

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 63

ФЕВРАЛЬ, 2020

ВЫПУСК 1

ПАМЯТИ АКАДЕМИКА Д.М.СЕДРАКЯНА	5
ПАМЯТИ АКАДЕМИКА Е.ТЕРЗЯНА	7
ДЮЖИНА НОВЫХ КАНДИДАТОВ В КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ МЕСТНОГО ОБЪЕМА	
<i>И.Д.Караченцев, П.Риене, Т.Цилх</i>	9
ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХ ГАЛАКТИК С Х-СТРУКТУРАМИ	
<i>В.П.Решетников, П.А.Тараканов, М.В.Костина</i>	21
О РАЗМЕРАХ И МАССАХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК	
<i>Г.М.Товмасын</i>	31
ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛАЗАРА ОJ 287 В РАДИО И ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНАХ	
<i>А.Сухарев, М.Рябов, В.Безруковс, А.Орбиданс, М.Блеидерс, С.Удовиченко, Л.Кейр, И.Эглитис, П.Дубовский</i>	41
ПАНОРАМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК С ОЧАГАМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ SBS0750+603B	
<i>С.А.Акопян, С.Н.Додонов, А.В.Моисеев, А.А.Смирнова</i>	57
ФИЛАМЕНТЫ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ И ПЕРВИЧНЫЕ СКАЛЯРНЫЕ И ВЕКТОРНЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ	
<i>И.К.Розгачева, И.Б.Кувшинова</i>	69

(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.Ալեխյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ),
Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Տ.Յու.Մաղաքյան (Հայաստան), Ա.Մ.Միքայելյան
(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), Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան), 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.Алесьян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),
Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), Е.П.Павленко (Россия),
Э.С.Парсмян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салуквадзе (Грузия),
Д.М.Седракян (Армения), Е.Терзян (США), 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 գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

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

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

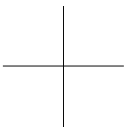
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

63

ՀՀ ԳԱԱ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆ 2020

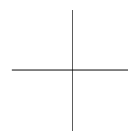


НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

АСТРОФИЗИКА

63

ИЗДАТЕЛЬСТВО “ГИТУТЮН” НАН РА
ЕРЕВАН 2020



ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 63

ФЕВРАЛЬ, 2020

ВЫПУСК 1

ПАМЯТИ АКАДЕМИКА Д.М.СЕДРАКЯНА	5
ПАМЯТИ АКАДЕМИКА Е.ТЕРЗЯНА	7
ДЮЖИНА НОВЫХ КАНДИДАТОВ В КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ МЕСТНОГО ОБЪЕМА	
<i>И.Д.Караченцев, П.Риене, Т.Цилх</i>	9
ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХ ГАЛАКТИК С Х-СТРУКТУРАМИ	
<i>В.П.Решетников, П.А.Тараканов, М.В.Костина</i>	21
О РАЗМЕРАХ И МАССАХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК	
<i>Г.М.Товмасын</i>	31
ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛАЗАРА OJ 287 В РАДИО И ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНАХ	
<i>А.Сухарев, М.Рябов, В.Безруковс, А.Орбиданс, М.Блеидерс, С.Удовиченко, Л.Кейр, И.Эглитис, П.Дубовский</i>	41
ПАНОРАМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК С ОЧАГАМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ SBS0750+603В	
<i>С.А.Акопян, С.Н.Додонов, А.В.Моисеев, А.А.Смирнова</i>	57
ФИЛАМЕНТЫ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ И ПЕРВИЧНЫЕ СКАЛЯРНЫЕ И ВЕКТОРНЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ	
<i>И.К.Розгачева, И.Б.Кувшинова</i>	69

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ СИСТЕМ
ТИПА W UMa

М.И.Ноу, М.М.Эльхатиб 81

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ
ЗВЕЗД ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО
ОБЗОРА НЕБА. IV. GAIA DR2 ДАННЫЕ

Г.Р.Костандян 91

ПРОГРАММА MAGREG ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ
ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗД
ПО СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ

И.С.Саванов 103

К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУ-
ЧЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОЙ ФАЗЕ ВСПЫШЕК dMe ЗВЕЗД. I.
ОБСУЖДЕНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Е.С.Морченко 111

КОЛЕБАНИЯ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫХ СОЛНЕЧНЫХ АКТИВНЫХ
РЕГИОНОВ

Г.Думбадзе, Б.Шергелашвили 131

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ В ПЕРИОД МАКСИМАЛЬНОЙ
АСИММЕТРИИ 24 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

О.А.Андреева, В.И.Абраменко, В.М.Малашук 137

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЯЧЕГО КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА
ПРИ УДЕРЖАНИИ НЕЙТРИНО

Г.С.Аджян 149

ДВА ЭФФЕКТИВНЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ АЛГОРИТМА ДЛЯ
РЕШЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ СИНГУЛЯРНЫХ УРАВНЕНИЙ
ЛЕЙНА-ЭМДЕНА

К.Паранд, А.Г.Кангавари, М.Делхош 159

CONTENTS

In memory of academician D.M.Sedrakian	5
In memory of academician E.Terzian	7
A dozen new dwarf galaxy candidates in the local volume	
<i>I.D.Karachentsev, P.Riepe, T.Zilch</i>	9
Photometric study of two galaxies with X-structures	
<i>V.P.Reshetnikov, P.A.Tarakanov, M.V.Kostina</i>	21
On the size and the mass of galaxy clusters	
<i>H.M.Tovmassian</i>	31
Research fast variability of blazar OJ 287 in radio and optical ranges	
<i>A.Sukharev, M.Ryabov, V.Bezrukovs, A.Orbidans, M.Bleiders, S.Udovichenko, L.Keir, I.Eglitits, P.Dubovsky</i>	41
Panoramic spectroscopy of galaxies with star formation regions. Study of SBS 0750+603B	
<i>S.A.Hakopian, S.N.Dodonov, A.V.Moiseev, A.A.Smirnova</i>	57
Filaments of the large scale structure and primare scalar and vector gravitational perturbations	
<i>I.K.Rozgacheva, I.B.Kuvshinova</i>	69
Photometric investigation of two W UMa systems	
<i>M.I.Nouh, M.M.Elkhateeb</i>	81
Investigation of faint galactic carbon stars from the first Byurakan spectral sky survey. IV. Gaia DR2 data	
<i>G.R.Kostandyan</i>	91
Magreg program for the determination of the longitudinal component of the stellar magnetic field from spectropolarimetric observations	
<i>I.S.Savanov</i>	103
On the issue of the optical radiation origin during impulsive phase of flares on dMe stars. I. Discussion of gas dynamic models	
<i>E.S.Morchenko</i>	111
Oscillations in the elliptical solar active regions	
<i>G.Dumbadze, B.Shergelashvili</i>	131
Coronal holes during the period of maximal asymmetry of 24th solar cycle	
<i>O.A.Andreeva, V.I.Abramenko, V.M.Malaschuk</i>	137
Characteristics of the hot quark matter with neutrino retention	
<i>G.S.Hajyan</i>	149
Two efficient computational algorithms to solve the non-linear singular Lane-Emden equations	
<i>K.Parand, A.G.Kangavari, M.Delkosh</i>	159



Памяти академика Д.М.Седракяна

Редакция журнала "Астрофизика" и вся научная общественность понесли тяжелую утрату. На 81-м году ушел из жизни известный армянский физик-теоретик, астрофизик, действительный член НАН Армении, бывший главный редактор журнала "Астрофизика", Давид Мгерович Седракян.

Д.М.Седракян родился 9-го декабря 1938г. в Ереване. После окончания Ереванского государственного университета (ЕГУ) Д.М. Седракян поступил на работу в родной университет. Его первые научные работы появились в годы учебы в аспирантуре при Физическом институте АН СССР им. П.Н.Лебедева (1962-1964гг.), где его научным руководителем был Б.М.Болотовский. В данный период им были получены важные результаты, относящиеся дифракционному излучению частиц, проходящих вблизи краев экранов и волноводов.

После окончания аспирантуры начинается плодотворная научная деятельность Д.М.Седракяна в ЕГУ. Значительных успехов Д.М.Седракян добивается в области астрофизики. Его исследования в 1966-1972гг. посвящены проблеме вращения сверхплотных небесных тел. Совместно с академиком Э.В.Чубаряном была построена теория вращения звездных конфигураций, описываемая однопараметрическим уравнением состояния как в ньютоновской, так и в эйнштейновской теории.

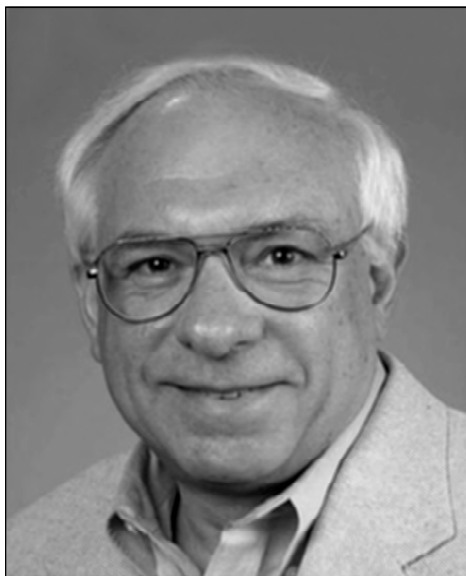
После защиты докторской диссертации в 1972г. Д.М.Седрабян занимается изучением физических явлений внутри нейтронных звезд, предлагает механизм генерации магнитных полей в пульсарах, изучает динамику их вращательного движения. Им был предложен принципиально новый механизм радиоизлучения пульсаров. Более поздние работы Д.М. Седрабяна посвящены классическим задачам квантовой механики. Им предложен новый метод расчета характеристик квантово-механического рассеяния и локализации электрона в двумерных наносистемах.

Плодотворной является также преподавательская деятельность Д.М.Седрабяна. В 1977-1986гг. и 1994-2013гг. Д.М.Седрабян возглавлял кафедру Общей физики ЕГУ, где под его руководством многие ее сотрудники защитили кандидатские и докторские диссертации. Велик вклад Д.М. Седрабяна в деле повышения рейтинга международного журнала "Астрофизика", главным редактором которого он являлся в течение 17 лет (2000-2017гг.).

За значительный вклад в развитие отечественной науки Д.М.Седрабян в 1990г. был избран академиком НАН Армении. В 1986-1990гг. он являлся академик - секретарем Президиума АН АрмССР, а в 1990-1994гг. - ее вице-президентом. За большие заслуги в научной, научно-организационной и педагогической деятельности Д.М.Седрабян был награжден высокими правительственными наградами.

Всем, кто знал Д.М.Седрабяна, он запомнится в высшей степени активным, преданным науке, искренним и отзывчивым человеком.

**Редакционная коллегия
ж. "Астрофизика"**



Памяти академика Е.Терзяна

После продолжительной болезни на 80-м году жизни скончался известный американский астрофизик, почетный профессор Корнельского университета, иностранный член НАН Армении, член редколлегии журнала "Астрофизика" Ерванд Терзян.

Е.Терзян родился 9 февраля 1939г. в г. Александрия (Египет) в армяно-греческой семье. Начальное образование получил в армянской школе в Каире, по окончании которой поступил в Американский университет. После окончания университета получил степень бакалавра по физике и математике. Степень магистра ему была присвоена в 1963г. в США в университете Индианы, а в 1965г. он стал доктором астрофизики.

С 1965 по 1967гг. Е.Терзян работал научным сотрудником в недавно построенной обсерватории Аресибо в Пуэрто-Рико, при Корнельском университете, после чего поступил в астрономический департамент этого же университета. В 1977г. он стал профессором Корнельского университета, а с 1979 по 1999гг. - руководил этим известнейшим департаментом.

Е.Терзян является автором и соавтором более 230 научных публикаций, редактором семи книг, наиболее известной из которых является "Вселенная Карла Сагана". В период с 1989 по 1999г. он являлся научным редактором журнала "The Astrophysical Journal". С 2000г. он был членом редакционной

коллегии журнала "Астрофизика".

Область его научных интересов была широка. В числе наиболее важных его научных работ следует отметить исследования эмиссионных туманностей, молекулярных облаков, радионаблюдения пульсаров, шаровых скоплений, кометарных туманностей и спиральных галактик. Не менее важными были интерферометрические наблюдения со сверхдлинной базой, составление атласа изображений и спектров планетарных туманностей и т.д.

Е.Терзян являлся участником многих проектов международного и всеамериканского значения, был членом Международного астрономического союза с 1967г. В 1990г. Е.Терзян был избран иностранным членом НАН Армении, а также членом Американской ассоциации развития науки, членом Армянского и Греческого астрономических обществ. Значительный вклад внес Е.Терзян в сохранении и развитии науки Армении и Греции. В частности, Е.Терзян был одним из основателей грантовой программы ANSEF для армянских ученых.

За научные достижения профессор Е.Терзян был удостоен многочисленных званий, наград, в том числе: высшая награда Национального управления США по авиации и исследованию космического пространства NASA - медаль "За выдающуюся службу" (NASA Distinguished Service Medal, 2018), правительственные награды Армении и Греции.

Память о Е.Терзяне как ученом-астрофизике, организаторе науки и активном человеке навсегда останется в сердцах всех тех, кто его знал.

**Редакционная коллегия
ж. "Астрофизика"**

A DOZEN NEW DWARF GALAXY CANDIDATES IN THE LOCAL VOLUME

I.D.KARACHENTSEV¹, P.RIEPE², T.ZILCH²

Received 14 August 2019

We carried out a survey of low-surface-brightness companions around nine luminous Local Volume galaxies using long exposures with small amateur telescopes. We found 12 low- and very low-surface-brightness objects around the galaxies: NGC 628, NGC 2337, NGC 3368, NGC 3521, NGC 4236, NGC 4258, NGC 4594, NGC 5055, and NGC 6744 situated within 12 Mpc from us. Assuming the dwarf candidates are satellites of the neighbouring massive galaxies, their absolute B magnitudes are in the range of $[-8.9, -13.0]$, linear diameters are $[0.6-2.7]$ kpc, and the mean surface brightnesses are $[25.1-27.5]$ mag/sq.arcsec. The mean linear projected separation of satellite candidates from the host galaxies is 83 kpc.

Keywords: *dwarf galaxies*

1. *Introduction.* The dwarf galaxies, whose luminosity is hundreds of times smaller than the luminosity of the Milky Way, are the dominant population of the Universe. More than half of them are grouped into suites around massive Milky Way type galaxies. Measurements of distances and radial velocities of dwarf satellites relative to their bright central galaxy give a unique opportunity to estimate the total mass of dark matter of the dominant galaxy on scales of $\sim(200-300)$ kpc.

Systematic searches for dwarf galaxies over the whole sky [1,2] based on the POSS-II/ESO-SERC photographic survey led to the discovery of several hundred nearby dwarf systems of predominantly low surface brightness. Follow-up surveys of large areas of the sky in the optical range, SDSS [3], and in the HI-line of neutral hydrogen, HIPASS, ALFALFA [4-7] essentially increased the population of nearby dwarf galaxies. To date, the number of dwarfs in the Local Volume (LV), restricted by the radius of 11 Mpc, is approaching a thousand. A variety of data on them are collected in the Updated Nearby Galaxy Catalog (UNGC) [8] and in a regularly updated database [9], <http://www.sao.ru/lv/lvgdb>.

In recent years, telescopes of the (4-6)-meter class equipped with wide-field CCD cameras and situated in sites with a sub-arcsec seeing have been used to search for ultra-faint dwarf galaxies. Such programs culminated in the discovery of many new satellites around the nearby massive galaxies: M31, M81, M106, M101, and Centaurus A [10-13]. In the case of the nearest galaxies the physical membership of their companions is successful to confirm with resolution of dwarf

systems into stars forming the red giant branch.

In parallel with these projects, the search for dwarf galaxies of a very low surface brightness with small telescopes is quite successful, too. With long exposures of about 10-50 hours at a ~ 30 -cm telescope, it was possible to detect objects having the mean surface brightness $SB \sim (26-28)$ mag/square arcsec and angular dimensions more than 0.2 arcmin [14-17]. A significant role in these efforts belongs to amateur astronomers. One of such successful amateur teams is the TBG group, <http://tbg.vdsastro>.

2. TBG team survey. The TBG (Tief Belichtete Galaxien) group in the Astrophotography department of the German association of VdS was organized by P.Riepe in 2012. The group includes about forty amateurs of astrophotography, who use 10-110cm aperture telescopes equipped with CCD detectors and packages for data processing. One of their main aims is to do long-exposure imaging of nearby bright galaxies. Such deep images are suitable for detecting dwarf satellites around these galaxies (as well as faint stellar streams) with a characteristic surface brightness about (1-2) percent of the moonless night sky. In recent years, the TBG team discovered almost 30 new dwarf-galaxy candidates in the Local Volume with absolute magnitudes and surface brightnesses typical of the known satellites of Andromeda (M31) and M81. Some of them have been then confirmed as physical companions of bright galaxies via measuring their radial velocities with the 6-meter BTA telescope of SAO RAS. The results of these searches are presented in [16,18-19]. Below we report on a dozen new dwarf-galaxy candidates discovered around nine bright galaxies in the Local Volume.

3. Results of searching for dwarf satellites.

3.1. NGC 628 = M 74. This spiral galaxy seen face-on at a distance of

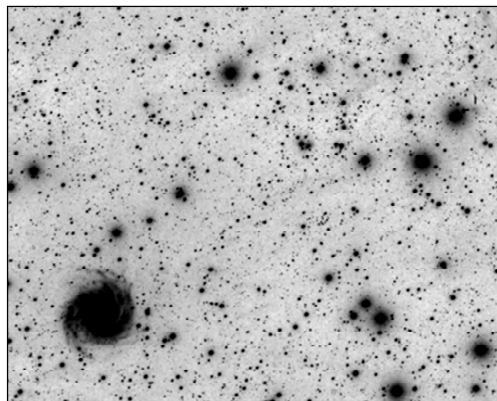


Fig.1. Spiral galaxy NGC 628 and its supposed new satellite NGC628dwTBG situated in the right-hand top corner. North is up and East is on the left.

10.2 Mpc [8] has only four known satellites of moderate luminosity: UGC 1056, UGC 1104, UGC 1171, and KDG 10. A new dwarf galaxy with a very low surface brightness, NGC628dwTBG, found by us resides to North-West from NGC 628 at the angular separation $r_p = 59'$ that corresponds to the linear projected separation $R_p = 174$ kpc. Fig.1 reproduces a fragment of the image of the galaxy NGC 628 and its probable new companion that has been derived by M.Blauensteiner.

3.2. *NGC 2337 and UGC 3698.* These dwarf galaxies constitute a wide physical pair at a distance of 11.5 Mpc [8] with a radial velocity difference of only 12 km/s. The image of this pair (Fig.2) made by J.Muller reveals a dwarf low-surface-brightness galaxy NGC2337dwTBG1 which probably forms a triple system with pair components.

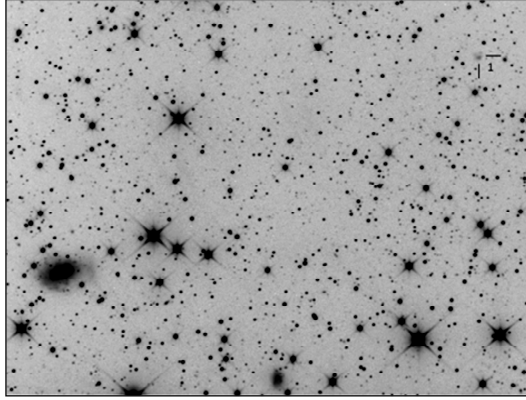


Fig.2. Galaxy NGC 2337 (at the left-hand side), UGC 3698 (at the bottom), and their new probable companion NGC2337dwTBG1.

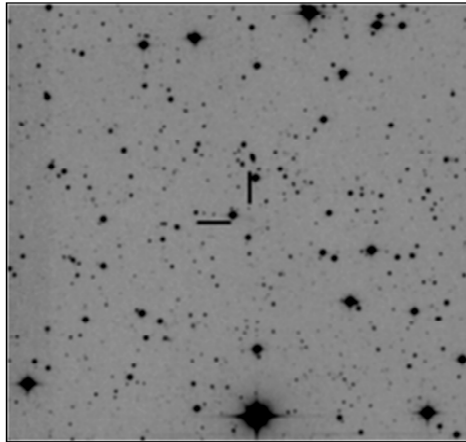


Fig.3. Supposed new member of the LeoI group, NGC3368dwTBG. The image fragment is spanning 22 arcmin across. North is on top right and East is on top left.

3.3. *NGC 3368 = M96*. This Sb-type spiral galaxy at a distance of 10.4 Mpc [8] belongs to the brightest members of the rich group Leo-I, whose dwarf population has been investigated by many authors [20-23]. By now, in the Leo-I group there are more than 30 known dwarf members with a low surface brightness. The image of M96 derived by O.Schneider (Fig.3) adds one more new object, NGC3368dwTBG.

