A и z для расчета плотности по формуле (5) путем дифференцирования по z при фиксированном A . Далее, зная давление и плотность, рассчитываем температуру из уравнения (3).

3. *Модель протуберанца с тонкой структурой магнитного поля.* Как известно, для протуберанцев характерна тонкая волокнистая структура. Поэтому, наряду с моделированием общего строения тела волокна, возникает проблема описания этой тонкой структуры, которая в нашем случае решается относительно просто.

Ранее в [9] нами уже был предложен ряд моделей, учитывающих тонкую структуру солнечных волокон как в высотном, так и в поперечном направлениях. Но в указанной работе не использовалось условие разделения переменных в функции потока, что значительно усложняло интегрирование и приводило к относительно сложным, в том числе численным, расчетам.

В данной работе мы зададим функцию потока с разделенными переменными так, что она будет описывать равновесную магнитоплазменную конфигурацию в форме скрученного магнитного жгута, состоящего из ряда продольных волокон:

$$A(x, z) = B_0 L \exp(-k_x^2 x^2 - k_z^2 z^2) [1 + 0.3 \cos(\alpha x)] \sin(bz + \varphi). \quad (10)$$

Здесь B_0 - единица измерения магнитного поля; уровень фотосферы, от которого отсчитываются высоты, имеет нулевую высоту: $z = 0$; коэффициенты a и b - параметры, определяющие тонкую структуру, k_x , k_z - характерный обратный масштаб длины в соответствующем направлении, φ - произвольная начальная фаза. Численный параметр L введен для сохранения размерности, при расчетах принимаем его равным 1 Мм. В формуле (10) экспонента описывает основное тело волокна, а добавки по x и z , в виде гармонических слагаемых, обеспечивают тонкую внутреннюю структуру магнитного поля.

На рис.1 представлен трехмерный вид магнитной конфигурации, задаваемой уравнением $A = \text{const}$, где A описывается формулой (10). Вдоль оси y волокно бесконечно длинное, а в вертикальном направлении оно распадается на несколько магнитных слоев, каждый из которых гофрирован в поперечном направлении. Вертикальное поле под волокном на фотосфере меняет знак, т.е. волокно располагается над линией раздела полярностей.

На рис.2, 3 показаны термодинамические параметры плазмы (концентрация и температура) рассматриваемого распределения. Пики на рис.2 означают

наличие сильной концентрации плазмы на оси отдельных волокон. В температурном профиле тонкая структура волокна также выражена достаточно

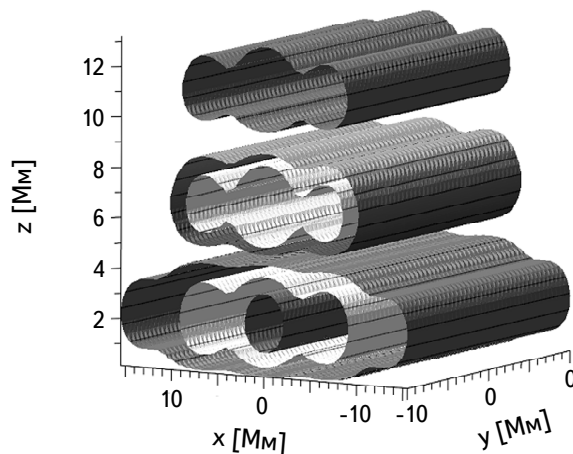


Рис.1. Трехмерный вид магнитных силовых поверхностей, задаваемых уравнением $A = \text{const}$, где A описывается формулой (10). Все длины измеряются в Мм. При расчетах принято: $B_0 = 3.4$ Гс, $k_x = 1/8$ Мм $^{-1}$, $k_z = 1/9$ Мм $^{-1}$, $a = 1$ Мм $^{-1}$, $b = 2$ Мм $^{-1}$, $\varphi = 3$.

отчетливо. В наиболее холодных частях волокна температура достигает значений 4500 - 5000 К, соответствующие им концентрации составляют несколько единиц на 10^{11} см $^{-3}$. Магнитное поле в теле волокна на средних высотах составляет несколько гаусс. Указанные значения параметров волокна вполне соответствуют

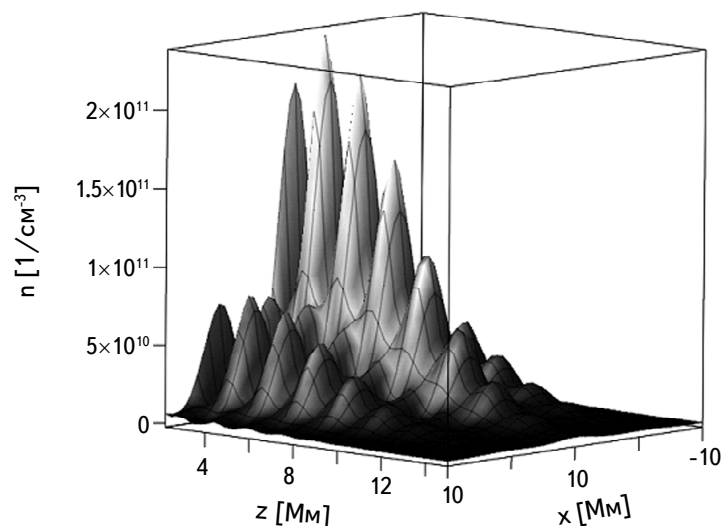


Рис.2. Концентрация частиц в волокне. Вертикальная ось дает численные значения концентрации на кубический см. Градиентом цвета показаны эти значения от наименьших (темный) до наибольших (светлый) величин.

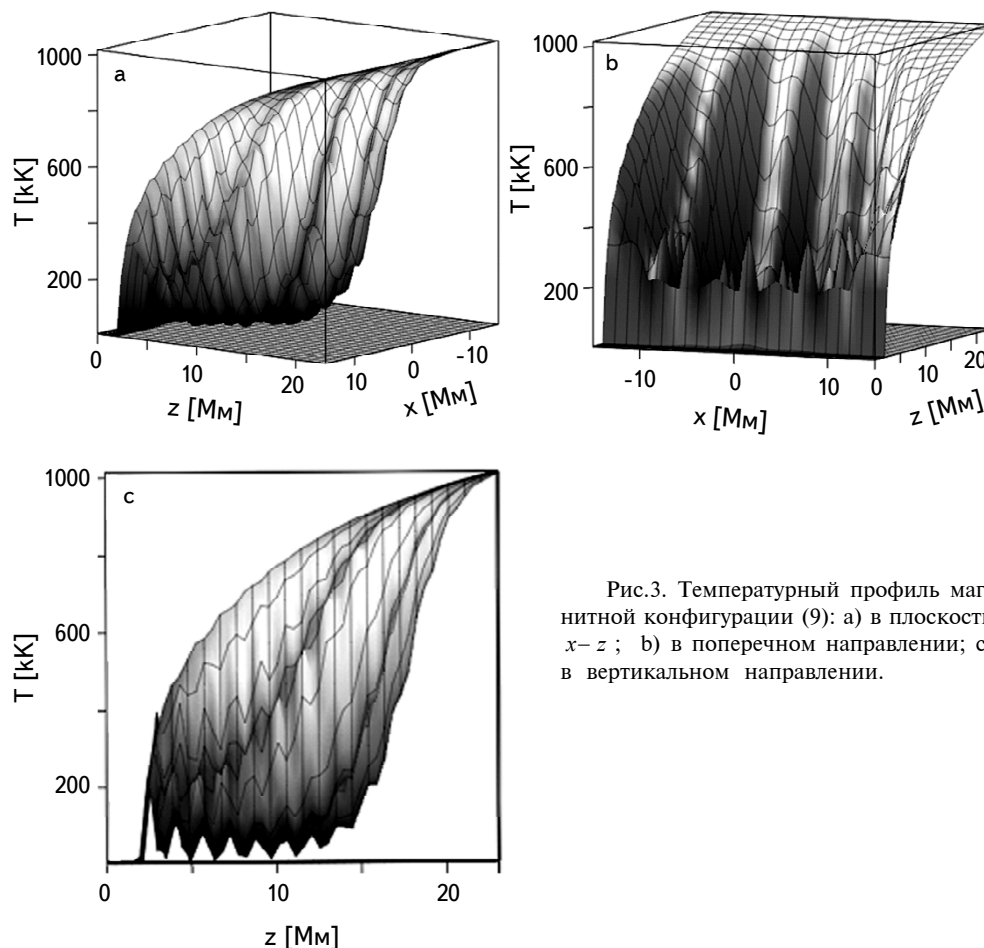


Рис.3. Температурный профиль магнитной конфигурации (9): а) в плоскости $x-z$; б) в поперечном направлении; в) в вертикальном направлении.

тому, что наблюдается в реальных протуберанцах.

4. *Заключение.* Представлена новая модель спокойного протуберанца, обладающего тонкой структурой как магнитного поля, так и распределений термодинамических характеристик. В данной модели магнитное поле на уровне фотосферы составляет около 10 Гс. Геометрические размеры и физические параметры отдельных волоконцев (температура самых холодных участков около 5000 К, наибольшая концентрация частиц - $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) хорошо соответствуют наблюдательным данным.