3.4. *NGC 3521 = KIG 461*. This is an isolated Sbc galaxy at a distance of 10.7 Mpc [8]. Its deep images obtained by W.Probst and R.Polzl demonstrate an extremely disturbed periphery of NGC 3521 with a semi-disrupted diffuse companion on the northern side (Fig.4). A new probable satellite of the massive galaxy locates at a separation of 23' or 72 kpc towards South-East.

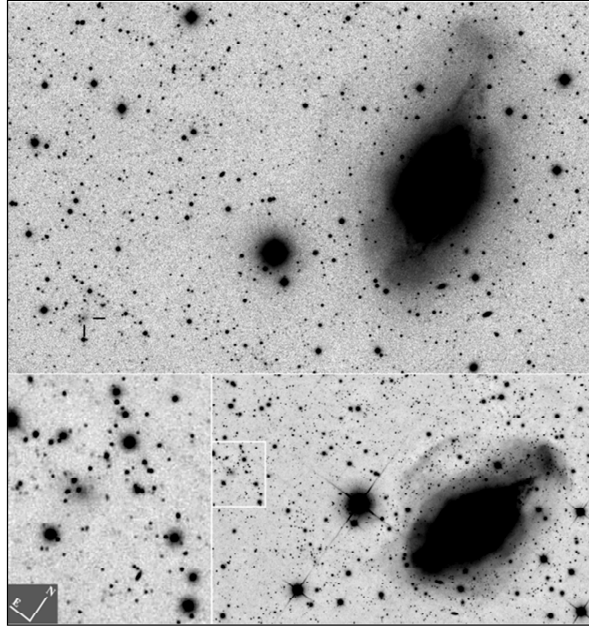


Fig.4. Mosaic of images of the NGC 3521 having a very disturbed periphery and a new dwarf with low surface brightness, NGC3521dwTBG.

3.5. *NGC 4236 = KIG 523*. This is a nearby ($D = 4.4$ Mpc) Sdm-type orphan galaxy without any known satellites. In the NGC 4236 environs imaged by P.Beisser and G.Kerschuber, one can see only two bluish dwarfs suitable to be the spiral galaxy companions: KK125 near a bright red star and NGC 4236dw1 (Fig.5). We have got a spectrum of the latter object using the 6-meter BTA telescope. Judging by the measured radial velocity $V_h = 1463 \pm 30$ km/s, this dwarf galaxy is associated not with NGC 4236 but with a scattered background group:

NGC 3879, UGC 6764, UGCA 280, and MCG+11-15-20 having radial velocities in the range of (1310 - 1465) km/s. The radial velocity of the brighter dwarf galaxy KK125 remains still unknown.

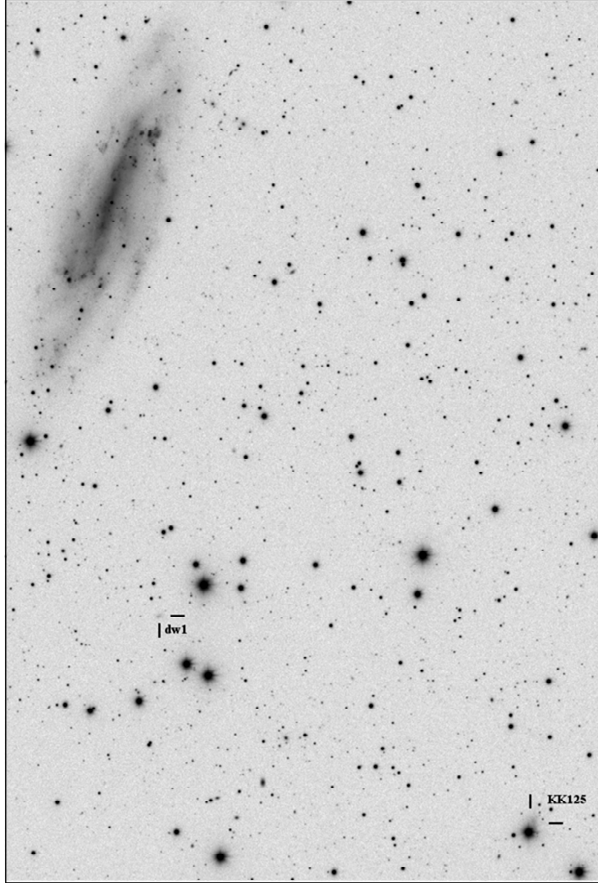


Fig.5. Spiral galaxy NGC 4236 and two neighbouring dwarfs: KK125 and NGC4236dw1.

3.6. *NGC 4258 = M106*. Many authors [13,24-26] investigated the vicinity of this massive spiral galaxy situated at a distance of 7.7 Mpc [8]. Within a projected radius of ~ 200 kpc around it, there are about 20 candidates to low-surface-brightness satellites. Cohen et al. [27] recently observed four of them with the Hubble Space Telescope and found that only one object, KK132, is the true satellite of NGC 4256, while others belong to the distant background. The reason for this unexpected result can be the fact that NGC 4256 locates at the equator of the Local Supercluster, and its neighbourhood is contaminated with members of other projected groups. In particular, the galaxy groups around NGC 4346

and NGC 4157 have similar radial velocities but distances of about 17 Mpc [28]. A deep image of NGC 4258 surroundings derived by F.Neyer (Fig.6) reveals a new object of very low surface brightness, M106edgeN4217, in contact with the more distant edge-on galaxy NGC 4217, but is likely a satellite of NGC 4258.

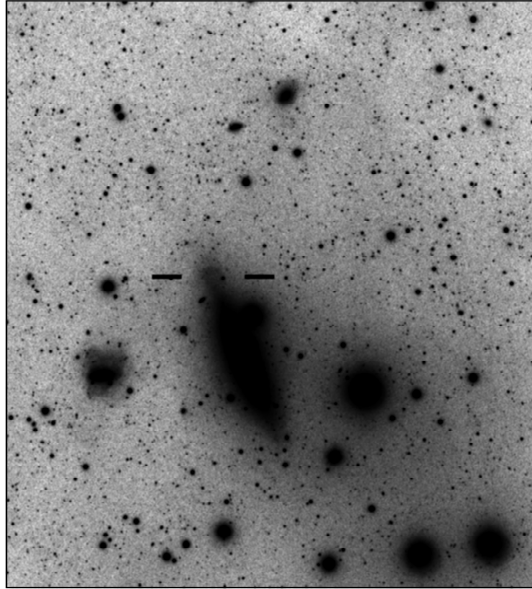


Fig.6. Eastern vicinity of the spiral galaxy NGC 4258 = M106. The supposed new satellite M106edgeN4217 locates in contact with the distant galaxy NGC 4217 at its northeastern edge. The image fragment size is 27' x 29'.

3.7. *NGC 4594 = M 104 = Sombrero*. This remarkable Sa-type galaxy with a prominent bulge, situated at a distance of 9.55 Mpc [29], has the highest luminosity among the Local Volume galaxies. In its vicinity, there are five supposed dwarf satellites of a low surface brightness [30]. Only one of them, KKSG30, has been confirmed as the true Sombrero satellite due to its measured radial velocity. Later [17], two more LSB objects were found near Sombrero. A deep image of M104 obtained by S.Kuppers in 2015 (Fig.7) reveals two new dSph galaxies: Sombrero-dwA and Sombrero-dwB, whose morphology allows them to be attributed to true satellites of M104. The first of them has been re-discovered in [17] as NGC4594-DGSAT-2.

3.8. *NGC 5055 = M63*. In a faint periphery of this Sbc galaxy, there is an extended system of low surface brightness stellar streams [31]. The galaxy situated at a distance of 9.0 Mpc [32] has six relatively bright companions. The image of M63 derived by O.Schneider (Fig.8) finds two low-surface-brightness

objects: NGC5055dwTBG1 and NGC5055dwTBG2 which can be assigned to the M63 satellites.

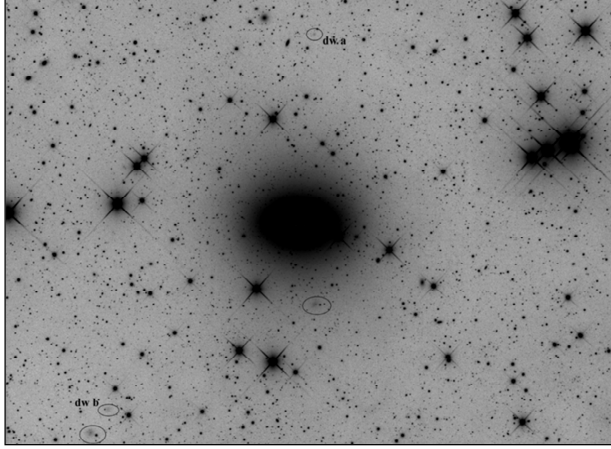


Fig.7. Giant galaxy NGC4594 = M104 is in the image center. Four its diffuse dwarf companions are outlined by ellipses: KKSG32 (below the center), Sombrero-dwTBGa (top), KKSG34 and Sombrero-dwTBGb (bottom left). North is top right and East is to top left.

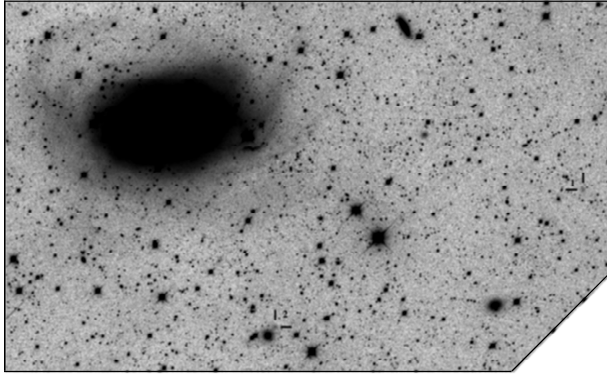


Fig.8. Spiral galaxy NGC5055 = M63 with peripheric stellar streams and two new dwarfs of very low surface brightness: NGG5055dwTBG1 and NGG5055dwTBG2.

3.9. *NGC 6744*. Near this southern Sb galaxy situated at a distance of 9.5 Mpc [32], there are four bright satellites: NGC 6684, IC 4710, IC 4870, ESO 104-044, and 3 supposed companions with low surface brightness: [KK2001]70, [KK2001]71, and [KK2001]72. In the images of NGC 6744 obtained by B.Gludan and S.Kuppers, there are two more objects of very low surface brightness: NGC6744dwTBGa (Fig.9a) and NGC6744dwTBGb (Fig.9b) which can also be the massive galaxy satellites.

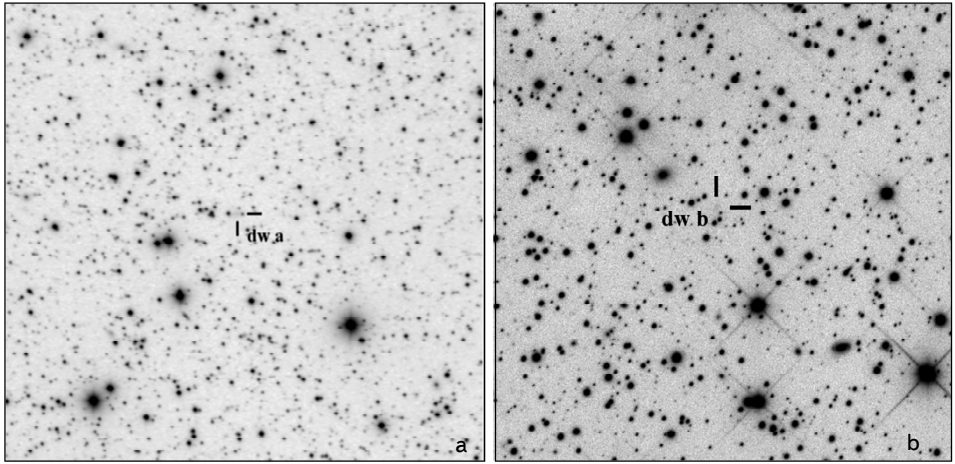


Fig.9. Supposed new companions of the spiral galaxy NGC6744: dwTBGa (a) and dwTBGb (b). The image fragment sizes are 21' x 21' and 11' x 11', respectively.

4. *Discussion.* The basic parameters of new dwarf galaxies found by us are presented in Table 1. Its columns contain: (1) object name, (2) equatorial coordinates at J2000.0 epoch, (3, 4) effective angular diameter in arcminutes and axial ratio, (5) apparent FUV magnitude from the GALEX survey [33], (6) apparent B-band magnitude estimated by eye with an accuracy of 0.5 mag via comparison with other objects having photometric data, (7) morphological type of

Table 1

PROBABLE NEW LSB DWARF GALAXIES IN THE LOCAL VOLUME

Object	RA(2000.0)	Dec	a'	b/a	mFUV	B mag	Type	D Mpc	r' _p	R _p	A kpc	M _B	SB
1	2		3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
NGC628dwTBG	01 ^h 33 ^m 06 ^s .8	+16°15'05"	0.92	0.78	>23.0	19.0	Tr-VL	10.2	59	174	2.7	-11.0	27.5
NGC2337dwTBG1	07 08 29.7	+44 37 26	0.40	0.82	21.5	18.5	Im-L	11.9	21	73	1.4	-11.9	25.1
NGC3368dwTBG	10 47 08.0	+11 17 02	0.35	0.95	>23.0	20.5	Sph-XL	10.4	33	99	1.1	-9.6	26.8
NGC3521dwTBG	11 07 13.1	-00 11 15	0.34	0.92	>23.0	19.5	Sph-VL	10.7	23	72	1.1	-10.6	25.8
KK125=HS148	12 12 41.4	+68 55 33	0.80	0.58	22.0	17.4	Ir-L	4.4	39	50	1.0	-10.8	25.5
NGC4236dw1	12 16 14.3	+69 06 25	0.38	0.77	19.9	18.7	Ir-N	22.2	21	-	2.5	-13.0	25.2
M106edgeN4217	12 16 12.5	+47 08 04	0.88	0.95	>23.0	18.4	Sph-VL	7.7	30	67	2.0	-11.0	26.8
Sombrero-dwA	12 39 51.5	-11 20 29	0.22	0.95	>23.0	20.0	Sph-L	9.6	17	47	0.6	-9.9	25.4
Sombrero-dwB	12 41 12.0	-11 53 33	0.44	0.90	>23.0	19.5	Sph-L	9.6	24	67	1.2	-10.4	26.3
NGC5055dwTBG1	13 12 18.9	+41 58 37	0.52	0.78	>23.0	19.5	Tr-VL	9.0	39	103	1.4	-10.3	26.7
NGC5055dwTBG2	13 14 51.1	+41 43 30	0.48	0.90	>23.0	19.5	Tr-VL	9.0	21	56	1.3	-10.3	26.5
NGC6744dwTBGa	19 05 56.0	-63 16 19	0.42	0.95	>23.0	19.0	Sph-VL	9.5	43	120	1.2	-10.9	25.8
NGC6744dwTBGb	19 12 46.8	-63 39 49	0.22	0.85	>23.0	21.0	Tr-VL	9.5	23	64	0.6	-8.9	26.3

the dwarf galaxy according to classification [8], (8) distance from the Milky Way assuming physical connection between the dwarf and its principal galaxy, (9, 10) angular (arcmin) and linear (kpc) projected separation of the satellite from the main galaxy, (11-13) linear diameter (kpc), absolute B magnitude, and mean surface brightness (mag/sq.arcsec) of the dwarf.

As it follows from these data, the linear diameters of new dwarf galaxies (0.6-2.7) kpc, absolute magnitudes (-8.9, -13.0), and their mean surface brightnesses (25.1-27.5) mag/sq.arcsec are typical of the known dwarf spheroidal and dwarf irregular galaxies in the Local Group and other neighbouring groups. The mean linear projected separation of the dwarfs from their main galaxies is 83 kpc that is 2-3 times smaller than the typical halo radius of a Milky Way-type galaxy.

The average values of these parameters: $\langle A \rangle = 1.4$ kpc, $\langle MB \rangle = -10.7$ mag, $\langle SB \rangle = 26.1$ mag/sq.arcsec, and $\langle R_p \rangle = 83$ kpc turn out to be very close to the mean parameters for 27 dwarfs found by us before around other bright galaxies in the Local Volume [16]: $\langle A \rangle = 1.3$ kpc, $\langle MB \rangle = -10.4$ mag, $\langle SB \rangle = 26.1$ mag/sq.arcsec, and $\langle R_p \rangle = 73$ kpc.

The continuation of taking images of nearby luminous galaxies at small telescopes with the extension of surveying area around them up to 200-300 kpc may lead to the discovery of new dwarf satellites of very low surface brightness.

This work was supported by RFBR grant 18-02-00005.

¹ Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences,
e-mail: ikar@sao.ru

² Tief Belichtete Galaxien group of Vereinigung der Sternfreunde e.V.,
Fachgruppe Asrtofotografie, PO Box 1169, D-64629, Heppenheim, Germany

ДЮЖИНА НОВЫХ КАНДИДАТОВ В КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ МЕСТНОГО ОБЪЕМА

И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ¹, П.РИЕПЕ², Т.ЦИЛХ²

Мы выполнили обзор спутников низкой поверхностной яркости вокруг девяти ярких галактик Местного объема, используя снимки с длинными экспозициями на малых любительских телескопах, и обнаружили 12 объектов низкой поверхностной яркости вокруг галактик: NGC 628, NGC 2337, NGC 3368, NGC 3521, NGC 4236, NGC 4258, NGC 4594, NGC 5055 и NGC 6744, расположенных в пределах 12 Мпк от нас. В предположении, что карликовые

кандидаты являются спутниками соседних массивных галактик, их абсолютные величины заключены в интервале $[-8.9, -13.0]$, линейные диаметры - в интервале $[0.6 - 2.7]$ кпк и средние поверхностные яркости - в диапазоне $[25.1 - 27.5]$ зв.вел./кв.с. Среднее линейное проекционное расстояние кандидатов в спутники от родительских галактик составляет 83 кпк.

Ключевые слова: *карликовые галактики*

REFERENCES

1. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **127**, 409, 1998.
2. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **146**, 35, 2000.
3. *K.N.Abazajian, J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agueros et al.*, Astrophys. J. Suppl., **182**, 54, 2009.
4. *M.A.Zwaan, L.Staveley-Smith, B.S.Koribalski et al.*, Astron. J., **125**, 2842, 2003.
5. *B.S.Koribalski, L.Staveley-Smith, V.A.Kilborn et al.*, Astron. J., **128**, 16, 2004.
6. *R.Giovanelli, M.P.Haynes, B.R.Kent et al.*, Astron. J., **130**, 2598, 2005.
7. *M.P.Haynes, R.Giovanelli, A.M.Martin et al.*, Astron. J., **142**, 170, 2011.
8. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, E.I.Kaisina*, Astron. J., **145**, 101, 2013.
9. *E.I.Kaisina, D.I.Makarov, I.D.Karachentsev et al.*, Astrophys. Bull., **67**, 115, 2012.
10. *R.A.Bata et al.*, Astrophys. J., **780**, 128, 2014.
11. *K.Chiboucas, I.D.Karachentsev, R.B.Tully*, Astron. J., **137**, 3009, 2009.
12. *D.Crnjević, D.J.Sand, K.Spekkens et al.*, Astrophys. J., **823**, 19, 2016.
13. *E.Kim, M.Kim, N.Hwang et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **412**, 1881, 2011.
14. *D.Martinez-Delgado, E.D'Onghia, T.S.Chonis et al.*, Astron. J., **150**, 116, 2015.
15. *P.G. van Dokkum, R.Abraham, A.Merritt*, Astrophys. J., **782**, 24, 2014.
16. *I.D.Karachentsev, P.Riepe, T.Zilch et al.*, Astrophys. Bull., **70**, 379, 2015.
17. *B.Javanmardi, D.Martinez-Delgado, P.Kroupa et al.*, Astron. Astrophys., **588A**, 89, 2016.
18. *I.D.Karachentsev, D.Bautzmann, F.Neyer et al.*, arXiv:1401.2719, 2014.
19. *M.Blauensteiner, P.Rommel, P.Riepe et al.*, Astrophysics, **60**, 295, 2017.
20. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva*, Astron. Rep., **48**, 267, 2004.
21. *F.S.Ferguson, A.Sandage*, Astron. J., **100**, 1, 1990.
22. *S.Stierwalt, M.P.Haynes, R.Giovanelli et al.*, Astron. J., **138**, 338, 2009.
23. *I.D.Karachentsev, O.G.Nasonova, V.E.Karachentseva*, Astron. Bull., **70**, 1, 2015.
24. *B.Bingeli, M.Tarengi, A.Sandage*, Astron. Astrophys., **228**, 42, 1990.
25. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Huchtmeier*, Astron. Lett., **33**, 512, 2007.

26. *M.Spencer, S.Loebman, P.Yoachim*, *Asrton. Astrophys.*, **788**, 146, 2014.
27. *Y.Cohen, P. van Dokkum, S.Danielli*, *arXiv:1807.06016*, 2018.
28. *I.D.Karachentsev, O.G.Nasonova, H.M.Courtois*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **429**, 2264, 2013.
29. *K.B.McQuinn, E.D.Skillman, A.E.Dolphin et al.*, *Astron. J.*, **152**, 144, 2016.
30. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, A.A.Suchkov et al.*, *Asrton. Astrophys. Suppl.*, **145**, 415, 2000.
31. *D.Martinez-Delgado, R.J.Gabany, K.Crawford et al.*, *Astron. J.*, **140**, 962, 2010.
32. *R.B.Tully, H.M.Courtois, J.G.Sorce*, *Astron. J.*, **152**, 50, 2016.
33. *A.Gil de Paz, S.Boissier, B.F.Madore et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **173**, 185 2007.

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХ ГАЛАКТИК С Х-СТРУКТУРАМИ

В.П.РЕШЕТНИКОВ^{1,2}, П.А.ТАРАКАНОВ¹, М.В.КОСТИНА¹

Поступила 24 сентября 2019

На основе данных обзора SDSS выполнено исследование двух, видимых с ребра, галактик с Х-структурами (UGC 501 и UGC 12253). Оба объекта являются спиральными галактиками поздних морфологических типов с протяженными звездными дисками. Х-структуры в галактиках имеют разные размеры и форму. Обсуждается возможность того, что различие наблюдательных параметров Х-структур в UGC 501 и UGC 12253 связано с различием характеристик их подстилающих галактик (в первую очередь, с относительным вкладом темного гало).

Ключевые слова: *галактики: фотометрия: морфология: SDSS галактики*

1. Введение. Галактики с Х-структурами в последние годы привлекают все большее внимание. Историю их изучения обычно начинают с работы Бербиджей [1], в которой было впервые обращено внимание на крестообразную структуру в центральной области NGC 128. Впоследствии стало понятно, что видимые у некоторых галактик перекрещивающиеся образования (Х-структуры) являются локальными уячениями внутри так называемых ящико- или арахисо-подобных - boxy/peanut-shaped (B/PS) - балджей. Такие балджи не являются редкими исключениями, и встречаются у значительной части (~20%-45%) спиральных галактик (например, [2,3]). Признаки существования подобной структуры наблюдаются и в центральной части Млечного Пути ([4] и ссылки там же).

Образование Х-структур связывают с эволюцией баров галактик. Такая необычная морфология возникает при моделировании векового роста бара в вертикальном направлении, причем наиболее четко B/PS балджи заметны у галактик, видимых в ориентации "с ребра" по отношению к лучу зрения. В настоящее время существуют два основных сценария формирования Х-структур: они могут возникать за счет изгибающей неустойчивости бара или путем постепенного роста бара в вертикальном направлении за счет резонансного захвата отдельных звезд (например, [5,6]).

Многие вопросы, связанные с возникновением и эволюцией B/PS балджей, остаются невыясненными. Например, плохо известны наблюдательные характеристики Х-структур, диапазон изменения их параметров, а также связь

между их морфологией и характеристиками подстилающих галактик.

Эта статья посвящена изучению двух видимых с ребра спиральных галактик, в центральных областях которых наблюдаются выраженные X-образования (UGC 501 и UGC 12253). Характеристики В/PS балджей в этих галактиках заметно отличаются и поэтому основной целью статьи является поиск возможной связи между параметрами подстилающих галактик и X-структурами.

Все зависящие от расстояния параметры галактик рассчитаны для космологической модели с $H_0 = 70$ км/с/Мпк, $\Omega_m = 0.3$ и $\Omega_\Lambda = 0.7$.

2. Основные характеристики UGC 501 и UGC 12253. Обе исследуемые галактики видны в положении с ребра (см. рис.1 и 2) и являются спиральными галактиками поздних типов, в оптической структуре которых доминирует звездный диск. В табл.1 суммированы их основные наблюдательные характеристики по данным разных источников. Если ссылка не приведена, значение параметра получено в настоящей работе.

Абсолютная звездная величина галактик в фильтре r обзора SDSS¹ M_r и показатель цвета $g-r$ в табл.1 исправлены за поглощение в Млечном Пути и за влияние k -поправки, согласно [9,10]. Наблюдаемый диаметр галактик был оценен по их суммарным изображениям из обзора SDSS (DR14). Для получения этих изображений кадры галактик в фильтрах g , r , i и z были совмещены и сложены.

Далее в табл.1 приведены радиальный экспоненциальный масштаб диска h и вертикальный масштаб z_0 , соответствующий закону распределения яркости в вертикальном направлении $I(z) \propto \text{sech}^2(z/z_0)$ (оба масштаба найдены в

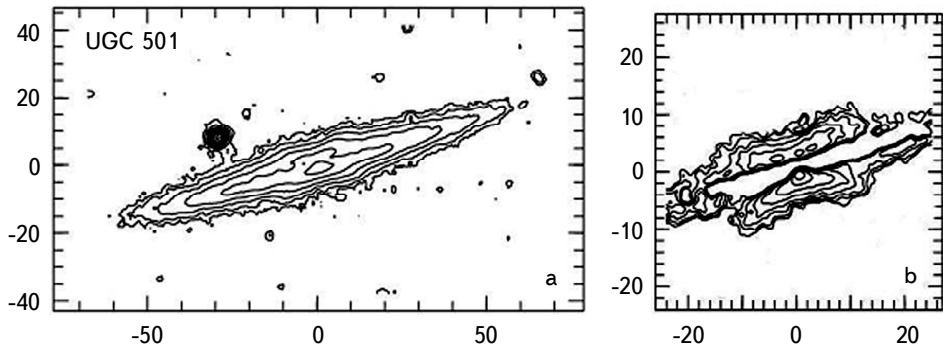


Рис.1. а) Карта изофот галактики UGC 501, построенная по суммарному $(g+r+i+z)$ изображению из обзора SDSS. Соседние изофоты отличаются на множитель 2. б) Карта изофот центральной области галактики после вычитания диска (см. текст). Соседние изофоты отличаются на множитель 1.5. На обоих рисунках север вверху, восток слева. По осям отложены угловые секунды.

¹ <http://www.sdss.org>

фильтре r). Для галактики UGC 12253 значения h и z_0 взяты из работы [8]. Для UGC 501 характеристики диска определены в настоящей работе с помощью программы *galfit* [11] по изображению галактики из обзора SDSS.

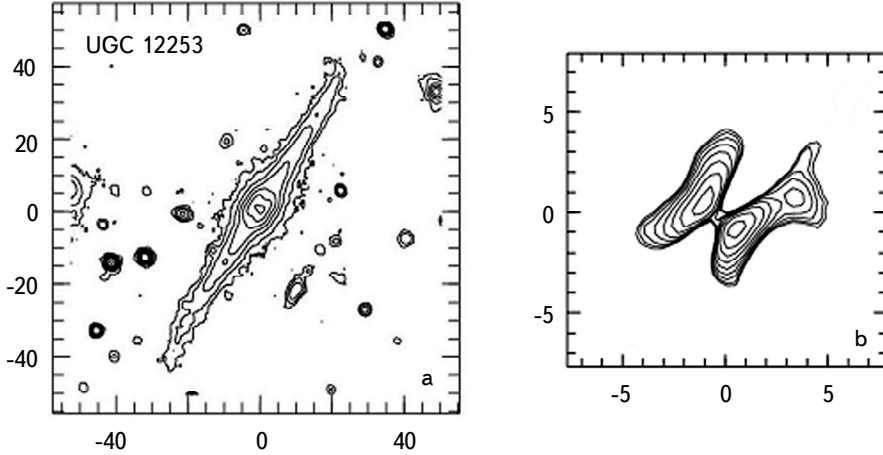


Рис.2. а) Карта изофот галактики UGC 12253, построенная по суммарному $(g+r+i+z)$ изображению из обзора SDSS. Соседние изофоты отличаются на множитель 2. б) Карта изофот центральной области галактики по данным обзора UKIDSS в фильтре Y после вычитания диска (см. текст). Соседние изофоты отличаются на множитель 1.5. На обоих рисунках север вверху, восток слева. По осям отложены угловые секунды.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ UGC 501 И UGC 12253

Характеристика	UGC 501	UGC 12253	Ссылки
Расстояние и масштаб	69 Мпк (0.324 кпк/")	108 Мпк (0.498 кпк/")	NED ²
Морфологический тип	Scd., Sc	Sb, Sbc	NED
M_r	-20.14	-20.61	[7-8]
$g-r$	+0.86	+0.84	[7-8]
Диаметр	118" (38 кпк)	96" (48 кпк)	
h	14".1 (4.57 кпк)	12".7 (6.33 кпк)	[8]
z_0	4".1 (1.32 кпк)	2".8 (1.41 кпк)	[8]
V_m	176 км/с	231 км/с	HyperLeda ³ , [8]
M_*	$3.64 \times 10^{10} M_\odot$	$5.33 \times 10^{10} M_\odot$	
$M(\text{HI})$	$3.78 \times 10^9 M_\odot$	$2.16 \times 10^{10} M_\odot$	HyperLeda
M_t	$1.32 \times 10^{11} M_\odot$	$2.59 \times 10^{11} M_\odot$	

² NED (NASA/IPAC Extragalactic Database): <http://ned.ipac.caltech.edu/>

³ HyperLeda: <http://leda.univ-lyon1.fr/>

(Параметры UGC 501 в работе [7] получены в рамках другой фотометрической модели и нами не используются.) Результаты нашей работы находятся в хорошем согласии с опубликованными в каталоге [12].

Максимальная скорость вращения V_m галактики UGC 501 в табл.1 основана на анализе ширины профиля линии нейтрального водорода HI по данным разных авторов в базе данных HyperLeda. Для галактики UGC 12253 в [8] опубликована кривая вращения (см. рис.3 в [8]). Значение V_m в табл.1 соответствует последней точке наблюдаемой кривой вращения. Эта точка находится на расстоянии, примерно равном $4h$ от центра галактики.

В последних трех строках табл.1 приведены массы различных подсистем UGC 501 и UGC 1253 в солнечных массах ($M_\odot$). M_* - это масса звезд, оцененная по интегральной светимости галактик в фильтре r и по показателю цвета $g-r$, согласно приведенным в [13] калибровкам. Следует отметить, что для оценки M_* мы использовали наблюдаемые светимости и показатели цвета, искаженные внутренним поглощением в галактиках. Это означает, что величины массы звезд в табл.1 недооценены. Если принять, что в фильтре r внутреннее поглощение в дисках, видимых с ребра, галактик достигает 1^m (например, [14]) и что в положении пласмя галактики имеют показатель цвета $g-r=+0.54$ (средний показатель цвета для Sc галактики, согласно [15]), то звездные массы должны увеличиться примерно до $4.1 \cdot 10^{10} M_\odot$ для UGC 501 и до $6.3 \cdot 10^{10} M_\odot$ для UGC 12253.

Полная динамическая масса M_t в последней строке табл.1 найдена в предположении сферического распределения вещества и она относится к области в пределах $4h$ от центров галактик: $M_t = 4hV_m^2/G$. Для UGC 12253 значение V_m соответствует последней точке наблюдаемой кривой вращения. Масса UGC 501 оценена по наблюдаемой ширине профиля HI в предположении, что кривая вращения галактики остается плоской в пределах четырех экспоненциальных масштабов. Отметим, что оценка динамической массы этой галактики не слишком надежна, так как для нее нет опубликованной кривой вращения.

Как следует из табл.1, обе рассматриваемые галактики являются гигантскими спиральными галактиками: с учетом поправки за внутреннее поглощение, по светимости они сравнимы с Млечным Путем, а по линейным размерам превышают его (например, [16]). Обе галактики богаты газом, причем относительное содержание газа - $M(\text{HI})/M_*$ - у UGC 501 ниже среднего по сравнению с галактиками со сравнимой звездной массой, а у UGC 12253 - выше среднего (см. рис.3 в [17]).

Еще одно отличие галактик друг от друга состоит в относительной доле темного гало в пределах $4h$. Отношение динамической массы галактик к массе звезд - M_t/M_* - составляет 3.6 и 4.9 для UGC 501 и UGC 12253, соответственно.

С учетом того, что динамическая масса включает как массу звездной подсистемы, так и массу темного вещества, отсюда можно получить отношение массы темного гало к массе звезд: 2.6 для UGC 501 и 3.9 для UGC 12253. Таким образом, относительная масса темного гало UGC 12253 в 1.5 раза превышает массу темного гало UGC 501.

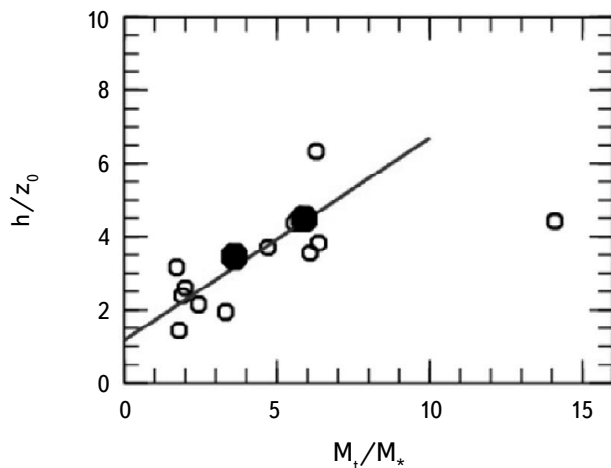


Рис.3. Зависимость между относительной толщиной звездных дисков в фильтре r и отношением динамической и звездной масс галактик. Черные кружки - UGC 501 и UGC 12253, открытые кружки - галактики из работы [8]. Прямой линией показана средняя зависимость, согласно [8].

На рис.3 показано положение характеристик изучаемых нами галактик на плоскости M_t/M_* - h/z_0 . На этом же рисунке изображены характеристики 12 видимых с ребра галактик из статьи [8]. Для UGC 12253 мы используем результаты данной работы. Хорошо видно, что UGC 501 и UGC 12253 удовлетворяют соотношению между вкладом темного гало и относительной толщиной звездного диска для ранее изученных спиральных галактик.

UGC 501 и UGC 12253 находятся в умеренно плотном пространственном

Таблица 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ Х-СТРУКТУР В UGC 501 И UGC 12253

Характеристика	UGC 501	UGC 12253
l	4.2 ± 0.3 кпк	3.0 ± 0.2 кпк
l/h	0.92	0.47
α	$33^\circ \pm 3^\circ$	$43^\circ \pm 3^\circ$
Δz	2.4 ± 0.2 кпк	1.65 ± 0.2 кпк
$\Delta z / z_0$	1.8	1.2
$\Delta z / h$	0.5	0.3

окружении и входят в состав групп галактик [8,18]. Звездный диск UGC 12253 демонстрирует крупномасштабный изгиб своей плоскости [8].

3. *Параметры X-структур в UGC 501 и UGC 12253.* X-структуры наблюдаются на фоне ярких центральных областей галактик, они часто искажены полосами поглощения и поэтому их выделение является непростой задачей. В случае UGC 501 мы построили суммарное $(g+r+i+z)$ изображение по кадрам из обзора SDSS. Затем, с помощью пакета программ *galfit*, нашли характеристики диска галактики на суммарном изображении и вычли его из исходного. В результате этих операций в центре галактики отчетливо проступила крестообразная структура (см. правую часть рис.1). Ее большая ось искажена полосой поглощения, но вдали от плоскости галактики она хорошо видна.

X-структура в UGC 12253 более компактная и в фильтрах обзора SDSS малоконтрастная. Однако в более длинноволновой области она выделяется увереннее. На рис.2 (правая часть) приведены изофоты центральной области UGC 12253 в фильтре Y (его эффективная длина волны около 1 мкм) по данным обзора UKIDSS [19] после вычитания диска галактики. Как и в случае UGC 501, большая ось B/PS балджа искажена полосой поглощения, но с удалением от плоскости галактики становится заметно характерное искажение изофот из-за присутствия X-структуры.

Основные параметры X-структур UGC 501 и UGC 12253 приведены в табл.2. Они найдены по суммарным $(g+r+i+z)$ изображениям из обзора SDSS. Главные геометрические характеристики X-образований - это длина луча от центра галактики до последней задетектированной точки l и угол между большой осью структуры и лучом α (см. рис.1 в [8]). l/h - длина луча, выраженная в экспоненциальных масштабах диска галактики. Ошибки значений в табл.2 получены усреднением результатов по четырем лучам. Отметим, что для галактики UGC 501 найденные нами характеристики хорошо согласуются с результатами работы [8], в которой получено, что $l=4.10$ кпк и $\alpha = 32^\circ \pm 1^\circ$. Δz в табл.2 - это максимальное возвышение X-структуры над плоскостью галактики, а $\Delta z/z_0$ и $\Delta z/h$ - максимальное возвышение, выраженное в долях вертикального и радиального масштабов диска.

Данные табл.2 показывают, что X-структуры у рассмотренных нами галактик имеют разные абсолютные и относительные размеры. У более массивной галактики - UGC 12253 - X-структура выглядит более компактной и она меньше возвышается над плоскостью диска. Кроме того, угол раскрытия α у UGC 12253 больше, чем у UGC 501. Как было показано в предыдущем разделе статьи, самые существенные отличия галактик друг от друга - это разное относительное содержание HI и разная относительная масса темного гало.

К сожалению, влияние газовой подсистемы галактик на образование B/PS

балджей пока детально не изучалось. Влияние темного гало было недавно рассмотрено в серии численных расчетов в работе [20]. Согласно [20], у галактик с более массивными темными гало при прочих одинаковых параметрах формируются более сплюснутые Х-структуры с меньшим возвышением над плоскостью диска (рис.8 в [20]). Это качественно согласуется с нашими результатами для UGC 501 и UGC 12253.

С другой стороны, угол раскрытия α , в среднем, должен быть меньше у галактик с массивными гало, что противоречит нашим данным. Однако на величину угла α помимо гало могут влиять и другие факторы - например, эффект проекции (ориентация бара к лучу зрения) и возраст Х-структуры. Как показано в [20], возникающие Х-структуры имеют большие углы раскрытия ($\alpha \approx 35^\circ - 40^\circ$), затем в течение нескольких миллиардов лет они эволюционируют к значениям $\approx 30^\circ - 32^\circ$. Таким образом, Х-структура у галактики UGC 12253 может быть относительно молодой.

4. Заключение. Основные результаты нашей работы можно сформулировать следующим образом:

- На основе анализа кадров из обзора SDSS и литературных данных выполнено детальное исследование двух, видимых с ребра, галактик с В/PS балджами (UGC 501 и UGC 12253). Оба объекта являются гигантскими спиральными галактиками поздних морфологических типов. Галактики заметно различаются по содержанию газа и по вкладу темного гало в пределах их оптических дисков.

- Определены геометрические характеристики Х-структур в центрах обеих галактик. Х-структура у UGC 501 является более протяженной, сильнее возвышается над плоскостью звездного диска и имеет меньший угол раскрытия по сравнению с UGC 12253.

- Различие наблюдательных характеристик Х-структур в исследованных галактиках, вероятно, можно объяснить разным относительным вкладом темных гало и разным возрастом баров в них. Это заключение является сугубо предварительным, поскольку, как показывают численные расчеты, связь между наблюдаемыми параметрами В/PS балджей и окружающими их галактиками неоднозначна.

Для дальнейшего продвижения в вопросе изучения В/PS балджей и поиска связи между их характеристиками и параметрами подстилающих галактик требуется увеличение выборки таких объектов и совершенствование методов выделения Х-структур. Кроме того, необходимо проведение реалистических численных расчетов формирования и эволюции Х-структур для различных моделей галактик (в том числе, с учетом их газовых подсистем).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00249 (исследование

характеристик X-структур) и РНФ 19-12-00145 (изучение характеристик дисков видимых с ребра галактик).

Работа основана на публичных данных обзора SDSS. Финансирование SDSS-III осуществляется Фондом Альфреда П.Слоана, организациями-участниками Коллаборации SDSS, Национальным научным фондом и Департаментом энергетики США.

SDSS-III выполняется Консорциумом астрофизических исследований организаций-участников Коллаборации SDSS-III, включающей Аризонский университет, Бразильскую группу участников, Брукхейвенскую национальную лабораторию, Университет Карнеги-Меллон, Университет штата Флорида, Французскую группу участников, Немецкую группу участников, Гарвардский университет, Канарский институт астрофизики, группу участников Мичиган/Нотр-Дам/JINA, Университет Джона Хопкинса, Национальную лабораторию им. Лоуренса в Беркли, Институт астрофизики Макса Планка, Институт внеземной физики Макса Планка, Университет штата Нью-Мексико, Нью-Йоркский университет, Университет штата Огайо, Университет штата Пенсильвания, Портсмутский университет, Принстонский университет, Испанскую группу участников, Токийский университет, Университет Юты, Университет Вандербильта, Университет Вирджинии, Вашингтонский университет и Йельский университет.