Характерной особенностью представленной модели является то, что вертикальные координаты температурных минимумов и максимальных сгущений плотности плазмы не совпадают (точки с максимальной плотностью располагаются выше по высоте на 0.5 - 1 Мм, чем температурные минимумы). Было бы интересно в будущем проверить это свойство теоретической модели на

соответствующем наблюдательном материале.

Авторы признательны анонимному рецензенту за полезные критические замечания. Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00168.

ФГБУН "Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН",
Россия, e-mail: korolkovaao@gmail.com

FINE FILAMENT STRUCTURE OF QUIESCENT PROMINENCE

O.A.KOROLKOVA, A.A.SOLOV'EV

A theoretical model of an isolated solar prominence with cold and dense plasma is presented. Thermodynamic parameters (gas pressure, density and temperature) are calculated according to a given structure of the magnetic field. The filament is located above the photospheric line of polarity inversion, the magnetic field of the filament decreases rapidly with distance from the axis, therefore the net electrical current along the filament is zero. The prominence has the helical structure of magnetic field divided into many fine filaments. The plasma density and temperature derived from the equilibrium condition of the given magnetic field correspond well to the known observational data.

Keywords: *Sun: prominence: filaments*

ЛИТЕРАТУРА

1. B.C.Low, M.Zhang, *Astrophys. J.*, **609**, 1098, 2004.
2. M.Luna, J.Karpen, *Astrophys. J. Lett.*, **750**, L1, 2012.
3. B.C.Low, *Astrophys. J.*, **197**, 251, 1975.
4. A.A.Solov'ev, *Astron. Rep.*, **54**, 86, 2010.
5. O.A.Korolkova, A.A.Solov'ev, *Geomagnetism & Aeronomy*, **59**, 858, 2019.
6. A.A.Solov'ev, O.A.Korolkova, E.A.Kirichek, *Geomagnetism & Aeronomy*, **56**, 1090, 2016.
7. E.H.Avrett, R.Loesser, *Astrophys. J. Suppl.*, **175**, 229, 2008.
8. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М., Наука, 1982.
9. O.A.Korolkova, A.A.Solov'ev, *Geomagnetism & Aeronomy*, **57**, 1018, 2017.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДИЧНОСТЕЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА

Д.ДЖАПАРИДЗЕ^{1,2}, Г.ДУМБАДЗЕ¹, Г.РАМИШВИЛИ^{1,2},
Б.ЧАРГЕЙШВИЛИ¹

Поступила 17 сентября 2019
Принята к печати 11 марта 2020

Для изучения характерных периодов дифференциального вращения Солнца были использованы данные о солнечных водородных волокнах, полученные в Абастуманской астрофизической обсерватории для циклов солнечной активности 19-22. Для скоростей дифференциального вращения водородных волокон и их числа, кроме известного 11-летнего периода солнечной активности, выявлена квазидвухлетняя периодичность, а для числа водородных волокон и квазипятилетней периодичность.

Ключевые слова: *Водородные волокна: Квазидвухлетний период: Квазипятилетний период*

1. Введение. Взаимодействие между солнечным вращением, конвекцией и магнитными полями является причиной солнечной активности. Поэтому, изучение дифференциального вращения Солнца и его периодичностей является важной частью солнечной физики. Несмотря на исследования авторов [1-14], солнечное дифференциальное вращение все еще полностью не изучено.

Солнечная активность влияет на процессы, происходящие на земной поверхности. В частности активность, модулируемая квазидвухлетней осцилляцией, влияет на зональную среднюю температуру на высоких широтах в нижней стратосфере, на средних широтах в тропосфере и на давление на уровне моря вблизи полюсов. Таким образом, знание состояния Солнца и фазы квазидвухлетних осцилляций могут быть полезными в прогнозировании климата на Земле [15].

Квазидвухлетние колебания - хорошо известные вариации солнечной активности, межпланетных параметров, геомагнитных возмущений и космических лучей. Наибольшая отрицательная корреляция существует между квазидвухлетними циклическостями космических лучей и гелиосферного магнитного поля [16].

2. Наблюдательные данные. Для изучения характерных периодов солнечного дифференциального вращения, мы использовали однородные

данные о солнечных водородных волокнах, полученные с помощью хромосферного телескопа AFR-2 в Абастуманской Астрофизической обсерватории за 1957-1993гг. (для циклов солнечной активности 19-22). Из всех водородных волокон, наблюдавшихся за этот период, мы выбрали относительно стабильные волокна, отдельные фрагменты которых можно было идентифицировать в течение всего времени наблюдения. Выбранные водородные волокна не были связаны с активными областями. Водородные волокна, которые существовали менее трех суток, считались нестабильными и отсеивались.

Были измерены угловые скорости 716 водородных волокон и их отдельных фрагментов приблизительно в 14000 точках с 5° -ными широтными интервалами в диапазоне широт $35^\circ \text{ N} - 35^\circ \text{ S}$ и долготы в пределах $\pm 60^\circ$ от центрального меридиана. За этими пределами измерения не проводились, так как возникали трудности из-за неопределенности, возникающей вблизи края солнечного диска. Скорости вращения были вычислены для каждой пары последующих дней в течение всей жизни для каждого водородного волокна [17].

3. *Фурье-анализ наблюдательных данных.* Для исследования периодичностей дифференциального вращения Солнца с помощью водородных волокон был использован Фурье-анализ [18]. При применении Фурье-анализа, недостающие данные были заполнены усредненными за весь период наблю-

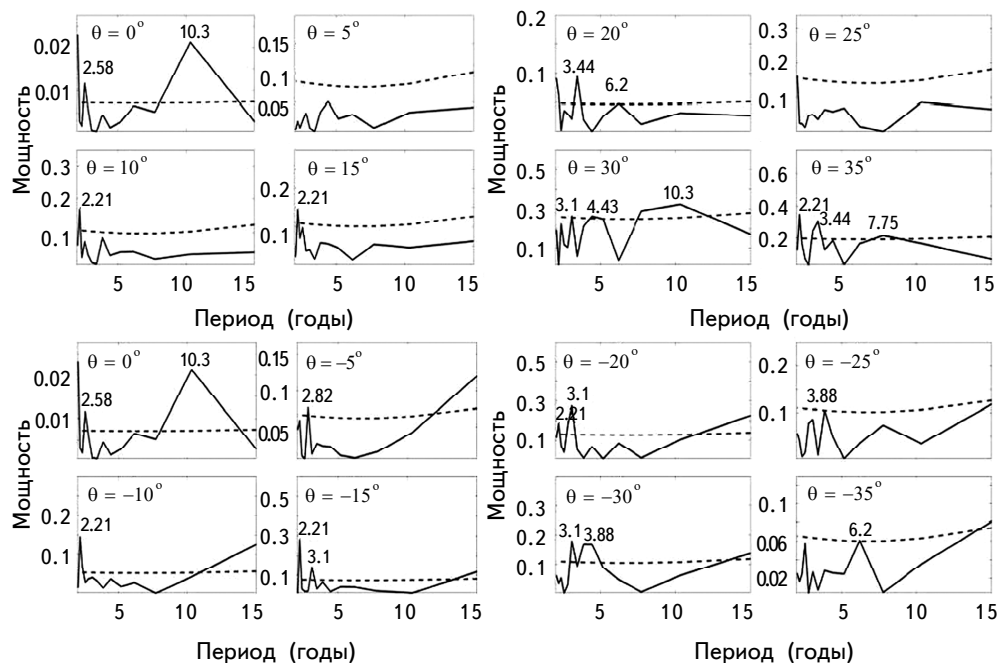


Рис.1. Результаты Фурье-анализа для скоростей дифференциального вращения водородных волокон.

дений значениями. Были вычислены периодичности как для скоростей дифференциального вращения водородных волокон, так и для их количества на разных гелиографических широтах Солнца.

Результаты, полученные с помощью Фурье-анализа, представлены на рис.1 и 2, где на горизонтальной оси нанесены периоды (в годах), на вертикальной - мощность, а θ - гелиографическая широта. Доверительный интервал 95% был рассчитан (пунктирная горизонтальная линия на рисунках) по формуле:

$$mean + t_{crit} SE,$$

где t_{crit} - критическая величина (в нашем случае t_{crit} соответствует 3σ); SE - стандартная ошибка прогноза; $mean$ - среднее значение угловых скоростей водородных волокон и их отдельных фрагментов, а σ - средняя квадратичная ошибка обрабатываемых данных на заданной широте Солнца.

Как видно из рис.1, для скоростей дифференциального вращения водородных волокон, кроме известного 11-летнего периода солнечной активности (в диапазоне 10.3 года), выявлена квазидвухлетняя периодичность (в диапазоне от 2.21 до 3.44 лет) на всех гелиографических широтах, кроме 35° южного и 5° и 25° северного полушарий Солнца.