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия, e-mail: v.reshetnikov@spbu.ru

² Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Крым, Россия

PHOTOMETRIC STUDY OF TWO GALAXIES WITH X-STRUCTURES

V.P.RESHETNIKOV^{1,2}, P.A.TARAKANOV¹, M.V.KOSTINA¹

Based on the SDSS survey data, two edge-on galaxies with X-structures (UGC 501 and UGC 12253) were studied. Both objects are spiral galaxies of late morphological types with extended stellar disks. X-structures in the galaxies have different sizes and shapes. The possibility is discussed that the difference in the observational parameters of X-structures in UGC 501 and UGC 12253 is due to the difference in the characteristics of their underlying galaxies (primarily, the relative contribution of the dark halo).

Keywords: *galaxies: photometry: morphology: SDSS galaxies*

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.M.Burbidge, G.R.Burbidge*, *Astrophys. J.*, **130**, 20, 1959.
2. *R.Lütticke, R.-J.Dettmar, M.Pohlen*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **145**, 405, 2000.
3. *A.Yoshino, Ch.Yamauchi*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 3749, 2015.
4. *B.C.Ciambur, A.W.Graham, J.Bland-Hawthorn*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **471**, 3988, 2017.
5. *N.Raha, J.A.Sellwood, R.A.James et al.*, *Nature*, **352**, 411, 1991.
6. *A.C.Quillen*, *Astron. J.*, **124**, 722, 2002.
7. *S.S.Savchenko, N.Ya.Sotnikova, A.V.Mosenkov et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **471**, 3261, 2017.
8. *V.P.Reshetnikov, A.V.Mosenkov, S.S.Kotov et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **461**, 4233, 2016.
9. *E.F.Schlafly, D.P.Finkbeiner*, *Astrophys. J.*, **737**, 103, 2011.
10. *I.Chilingarian, A.-L.Melchior, I.Zolotukhin*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **405**, 1409, 2010.
11. *Ch.Y.Peng, L.C.Ho, Ch.D.Impey et al.*, *Astron. J.*, **139**, 2097, 2010.
12. *D.V.Byzaev, S.J.Kautsch, A.V.Mosenkov et al.*, *Astrophys. J.*, **787**, id. 24, 2014.
13. *E.F.Bell, D.H.McIntosh, N.Katz et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **149**, 289, 2003.
14. *J.Cho, Ch.Park*, *Astrophys. J.*, **693**, 1045, 2009.
15. *M.Fukugita, O.Nakamura, S.Okamura et al.*, *Astron. J.*, **134**, 579, 2007.
16. *J.Bland-Hawthorn, O.Gerhard*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **54**, 529, 2016.
17. *C.Evoli, P.Salucci, A.Lapi et al.*, *Astrophys. J.*, **743**, id. 45, 2011.
18. *A.M.Garcia*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **100**, 47, 1993.
19. *A.Lawrence, S.J.Warren, O.Almaini et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **379**, 1599, 2007.
20. *A.A.Smirnov, N.Ya.Sotnikova*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **481**, 4058, 2018.

ON THE SIZE AND THE MASS OF
GALAXY CLUSTERS

H.M.TOVMASSIAN

Received 21 July 2019

Accepted 18 December 2019

We counted galaxies in the area with 10 Mpc radius around 30 isolated ACO clusters at redshifts $z < 0.1$. We show that surface densities of galaxies around clusters regularly decrease till 10 Mpc. Separate counts of blue and red galaxies of the cluster environment revealed that at all cluster-centric distances the surface density of red galaxies are higher than that of blue ones. The surface density of red galaxies decrease significantly with increase of distance from the cluster. Meanwhile, the decrease of the surface density of blue galaxies is very smooth and is almost not noticeable at higher cluster-centric distances. It is suggested that the red population of the cluster environment consists of backplash galaxies that form the cluster halo, which is extended farther than 10 Mpc from the cluster center. The blue population consists mainly from the field galaxies. The velocity dispersion of blue galaxies in the cluster environment is higher of the velocity dispersion of red galaxies that evidences on their different entity. The mass of the halo is comparable to the cluster mass.

Keywords: *galaxies: clusters*

1. *Introduction.* Galaxy clusters are the largest objects in the Universe, comprising hundreds to thousands galaxies. According to the hierarchical structure formation paradigm [1-4], galaxy clusters grow by the continuous accretion of smaller galaxy groups and individual galaxies. Member galaxies of the most ACO [5] clusters are located within 2 Mpc of the Abell radius [6], defined as $R_A = 1'.7/z$ ($H_0 = 72 \text{ km s}^{-1}$) [7], where z is the cluster redshift. However, the diameters of a few nearby clusters are larger. The diameter of the Coma cluster was traced till at least 10 Mpc [8,9]. The accreted galaxies around a cluster form its faint extension. The resulting gravitation force of the cluster would be higher of the determined by galaxies confined in the volume of the proper cluster. In this paper we counted galaxies in the environment of 30 ACO clusters up to 10 Mpc from their centers and estimated the average size of the cluster halo and mass.

2. *The selection of isolated clusters and counts of galaxies.* It is known that many Abell clusters are themselves clustered [6,10,11]. We selected for study the isolated clusters. The velocity dispersion of galaxies in clusters are in the range of about 800 to 1500 km s^{-1} [12]. We assumed the cluster is isolated, if the nearest neighbor ACO cluster with velocity that differs from that of the

sample cluster by less than 3000 km s^{-1} , is located at the projected distance $>15 \text{ Mpc}$ on the sky. If the difference of radial velocities is $> 3000 \text{ km s}^{-1}$, the neighbor cluster could be nearer to the sample cluster on sky. The ACO clusters at redshifts <0.1 and containing at least 50 galaxies within 2 Mpc are selected for the study. Only the clusters, the circular area around which with radius 10 Mpc was completely covered by SDSS-DR9 [13], are included in the study. Finally the list of 30 ACO clusters were compiled.

The galaxies of the SDSS-DR9 catalog in the area with the 2 Mpc assumed radius of each cluster and in the consecutive rings with cluster-centric radii 2-4, 4-6, 6-8 and 8-10 Mpc were counted. The areas at which the counts were made are further labelled as A, B, C, D and F. The SDSS uniformly covers the studied

Table 1

THE LIST OF ISOLATED CLUSTERS

Cluster	z	D	N_A	N_B	N_C	N_D	N_F
A671	0.0502	34.2	95	51	38	47	58
A757	0.0517	25.7	50	28	22	16	37
A1024	0.0734	15.8	51	43	28	27	41
A1035	0.0680	14.6	57	27	26	42	29
A1066	0.0686	26.7	58	59	48	65	52
A1100	0.0463	19.5	54	32	62	56	69
A1139	0.0393	20.7	91	45	58	95	85
A1142	0.0349	16.9	66	70	64	66	73
A1169	0.0586	24.5	79	38	33	38	36
A1307	0.0817	14.5	69	57	63	71	55
A1314	0.0335	24.4	115	24	72	48	71
A1507	0.0604	20.3	58	43	39	53	44
A1541	0.0839	16.1	78	41	35	39	39
A1552	0.0858	16.1	78	64	31	47	40
A1564	0.0792	19.3	55	26	27	41	60
A1616	0.0834	25.6	48	40	31	24	25
A1749	0.0573	15.8	56	60	87	59	69
A1750	0.0852	17.9	95	65	44	73	65
A1808	0.0624	26.2	60	35	34	34	31
A1864	0.0879	23.9	54	38	45	65	62
A1890	0.0575	25.4	83	35	26	36	35
A1983	0.0436	21.8	153	57	54	95	81
A2018	0.0878	41.2	51	42	39	25	27
A2107	0.0414	20.0	134	64	44	57	65
A2108	0.0903	25.8	51	42	39	25	27
A2122	0.0661	24.6	74	44	65	68	52
A2162	0.0332	18.2	50	39	68	117	80
A2169	0.0578	18.8	71	40	89	82	49
A2255	0.0780	29.1	124	62	58	65	63
A2593	0.0424	31.0	143	119	25	17	35

area, producing a homogeneous data-set. Since we study the distribution of galaxies in the cluster environment, where surface density of galaxies is small, the problem of the "fiber collisions", that is characteristic to SDSS, is not relevant. The galaxies mentioned in SDSS as "primary sources" were selected. The selected galaxies are within the same velocity limits ($\pm 1500 \text{ km s}^{-1}$) of the cluster velocity, as galaxies of the proper cluster within 2 Mpc radius. The list of the selected isolated clusters and the results of counts are presented in Table 1. In the consecutive columns of Table 1 the following data is presented: 1 - the cluster ID, 2 - the redshift z , 3 - the projected distance D in Mpc from the sample cluster to the nearest ACO neighbor, 4-8 - the numbers N of galaxies in the corresponding bins.

2.1. The results and discussion. The sums of counts in the A to F areas for all 30 clusters are presented in the 1st row of Table 2. Using the results of counts we determined overdensities by the formula $(N_i/N_{last} \times S_{last}/S_i) - 1$ and the corresponding errors according to $\sigma = \left[(S_{last}/S_i) \sqrt{N_i(1 + N_i/N_{last})} \right] / N_{last}$. The determined overdensities and corresponding errors are presented in the 2nd row of Table 2. The averaged for one cluster surface densities of galaxies ρ per Mpc^2 and corresponding errors in the cluster region and in the surrounding rings are presented in the 3rd row. The errors are determined as $\sqrt{N}/S$, where S is the surface in Mpc^2 of the corresponding area. In Fig.1 the dependence of surface densities ρ on the cluster-centric distance is shown.

Table 2

THE TOTAL NUMBERS OF GALAXIES, OVERDENSITIES AND SURFACE DENSITIES ρ WITH CORRESPONDING ERRORS AT THE MAIN BODY OF CLUSTERS WITH RADIUS 2 Mpc AND AT DIFFERENT CLUSTER-CENTRIC RINGS

	N_A	N_B	N_C	N_D	N_F
N_i	2302	1403	1381	1570	1551
Overdens	12.3 ± 0.87	2.71 ± 0.19	1.60 ± 0.16	1.30 ± 0.12	0.0 ± 0.09
ρ	6.1 ± 0.13	1.2 ± 0.033	0.73 ± 0.02	0.59 ± 0.015	0.46 ± 0.012

Table 2 shows that overdensities of galaxies regularly decrease with increase of the cluster-centric distance. Fig.1 shows the decrease of the surface densities ρ of galaxies with cluster-centric distance. The regular decrease of the surface density with cluster-centric distance shows that galaxies of the cluster environment till about 10 Mpc are associated with the cluster. The increase of ρ towards cluster could apparently be due either to the faint extension of the proper cluster or to the field galaxies assembled by the cluster gravitation. Both these galaxies form the halo of the cluster. Apparently, the mass of the halo should be taken into

account for estimation of the cluster gravitation.

In order to find out whether the galaxies in the environment of clusters represent a faint extension of clusters or are the field galaxies physically unrelated to them, we considered separately the blue (spirals and irregulars) and the red (presumably elliptical) galaxy population at the cluster environment.

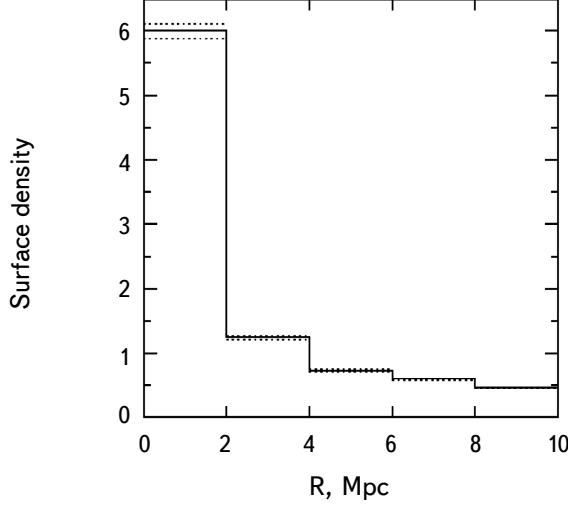


Fig.1. The averaged for one cluster surface densities per 1 Mpc^2 of galaxies in the cluster area A with 2 Mpc radius and in the rings B, C, D and F surrounding it. The errors are shown by dotted lines.

It is known that early-type red galaxies compose the main population of clusters [14-21], while the late-type blue galaxies dominate in the field [14,22-25]. Galaxy clusters are located in filaments, which contain larger blue population in comparison to clusters [26]. For differentiation between blue and red galaxies we determined their colors $u-g$ and $g-r$ using the photometric data, marked in the SDSS-9 as "clean photometry", and applied the diagnostic diagram of Strateva et al. [27]. The galactic absorption was corrected according to NED. We determined

Table 3

THE NUMBERS N_b AND N_r OF BLUE AND RED GALAXIES IN RINGS B, C, D AND F AROUND CLUSTERS AND THE AVERAGED FOR ONE CLUSTER SURFACE DENSITIES PER Mpc^2 WITH ERRORS

Area	N_b	N_r	$\rho_b \pm \sigma$	$\rho_r \pm \sigma$
B	433	755	0.38 ± 0.02	0.67 ± 0.02
C	510	606	0.27 ± 0.01	0.53 ± 0.01
D	563	701	0.21 ± 0.01	0.26 ± 0.01
F	593	645	0.17 ± 0.007	0.19 ± 0.007

the number of blue and red galaxies in the rings *B* to *F*. The results are presented in Table 3, in the corresponding columns of which the following data is given: 1st column - the area; 2nd and 3rd columns - the numbers N_b and N_r of blue and red galaxies respectively; columns 4 and 5 - the averaged for one cluster surface densities ρ per Mpc^2 of the blue and the red galaxies respectively with corresponding errors σ .

The dependences of the surface densities of blue and red galaxies in rings at different cluster-centric distances are presented in Fig.2. Table 3 and Fig.2 show that the surface density of red galaxies in all rings from B to F is sufficiently higher than that of blue galaxies. For the unrelated to cluster field galaxies, the contrary would be observed. The red galaxies in the cluster environment apparently are the backplash galaxies, which have crossed the cluster core at least once and are observed on the other side of its periphery [19,28-33]. It is noteworthy that the decrease of the surface density of red galaxies with cluster-centric distance is sufficiently sharp and is smoother for blue ones.

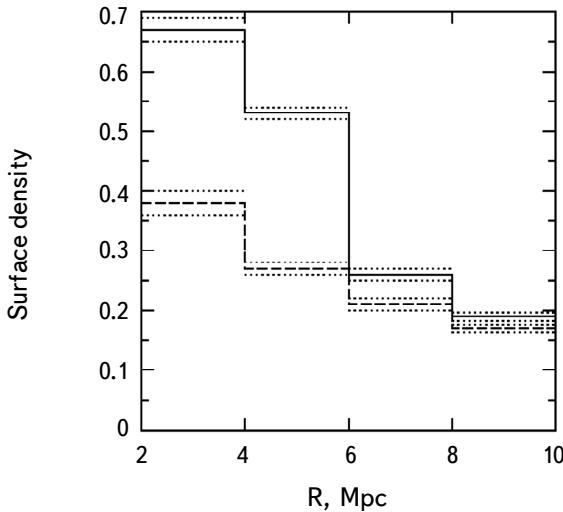


Fig.2. The averaged for one cluster surface densities of blue and red galaxies in rings B, C, D and F. The surface densities of red galaxies are shown by solid lines, while that of blue galaxies - by dashed lines. Errors are shown by dotted lines.

The surface density of blue galaxies decreases insignificantly from ring C to F. It means that the observed blue galaxies at cluster-centric distances $>4 \text{ Mpc}$ are mostly the field objects projected over the area surrounding the cluster.

2.2. Velocity dispersions of blue and red galaxies. If blue and red galaxies in the cluster environments indeed have different origin, their dynamical properties could differ from each other. The velocity dispersion of red galaxies

being the members of a confined dynamical system could be smaller than that of the field galaxies with higher diversity of velocities. We determined the velocity dispersions σ_v of both types of galaxies located at cluster-centric distances from 4 to 10 Mpc. The results are presented in Table 4. In the 2nd and 4th columns of Table 4 the numbers N_b and N_r of respectively blue and red galaxies in the ring with radii 4 and 10 Mpc around each cluster is presented. In columns 3 and 5 the corresponding velocity dispersions are presented. The column 6 shows the difference $\Delta = \sigma_b - \sigma_r$ is shown.

Table 4 shows that the velocity dispersion of blue galaxies in the environment of 28 out of 30 clusters is higher than the velocity dispersion of red galaxies.

Table 4

THE VELOCITY DISPERSIONS OF BLUE AND RED GALAXIES

Cluster	N_b	σ_b km s ⁻¹	N_r	σ_r km s ⁻¹	Δ km s ⁻¹
A671	40	688	56	558	130
A757	24	636	25	452	184
A1024	21	568	37	532	36
A1035	34	878	42	781	97
A1066	43	783	79	706	77
A1100	71	716	61	586	130
A1139	68	723	74	622	101
A1142	74	761	58	645	116
A1169	808	38	760	48	48
A1307	34	704	95	444	260
A1314	90	580	45	515	65
A1507	55	994	79	989	5
A1541	39	691	69	759	-68
A1552	37	648	56	508	140
A1564	33	663	57	594	69
A1616	19	786	34	555	231
A1749	72	841	93	760	81
A1750	30	617	123	470	147
A1808	41	633	36	591	42
A1864	36	844	98	773	71
A1890	42	447	31	378	69
A1983	99	820	90	823	-3
A2018	28	625	52	565	60
A2107	52	744	49	743	1
A2108	13	674	24	356	318
A2122	46	712	98	579	133
A2162	101	500	59	451	49
A2169	60	710	91	653	57
A2255	52	607	99	531	76
A2593	17	515	38	315	200

According to the Bernulli formula the probability that the velocity dispersion of blue galaxies in the environment of clusters is higher than that of red galaxies by chance, is less than 10^{-6} . Thus, the difference between velocity dispersions of blue and red galaxies in the cluster environment support the conclusion on their different entity.

3. *Conclusions.* We counted the SDSS-DR9 galaxies in the area of 30 isolated clusters within 2 Mpc and in 4 rings around clusters with 2 Mpc width each till 10 Mpc. The galaxies with velocities within $\pm 1500 \text{ km s}^{-1}$ of the cluster velocity were counted. The overdensities show a certain decrease of the number of galaxies in the cluster environment with the cluster-centric distance of the ring. The separate consideration of the distribution of blue and red galaxies allows to suggest that the decrease of the surface density with cluster-centric distance is due mainly to the backsplash red galaxies. Hence, the red population of the cluster environment is physically associated with it forming its faint halo. Meanwhile, the majority of the observed blue population in the cluster environment consists mainly of the unrelated to cluster field galaxies. The higher velocity dispersion of blue galaxies in the cluster environment in comparison to that of red galaxies confirms that they are field object with large variety of velocities. The small increase of the surface densities of blue galaxies at small cluster-centric distances is apparently due to infalling galaxies. Thus, we suggest that the halo mass is determined mainly by the red galaxies. Red galaxies were not found before at such high distances from the cluster. The radius of the red halo could be higher than 10 Mpc, since at this cluster-centric distance the decrease of the surface density of red galaxies is not terminated.

The number of the observed 2700 red galaxies in the environment of 30 clusters is higher of the number of galaxies within clusters with 2 Mpc radius, 2300. It follows that the baryon mass of the cluster together with its halo is about twice higher than the assumed cluster mass.

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

377, W. California 30, Glendale, CA,
USA, e-mail: htovmas@gmail.com

О РАЗМЕРАХ И МАССАХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Г.М.ТОВМАСЯН

Проведен подсчет галактик в области с радиусом 10 Мпк вокруг 30 изолированных АСО скоплений с красными смещениями <0.1 . Показано, что поверхностные плотности галактик вокруг скоплений регулярно уменьшаются до расстояний 10 Мпк. Раздельные подсчеты голубых и красных галактик в окрестностях скоплений показали, что поверхностные плотности красных галактик больше поверхностных плотностей голубых галактик на всех расстояниях от скопления. Поверхностные плотности красных галактик резко уменьшаются с расстоянием от центра скопления, тогда как уменьшение поверхностных плотностей голубых галактик очень плавное и почти незаметно на больших угловых расстояниях от скопления. Предполагается, что популяция красных галактик в окрестностях скопления состоит из галактик, которые попав в скопление прошли через него и затем удалились от него. Эти галактики составляют гало скопления, которое простирается далее 10 Мпк от центра скопления. Популяция голубых галактик состоит преимущественно из галактик поля. Масса гало больше, чем масса самого скопления.

Ключевые слова: *галактики: скопления*

REFERENCES

1. *J.R.Gott III, M.J.Rees*, Astron. Astrophys., **45**, 365, 1975.
2. *W.H.Press, P.Schechter*, Astrophys. J., **187**, 425, 1974.
3. *S.D.M.White, M.J.Rees*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **183**, 341, 1978.
4. *A.V.Kravtsov, S.Borgani*, ARA&A, **50**, 353, 2012.
5. *G.O.Abell, H.Jr.Corwin, R.P.Olowin*, Astron. J., **70**, 1, 1989.
6. *G.O.Abell*, Astropys. J. Suppl. Ser., **3**, 211, 1958.
7. *H.Andernach, H.Waldhausen, R.Wielebinski*, Astron. Astrophys. Suppl., **41**, 339, 1980.
8. *G.Chincarini, H.J.Rood*, Nature, **257**, 294, 1975.
9. *M.Seldner, P.J.E.Peebles*, Astrophys. J., **215**, 703, 1977.
10. *R.S.Bogart, R.V.Wagoner*, Astrophys. J., **181**, 609, 1973.
11. *M.G.Hauser, P.J.E.Peebles*, Astrophys. J., **185**, 757, 1973.
12. *C.A.Collins et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **274**, 1071, 1995.
13. *C.Ahn et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **203**, 21, 2012.

14. *A.Oemler*, *Astrophys. J.*, **194**, 1, 1974.
15. *H.Butcher, Jr.A.Oemler*, *Astrophys. J.*, **219**, 18, 1978.
16. *A.Dressler*, *Astrophys. J.*, **236**, 351, 1980.
17. *A.Dressler et al.*, *Astrophys. J.*, **490**, 577, 1997.
18. *T.Treu et al.*, *Astrophys. J.*, **591**, 53, 2003.
19. *M.L.Balogh, J.F.Navarro, S.L.Morris*, *Astrophys. J.*, **540**, 113, 2000.
20. *B.M.Poggianti et al.*, *Astrophys. J.*, **642**, 188, 2006.
21. *P.Capak et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **172**, 284, 2007.
22. *E.Hubble, M.L.Humason*, *Astrophys. J.*, **74**, 43, 1931.
23. *J.Melnick, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, **215**, 401, 1977.
24. *K.-H.Schmidt, P.Bohm, H.Elsasser*, *Astron. Nachr.*, **318**, 81, 1997.
25. *A.Klypin et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **454**, 1798, 2014.
26. *Y.Zhang, J.Dietrich, T.A.McKay et al.*, *Astrophys. J.*, **773**, 115, 2013.
27. *I.Strateva, Ivezić, G.R.Knapp et al.*, *Astron. J.*, **122**, 1861, 2001.
28. *G.A.Mamon, T.Sanchis, E.Salvador-Solé et al.*, *Astron. Astrophys.*, **414**, 445, 2004.
29. *S.P.D.Gill, A.Knebe, B.K.Gibson*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **356**, 1327, 2005.
30. *K.Rines, M.J.Geller, M.J.Kurtz et al.*, *Astron. J.*, **130**, 1482, 2005.
31. *K.A.Pimbblet*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **411**, 2637, 2011.
32. *H.Muriel, V.Coenda*, *Astron. Astrophys.*, **564A**, 85, 2014.
33. *S.Adhikari, N.Dalal, R.T.Chamberlain*, *JCAP*, **7**, 22, 2016.

ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛАЗАРА OJ 287 В РАДИО И ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНАХ

А.СУХАРЕВ^{1,2}, М.РЯБОВ², В.БЕЗРУКОВС¹, А.ОРБИДАНС¹,
М.БЛЕЙДЕРС¹, С.УДОВИЧЕНКО³, Л.КЕЙР³,
И.ЭГЛИТИС⁴, П.ДУБОВСКИЙ⁵

Поступила 28 июня 2019

Принята к печати 18 декабря 2019

Внегалактический радиоисточник OJ 287 является одним из наиболее исследуемых блазаров. По этому источнику накоплено огромное количество данных (в радиодиапазоне за время более 40 лет и в оптическом диапазоне - более 100 лет). В связи с возможным наличием в этом радиоисточнике системы двойной черной дыры, которая включает центральный объект и его спутник, представляют интерес исследования быстрых вариаций радиопотока и звездной величины этого объекта с характерными временами от нескольких часов до нескольких дней. В данной работе представлены результаты поисковых исследований внутрисуточной (IDV) и межсуточной переменности радиоисточника OJ 287 (март-май 2019) на частотах 6.1, 6.7 ГГц на телескопах VIRAC (Ventspils International Radioastronomy Center, Латвия), в сравнении с оптической переменностью в фильтрах V , R , I (апрель-май 2019). Оптические кривые блеска были получены на 1.2-м телескопе системы Шмидта в астрономической обсерватории Балдоне, Латвия, 1-м телескопе VNT в Вигорлатской астрономической обсерватории (Словакия) и на телескопе АЗТ-3 наблюдательной станции Маяки Астрономической обсерватории ОНУ им. И.И.Мечникова. Получены сходства долговременных квазипериодов в радио (15, 42 дней) и оптическом (13, 36-37 дней) диапазонах. Минимальное характерное время изменения плотности потока составило 1.4 часа и 0.6 часа на частотах 6.7 и 6.1 ГГц с основными квазипериодами около 5 и 2-3 часа для различных сеансов наблюдений. Также представлено сравнение полученных результатов с результатами других авторов.

Ключевые слова: *внутрисуточная переменность; межсуточная переменность; радиоисточник; периодограмма: OJ 287*

1. **Введение.** История наблюдений лацертиды OJ 287 началась с представления о ней, как о переменной звезде, а в настоящее время этот объект является одним из наиболее широко исследуемых активных ядер галактик. В результате для OJ 287 накоплено множество оптических наблюдений хорошего качества с общей длительностью около 100 лет.

Например, в работе [1] исследуется кривая блеска OJ 287, полученная в фильтре V , из фрагментов разных наблюдений с 1891 по 2010гг. Проведенный авторами статьи гармонический анализ разными методами показал наличие основного квазипериода ~ 12 лет, а также двух квазипериодов ~ 4 и ~ 1.7 года.

Следует отметить, что двенадцатилетний квазипериод, обнаруженный в

оптическом диапазоне (предполагаемый период обращения черной дыры-спутника), применен для расчета модели двойной черной дыры, которая описывает многие наблюдательные особенности вариаций блеска OJ 287 и подробно рассмотрена, например, в работе [2]. В работе [3] исследуются *UBVRI* кривые блеска BL Lac, из которых самый длительный ряд получен в фильтре *B* с 1896 по 1996гг. Анализ данных методом Юркевича показал наличие наиболее вероятного квазипериода ~ 14 лет и слабого квазипериода ~ 7.5 лет, а также серии более коротких квазипериодов $\sim 0.6, 0.9, 2, 3$ года.

Внутрисуточная переменность в радиодиапазоне у OJ 287 зарегистрирована во многих работах разных авторов, однако в связи со сложностью таких наблюдений и ограниченностью во времени на инструментах для регулярных наблюдений, значения квазипериодов не являются надежными. Например, в работе [4] временная шкала изменений плотности потока в радиодиапазоне (5 ГГц) для OJ 287 оценивается как ~ 0.4 и более двух дней, в оптическом диапазоне, за то же время наблюдений, получены значения квазипериодов в 0.5 и 1.3 дня в фильтре *R*. В оптическом диапазоне временная шкала вариаций блеска часто меньше часа и достигает нескольких минут. В работе [5] обнаружена переменность с характерными временами 34.4, 45.6, 51.3 минуты в фильтрах *V, R, I*.

В радиодиапазоне для OJ 287 преобладающими являются квазипериоды ~ 1.1 и 1.6 года [6] и $\sim 0.5, 1.1, 2.5$ лет [7] на частоте 14.5 ГГц. В то время как более длительные вариации плотности потока у этого источника уже неявные и возможная цикличность трудноразличима на фоне высокоамплитудной быстрой переменности, что выражается в разбросе значений вероятных квазипериодов при расчете разными методами.

В данной работе поставлена задача проведения исследований быстрой переменности OJ 287 в радио и оптическом диапазонах. Перспектива таких наблюдений заключается в том, что они проводятся на одинаковых временных интервалах. В связи с большой зависимостью оптических наблюдений от погоды, наблюдения велись на телескопах, расположенных на близких меридианах, но при этом далеко разнесенных по широте от Латвии до Словакии и до самой южной точки - наблюдательной станции в Украине.

В основе данной работы лежат наблюдения на 16-м и 32-м радиотелескопах VIRAC, где в течение 2017-2018гг. проведено полное исследование антенн радиотелескопов, выполнены десятки наблюдательных сессий, решено множество технических проблем для обеспечения высококачественных прецизионных наблюдений AGN с высоким временным разрешением. В оптическом диапазоне наблюдения проведены на телескопе АЗТ-3 в фильтрах *R* и *V*, а также на 1-м телескопе VNT в фильтрах *V, R, I* и 1.2-м камере Шмидта Астрономической обсерватории Балдоне в фильтре *R*. Причины внутрисуточной

переменности ОJ 287 остаются неясными. Они могут быть связаны как с процессами в самом источнике, так и проявляться под влиянием космической среды. Возможно сосуществование двух причин с различной степенью вклада в радио и оптическом диапазонах.

2. Наблюдения и инструменты.

2.1. *Радиотелескопы.* Наблюдения радиоисточника ОJ 287 в основном выполнены на 16-м радиотелескопе, а с 23 апреля по 9 мая 2019г. наблюдения были выполнены на 32-м радиотелескопе. Обе антенны оснащены криогенными широкополосными приемниками полной мощности в правой и левой круговых поляризациях, которые охлаждаются жидким гелием. Рабочие частоты 5, 6.1, 6.7, 8.4 ГГц. С мая 2019г. на 32-м антенну дополнительно установлен неохлаждаемый SDR приемник L-диапазона, 1.6 ГГц. Основные параметры 16-м радиотелескопа указаны ниже в табл.1. В качестве калибровочных применялись высокостабильные радиоисточники 3C 196 и 3C 286, длительные наблюдения которых показали "ровный" вид кривых блеска с малым разбросом точек.

Одно измерение плотности потока S_ν радиоисточника занимает около 20с. Семь последовательных измерений на одной частоте усредняются для уменьшения влияния атмосферных помех. Количество получаемых отсчетов плот-

Таблица 1

ТАБЛИЦА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ 16-м РАДИОТЕЛЕСКОПА

Охлаждаемая приемная система для частотного диапазона С/М/Х	Производитель: ТТИ, Испания Частотный диапазон: 4500 - 8800 MHz RHCP/LHCP Полоса регистрации: 1000 - 1200 MHz Доступные поддиапазоны: C1: 4500 - 5500 MHz, LO = 4100 MHz C2: 5400 - 6400 MHz, LO = 5000 MHz C3: 6400 - 7600 MHz, LO = 6100 MHz C4: 7600 - 8800 MHz, LO = 7300 MHz SEFD (C1/C2/C3/C4 для всех диапазонов): 540 - 700 Jy G/T: 56 - 60 dB/K Усиление: ≈ 0.05 K/Jy, 59 dBi Системная температура: 30 - 50 K в зависимости от угла наклона HPBW @ 8400 MHz: 0.156 deg или 10 arcmin
Параметры системы позиционирования антенны:	Разработчик: МТМ Mechatronics, Германия Азимут/Угол места диапазон: -328...+328 deg/+2.5...94 deg Азимут/Угол места максимальная скорость: 5/4 deg/s Азимут/Угол места максимальное ускорение: 1.5/2 deg/s/s Азимут/Угол места точность слежения: 3.3/3.3 arcsec (RMS) Азимут/Угол места точность наведения: 23/54 arcsec (RMS) Режимы работы: Таблица координат; таблица поправок; TLE (для спутников)

ности потока за сутки изменяется в зависимости от загруженности телескопа другими научными программами и обычно составляет 100-700 точек. Подробнее об исследовании параметров антенны 16-м радиотелескопа и методике получения отсчетов плотности потока в ясных изложено в работе [8], аналогичные исследования были проведены и для 32-м радиотелескопа.

2.2. Оптические телескопы. Наблюдения в оптическом диапазоне выполнены на следующих телескопах: АЗТ-3, VNT и камере Шмидта.

Краткие параметры этих телескопов приведены в табл.2.

Таблица 2

**ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ,
ЗАДЕЙСТВОВАННЫХ В НАБЛЮДЕНИЯХ ЛАЦЕРТИДЫ ОJ 287**

АЗТ-3	Камера Шмидта	VNT
Диаметр: 480-мм Фокальное расст.: 2024-мм Камера: UAI CCD ICX429ALL Поле зрения: 12'.0 x 8'.5 Предельная величина: 17 ^m	Диаметр: 1.2-м Фокальное расст.: 2.4-м Камера: SBIG CCDs STX-16803 16 mpx Размер пикселя 9 x 9 мкм Поле зрения: 1° x 1° Предельная величина: 21 ^m	Апертура: 1000-мм Фокальное расст.: 9000-мм CCD: FLI PL 1001E 1024 x 1024 px Поле зрения: 9'.47 x 9'.47

2.3. Методы обработки наблюдательных данных. Для расчета периодограмм и определения значений вероятных квазипериодов, применен метод Ломба-Скаргла [9]. Однако в своей "оригинальной" форме этот метод при большом объеме данных довольно медленный. В связи с этим в работе использовался модифицированный "быстрый" метод Ломба-Скаргла на основе быстрого преобразования Фурье, предложенный в работе [10]. При построении периодограммы применялось спектральное окно Кайзера-Бесселя с параметром сглаживания α равным 4. Это позволяет уменьшить эффект "растекания спектра" и ослабить ложные пики на периодограмме [11] ценой незначительного снижения частотного разрешения.

При анализе отдельных сеансов наблюдений, для проверки нормальности статистического распределения применялись статистические тесты Колмогорова-Смирнова и Крамера-Мизеса, что позволяет приблизительно установить - являются ли анализируемые данные шумовыми [12]. Для отдельных сессий наблюдений применялась Фурье-интерполяция с последующим обнулением частот за пределами исходной частоты Найквиста (чтобы избежать искажений спектра временного ряда) [13]. Это позволило улучшить выделение на периодограмме максимумов, соответствующих низкоамплитудным квазигармоническим вариациям, что важно при анализе IDV (внутрисуточной) переменности.

3. Результаты.

3.1. *Радиодиапазон.* В радиодиапазоне наблюдения радиоисточника ОJ 287 проводились с 28 марта по 15 мая 2019г. Изначально планировались наблюдения на частотах 5, 6.7 и 8.4 ГГц, однако впоследствии оказалось, что на частотах 5 и 8.4 ГГц проявляются сильные помехи и шумы, поэтому дальнейшие наблюдения велись регулярно на 6.7 ГГц (как основной) частоте, с дополнительными наблюдениями на частоте 6.1 ГГц (10-15 мая). На частоте 6.7 ГГц получено 4678 отсчетов плотности потока, что позволило во многих наблюдательных сессиях зафиксировать проявление IDV и определить характерное время этих быстрых вариаций.

На рис.1 показан график наблюдений ОJ 287, 6.7 ГГц, сглаженных скользящим средним (интервал сглаживания 8 точек, степень полинома 2).

Для определения характерного времени внутрисуточных вариаций (IDV) необходимо рассмотреть каждый сеанс наблюдения, поскольку на периодограммах для RCP и LCP низкоамплитудные быстрые вариации потока "заглушаются" мощным суточным периодом и его гармониками. Его появление

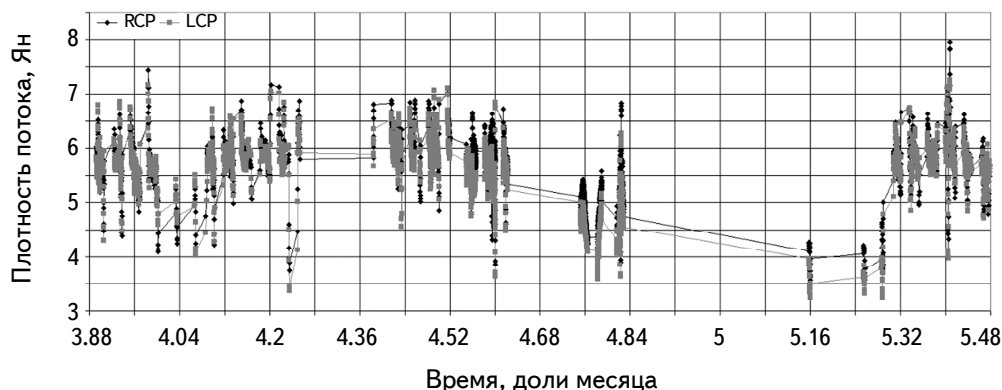


Рис.1. График сглаженных данных для ОJ 287 в правой (RCP) и левой (LCP) круговых поляризациях на частоте 6.7 ГГц. Хорошо заметно долговременное изменение плотности потока. Вертикальные "полоски" распределения данных представляют отдельные сеансы наблюдений.

связано с тем, что наблюдения на радиотелескопах проводятся с перерывами (поскольку есть другие научные программы) и в данных появляются повторяющиеся разрывы, что приводит к появлению максимума на периодограмме с периодом 24 часа. Характерное время наиболее длительного, трендового изменения плотности потока оценено вписыванием синусоиды в данные наблюдений методом наименьших квадратов. Примеры показаны на рис.2. Максимумы на периодограмме идентифицируются с помощью процедуры обнаружения локальных максимумов, которая основана на интерполяции периодограммы кубическим сплайном [14].

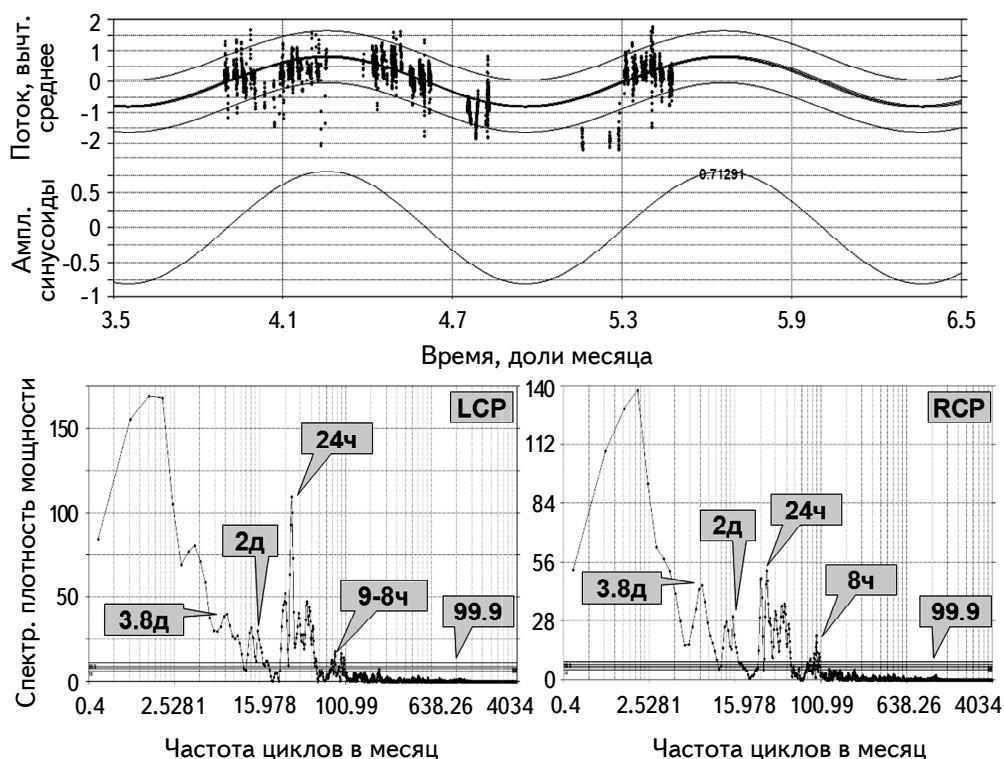


Рис.2. Пример аппроксимации исходных данных (вычтено среднее значение) (вверху) и периодограммы (внизу) для OJ 287 6.7 ГГц. Здесь $R^2 = 0.474$ - коэффициент детерминации, $SE = 0.433$ - стандартная ошибка аппроксимации, $F = 1926.100$ - значение F-статистики. На периодограммах флажками обозначены значения квазипериодов в часах (h) и днях (d), флажок 99.9 обозначает уровень значимости, показывающий, что вероятность только 1 из 1000 случайных наборов данных может дать максимум на периодограмме выше этого уровня. Самый высокий максимум на периодограммах соответствует значению около 15 дней.