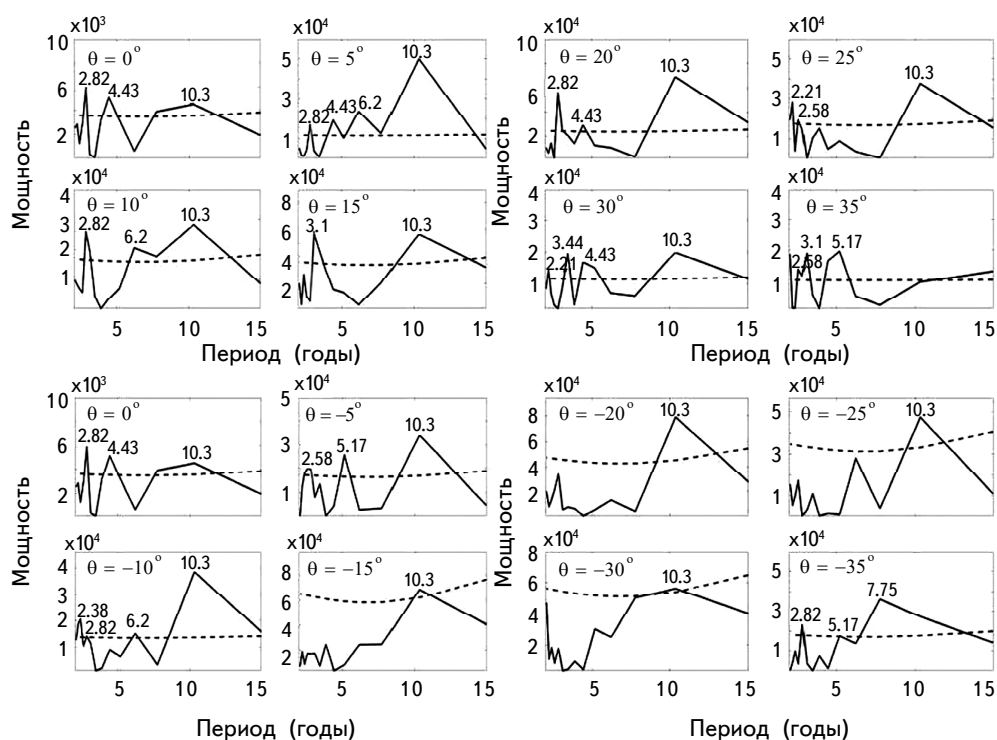


Рис.2. Результаты Фурье-анализа для числа водородных волокон.

Как видно из рис.2, для числа водородных волокон, кроме известного 11-летнего периода солнечной активности (в диапазоне 10.3 года), выявлены квазидвухлетняя периодичность (в диапазоне от 2.21 до 3.44 лет) для широт 5° - 10° и 35° южного и для всех широт 0° - 35° северного полушарий Солнца и квазипятилетняя периодичность (в диапазоне от 5.17 до 6.2 лет) для широт 0° - 10° и 35° для южного и северного полушарий Солнца.

4. *Обсуждение и заключение.* Применив вейвлет-преобразование данных суточного радиопотока на 10.7 см, охватывающего период с 1947 по 2014гг., получено существование периодов около 2.1, 3.0, 4.5, 6.6, 8.6 и 10.3 года во вращении короны. Установлено, что периоды вращения изменяются в зависимости от фазы солнечного цикла и они относительно длиннее во время минимума солнечного цикла [19].

Применив однородные данные солнечных водородных волокон, для циклов солнечной активности 19-22, как для скоростей дифференциального вращения водородных волокон, так и для их количества на разных гелиографических широтах Солнца, нами получен период 10.3 года для обоих полушарий Солнца. Кроме этого, для числа водородных волокон обнаружена квазипятилетняя периодичность для широт 0° - 10° и 35° южного и северного полушарий Солнца.

Применив метод спектрального анализа, в направлении оси вращения Земли относительно мантии, были обнаружены две компоненты с периодами 11 и 5.5 лет, несомненно связанные с солнечной активностью. Авторы это интерпретируют как результат обмена кинетическим угловым моментом между атмосферой, где из-за солнечной активности может быть сгенерирован поток, и мантией [20].

Для скоростей дифференциального вращения водородных волокон и их количества на разных гелиографических широтах Солнца также получена квазидвухлетняя периодичность. Для скоростей дифференциального вращения водородных волокон на всех широтах, кроме 35° южного и 5° и 25° северного полушарий Солнца и для числа водородных волокон, для широт 5° - 10° и 35° южного и для всех широт 0° - 35° северного полушарий Солнца.

Используя этот же наблюдательный материал за 1957-1993гг., вблизи момента переполюсовки общего магнитного поля Солнца ранее было обнаружено распространение квазидвухлетнего импульса остаточных скоростей от более высоких широт к экватору в обоих полушариях почти одновременно [21-23].

Кроме 11-летнего цикла, многими авторами получен квазидвухлетний период во многих индексах как на солнечной поверхности и под ней, так и в гелиосфере и земной атмосфере. В солнечной активности наиболее отчетливо выделяется период квазидвухлетних колебаний в диапазоне от 1.5

до 3.5 лет [24-27].

Для изучения периодических изменений крупномасштабного поля Солнца, используя данные солнечного магнитного поля, квазипериодические колебания с периодом 1.3 года были обнаружены на Солнце в течение 8 циклов. Колебания с периодом 1.3 года тесно связаны с квазидвухлетними колебаниями, но иногда они происходят в противофазе [28]. Сигнал с квазидвухлетним периодом наблюдался в колебаниях тахоклина [29-30].

Существование квазидвухлетней периодичности было отмечено как в потоке солнечных нейтрино, так и в числе солнечных пятен [31].

Квазидвухлетняя периодичность обнаружена в различных гелиосферных параметрах, таких как скорость солнечного ветра, межпланетное магнитное поле, космические лучи и геомагнитная активность [32], а также в общем содержании озона в земной атмосфере [33-34].

Используя показатели солнечной активности, такие как площади солнечных пятен и корональная эмиссия зеленой линии в период 1974-2001 гг., получено, что квазидвухлетняя периодичность является фундаментальной модой солнечной активности [27].

Работа была поддержана Национальным научным фондом им. Шота Руставели грантами № DI-2016-52 и PhDF2016_177.

¹ Абастуманская астрофизическая обсерватория,
e-mail: darejan.japaridze@iliauni.edu.ge

² Государственный университет им. Илии, Грузия

STUDY OF THE PERIODICITY OF THE DIFFERENTIAL ROTATION OF THE SUN

D.JAPARIDZE^{1,2}, G.DUMBADZE¹, G.RAMISHVILI^{1,2}, B.CHARGEISHVILI¹

The periodicity of the differential rotation of the Sun was studied using the data of solar hydrogen filaments obtained at the Abastuman Astrophysical Observatory for solar activity cycles 19-22. For hydrogen filaments rotation rates and their number, in addition to the known 11-year period of solar activity, a quasi-biennial periodicity was revealed, and for the number of hydrogen filaments, the quasi-five-year periodicity found also.

Keywords: *Hydrogen filaments: Quazi-biennial periodisity: Quazi-five-year periodisity*