Начальные значения частот, амплитуд и фаз гармоник, полученные из периодограммы, использовались для построения тригонометрического полинома путем "уточнения" начальных значений итерационным методом Левенберга-Марквардта [15] до наилучшего совпадения аппроксимирующего ряда с исходными данными. Пример показан на рис.3.

Рассмотрим отдельные сеансы наблюдений, примеры показаны на рис.4.

Анализ отдельных сеансов наблюдений (где были значимые максимумы на периодограммах) показал, что на частотах 6.7 и 6.1 ГГц основные значения квазипериодов быстрых вариаций близки к 5 и 2 часам. В некоторые сеансы наблюдений проявлялся также квазипериод около 3 часов. Пример для частоты 6.1 ГГц показан на рис.5.

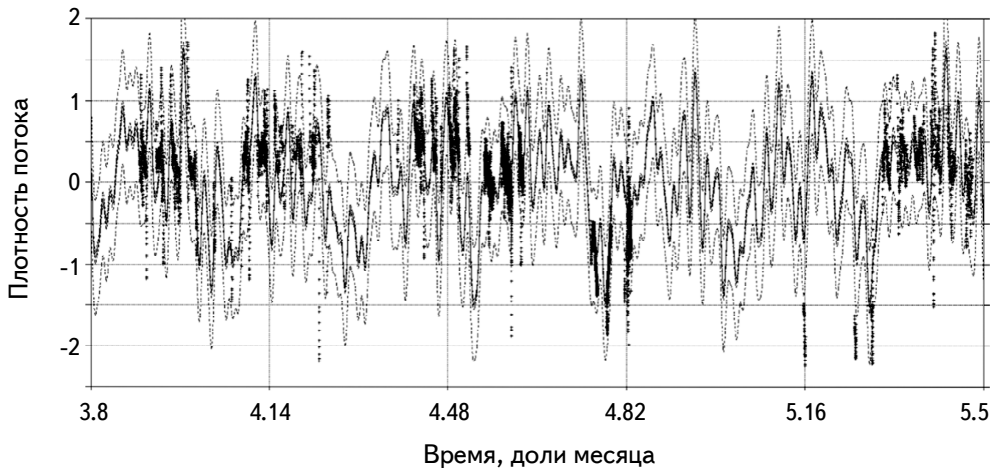


Рис.3. Пример аппроксимации сглаженных наблюдений (вычтено среднее значение) OJ 287, 6.7 ГГц (LCP) тригонометрическим полиномом, составленных из 12 синусоид, соответствующих максимумам периодограммы, превышающих 99.9 уровень значимости. Здесь $R^2 = 0.650$ - коэффициент детерминации, $SE = 0.354$ - стандартная ошибка аппроксимации, $F = 678.559$ - значение F-статистики. Пунктирные линии обозначают 95% интервал предсказания, которые показывают диапазон Y для данного X , где существует 95% вероятность того, что следующее значение Y будет получено на основе аппроксимации имеющихся значений.

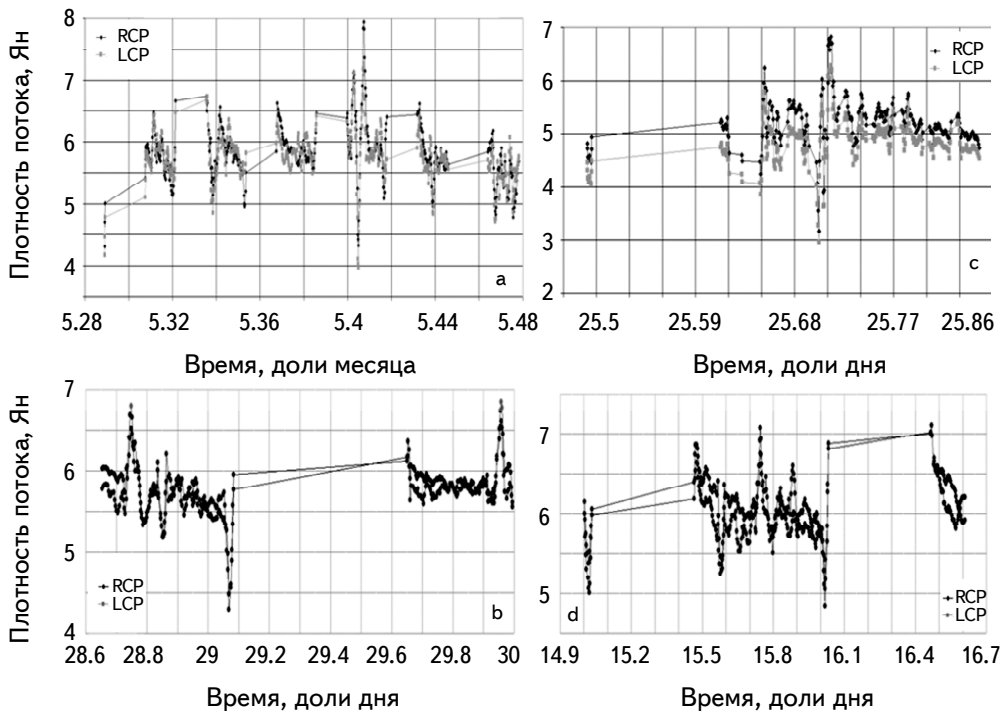


Рис.4. а) Фрагмент данных с 9 по 15 мая 2019; б) фрагмент данных с 28 по 29 марта 2019; в) фрагмент данных 25 апреля 2019; д) фрагмент данных с 15 по 16 апреля 2019.

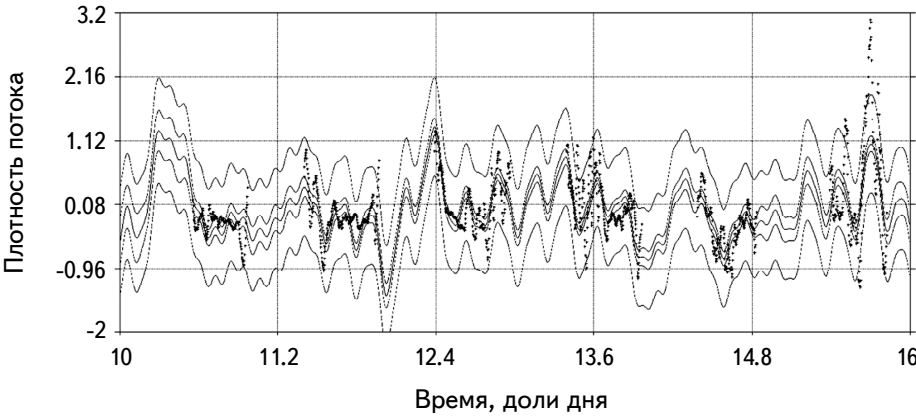


Рис.5. Пример тригонометрического полинома для OJ 287 (вычтено среднее значение), 10-15 мая 2019, 6.1 ГГц (RCP). Периоды синусоид: 3.3 дня, 24, 16, 12, 5.3 и 2.4 часа. Здесь $R^2 = 0.515$ - коэффициент детерминации, $SE = 0.400$ - стандартная ошибка аппроксимации, $F = 46.531$ - значение F-статистики.

3.2. *Оптический диапазон.* В оптическом диапазоне наблюдения выполнены в фильтрах V, R (АЗТ-3); V, R, I (VNT); R (камера Шмидта). Интервалы времени наблюдений и количество отсчетов звездной величины показаны в табл.3.

Таблица 3

ИНТЕРВАЛЫ ВРЕМЕНИ НАБЛЮДЕНИЙ И КОЛИЧЕСТВО ПОЛУЧЕННЫХ ОТСЧЕТОВ ЗВЕЗДНОЙ ВЕЛИЧИНЫ В РАЗНЫХ ФИЛЬТРАХ ДЛЯ ТРЕХ ТЕЛЕСКОПОВ

Телескоп	Время наблюдений	Количество точек
АЗТ-3	2 марта - 26 апреля, 2019	1040 (V) 977 (R)
VNT	1 апреля - 8 мая, 2019	182 (V) 179 (R) 185 (I)
Камера Шмидта	5 апреля - 7 мая, 2019	255 (R)

Кривые блеска OJ 287 показаны на рис.6. Наблюдения на телескопе АЗТ-3 приведены к стандартной фотометрической системе по следующим формулам:

$$V_{st} = \Delta V_{inst} + \varepsilon_V \Delta(B - V) + V_{comp}, \quad R_{st} = \Delta R_{inst} + \varepsilon_R \Delta(V - R) + R_{comp},$$

где V_{st}, R_{st} - звездные величины в стандартной системе, $\Delta V_{inst}, \Delta R_{inst}$ - разность звездных величин переменной звезды и звезды сравнения, $\varepsilon_V, \varepsilon_R$ - цветовые коэффициенты трансформации [29], $\Delta(B - V), \Delta(V - R)$ - разность показателей

цвета переменной звезды и звезды сравнения, V_{comp} , R_{comp} - звездные величины звезды сравнения в стандартной системе [16].

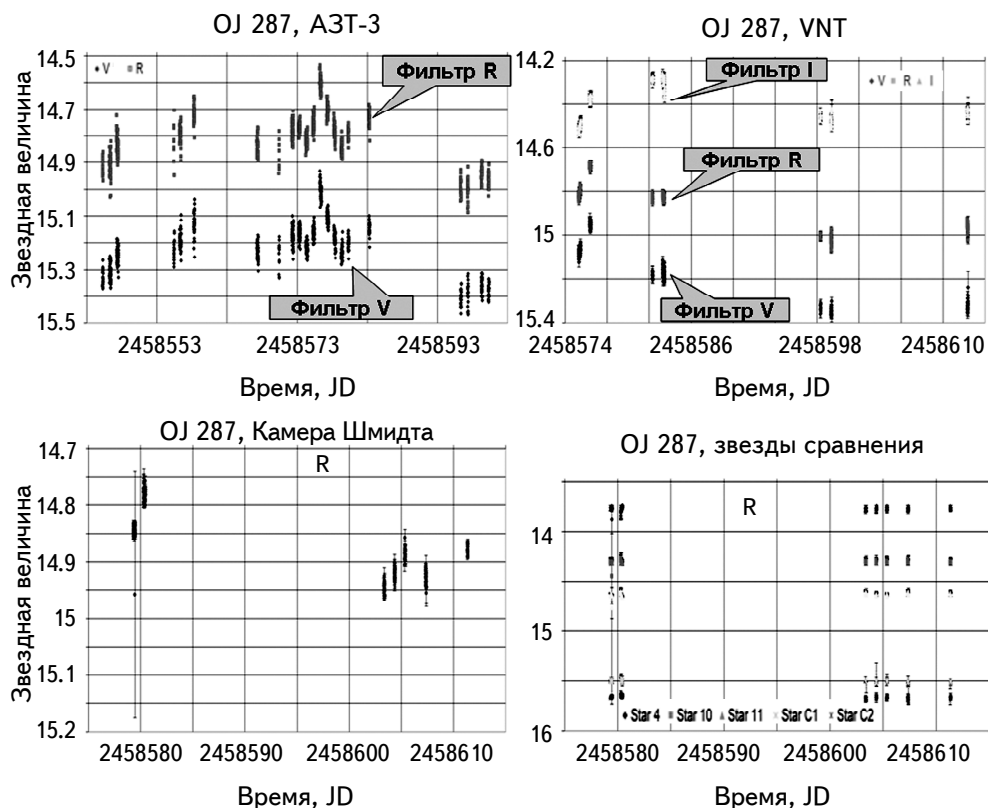


Рис.6. Кривые блеска OJ 287 в фильтрах V , R , I , а также кривые блеска, показывающие стабильность звезд сравнения (взятых из работы [17]) в фильтре R по наблюдениям в Балдоне, Латвия.

Рассмотрим аппроксимации оптических наблюдений с одной или несколькими синусоидами, методом наименьших квадратов, для определения характерных времен изменения блеска OJ 287. Однако, поскольку количество наблюдений невелико, приведенные результаты можно рассматривать пока как предположительные. Ниже показаны примеры на рис.7.

По наблюдениям в Астрономической обсерватории Одесского университета на телескопе АЗТ-3 (самые длительные наблюдения) в фильтрах V , R характерное время изменения блеска 13 дней. Также присутствует трендовая волна около 60 дней. Для определения характерного времени внутрисуточной переменности, данные наблюдений были сглажены скользящим средним с шириной окна 8 точек, а затем дифференцированы (с последующей нормализацией на стандартное отклонение). Процедура дифференцирования временного ряда

подавляет долговременные (трендовые) вариации и усиливает кратковременные [18]. В результате минимальные характерные времена изменения блеска определены как 0.9 часа (фильтр *I*) и 1.1 часа (фильтр *R*). Довольно близкая к 1 часу квазипериодическая переменность OJ 287 в оптическом диапазоне отмечается в работах [19,20] с значением характерного времени около 40 минут.

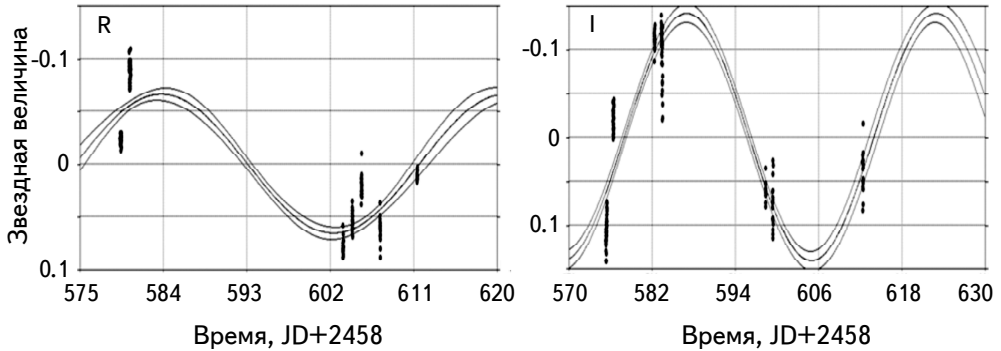


Рис.7. Примеры аппроксимации одной синусоидой наблюдений в фильтре R (обсерватория Балдоне) (слева) и в фильтре I (Вигорлатская обсерватория) (справа). Параметры аппроксимации кривой блеска в фильтре R: $R^2 = 0.814$, $SE = 0.025$, $F = 548.024$, в фильтре I: $R^2 = 0.802$, $SE = 0.039$, $F = 369.365$. В обоих случаях получены близкие значения (37 и 36 дней) характерного времени изменения блеска, соответственно.

Рассмотрим показатель цвета $V-R$. Его график показан на рис.8. Видно, что у показателя цвета отсутствует какой-либо тренд со временем (кроме некоторых ночей, где есть слабый линейный тренд) и он больше нуля (значит, объект излучает больше красного света) и нет выраженной зависимости

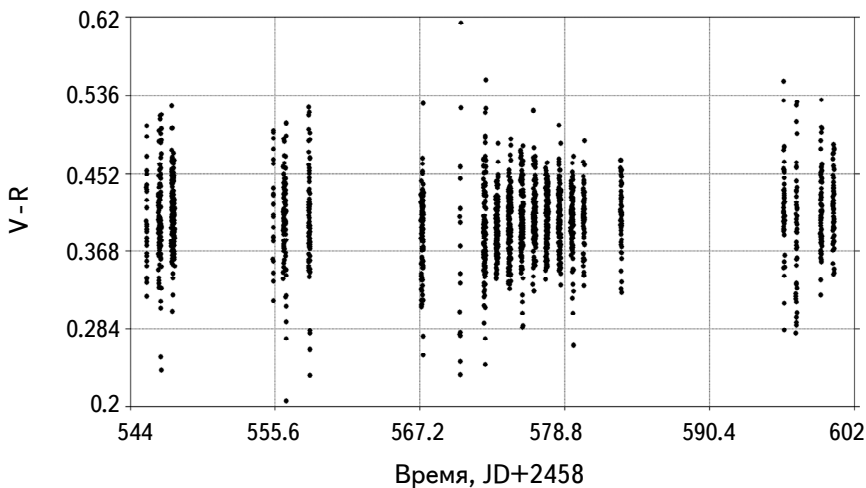


Рис.8. Показатель цвета $V-R$ (среднее значение $0^m.402$) по наблюдениям на телескопе АЗТ-3.

цвета от яркости.

4. *Обсуждение.* Сравнение радио и оптических наблюдений лацертиды ОJ 287 показало ряд интересных результатов. Кривая изменения плотности потока на частоте 6.7 ГГц содержит вклады как долговременной переменности от нескольких дней (2 и 3–4 дня) до, возможно, нескольких десятков дней (15 и 42 дня), так и внутрисуточной (IDV) переменности. Однако ее анализ затруднен значительным влиянием разрывов в данных, что проявляется в виде мощного суточного периода и его гармоник. Для минимизации этого эффекта были проанализированы отдельные наблюдательные сессии, в которых было наличие IDV (гипотеза о нормальности в статистическом тесте отклонялась). Таким образом, значимые характерные времена вариаций потока оказались близки к 5 и 2–3 часам. Минимальное значимое (на доверительном уровне периодограммы 95% и выше) характерное время составило приблизительно 1.4 часа на частоте 6.7 ГГц и 0.6 часа на частоте 6.1 ГГц. IDV появляется и исчезает в разные наблюдательные сессии. Чтобы уловить этот эффект, в будущих радионаблюдениях планируется увеличить временное разрешение и длительность отдельных наблюдательных сессий в свободное от других исследовательских программ время.

Для сравнения рассмотрим исследования быстрой переменности ОJ 287 в радиодиапазоне, выполненные другими авторами. В работе [21] зарегистрирована переменность на длине волны 7 мм с четким периодом 35 мин в течение февраля 1986 г. Однако в следующем году этот период не подтвердился. В работе [22] сообщается об обнаружении квазипериодических вариаций радиопотока с характерным временем 15.7 мин. По наблюдениям ОJ 287 на системе апертурного синтеза VLA была обнаружена очень быстрая, но нерегулярная переменность на частотах 5, 15 и 22 ГГц в работе [23]. Таким образом, анализ публикаций показывает, что наблюдений IDV данного объекта в радиодиапазоне сравнительно немного, поэтому наблюдения, проводимые в Вентспилском Международном Радиоастрономическом центре особенно актуальны.

Обобщая наблюдения, выполненные в трех обсерваториях в оптическом диапазоне, можно сказать, что у ОJ 287 заподозрена переменность с характерным временем 36–37 дней (по данным Вигорлатской и Балдоне обсерваторий), что, однако, требует уточнения по причине небольшого количества наблюдательных сессий. Это довольно близко к долговременному 42-дневному предположительному циклу на частоте 6.7 ГГц. Возможный квазипериод около 13 дней по данным наблюдений на телескопе АЗТ-3 близок к значению в 15 дней на частоте 6.7 ГГц.

Рассмотрим теперь работы авторов, посвященные быстрым вариациям ОJ 287 в оптическом диапазоне. Квазипериод величиной 40 дней уверенно

обнаружен в работе [24] по наблюдениям в 1994-1996 и 2005гг. Авторы связывают этот 40-дневный период со спиральной структурой магнитного поля у основания струи или с орбитальным движением вблизи основной центральной черной дыры. В работе [25] при анализе долговременных кривых блеска обнаружены вариации звездной величины с характерными временами в интервале 4-10 дней, что близко к 13-дневному циклу в данных АЗТ-3 и к 15-дневному циклу на частоте 6.7 ГГц, а также 3-4-дневным вариациям плотности потока на 6.1 и 6.7 ГГц. Периодический компонент с характерным временем около 50 дней (что близко к значению 60 дней по данным наблюдений на АЗТ-3) на кривой блеска по наблюдениям в фильтре R с интервалом времени 2004-2006гг., а также квазипериодический компонент в 3.5 дня, были обнаружены в работе [26]. Авторами объясняется 50-дневный период как период спиральной волны во внутренней части аккреционного диска.

Таким образом, в данной работе найдено соответствие между долговременными квазипериодами в радио и оптическом диапазонах, а также хорошее соответствие полученных значений квазипериодов в этой работе с результатами других авторов. Это показывает взаимосвязь физических процессов, формирующих наблюдаемые кривые блеска в радио и оптическом диапазонах. По используемым в этой работе наблюдениям IDV в оптическом диапазоне является нерегулярной, а показатель цвета $V-R$ не показывает трендовых изменений. Однако во многих других работах наблюдался тренд показателя цвета. При этом, во время вспышек OJ 287 становился более "голубым" [27]. Также в этой работе показано, что IDV на протяжении интервала наблюдений носила нерегулярный характер. Помимо быстрых вариаций плотности потока, следует отметить наличие ярко выраженной долговременной квазигармонической переменности OJ 287 в радиодиапазоне, которая позволяет выполнять кратковременные прогнозы развития его активности, что подробно рассмотрено, например, в работе [28].

5. Заключение.