ЛИТЕРАТУРА

1. *C.Scheiner*, Rosa Ursini sive solis: Book 4, part 2, 1630.
2. *H.W.Newton*, *M.L.Nunn*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **111**, 413, 1951.
3. *R.Howard*, Astrophys. J., **210**, L159, 1976.
4. *R.Brajša*, *H.Wöhl*, *B.Vršnak et al.*, Solar Phys., **206**, 229, 2002.
5. *L.D'Azambuja*, *M.D'Azambuja*, Ann. Obs. Paris, **6**, 1, 1948.
6. *M.Stix*, The Sun's Differential Rotation, in: G.Klar, (Ed.), Rev. Modern Astron., **2**, 248, 1989.
7. *D.Glackin*, Solar Phys., **36**, 51, 1974.
8. *M.Sh.Gigolashvili*, *D.R.Japaridze*, *T.G.Mdzinarishvili et al.*, Solar Phys., **227**, 27, 2005.
9. *R.Brajša*, *V.Ruzdjak*, *B.Vršnak et al.*, Solar Phys., **171**, 1, 1997.
10. *J.Javaraiah*, Solar Phys., **212**, 23, 2003.
11. *М.Гуголашвили*, *Д.Джапаридзе*, *Т.Мдзинаришвили*, Астрофизика, **54**, 653, 2011, (Astrophysics, **54**, 593, 2011).
12. *J.Javaraiah*, *L.Bertello*, Solar Phys., **291**, 3485, 2016.
13. *Д.Р.Джапаридзе*, *Б.Б.Чаргейшвили*, Астрофизика, **59**, 437, 2016, (Astrophysics, **59**, 389, 2016).
14. *I.P.Beljan*, *R.Jurdana-Šepić*, *R.Brajša et al.*, Astron. Astrophys., **606**, 72, 2017.
15. *I.Roy*, *J.D.Haigh*, Atmospheric Chemistry and Phys., **11**, 11679, 2011.
16. *G.A.Bazilevskaya*, *M.S.Kalinin*, *M.B.Krainev et al.*, Journal of Physics: Conference Series, **632**, 1, 2015.
17. *D.R.Japaridze*, *M.Sh.Gigolashvili*, Solar Phys., **141**, 267, 1992.
18. *P.L.Walker*, The Theory of Fourier Series and Integrals. John Wiley & Sons, Chichester, 192, 1968.
19. *J.L.Xie*, *X.J.Shi*, *J.Zhang*, Astrophys. J., **153**, 9, 2017.
20. *F.Lopes*, *J.-L. Le Mouél*, *D.Gibert*, Comptes rendus - Geoscience, **349**, 159, 2017.
21. *M.Sh.Gigolashvili*, *D.R.Japaridze*, *A.D.Pataraya*, Solar Phys., **156**, 221, 1995.
22. *M.Sh.Gigolashvili*, *D.R.Japaridze*, *A.D.Pataraya et al.*, J. of the Georgian Phys. Soc., **3**, 46, 1996.
23. *M.Gigolashvili*, *D.Japaridze*, *V.Kukhianidze*, Solar Phys., **231**, 23, 2005.
24. *G.A.Bazilevskaya*, *M.B.Krainev*, *V.S.Makhmutov et al.*, Solar Phys., **197**, 157, 2000.
25. *A.Vecchio*, *V.Carbone*, Astrophys. J., **683**, 536, 2008.
26. *J.F.Valdés-Galicia*, *V.M.Velasco*, Adv. in Space Res., **41**, 297, 2008.
27. *A.Vecchio*, *M.Laurenza*, *V.Carbone et al.*, Astrophys. J., **709**, L1, 2010.
28. *V.N.Obridko*, *B.D.Shelting*, Adv. in Space Res., **40**, 1006, 2007.
29. *R.Howe*, *J.Christensen-Dalsgaard*, *F.Hill et al.*, Science, **287**, 2456, 2000.
30. *R.Howe*, *J.Christensen-Dalsgaard*, *F.Hill et al.*, Adv. in Space Res., **40**, 915, 2007.
31. *K.Sakurai*, Nature, **278**, 146, 1979.
32. *K.Mursula*, *B.Zieger*, *J.H.Vilppola*, Solar Phys., **212**, 201, 2003.
33. *M.Shiotani*, J. Geophys. Res.: Atmospheres, **97**, 7625, 1992.
34. *X.Jiang*, *C.D.Camp*, *R.Shia et al.*, J. Geophys. Res.: Atmospheres, **109**, D16, 2004.

ФРАКТАЛЬНАЯ РАЗМЕРНОСТЬ КОСМИЧЕСКОГО МИКРОВОЛНОВОГО ФОНА КАК ТЕСТ ДАННЫХ КА "PLANCK"

П.А.ТАРАКАНОВ, М.Ю.ЕЖКОВ, М.В.КОСТИНА

Поступила 4 ноября 2019

Принята к печати 11 марта 2020

Исследованы фрактальные размерности карт космического микроволнового фона (СМВ) и других источников излучения, построенных в рамках миссии "Planck". Показано, что выбор моделей распределения источников, используемых при обработке данных, может существенно влиять на фрактальную размерность СМВ.

Ключевые слова: *космическое микроволновое фоновое излучение:фрактальность*

1. *Введение.* Главной задачей космического телескопа "Planck" (КА) было изучение космологического микроволнового (реликтового) фона. Полученные им данные об анизотропии фона в настоящее время являются одним из основных источников для построения космологических моделей (см., например, обзор [1]). КА произвел полный обзор неба с использованием двух приемников, работавших в нескольких частотных каналах: низкочастотный приемник (Low Frequency Instrument, LFI): 30, 44 и 70 ГГц, высокочастотный приемник (High Frequency Instrument, HFI): 100, 143, 217, 353, 545 и 857 ГГц [2]. Поскольку помимо реликтового фона на тех же частотах наблюдается излучение и других источников, в частности, молекулярной компоненты межзвездного газа Галактики, полученные данные в процессе первичной обработки были "почищены" таким образом, чтобы устранить из них излучение источников, не связанных с реликтовым фоном.

Метод устранения побочных источников основывался на том, что спектры реликтового фона и иных источников не совпадают, что принципиально позволяет отделить реликтовый фон без привлечения результатов других наблюдений. Аналогичный подход был использован при обработке результатов КА WMAP [3]. Различными группами были реализованы четыре несколько различающихся метода обработки (см. раздел 3), причем оказалось, что различные методы дают близкие, но все же не идентичные результаты. Таким образом, в результате наблюдений "Planck" получены не только карты реликтового фона, но и карты распределения других источников (например,

распределение молекул СО в Галактике), которые можно сравнить с данными, полученными другими методами.

Одной из возможных методик сравнения данных с уже имеющимися результатами может служить проведение анализа их фрактальной структуры. В частности, определение фрактальной размерности тех или иных компонентов фонового излучения может позволить оценить качество метода их выделения. В работе [4] были проанализированы данные WMAP и "Planck" при помощи построения изотерм, что дало оценку на фрактальную размерность реликтового фона около 1.8. Это значение слишком велико для межзвездной среды или для крупномасштабного распределения вещества (см. [5]), из чего может быть сделан один из трех возможных выводов: либо это реальная анизотропия реликтового фона неясной природы, либо результат некорректного учета других источников излучения, либо следствие некорректности выбранного метода обработки данных, который необходимо улучшить. Прояснить ситуацию можно, попытавшись аналогичным образом обработать не только финальные данные "Planck", но и промежуточные данные, описывающие распределение других источников излучения. Основной задачей данной работы является определение фрактальной размерности различных компонентов фона по данным "Planck" и сравнение результатов с ранее известными значениями.

2. Фрактальная размерность. Фрактальное множество было изначально определено математиком Бенуа Мандельбротом [6] как множество, размерность Хаусдорфа-Безиковича (она же "хаусдорфова" или "фрактальная" размерность) которого строго больше топологической.

Для определения хаусдорфовой размерности, введем следующие обозначения. Рассмотрим множество G в пространстве R^n . Если разбить R^n на n -мерные кубы со стороной r и обозначить количество кубов, "покрывающих" множество G , как $N(r)$, то фрактальная размерность D должна удовлетворять следующему условию:

$$\lim_{r \rightarrow 0} N(r)r^d = \begin{cases} 0, & d > D \\ \infty, & d < D. \end{cases} \quad (1)$$

При $r \approx 0$ формулу (1) можно преобразовать в

$$D \approx -\frac{\ln N(r)}{\ln r}. \quad (2)$$

Если D - целое и равно n , то множество - не фрактально, в остальных случаях это фрактальное множество с фрактальной размерностью D .

Удобным методом определения фрактальной размерности в двумерном случае является определение длин изолиний с использованием соотношения периметр-площадь. Он основан на том, что у двумерных фрактальных множеств изолинии также будут фрактальны. Обозначим "фрактальный

периметр" замкнутой изолинии как $P(r)$, где r - длина единицы измерения ("эталон"). Тогда

$$\lim_{r \rightarrow 0} P(r) = \infty. \quad (3)$$

В то же время площадь области $S(r)$, заключенной внутри изолинии, естественно, конечна. В таком случае можно показать (см., например, [5,6]), что

$$P(r) = Cr^{1-D} [S(r)]^{D/2}, \quad (4)$$

где C - константа (в общем случае зависящая от точности измерений с тем или иным значением r).

При использовании изображений, представленных в виде набора пикселей, площадь и периметр области для эталона r легко вычисляются как суммарное количество клеток со стороной r , через которые проходит изолиния (периметр) и количество клеток, какая-то определенная доля площади которых (например, превышающая $1/2$, хотя можно использовать и другое соглашение) относится к области, ограниченной изолинией. Затем полученные для различных эталонов r результаты аппроксимируются зависимостью вида (4), откуда определяется фрактальная размерность D . Такая процедура известна как "метод "box count" [7].

У реально существующих физических структур имеются физически обусловленные максимальный и минимальный масштабы, в пределах которых существует структура. Поскольку формально определенное фрактальное множество не имеет минимального или максимального масштаба, то описание такой структуры (в том числе и распределение яркостной температуры реликтового фона), как фрактала (будем называть ее для удобства "физическим фракталом"), имеет смысл исключительно на масштабах, значительно отличающихся от минимального ($r_{\min}$) и максимального ($r_{\max}$). Отсюда, в частности, следует, что при практической реализации метода "box count" для физического фрактала зависимость (4) выполняется только приближенно.

Поэтому для некоторого конкретного масштаба r из соотношения

$$P(r) = Cr^{1-D(r)} [S(r)]^{D(r)/2}, \quad (5)$$

может быть определена величина $D(r)$, для которой, если исследуемая структура является физическим фракталом, верны следующие утверждения:

1. при $r \rightarrow r_{\min}$ $D(r) \rightarrow 2$;
2. при $r \rightarrow r_{\max}$ $D(r) \rightarrow 2$;
3. при $r_{\min} \ll r \ll r_{\max}$ выполняется утверждение $D(r) \approx D$.