1. Проведена инициативная программа квазиодновременных наблюдений внутрисуточной переменности лацертиды OJ 287 в радио и оптическом диапазонах.

2. Проведен анализ радионаблюдений на частотах 6.1 и 6.7 ГГц, полученных на 16-м и 32-м радиотелескопах Вентспилского Международного Радио-астрономического Центра, в марте-мае 2019г.

3. В радиодиапазоне основные квазипериоды имеют значения ~ 15 , 3-4 дня и, возможно, ~ 1.4 месяца. Возможные периоды внутрисуточной переменности в радиодиапазоне ~ 5 и 2-3 часа с минимальными характерными временами переменности 1.4 часа (6.7 ГГц) и 0.6 (6.1 ГГц) часа.

4. Проведено сравнение основных квазипериодов в радиодиапазоне с

предположительными квазипериодами в оптическом диапазоне (фильтры V , R , I), по данным наблюдений Одесской (Украина), Вигорлатской (Словакия) и Балдоне (Латвия) обсерваторий.

5. В оптическом диапазоне IDV являлась нерегулярной. Возможные долговременные квазипериоды ~60, 36-37, 13 дней.

6. Показатель цвета $V-R$ не показал трендовых изменений на интервале времени наблюдений.

7. Оптическая вспышка 2 апреля пришлась на минимум плотности потока на частоте 6.7 ГГц.

8. Повышенная яркость в оптическом диапазоне 6 апреля, возможно, соответствует небольшому и резкому увеличению плотности потока на 6.7 ГГц, произошедшему 7 апреля.

9. Полученные результаты показывают перспективность дальнейшего проведения исследований на основе используемых инструментов и методов обработки. Это позволит по мере накопления данных выявить взаимосвязь внутрисуточной переменности OJ 287 в радио и оптическом диапазоне и определить его природу.

Работа Артема Сухарева профинансирована постдокторским грантом ЕФРР № 1.1.1.2/VIAA/2/18/363 "Исследование внутрисуточной и межсуточной переменности различных типов внегалактических радиоисточников на телескопах Вентспилсского Международного радиоастрономического центра (RISE)".

Проект выполняется в Вентспилсском Университете Прикладных Наук.

¹ Вентспилсский Международный Радиоастрономический центр (VIRAC), Латвия, e-mail: artem.sukharev@venta.lv

² Радиоастрономический институт НАН Украины

³ Астрономическая обсерватория Одесского Национального университета им. И.И.Мечникова, Украина

⁴ Астрономическая обсерватория Балдоне Рижского университета, Латвия

⁵ Вигорлатская астрономическая обсерватория, Словакия

RESEARCH FAST VARIABILITY OF BLAZAR OJ 287 IN RADIO AND OPTICAL RANGES

A.SUKHAREV^{1,2}, M.RYABOV², V.BEZRUKOV¹, A.ORBIDANS¹,
M.BLEIDERS¹, S.UDOVICHENKO³, L.KEIR³, I.EGLITITS⁴, P.DUBOVSKY⁵

The extragalactic radio source OJ 287 is one of the most studied blazars. A huge amount of data has been accumulated over it (in radio range for more

than 40 years and in optical range for more than 100 years). In connection with possible presence of double black hole system in this radio source, which includes central object and its satellite, it is of interest to study fast variations of the radio flux and optical magnitude of this object with characteristic times from several hours to several days. This paper presents results of search and study of intraday (IDV) and interday variability of OJ 287 radio source (March-May 2019) at frequencies 6.1, 6.7 GHz on VIRAC telescopes (Ventspils International Radioastronomy Center, Latvia), in comparison with optical variability in filters V, R, I (April-May 2019). Optical light curves were obtained on 1.2-m Schmidt telescope at the Baldone Astronomical Observatory, Latvia, on 1-m VNT telescope at the Vihorlat Astronomical Observatory (Slovakia), and AZT-3 telescope at the Mayaki Astronomical Observatory of Odessa I.I. Mechnikov National University (Ukraine). Similarities of long-term quasiperiods in radio (15, 42 days) and optical (13, 36-37 days) ranges are obtained. Minimum characteristic time of changes in flux density was 1.4 hours and 0.6 hours at frequencies 6.7 and 6.1 GHz with main quasiperiods of about 5 and 2-3 hours for different observation sessions. Comparison of results obtained in this work with results of other authors is also presented.

Keywords: *intraday variability: interday variability: radio source: periodogram: OJ 287*

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Tang, H.J.Zhang, Q.Pang, Astron. Astrophys., **35**, 301, 2014.
2. M.Valtonen, S.Ciprini, Memorie della Societa Astronomica Italiana, **83**, 219, 2012.
3. J.H.Fan, G.Z.Xie, E.Pecontal et al., Astrophys. J., **507**, 173, 1998.
4. X.Liu, P.P.Yang, J.Liu et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **469**, 2457, 2017.
5. W.Zeng, Q.J.Zhao, Ze-Jun Jiang et al., Galaxies. **5**, 85, 2017.
6. P.A.Hughes, H.D.Aller, M.F.Aller et al., Astrophys. J., **503**, 662, 1998.
7. T.Jie, Scientia Sinica Physica, Mechanica & Astronomica, **44**, 771, 2014.
8. M.Bleiders, A.Orbidans, Vl.Bezrukovs, Latvian Journal of Physics and Technical Sciences, **54**, 6, 2017.
9. J.T. Van der Plas, Astrophys. J. Suppl. Ser., **236**, 16, 2018.
10. W.H.Press, G.B.Rybicki, Astrophys. J., **338**, 277, 1989.
11. P.Kataria, R.Mehra, International Journal of Science, Engineering and Technology Research (IJSETR), **2**, 1691, 2013.
12. I.A.Ahmad, A.R.Mugdadi, Journal of Nonparametric Statistics, **15**, 273, 2003.
13. T.J.Cavicchi, IEE Proceedings F-Radar and Signal Processing, **139**, 207, 1992.
14. D.Ventzas, N.Petrellis, Peak searching algorithms and applications. The IASTED

International Conference on Signal and Image Processing and Applications. SIPA 2011, June 22-24, 2011 in Crete, Greece.

15. *M.K. Transtrum, J.P. Sethna*, arXiv:1201.5885v1 [physics.data-an], 2012.
16. *D. Boyd*, JAAVSO, **40**, 990, 2012.
17. *M. Fiorucci, G. Tosti*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **116**, 403, 1996.
18. *Н.А. Садовникова, Р.А. Шмойлова*, Анализ временных рядов и прогнозирование. Вып. 3: Учебно-методический комплекс, М., Изд. Центр ЕАОИ, 2009, с.264.
19. *N. Visvanathan, J.L. Elliot*, Astrophys. J., **179**, 721, 1973.
20. *L. Carrasco, D. Dultzin-Hacyan, I. Cruz-Gonzalez*, Nature, **314**, 146, 1985.
21. *W.M. Kinzel, R.L. Dickman, C.R. Predmore*, Nature, **331**, 48, 1988.
22. *E. Valtaoja, H. Lehto, P. Teerikorpi et al.*, Nature, **314**, 148, 1985.
23. *J.W. Dreher, D.H. Roberts, J. Lehar*, Nature, **320**, 239, 1986.
24. *Wu. Jianghua, Xu. Zhou, Xue-Bing Wu et al.*, Astron. J., **132**, 1256, 2006.
25. *Y. Liu, J.H. Fan, H.G. Wang et al.*, Proceedings of the International Astronomical Union, **8**, 269, 2013.
26. *P. Pihajoki, M. Valtonen, S. Ciprini*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **434**, 3122, 2013.
27. *A.C. Gupta, P.J. Wiita, H. Gaur et al.*, Astron. J., **157**, 95, 2019.
28. *A.L. Sukharev, M.I. Ryabov, G.I. Donskikh*, Astrophysics, **59**, 213, 2016.
29. *S.N. Udovichenko*, Odessa Astron. Publ., **25**, 32, 2012.

ПАНОРАМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК С ОЧАГАМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ SBS0750+603B

С.А.АКОПЯН¹, С.Н.ДОДОНОВ², А.В.МОИСЕЕВ², А.А.СМИРНОВА²

Поступила 19 сентября 2019

Принята к печати 18 декабря 2019

В рамках изучения выборки галактик звездформирующей активности представлены результаты детальных исследований SBS0750+603B, полученные проведением 3D-спектроскопии объекта. Наблюдения проводились с 6-м телескопом Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН с использованием мультиспектрального спектрографа MPFS. Анализ поверхностных распределений основных параметров излучения галактики в балмеровской линии $H\alpha$ водорода и запрещенных линиях дублетов азота [NII] 6548, 6583 и серы [SII] 6716, 6731, при использовании данных из астроархивов, выявил особенности морфологии и кинематики объекта. В структуре SBS0750+603B выделяются две основные компоненты, А и В, с которыми ассоциируются две наблюдаемые области ионизованного водорода. Приводятся их пространственные характеристики и параметры излучения в зарегистрированных спектральных линиях. В частности, темп звездообразования $SFR(H\alpha)$ в компонентах А и В оценивается скоростями в 0.42 и 0.05 $M_{\odot}/\text{год}$, соответственно, указывая на их существенное отличие. Распределение радиальных скоростей в $H\alpha$ указывает на продольное осевое вращение, в котором отдельно фигурируют два рукава. Их взаимным положением и повышенной концентрацией пыли, наиболее вероятно, обусловлено наличие контрастного, по яркости, плато в центре компоненты А.

Ключевые слова: *3D-спектроскопия; $H\alpha$ -излучение; HII-области; объект: SBS 0750+603B*

1. *Введение.* Представленные в статье результаты детальных исследований галактики SBS0750+603B продолжают серию работ по комплексному изучению выборки, включившей почти 500 галактик диффузной морфологии, отобранных в семи полях [1,4] Второго бюраканского обзора, SBS (Second Byurakan Survey) [2]. По результатам последующей спектроскопии всех объектов выборки [3] были определены, в частности, их красные смещения и тип активности, для чего использовалась адаптированная к полученному спектральному материалу классификационная схема [4]. По типу активности примерно 350 объектов выборки, включая SBS0750+603B, отнесены к галактикам звездформирующей активности, обозначенной в нашей схеме SfG (Star-forming Galaxies).

Первичной задачей детальных исследований галактик является выявление

в их морфологии подструктурных особенностей и связанных с ними физических процессов. Численность подвыборки SfG галактик обеспечивает ее представительность с точки зрения разнообразия морфологической структуры объектов и, в перспективе, - изучение закономерностей и связей на основе статистического анализа накопленных данных.

Однородные данные, полученные проведением панорамной спектроскопии примерно в одном и том же спектральном диапазоне объектов, обеспечивают хорошую эффективность и детальность для изучения и отдельных галактик, и выборки в целом. Наблюдения галактики SBS0750+603B выполнялись с 6-м телескопом БТА САО РАН¹. Основная информация по объекту, доступная из астрономических баз данных, собрана в разделе 2. Краткое описание наблюдений и обработки полученных данных приводится в разделе 3. Результаты, полученные по наблюдениям, рассмотрены в разделах 4-6 и подытожены в разделе 7.

2. Общие сведения по галактике SBS0750+603B. Галактика SBS0750+603B (альтернативно SBS0750+603 и PGC022183) была включена в список объектов Второго Бюраканского обзора по наличию на низкодисперсионном спектре обоих критериев, используемых в SBS для отбора активных объектов, а именно, UV-континуума и эмиссионных линий. По данным NED² объект имеет размеры 0.5×0.3 угл. мин, красное смещение $z=0.03617$ и видимую величину, $m(B)=17^m.8$, и, соответственно, абсолютную величину $M(B)=-17^m.5$, что позволяет ее отнести к карликовым галактикам.

Увидеть сквозь яйцеобразную форму некоторые детали морфологии галактики позволяют снимки обзора, проведенного оптическим телескопом Хаббл, HLA

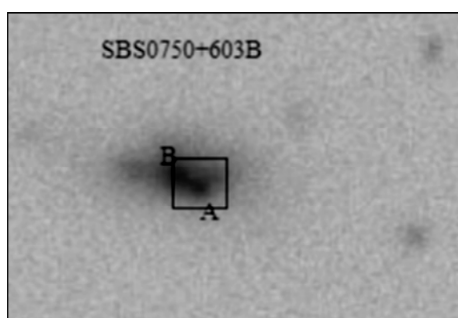


Рис.1. Галактика SBS0750+603B на снимке, полученном телескопом Хаббл (HLA), заимствованном из архива PanSTARRS. Темным квадратом на снимке показаны примерные границы поля MPFS, зарегистрированного во время наших наблюдений.

¹ <https://www.sao.ru/Doc-en/Telescopes/bta/descrip.html>

² <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

(Hubble Legacy Archive). На рис.1 приводится изображение галактики, полученное с использованием интерактивной базы данных PanSTARRS¹. В качестве основных деталей в морфологии объекта выделяются две компоненты - визуально более яркая, обозначенная на рисунке А, и более диффузная - В. Именно их взаимным расположением определяется позиционный угол галактики $PA \approx 75^\circ$. С компонентой В ассоциируется источник UV-излучения из обзора GALEX², яркость которого в дальнем и ближнем ультрафиолете составляет $fuv_mag = 18^m.70$, $nuv_mag = 18^m.46$, соответственно. Наибольшая яркость SBS0750+603B регистрируется в ИК вблизи 3.4 мкм со значением $w4_mag = 7.62$, согласно данным обзора WISE³.

Исследуемая галактика SBS0750+603B имеет физическую пару [5] - это галактика SBS0750+603A, результаты детальных исследований которой были опубликованы ранее [6]. Пара расположена вне области, покрытой Слоановским обзором, SDSS (Sloan Digital Sky Survey), включая уже реализованную версию DR15. На снимке из DSS, полученном в голубых лучах, две галактики обозначены В и А, соответственно, рис.2а. Галактики различны по морфологии, но

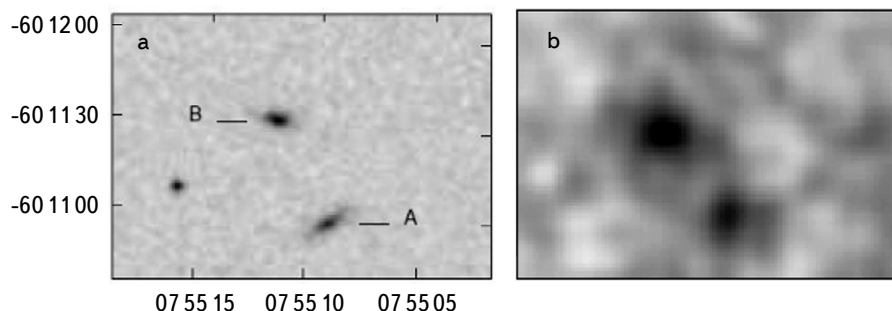


Рис.2. Снимки с изображением физической пары галактик SBS0750+603A и SBS0750+603B из обзоров: а) DSS; б) WISE, диапазон w4. (Все снимки, приведенные в статье, ориентированы как рис.2а, т.е. Е - слева, N - сверху).

вдоль всего спектрального диапазона регистрируют близкие значения по интегральным яркостям. В ближнем ИК они имеют слабое излучение. На снимках обзора 2MASS⁴, в фильтрах JHK, галактики практически не видны и далее по спектру, в диапазонах w1, w2 обзора WISE довольно слабые. Размеры и яркость галактик контрастно возрастают в диапазоне w3, и в диапазоне w4 WISE наблюдаются максимальные значения, рис.2б, что свидетельствует о существенном преобладании пыли над газовой составляющей.

¹ <https://outerspace.stsci.edu/display/PANSTARRS/>

² <http://galex.stsci.edu/>

³ <http://irsa.ipac.caltech.edu/>

⁴ <https://old.ipac.caltech.edu/2mass/>

3. *Наблюдения и обработка данных.* Основу детальных исследований галактики SBS0750+603B составили данные, полученные проведением панорамной спектроскопии. Наблюдения были выполнены на 6-м телескопе БТА САО РАН¹ 24-го декабря 2006г. с получением пяти экспозиций по 1200 с каждая. Качество изображений составило $\sim 1''$.3.

Для регистрации данных использовался мультизрачковый спектрограф первичного фокуса MPFS (Multipupil Fiber Spectrograph) [7] в комбинации с ПЗС-матрицей серии EEV 42-40, состоящей из 2048 x 2048 элементов. Мультизрачковый волоконный спектрограф MPFS позволяет одновременно регистрировать спектры от 256 пространственных элементов, конструктивно выполненных в виде прямоугольного массива линз размером 16 x 16 элементов, при масштабе 1 угл. с на линзу.

Применением дифракционной решетки 1200 штрих/мм получены спектральные данные с дисперсией в $0.76 \text{ \AA} / \text{мм}$ в диапазоне длин волн 625-775 нм. Параллельно был получен наблюдательный материал, необходимый для дальнейшей полноценной обработки данных. В качестве спектрофотометрического стандарта наблюдались звезды BD+26d4655 и BD+75d325.

При проведении первичной обработки, включающей калибровку данных по длинам волн и потокам, а также для визуализации и анализа данных, использовались программы на языке IDL [8] и программный пакет ADHOCw². При определении параметров линий использовалась гаусс-аппроксимация спектральных профилей.

Потери света при использовании мультизрачкового спектрографа составляют примерно 1%, что позволяет регистрировать излучение от объекта с точностью, близкой к фотометрической.

4. *Излучение SBS0750+603B в линии H α .* В соответствии с поставленными нами задачами и используемой методикой, распределение излучения в балмеровской линии водорода H α по полю исследуемых объектов служит основным ориентиром для дальнейшего анализа данных.

На изображении SBS0750+603B, полученном в линии H α , в качестве областей НII проявляются две ранее выделенные компоненты А и В. Рис.3а иллюстрирует распределение интенсивностей I(H α), фоновыми градациями и прочерченными в суперпозиции изолиниями (на всех картах статьи, включая рис.3а, показаны наиболее информативные, с точки зрения обсуждаемых параметров, фрагменты поля). Из рисунка видно, что область НII, обозначенная А, значительно превосходит и по размерам, и по яркости область НII, обозначенную В. В частности, между значениями интенсивностей в пиках

¹ <http://www.sao.ru>

² <http://www-obs.cnrs.fr/ADHOC/>

областей НII, $I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$, положения которых отмечены крестиками, регистрируется десятикратная разница. Эти значения приводятся в табл.1, где собраны основные численные характеристики двух областей ионизованного водорода галактики.

Внешние контуры изолиний, рис.3а, обрамляющие две компоненты, прорисовывают цельную, органичную картину, что свидетельствует о структурной общности компонент. Это же подтверждается проявлением единственного в поле галактики пика в распределении излучения в континуальном спектре. Он расположен на минимальном смещении от пика излучения в линии $\text{H}\alpha$.

Примерные границы зарегистрированного при наблюдениях участка неба показаны прямоугольником на рис.1, позволяя видеть, что срезано отдельное слабое диффузное облако, вытянутое на восток от компоненты В. Нельзя исключить, что небольшая часть компоненты В, расположенной по краю поля, тоже срезана, соответственно, значения интегральных характеристик, приведенные ниже для области НII компоненты В, могут быть занижены. Тем не менее, ее основная часть в пределах поля наблюдается - в направлении к пику значения интенсивности растут со всех сторон, хотя в целом распределение имеет афферентную, слабо выраженную структуру.

Увеличение яркости от периферии к центру компоненты А, напротив,

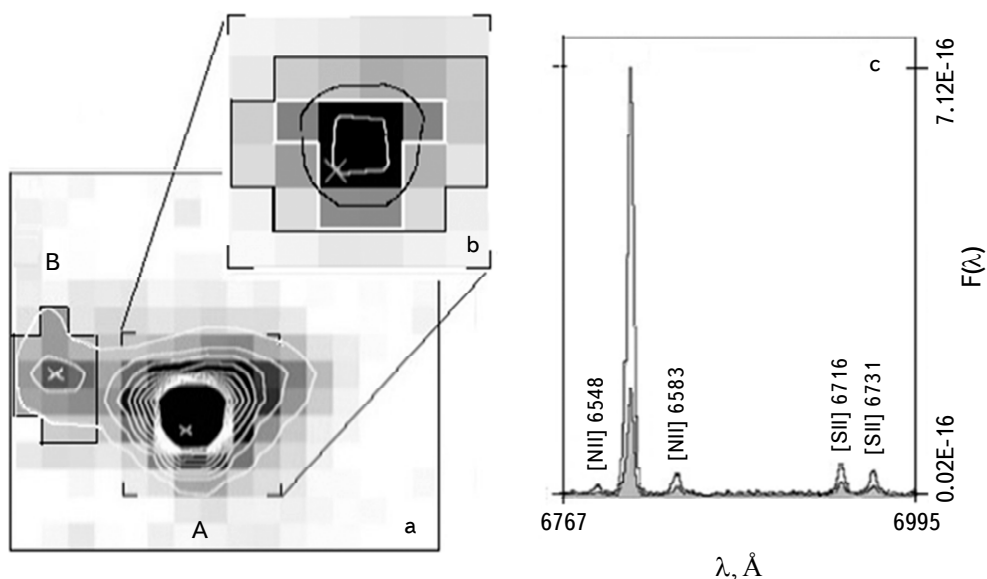


Рис.3. а) и б) Карта интенсивностей $\text{H}\alpha$ -излучения SBS0750+603B показана фоновыми градациями серого и изолиниями в пределах основной части поля и выделенного фрагмента, соответственно. в) Спектрограммы, полученные усреднением данных вдоль двух контуров изолиний, показанных на рис.3б.