В таком случае величина D является фрактальной размерностью физического фрактала.

3. *Используемые данные.* Основная часть миссии (Nominal Mission)

заняла всего 472 дня, за это время удалось выполнить лишь 2 полных обзора неба (5 обзоров за полное время работы спутника). Результатом этих наблюдений стали карты неба, которые существуют как сводные, так и для разных обзоров по отдельности. Один обзор относится к промежутку времени, в течение которого ось вращения спутника поворачивается на 180° . При этом из-за особенностей конструкции спутника небо покрывается не целиком, а лишь на 80%-90%.

При обработке данных были, насколько это возможно, исключены известные систематические эффекты и дипольные сигналы, связанные с движением как самого спутника, так и Солнечной системы относительно микроволнового фона. Также отдельно предоставляются карты с вычитанием моделей зодиакального света и дальних боковых лепестков.

Для чистки высокочастотного шума строятся дополнительные карты, использующие только половину доступных данных, и их разность можно считать хорошей моделью такого шума. Они называются "ginghalf" и также доступны для изучения. Дополнительно предоставляются "маски" галактической плоскости и точечных объектов.

Данные наблюдений "Planck" представлены с использованием схемы HEALPix (Hierarchical, Equal Area, and isoLatitude Pixelisation) [8]. Этот способ разбиения сферы на участки (пиксели) равной площади, для каждого из которых дается интегральное значение, обеспечивает простоту локальных операций на выбранном наборе пикселей и хранение данных в иерархической структуре, дающей возможность легко выделять различные разрешения. Все карты хранятся в формате HEALPix с $N_{\text{side}} = 1024$ для LFI и $N_{\text{side}} = 2048$ для HFI, причем для частоты 70 ГГц (максимальной для LFI) также доступна карта с $N_{\text{side}} = 2048$, чтобы можно было непосредственно сравнивать данные с LFI и HFI.

Помимо данных, предоставленных в практически необработанном виде, как это сделано с картами частот, также доступны и карты отдельных компонентов. В первую очередь это карты реликтового излучения. Для их получения на карты частот накладывается маска, отфильтровывающая плоскость Галактики и яркие точечные объекты, после чего происходит суммирование по всем частотным каналам, но с различными весами. Это делается несколькими методами, и для каждого из них предоставляется своя итоговая карта:

1. SMICA: все частотные каналы линейно комбинируются с различными весами, зависящими от мультиполей. Включаются мультиполи вплоть до $l = 4000$.

2. NILC (Needlet-ILC): комбинация каналов (кроме 30 ГГц) происходит с весами в пространстве нидлетов (игловидных вейвлетов). Включаются мультиполи вплоть до $l = 3200$.

3. SEVEM: многоступенчатый метод, основанный на вписывании

шаблонных распределений.

4. COMMANDER-Ruler: параметризованный метод, использующий семплирование по Гиббсу.

Также из наблюдений миссии "Planck" можно выделить излучение, порожденное вращательными переходами в молекуле монооксида углерода (CO). Оно присутствует во всех каналах HFI, за исключением 143 ГГц. Особенно полезными здесь оказываются данные в каналах 100, 217 и 353 ГГц, поскольку на близкие к их центрам частоты приходятся три наиболее значимых вращательных перехода в молекуле - 115 ГГц (переход 1–0), 230 ГГц (2–1) и 345 ГГц (3–2). Чтобы выделить излучение CO, используются 3 различных подхода. Ниже они расположены в порядке возрастания отношения сигнал/шум.

Болометрический подход. Различные болометры, установленные на спутнике, имеют слегка различные коэффициенты прохождения для одних и тех же линий. Эти коэффициенты можно измерить в лабораторных условиях, что и было сделано перед запуском. Тогда, зная отношения этих коэффициентов, можно предсказать отношение интенсивностей в линиях. Таким образом, сравнивая интенсивность излучения на всех болометрах, можно с той или иной точностью установить, исходит ли оно от молекулы CO.

Мультимастотный подход. Можно наложить данные в различных каналах для извлечения конкретных линий исследуемой молекулы. Линию 115 ГГц (1-0) можно выделить, совместив каналы 100 ГГц, 143 ГГц и 353 ГГц, а линию 230 ГГц (2-1) - каналы 143 ГГц, 217 ГГц и 353 ГГц.

Комбинированный подход (фактически реализующий болометрический подход с уточнением данных в отдельных линиях).

4. *Обработка данных.* Проведенную нами обработку каждой карты, с целью нахождения ее фрактальной размерности, можно разделить на несколько этапов:

- Из FITS-файла, содержащего результаты наблюдений в определенном канале, выделяется HEALPix-карта в виде одномерного массива с пикселями, пронумерованными по схеме NESTED.

- Полученный массив с данными разбивается на 12 равных частей, представляющих собой 12 первичных пикселей.

- Из двоичного представления номера каждого пикселя высчитываются его истинные декартовы координаты внутри квадратной сетки первичного пикселя.

- Гистограмма значений получившейся матрицы выравнивается, чтобы получить наибольшее разнообразие релевантных изолиний (или изотерм, поскольку данные "Planck" представляют собой яркостные температуры), и линейно масштабируется, чтобы вписаться в заданный диапазон.

- Матрица конвертируется в изображение, для которого возможно измерить длины изолиний и площади внутренних областей изолиний методом "box count". Таким образом определяются величины $D(r)$ для различных масштабов r карты.

Измерение длин изолиний производилось следующим образом:

- Изображение бинаризовалось (на "черные" и "белые" пиксели) по уровню, подбиравшемуся каждый раз отдельно для сохранения максимального числа деталей карты.

- Вхождение изолинии в скользящее окно метода определяется по наличию в окне или на его границе как белых, так и черных пикселей, так как истинная изолиния должна проходить между любой парой таких пикселей.

5. Результаты и выводы. На рис.1, 2 приведены графики зависимости $D(r)$ от масштаба (в пикселах HEALPix для $N_{\text{side}} = 1024$) для отдельных карт. В идеальном случае (при бесконечном угловом разрешении и отсутствии случайных флуктуаций, накладывающихся на фрактальную структуру) $D(r)$ на малых масштабах должны слабо меняться (на кривой при этом получится примерно горизонтальный участок), после чего расти и на больших масштабах достигать значения, равного 2. Отсутствие близкого к горизонтальному участка на малых масштабах означает неуверенное определение фрактальной размерности для данного случая, однако минимальное найденное значение в подобной ситуации может служить оценкой фрактальной размерности снизу.

Заметим, что результат определения фрактальной размерности для каждой конкретной карты, вообще говоря, зависит в том числе и от выбора уровня исследуемой изотермы. Тем не менее при выборе уровней, значение яркостной температуры которых отклоняется от среднего значения для карты не более чем на половину максимально возможного отклонения, результаты определения фрактальной размерности сохраняются с погрешностью, не превосходящей $\Delta D = 0.04$ (в подавляющем большинстве случаев - около 0.03). При выборе произвольных изотерм, существующих на карте, разброс результатов оказывается больше, но и в этом случае никогда не превосходит 0.1.

Как видно из рис.1, качественно зависимости оказываются похожими и соответствуют фрактальной размерности $D \approx 1.6$, что несколько меньше, чем полученное в [4] для отдельных областей и несколько другим методом значение (около 1.8). Однако уже для карт, описывающих распределение CO, результат, представленный на рис.2, оказывается более неожиданным.

Видно, что карты, полученные различными методами выделения компоненты, по критерию фрактальной размерности существенно отличаются. Важно заметить, что полученные результаты отличаются также и от известной по многочисленным другим данным фрактальной размерности распределения

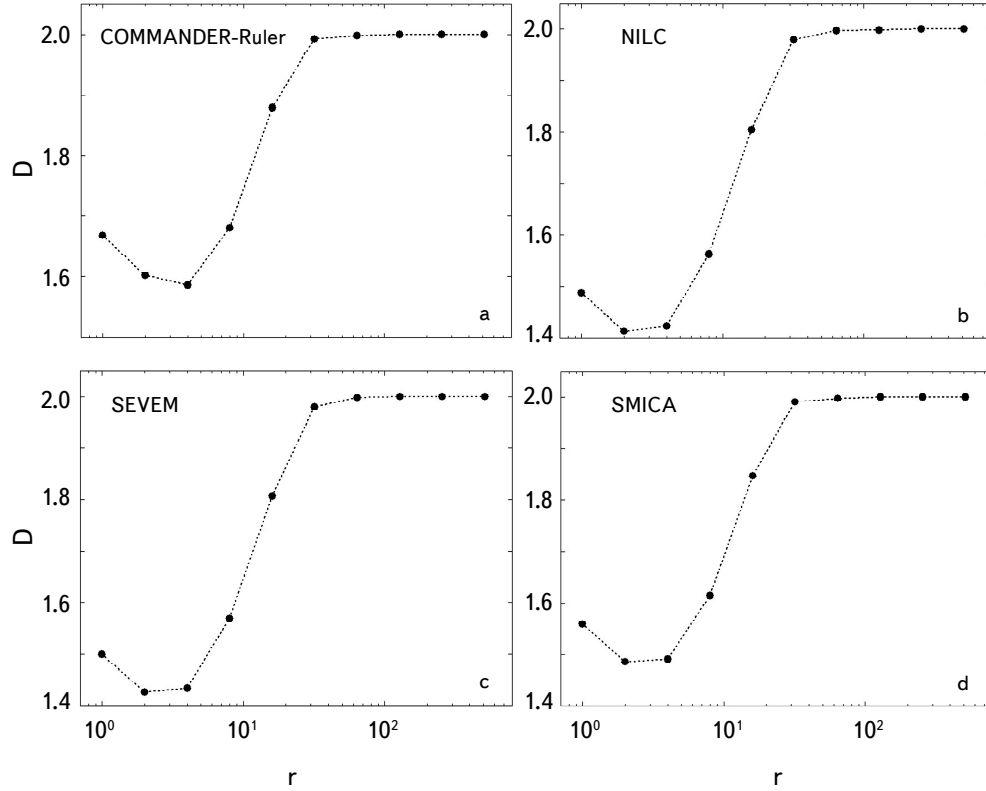


Рис.1. Зависимости $D(r)$ для реликтового фона. Для каждого графика указан использованный метод выделения СМВ. Масштаб по оси абсцисс указан в пикселах HEALPix для $N_{\text{side}} = 1024$.

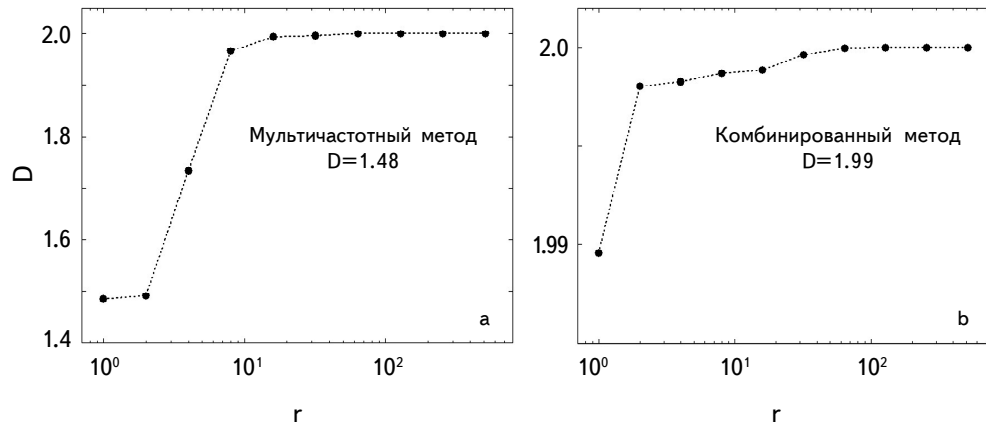


Рис.2. Зависимости $D(r)$ для карт излучения молекул CO. Для каждого графика указан использованный метод выделения компоненты. Масштаб по оси абсцисс указан в пикселах HEALPix для $N_{\text{side}} = 1024$.

СО в Галактике $D_{CO} \approx 1.35$ (см., например, [9]). Таким образом, удаляемый при "чистке" карт компонент может не вполне соответствовать реальному распределению СО, что может сказаться и на итоговых картах СМВ, в частности, на фрактальной размерности анизотропии реликтового фона.

Этот вывод представляется важным по следующей причине. Поскольку фрактальная размерность карт - это фактически описание углового спектра мощности анизотропии излучения с помощью простой степенной модели, то ошибка в определении фрактальной размерности в конечном счете эквивалентна ошибке в определении среднего наклона спектра мощности в логарифмических осях (главным образом для мультиполей $l \sim 10^{1 \pm 2}$, соответствующих масштабам, наиболее сильно влияющим на определение фрактальной размерности использовавшимся нами способом). Поскольку вид спектра мощности является функцией космологических параметров [10] и средний наклон рассматриваемого участка существенно зависит от выбранных значений параметров (см. результаты моделирования [11]), то изменение фрактальной размерности фона, связанное с особенностями процедуры "чистки" карт, должно влиять и на определение космологических параметров по данным миссии "Planck".

Таким образом, в нашей работе в целом на большем объеме данных подтверждены результаты оценки фрактальной размерности СМР, сделанной ранее в работе [4]. Однако, сделанная нами, по-видимому, впервые оценка фрактальной размерности возможных компонентов наблюдаемого фонового излучения, "вычистка" которых производилась при выделении СМР, существенно отличается от полученных ранее данных о фрактальной размерности для тех же источников излучения. Это указывает на недостаточность обработки стандартными методами данных миссии "Planck", что является существенным в том числе и для результатов, полученных при интерпретации данных о СМР, полученных в рамках данной миссии.

Авторы благодарны Ю.В.Барышеву за ценные замечания, позволившие существенно улучшить текст статьи при подготовке к печати.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия, e-mail: peter@astro.spbu.ru

FRACTAL DIMENSION OF THE COSMIC
MICROWAVE BACKGROUND AS A TEST OF
"PLANCK" SPACECRAFT DATA

P.A.TARAKANOV, M.Y.YEZHKOVA, M.V.KOSTINA

The fractal dimensions of cosmic microwave background (CMB) maps and other sources obtained by the "Planck" mission are investigated. It is shown that the choice of source distribution models used in data processing can significantly affect the fractal dimension of CMB.

Keywords: *microwave background radiation: fractality*

ЛИТЕРАТУРА

1. *O.B.Верходанов*, УФН, **186**, 3, 2016.
2. Planck Collaboration, P.A.R.Ade, N.Aghanim et al., Astron. Astrophys., **571**, A1, 2014.
3. *G.Hinshaw et al.*, Astrophys. J. Suppl., **170**, 288, 2007.
4. *A.A.Mylläri et al.*, Astrophysics, **59**, 31, 2016.
5. *Ю.В.Барышев, П.Теерикорпи*, Фрактальная структура Вселенной. Очерк развития космологии, САО РАН (Нижний Архыз), 2005.
6. *B.Mandelbrot*, Science, **156**, 636, 1967.
7. *K.Falconer*, Fractal geometry: mathematical foundations and applications, John Wiley & Sons, 2003.
8. *S.M.Leach et al.*, Astron. Astrophys., **491**, 597, 2008.
9. *P.A.Tarakanov*, Astrophysics, **47**, 343, 2004.
10. *П.Д.Насельский, Д.И.Новиков, И.Д.Новиков*, Реликтовое излучение Вселенной, М., Наука, 2003.
11. *A.Lewis, A.Challinor, A.Lasenby*, Astrophys. J., **538**, 473, 2000.

NEW SOLUTIONS GENERATING TECHNIQUE TO GENERALIZED KOMPANEETS EQUATION AND THE CORRESPONDING HEUN FUNCTIONS

M.A.DARIESCU, C.DARIESCU

Received 15 August 2019

Accepted 11 March 2020

In the present paper, we are developing an analytical method for solving the time-dependent Kompaneets equation in its generalized form. The technique is generalizing the Dubinov and Kitayev method. In the particular case of a low photon number density, for the corresponding linear equation, the solutions are expressed in terms of Heun functions.

Keywords: *Compton scatterings; Kompaneets equation; Heun functions*

1. *Introduction.* As it is known, the original Kompaneets equation [1],

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{kT}{mc^2} \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[\sigma_T N c x^4 \left(\frac{\partial n}{\partial x} + n + n^2 \right) \right], \quad (1)$$

describes the time rate of change of the photon occupation number, n , of an isotropic radiation due to Compton scatterings by a non-relativistic Maxwellian electron gas.

In the above relation, x is defined by $x = h\nu/(kT)$, with $h\nu$ representing the photon energy and T the electron temperature, N is the electron number density and σ_T is the Thomson cross section. With the dimensionless Comptonization parameter

$$y = \frac{kT}{mc^2} \tau,$$

where $\tau = \sigma_T N c t$ is the optical depth, the equation (1) gets the simpler expression

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(\frac{\partial n}{\partial x} + n + n^2 \right) \right], \quad (2)$$

where the three terms in the right hand side correspond to the diffusion of photons due to the Doppler effect and the transfer of energy from electrons to the radiation, the Compton effect and the induced Compton scatterings.

In the last sixty years, there have been a lot of attempts of finding analytical solutions to the nonlinear equation (2) and only truncated or the time stationary

cases have been successfully worked out [2-4].

As an example, in the approximation $n^2 \gg n$, the well-known solution obtained by Ibragimov [2] has been recently extended to wider classes of time-dependent exact solutions arising from "non-classical symmetries" [5], each of these solutions being expressed in terms of elementary functions.

In spite of the general conclusion that the nonlinear equation (2) has no time-depending analytic solution, Dubinov and Kitayev have developed a method for solving the equation (2), by separation of variables [6]. Even though the proposed procedure is elegant and original, in the present paper we discuss its applicability to more general forms of the Kompaneets equation, of interest in astrophysics and cosmology, and the additional constraints that should be imposed for extracting the actual solutions from the larger class of possible ones.

2. The non-linear generalized Kompaneets equation and the solution-generating technique. Since the equation (2) is valid for $h\nu \ll kT \ll mc^2$ and it fails to describe the down-Comptonization of high energy photons in hard X-ray or γ -ray astronomy, generalized forms of the original Kompaneets equation have been proposed [7,8].

In order to include a wide range of possibilities, let us start with the general differential equation

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ x^4 \left[g \frac{\partial n}{\partial x} + hn(n+1) \right] \right\}, \quad (3)$$

where g and h are functions of x alone. One may notice that the terms n and n^2 are multiplied by the same function, $h(x)$, and this can be physically motivated once one imposes the current of the general form

$$j(x) = f_1(x) \left[\frac{\partial n}{\partial x} + f_2(n, x) \right]$$

to vanish for the well-known equilibrium solution

$$n_* = [ke^x - 1]^{-1}.$$

For the extended expression of (3), i.e.

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial y} = & x^2 g \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial n}{\partial x} [x^2 (g' + h) + 4xg] \\ & + n [x^2 h' + 4xh] + n^2 [x^2 h' + 4xh] + 2x^2 hn \frac{\partial n}{\partial x}, \end{aligned} \quad (4)$$

by looking for a solution in the multiplicative form

$$n(y, x) = f(x)T(y), \quad (5)$$

one has to deal with the general expression

$$f\dot{T} = T\{x^2gf'' + [x^2(g'+h) + 4xg]f' + [x^2h' + 4xh]f\} + T^2\{[x^2h' + 4xh]f^2 + 2x^2hff'\}, \quad (6)$$

where "dot" and "prime" mean the derivatives with respect to y and x .

Considering the fully quadratic time-dependent contribution, i.e. T^2 , it is clear that one can divide the above equation termwise by the last term and obtains [6]

$$\frac{\dot{T}}{T^2} \frac{f}{[x^2h' + 4xh]f^2 + 2x^2hff'} = \frac{1}{T} \frac{x^2gf'' + [x^2(g'+h) + 4xg]f' + [x^2h' + 4xh]f}{[x^2h' + 4xh]f^2 + 2x^2hff'} + 1.$$

Next, by taking the y -derivative, one gets the following result:

$$\frac{\frac{d}{dy}\left(\frac{\dot{T}}{T^2}\right)}{\frac{d}{dy}\left(\frac{1}{T}\right)} = \frac{x^2gf'' + [x^2(g'+h) + 4xg]f' + [x^2h' + 4xh]f}{f} = -k, \quad (7)$$

where, the variables being separated, one can impose each side to be equal to the same constant, k . Let us notice that if one is dividing the equation (6) by one of the other two terms, the main results would be almost the same.

For the time-depending part, the differential equation

$$\frac{d}{dy}\left(\frac{\dot{T}}{T^2}\right) = k \frac{\dot{T}}{T^2} \quad (8)$$

is satisfied by the Bose-Einstein distribution

$$T(y) = [e^{\eta + ky} - 1]^{-1}, \quad (9)$$

where η is an integration constant. If k is positive, the function (9) is decreasing from $[e^\eta - 1]^{-1}$ (for $x \rightarrow 0$) to zero, when x goes to infinity. In the opposite case of negative k , the function $T(y)$ is increasing, for y in the physically allowed range $0 < y < y_{\max} = \eta/|k|$.

The equation for the function f , coming from (7), i.e.

$$x^2gf'' + [x^2(g'+h) + 4xg]f' + [x^2h' + 4xh + k]f = 0, \quad (10)$$

is a little bit more involved and its explicit form depends on the choice of the functions $g(x)$ and $h(x)$.

At this stage, let us notice that the above procedure, proposed in [6] for $g=h=1$, does not depend on the explicit form of the paranthesis multiplying the function T^2 in (6). Moreover, by replacing the function (9) in (6), a simple calculation leads to the conclusion that not only the paranthesis multiplying T should be equal to $-kf$, but also the one multiplying T^2 and this leads to the additional constraint

$$[x^2h' + 4xh]f^2 + 2x^2hff' = -kf. \quad (11)$$

As an example, let us consider the case corresponding to $h(x) = 1$ in the equation (3). The relation (11) becomes

$$2x^2 f' + 4xf = -k, \quad (12)$$

being satisfied by

$$f(x) = -\frac{k}{2x}, \quad (13)$$

which, replaced in (10), leads to the following form of the function $g(x)$,

$$g(x) = \frac{C}{x^2} + x + \frac{k}{2}. \quad (14)$$

Thus, we have been able to construct a solution to the general Kompaneets equation (3), for $h=1$ and the function $g(x)$ given in (14), and this has the form

$$n(y, x) = \frac{k}{2x(1 - e^{\eta + ky})}. \quad (15)$$

A similar expression, i.e.

$$(n, x) = \frac{4g}{x(1 - e^{\eta + 2gy})},$$

can be obtained for $h=1/4$ and g an arbitrary constant.

In the case analyzed in [6], corresponding to $g=h=1$, once we impose the condition (12), one may easily check that the solution (13) does not satisfy the equation (10), with $g=h=1$, i.e.

$$x^2 f'' + [x^2 + 4x]f' + (4x + k)f = 0.$$

What happens is the fact that the function $f(x)$ obtained by the method proposed in [6], which is ignoring the constraint (11), is practically the solution to the truncated Kompaneets equation, without the term n^2 , i.e.

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(g \frac{\partial n}{\partial x} + hn \right) \right]. \quad (16)$$

Indeed, its extended expression

$$\frac{\partial n}{\partial y} = x^2 g \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial n}{\partial x} [x^2(g' + h) + 4xg] + n[x^2 h' + 4xh],$$

with the variables separation (5), has the form

$$f\dot{T} = T \{ x^2 g f'' + [x^2(g' + h) + 4xg]f' + [x^2 h' + 4xh]f \}$$

leading to the relation

$$\frac{\dot{T}}{T} = \frac{x^2 g f'' + [x^2(g' + h) + 4xg]f' + [x^2 h' + 4xh]f}{f} = -k.$$

The solution of the time-depending part is

$$T(y) = Ce^{-ky}, \quad (17)$$

while the function $f(x)$ is satisfying precisely the equation (10). This has been solved in [6], for the case $g=h=1$, the authors suggesting that their solution is satisfying the whole original Kompaneets equation (2).

In the other particular case corresponding to dominantly induced Compton scatterings ($n^2 \gg n$), the extended equation

$$\frac{\partial n}{\partial y} = x^2 g \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial n}{\partial x} [x^2 g' + 4xg] + n^2 [x^2 h' + 4xh] + 2x^2 hn \frac{\partial n}{\partial x}$$

leads to the relation

$$f\dot{T} = T \{ x^2 g f'' + [x^2 g' + 4xg] f' \} + T^2 \{ [x^2 h' + 4xh] f^2 + 2x^2 h f f' \},$$

and one may apply the same variable separation technique described above.

For $T(y)$ given in (9), the essential relations (10) and (11) turn into the simpler forms

$$\begin{aligned} x^2 g f'' + [x^2 g' + 4xg] f' + k f &= 0; \\ x^2 h' f + 2x^2 h f' + 4xh f + k &= 0. \end{aligned}$$

Unlike the previous case, for $k=2$, one is able now to find a solution for the particular choice $g=h=1$, and this is the Ibragimov solution [2]

$$n(x, y) = \frac{1}{x(1 - Ce^{2y})}, \quad (18)$$

which is also similar to our expression (15).

For arbitrary constants $h=h_0$ and $g=g_0$, the solution

$$f(x) = -\frac{g_0}{h_0 x} + \frac{C}{x^2},$$

agrees (for $k=2g_0$) with the form obtained in [5].

3. Linearly generalized Kompaneets equations and their Heun solutions. Let us focus now on the general equation (10), coming from the linear Kompaneets equation (16) with the time-depending part given in (17).

In the simplest case corresponding to $g=h=1$, it becomes

$$x^2 f'' + (x^2 + 4x) f' + (4x + k) f = 0, \quad (19)$$

its solutions being expressed in terms of the generalized Laguerre polynomials as

$$f(x) = C_{1,2} e^{-x} x^{-\frac{3+\mu}{2}} L_{\frac{3+\mu}{2}}^{\pm\mu}(x), \quad (20)$$

where $\mu = \sqrt{9-4k}$ and $C_{1,2}$ are integration constants. For the essential value $k=2$, leading to $\mu=1$, the above functions are turning into the same expression

$$f(x) = C_1 e^{-x} \left[1 - \frac{2}{x} \right],$$

and $T(y) = C e^{-2y}$.

Following [9], let us move to the physically important case $kT \ll h\nu \ll mc^2$ by taking into account the contribution $ax^2 n'$, with

$$a = \frac{7}{10} \frac{kT}{mc^2}, \quad (21)$$

which plays a significant role for highly energetic photons.

Thus, the starting equation being now

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ x^4 \left[(1 + ax^2) \frac{dn}{dx} + n \right] \right\}, \quad (22)$$

one may identify the functions g and h as being: $g = 1 + ax^2$ and $h = 1$. The time depending part in the photon density is again (17), while the equation for the function $f(x)$ reads:

$$x^2(1 + ax^2)f'' + (6ax^3 + x^2 + 4x)f' + (4x + k)f = 0. \quad (23)$$

Up to the normalization constants, the solutions are given in terms of Heun general functions [10,11] as

$$f(x) = C(1 - |a|x^2)^{1/4\sqrt{|a|}} x^{-\frac{3}{2} \pm \frac{\mu}{2}} \exp \left[-\frac{\operatorname{arctanh}(\sqrt{|a|x})}{2\sqrt{|a|}} \right] \times \operatorname{Heun} G[a, q, \alpha, \beta, \gamma, \delta, -\sqrt{|a|x}], \quad (24)$$

where the parameters are:

$$a = -1, \quad q = -\frac{2}{\sqrt{|a|}}, \quad \alpha = \frac{7}{2} + \frac{1}{2\sqrt{|a|}} \pm \frac{\mu}{2}, \quad \beta = -\frac{3}{2} + \frac{1}{2\sqrt{|a|}} \pm \frac{\mu}{2}, \quad (25)$$

$$\gamma = 1 \pm \mu, \quad \delta = 1 + \frac{1}{2\sqrt{|a|}},$$

with the same notation $\mu = \sqrt{9 - 4k}$. As it can be noticed, the argument of the exponential implies automatically that $0 \leq \sqrt{|a|x} \leq 1$. Inserting here the explicit form of the parameter a , it yields that

$$0 \leq x = \frac{h\nu}{kT} \leq \sqrt{\frac{10}{7} \frac{T_*}{T}},$$

where $T_* = mc^2/k$ stands for threshold temperature.

The Heun equation in its canonical form given in literature [10,11] has regular singularities at $z = 0$, $z = 1$, $z = a$ and $z = \infty$. The expansion of the Heun general functions $\operatorname{Heun} G[a, q, \alpha, \beta, \gamma, \delta, z]$ around $z = 0$ is given by

$$\text{Heun } G \approx 1 + \frac{q}{\gamma a} z + O(z^2),$$

i.e.

$$\text{Heun } G \approx 1 - \frac{2x}{1 \pm \mu} + O(x^2),$$

so that, for small x -values and $k=2$, the photon number density has the simple expression

$$n(x, y) \approx C \left(\frac{1}{x} - \frac{3}{2} \right) e^{-2y}.$$

Finally, for describing more general Compton scattering processes in the non-relativistic energy regime ($h\nu \ll mc^2$ and $kT \ll mc^2$) and with no comparison between $h\nu$ and kT , the original Kompaneets equation has been generalized by Zhang and Chen to the new form [12]

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ x^4 (1 + bx) \left[\frac{dn}{dx} + n(n+1) \right] \right\}, \quad (26)$$

where

$$b = \frac{14}{5} \frac{kT}{mc^2}. \quad (27)$$

The general equation (26) has no analytic solution since, for $g(x) = h(x) = 1 + bx$, we could not find any function to satisfy both the equation (10) and the constraint (11). However, in the approximation $n \gg n^2$, one has to deal with the equation (10) alone, which becomes

$$x^2(1 + bx)f'' + (bx^3 + 5bx^2 + x^2 + 4x)f' + (5bx^2 + 4x + k)f = 0. \quad (28)$$

Its solutions,

$$\begin{aligned} f_1(x) &= C_1 e^{-x} x^{-\frac{3}{2} + \frac{\mu}{2}} \text{Heun } C[\alpha, +\beta, \gamma, \delta, -bx], \\ f_2(x) &= C_2 e^{-x} x^{-\frac{3}{2} - \frac{\mu}{2}} \text{Heun } C[\alpha, -\beta, \gamma, \delta, -bx], \end{aligned} \quad (29)$$

are expressed in terms of Heun Confluent functions of parameters

$$\alpha = \frac{1}{b}, \quad \beta = \mu, \quad \gamma = 0, \quad \delta = -\frac{5}{2b}, \quad \eta = \frac{2}{b} - k - \frac{3}{2}, \quad (30)$$

with $\mu = \sqrt{9 - 4k}$.

A polynomial form of the Heun Confluent functions can be achieved once we impose the condition

$$\delta = -\alpha \left[n + \frac{\beta + \gamma + 2}{2} \right],$$

which, in our case, means the same condition as the one for the Laguerre functions in (20), namely

$$\frac{3}{2} = n \pm \frac{\mu}{2}.$$

For $\mu = 1$, leading to $k = 2$, the corresponding first degree polynomial is

$$\text{Heun } C \approx 1 + \frac{3b-1}{2}x + O(x^2),$$

while $n > 3$ imposes a negative value of k .

Thus, for small x values, the solution to the linear Kompaneets equation coming from (26) is given by the simple function

$$n(y, x) \approx C \left[\frac{1}{x} - \frac{3}{2}(1-b) + \frac{1-3b}{2}x \right] e^{-2y}. \quad (31)$$

4. Conclusions. Even though intensive studies have been conducted onto the features and properties of the Kompaneets equation (2), closed-form solutions are rarely found in literature.

A method for building solutions in the multiplicative form (5), to the generalized Kompaneets equation (3), in its explicit form (6), is discussed in the present paper.

For the time-evolving part, we have found the quasi-Bose-Einstein distribution (9), while for the differential equation depending on the photon energy, whose general form is (10), one has to impose the additional constraint (11). This approach is generalizing the procedure proposed in [6].

Thus, one may conclude by saying that some solutions to the time-dependent Kompaneets equation (3) can be found as the product between the function $T(y)$ given in (9) and the function $f(x)$ which, together with the functions $g(x)$ and $h(x)$ should satisfy both the equation (10) and the constraint (11).

In the case of a low photon number density, the spontaneous scattering is dominant over the induced one and, by neglecting the term n^2 , we have arrived to the linear equation (16).

For highly energetic photons, it turns out that the solutions are expressed in terms of Heun functions in their general or confluent forms. In the last two decades, these have been intensively worked out and there is a raising number of articles on the Heun functions and their applications in theoretical and applied science [13-17].

Faculty of Physics, "Alexandru Ioan Cuza" University of Iași Bd. Carol I,
Romania, e-mail: marina@uaic.ro

НОВЫЙ МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ РЕШЕНИЙ ДЛЯ
ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ КОМПАНЕЙЦА И
СООТВЕТСТВУЮЩИХ ФУНКЦИЙ ГОЙНА

М.А.ДАРИЕСКУ, Ч.ДАРИЕСКУ

В настоящей статье мы разрабатываем аналитический метод решения нестационарного уравнения Компанейца в его обобщенном виде. Методика обобщает метод Дубинова и Китаева. В частном случае низкой плотности числа фотонов для соответствующего линейного уравнения решения выражаются через функции Гойна.

Ключевые слова: *комптоновское рассеяние; уравнение Компанейца; функции Гойна*

REFERENCES

1. A.S.Kompaneets, Soviet Phys. JETP, **4**, 730, 1957.
2. N.H.Ibragimov, J. Phys. A: Math. Theor., **43**, 502001, 2010.
3. A.E.Dubinov, Tech. Phys. Lett., **35**, 260, 2009.
4. M.A.Dariescu, D.Mihu, C.Dariescu, Rom. J. of Phys., **59**, 224, 2014.
5. G.W.Bluman, Shou-fu Tian, Z.Yang, J. Engineering Mathematics, **84**, 87, 2014.
6. A.E.Dubinov, I.N.Kitayev, Astrophysics, **57**, 401, 2014.
7. A.Challinor, A.Lasenby, Astrophys. J., **499**, 1, 1998.
8. N.Itoh, Y.Kohyama, S.Nozaawa, Astrophys. J., **502**, 7, 1998.
9. S.Y.Sazonov, R.A.Sunyaev, Astrophys. J., **543**, 55, 2000.
10. A.Ronveaux (ed.) Heuns Dierential Equations. Oxford Univ. Press, New York, 1995.
11. S.Y.Slavyanov, W.Lay, Special Functions, A Unied Theory Based on Singularities, Oxford Mathematical Monographs, Oxford, 2000.
12. X.Zhang, X.Chen, e-Print: arXiv:1509.00140 [astro-ph.HE], 2015.
13. T.Birkandan, M.Hortacsu, EPL, **119**, 20002, 2017.
14. M.Hortacsu, Adv. High Energy Phys., **2018**, 8621573, 2018.
15. A.M.Ishkhanyan, T.A.Shahverdyan, T.A.Ishkhanyan, Eur. Phys. J. D, **69**, 10, 2015.
16. A.M.Ishkhanyan, Ann. Phys., **388**, 456, 2018.
17. H.R.Christiansen, M.S.Cunha, J. Math. Phys., **55**, 092102, 2014.