Таблица 1

**ЧИСЛЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАСТЕЙ НII
ГАЛАКТИКИ SBS0750+603B**

	A	B
$V_{\text{r max}}(\text{км/с})$	10926	11013
$I(\text{H}\alpha)_{\text{max}} 10^{-16} (\text{эрг/см}^2\text{с})$	28.3	2.93
$\text{Req} (\text{пк})$	1782	1391
$F(\text{H}\alpha) 10^{-16} (\text{эрг/с})$	209	24.9
$L(\text{H}\alpha) 10^{40} (\text{эрг/с})$	5.308	0.642
$\text{SFR}(\text{H}\alpha) (M_{\odot}/\text{год})$	0.42	0.05
$I([\text{NII}]6583)_{\text{max}} 10^{-16} (\text{эрг/см}^2\text{с})$	1.69	0.59
$F([\text{NII}]6583) 10^{-16} (\text{эрг/с})$	16.5	--
$I([\text{SII}]6716)_{\text{max}} 10^{-16} (\text{эрг/см}^2\text{с})$	2.50	1.27
$I([\text{SII}]6731)_{\text{max}} 10^{-16} (\text{эрг/см}^2\text{с})$	1.94	1.45
$F([\text{SII}](6716+6731) 10^{-16} (\text{эрг/с})$	61.5	--

характеризуется нарастающим градиентом. При этом, в распределении $\text{H}\alpha$ -излучения по ее центральной части наблюдается своеобразное "плато" - небольшой участок с очень близкими значениями интенсивностей в его пределах, которые, "обгоняя" градиент, резко контрастируют со значениями по его внешнему периметру. Фоновыми градациями рис.3b, на который выведена отдельно компонента А, автоматически отсекаются меньшие интенсивности, что позволяет визуализировать этот скачок. Для сравнительной оценки на рис.3с приводятся две вложенные спектрограммы. Они получены усреднением данных вдоль двух замкнутых контуров изолиний, показанных на рис.3b. Внешняя спектрограмма построена по элементам плато, внутренняя, затененная - по элементам его внешнего периметра. Диапазон длин волн, показанный на рис.3с, отображает наиболее информативный отрезок полученного при наблюдениях спектра. Помимо $\text{H}\alpha$, он включает линии запрещенных дублетов азота $[\text{NII}]$ 6548, 6583 и серы $[\text{SII}]$ 6716, 6731.

Светлым ломаным контуром на рис.3b обведены элементы компоненты А с интенсивностью, $I(\text{H}\alpha)$, превышающей порог в 30% $I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$. В его пределах $I(\text{H}\alpha)$ сгруппированы в двух интервалах со значениями, превышающими 90% $I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$, в элементах плато, и близкими к ~35% $I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$ - в остальных. При вычислении интегральных характеристик двух областей НII в качестве излучающей поверхности, S , использовались площади $S_{(A)}$ и $S_{(B)}$, - они очерчены темным ломаным контуром на рис.3b и 3а, соответственно. В $S_{(A)}$ включены элементы с интенсивностью $I(\text{H}\alpha) > 10\% I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$, в $S_{(B)}$ - с $I(\text{H}\alpha) > 30\% I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$. В качестве параметров, характеризующих излучение областей НII в линии $\text{H}\alpha$, в табл.1 даны значения интегральных потоков $F(\text{H}\alpha)_S$ и темпа звездообразования,

определенного по формуле $SFR(H\alpha)(M_{\odot}/\text{год}) = 7.9 \cdot 10^{-42} L(H\alpha)$ [9], где $L(H\alpha)$ – светимость областей НII в линии $H\alpha$.

Анализируя распределение излучения в линии $H\alpha$ по полю галактики в целом и по компоненте А, в частности (рис.3а, б), можно видеть, что при радиальном удалении от плато, центрально-симметричная форма контуров, приобретает выраженную асимметрию. С учетом вышеизложенного, можно предположить, что плато является проявлением либо вытянутой по лучу зрения структуры, возможно бара, либо отдельной области НII, расположенной впереди этой структуры.

5. Излучение SBS0750+603B в запрещенных линиях. Как уже было отмечено при обсуждении рис.3с, в наблюдаемом спектральном диапазоне присутствует излучение галактики в запрещенных линиях дублетов азота [NII] 6548, 6583 и серы [SII] 6716, 6731. Излучение в линии азота [NII] 6548 регистрируется в области плато компоненты А – только здесь интенсивности превышают трехкратную величину среднеквадратичного отклонения 3σ . Распределение по полю галактики излучения в линии азота [NII] 6583 и в линии серы [SII] 6716 на рис.4а, 4б, соответственно, иллюстрируют изолинии, показанные в суперпозиции с фоновыми градациями, соответствующими $H\alpha$ -распределению. Область НII компоненты В, имеющая в этих линиях слабое нерегулярное излучение, не проявляется отдельной структурой. В линии азота ее захватывают контуры изолиний, расходящиеся по всему полю от плато компоненты А. В линии серы ее часть вместе с пиком визуально ассоциируется со вторичной в поле, вытянутой по форме, структурой, которая примыкает к компоненте А по ее юго-восточной границе.

Основное излучение в линиях запрещенных дублетов приходится на компоненту А. На рис.5а и 5б, в том же фрагменте поля, что и на рис.3б,

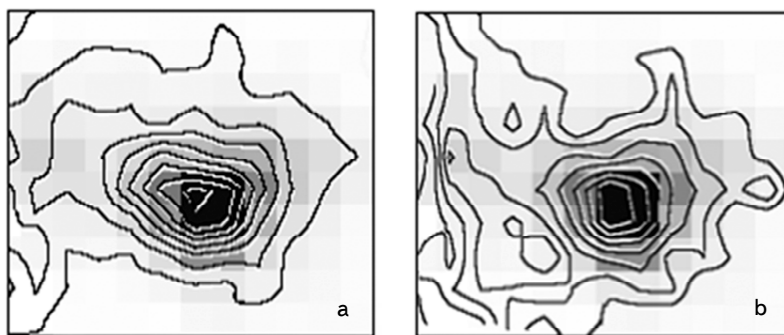


Рис.4. Распределения интенсивности излучения, показанные изолиниями, в запрещенных линиях: а) азота [NII] 6583; б) серы [SII] 6716. Оба рисунка иллюстрируют тот же фрагмент поля с фоновыми градациями, соответствующими излучению в $H\alpha$.

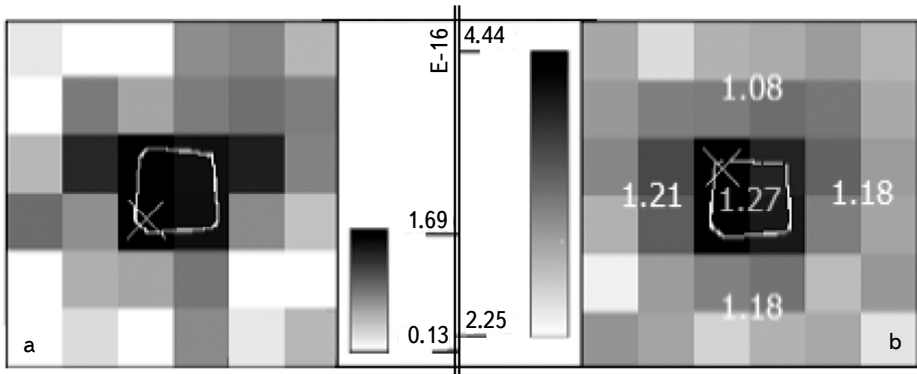


Рис.5. Карта излучения компоненты А показана фоновыми градациями с калибровочной шкалой и положением пика интенсивности: а) в линии азота [NII] 6583; б) суммарной по линиям серы [SII] 6716, 6731 с усредненными значениями электронной плотности $n(e)$. Контур на рисунках соответствует $H\alpha$ -излучению.

приводятся карты интенсивности в линии азота [NII]6583 и суммарной интенсивности в линиях [SII] 6716, 6731, соответственно. Интервалы, в которых меняются интенсивности двух распределений, можно сопоставить по указанным вдоль общей оси предельным значениям калибровочной шкалы каждого из них. Значения в пиках этих распределений есть и в табл.1. Там же, для линии [NII] 6583 и суммы линий дублета [SII] 6716, 6731 приводятся интегральные потоки для излучающей поверхности S.

На рис.5b приводятся значения электронной плотности $n(e)$, полученные отношением интенсивностей в линиях дублета серы, $n(e) = I([SII]6716)/I([SII]6731)$. Они усреднены по плато, где имеют наибольшее значение 1.27 и по прилегающим к нему участкам. Наименьшие значения, со средним 1.08, соответствуют прямоугольному участку севернее плато, растянутому до краев поля. Значения в таком же прямоугольнике с юга от плато и в участке с его западной стороны варьируют вокруг $n(e) = 1.18$. В направлении к компоненте В, где расположена выделяющаяся в линии [SII] 6716 отдельная структура, разница значений $n(e)$ от значений на плато наименьшая, при $n(e) = 1.21$.

6. Поле радиальных скоростей. Расстояние до галактики SBS0750+603В, рассчитанное с использованием значения радиальной скорости в пике $H\alpha$ -излучения компоненты А и постоянной Хаббла $H = 75 \text{ км/с/Мпк}$, составляет 146 Мпк. Размеры наблюдаемой в поле телескопа части галактики составляют примерно $9 \times 6 \text{ кпк}^2$. В проекции на небесную сферу два пика удалены на расстояние в 3.5 кпк, а в тангенциальной проекции, т.е. по лучу зрения, - примерно на 1.2 кпк. Значения радиальной скорости $V_r(H\alpha)_{\text{max}}$ в пиках областей НII и эквивалентный радиус каждой, определенный по

формуле $Req = (S/\pi)^{0.5}$, с точностью примерно 190 пк, приводятся в табл.1.

Основные тенденции кинематики излучающего газа можно проследить по карте радиальных скоростей, $V_r(H\alpha)$, на рис.6. Отображающие ее изолинии и численные значения, показанные на фоне $H\alpha$ -интенсивностей, чередуются с последовательным изменением значений $V_r(H\alpha)$ в одном направлении вдоль большой оси, в проекции на небесную сферу. Полученное распределение, указывая на вращение, охватывающее всю галактику, предполагает и ориентированность ее основной структуры под близким к лучу зрения углом и близкие к радиальным скорости вращения. Разница значений по краям всей системы, изменяясь в диапазоне 10850-11030 км/с, составляет ~ 180 км/с, многократно превышая ошибку измерения радиальных скоростей в ~ 17 км/с.

Сходные формы, которые имеют изолинии в отдельных участках поля, дают и дополнительную информацию о внутренних потоках в общем вращении. Два потока, в которых движение преимущественно дифференцировано, выявляют рукава, связанные с западной периферией компоненты А и с компонентой В на востоке. На рис.6 их прослеживают линии со стрелками, указывающими направление передающихся по изолиниям загибов, наиболее выраженных до значений ~ 10980 , при уменьшении с запада, и до значений ~ 10910 , при увеличении с востока. Независимо от того, является ли движение газа в двух потоках встречным или запаздывающим относительно друг друга, основная составляющая каждого огибает центральную часть компоненты А. Именно этим можно объяснить контрастность излучения, наблюдаемую в виде плато. В пользу такой интерпретации косвенно говорит и тот факт, что значения $V_r(H\alpha)$, полученные для элементов плато, не выбиваются из общей картины поля скоростей. По крайней мере, на уровне точности наших данных,

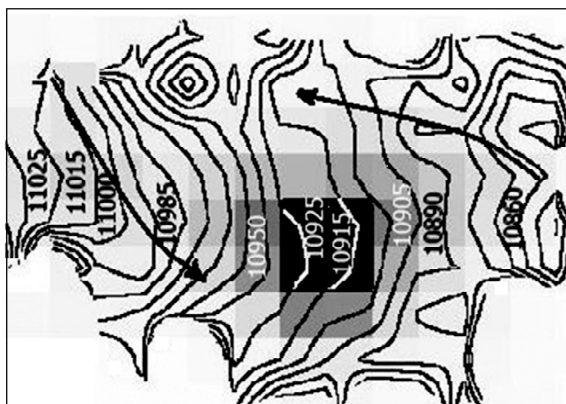


Рис.6. Поле радиальных скоростей $V_r(H\alpha)$ галактики SBS0750+603B иллюстрирует изолинии и численные значения, нанесенные на карту $H\alpha$ -излучения, показанную фоновыми градиентами.

это исключает наличие здесь отдельной структуры. Дополнительным фактором, провоцирующим контрастность плато, может быть сравнительно высокая концентрация пыли в рукавах. Ранее отмечалось, что наибольшая яркость галактики наблюдается в инфракрасном диапазоне, рис.2b, что свидетельствует об изначально высоком содержании пыли, переизлучающей энергию, исходящую от внутренней структуры.

7. Заключение. Детальные исследования SBS0750+603B проводятся в рамках изучения выборки, состоящей из ~350 галактик из семи избранных полей Второго Бюраканского обзора, SBS, которые по типу активности были классифицированы как звездотормозящие, SfG. Наблюдения SBS0750+603B выполнены на 6-м телескопе САО РАН с использованием мультизрчкового спектрографа MPFS. Проведением панорамной спектроскопии объекта, включившем анализ поверхностных распределений основных параметров излучения в бальмеровской линии водорода $H\alpha$ и запрещенных дублетов азота [NII] 6548, 6583 и серы [SII] 6716, 6731 и с учетом имеющейся в астрономических базах данных информации, определены структурные, кинематические и другие особенности объекта.

Две основные компоненты структуры галактики SBS0750+603B выделяются по морфологии объекта в видимом диапазоне и обозначены нами А и В, проявляются в качестве областей НII в поле $H\alpha$ -излучения галактики. Для них приводятся количественные характеристики, в частности, интенсивность излучения в пике и интегральные потоки в зарегистрированных спектральных линиях излучения, эквивалентный радиус и темп звездообразования, определенный по $H\alpha$. Основным источником $H\alpha$ -излучения в галактике является компонента А, в центральной части которой наблюдается контрастирующий с внешним периметром участок однородной яркости. Ориентированная под небольшим, к лучу зрения, углом, галактика вращается вдоль большой, в проекции на небесную сферу, оси. Кроме того, в поле радиальных скоростей, видны два "встроенных" в общее вращение внутренних потока, выявляющих наличие рукавов, связанных с ее противоположными по оси краями. Наблюдаемый контраст яркости по центру компоненты А, скорее всего, обусловлен огибанием этого участка рукавами, что следует из основной направленности потоков в них и повышенной концентрацией пыли.

Картина взаимного расположения галактик SBS0750+603A и SBS0750+603B, находящихся на удалении примерно в 30 кпк друг от друга, является характерной/классической для постепенно сближающихся галактик. Под углом $<90^\circ$ относительно плоскости вращения галактики SBS0750+603B, ориентирована ось вращения галактики SBS0750+603A [6], являющейся ее физической парой. Интересно, что в противоположность SBS0750+603B, с контрастным

плато почти по центру, вытянутая вдоль оси вращения SBS0750+603A имеет "рыхлую" структуру, по центру которой наблюдается спад яркости. Следует отметить также, что наличие в структуре галактики SBS0750+603A трех основных компонент, тем более распределенных вдоль оси вращения галактики, позволяет говорить о ее фрагментации, косвенно указывая на воздействие гравитационных сил со стороны SBS0750+603B.

Статья основана на наблюдательном материале, полученном на 6-м телескопе CAO РАН, работа которого поддерживается Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

Исследование проводилось с использованием внегалактической базы данных NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) и NASA/IPAC Infrared Science Archive (IRSA), которые управляются организациями Jet Propulsion Laboratory и California Institute of Technology по контракту с National Aeronautics and Space Administration.

В качестве иллюстраций в статье приводятся снимки из базы данных HLA (Hubble Legacy Archive), оперирующей наблюдения с телескопом NASA/ESA Hubble Space Telescope по коллаборации между Space Telescope Science Institute (STScI/NASA), Space Telescope European Coordinating Facility (ST-ECF/ESA), Canadian Astronomy Data Centre (CADC/NRC/CSA).

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: susannahakopian@yahoo.com

² Специальная астрофизическая обсерватория, Россия

PANORAMIC SPECTROSCOPY OF GALAXIES WITH STAR FORMATION REGIONS. STUDY OF SBS 0750+603B

S.A.HAKOPIAN¹, S.N.DODONOV², A.V.MOISEEV², A.A.SMIRNOVA²

3D-spectroscopy of SBS0750+603B has been conducted as a part in the complex studyings of the sample of about 350 star-forming galaxies. The observations were carried out with the 6-m telescope of the Special Astrophysical Observatory (SAO) of the Russian Academy of Sciences using the MPFS multi-pupil fiber spectrograph. New details of structural and kinematical features of the object are shown based on analysis of surface distributions of the main parameters of the radiation of the galaxy in the Balmer line $H\alpha$ of hydrogen and the forbidden lines of the doublets of nitrogen [NII] 6548, 6583 and sulfur [SII] 6716, 6731.

Data from available astroarchives are also have been taken into consideration. In the structure of SBS0750+603B two main components are distinguished, A and B, with which two observed regions of ionized hydrogen are associated. Their spatial characteristics and parameters of radiation in the observed spectral lines are presented. In particular, the starformation rate $\text{SFR}(\text{H}\alpha)$ for A and B, estimated as 0.42 and $0.05 M_{\odot}/\text{year}$, respectively, showing how different are the two HII-regions. The distribution of radial velocities in $\text{H}\alpha$ indicates longitudinal axial rotation, in which two arms appear separately. Their mutual position and increased dust concentration most likely are condition the presence of a contrasting, in brightness, plateau in the central part of component A.

Keywords: *3D-spectroscopy: H α -radiation: HII regions - individual: SBS 0750+603B*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.A.Hakopian, S.K.Balayan*, Proceedings of IAU Symposium 194: Active Galactic Nuclei and Related Phenomena, held in Yerevan, Armenia, August 17-21, 1998, Y.Terzian et al eds., 1999.
2. *Б.Е.Маркарян, Дж.А.Степанян*, Астрофизика, **19**, 29, 1983, (Astrophysics, **19**, 14, 1983).
3. *S.A.Hakopian, S.N.Dodonov, A.V.Moiseev et al.*, Proceedings of IAU Symposium 321: Formation and Evolution of Galaxy Outskirts, held in Toledo, Spain, March 14-18, 2016, eds. Armando Gil de Paz et al., 2017.
4. *S.Hakopian*, arXiv:1403.0127, 2013.
5. *A.Petrosian, B.Mclean, R.J.Allen et al.*, Astron. J., **20**, 213, 1984.
6. *С.А.Акопян*, Астрофизика, **61**, 343, 2018, (Astrophysics, **61**, 301, 2018).
7. *V.L.Afanasiev, S.N.Dodonov, A.V.Moiseev*, in "Stellar Dynamics: From Classic to Modern", (Eds L.P.Ossipkov, I.I.Nikiforov), St. Petersburg: Sobolev Astronomical Institute, 103, 2001.
8. *А.А.Смирнова, А.В.Моисеев, В.Л.Афанасьев*, Письма в Астрон. ж., **32**, 577, 2006, (Astron. Lett., **32**, 520, 2006).
9. *R.C.J.Kennicutt, P.Tamblyn, C.E.Congdon*, Astrophys. J., **435**, 22, 1994.

ФИЛАМЕНТЫ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ И ПЕРВИЧНЫЕ СКАЛЯРНЫЕ И ВЕКТОРНЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

И.К.РОЗГАЧЕВА, И.Б.КУВШИНОВА

Поступила 9 апреля 2019

Принята к печати 18 декабря 2019

Собраны опубликованные данные о наблюдаемых свойствах филаментов (цепочек галактик и групп галактик), которые доминируют в крупномасштабной структуре Вселенной. Часть этих свойств не описывается в стандартной космологической модели Λ CDM. Выявлено, что свойства галактик зависят от их расположения внутри или вблизи филамента. Предлагается гипотеза о том, что в ранней Вселенной могли быть первичные филаменты из контрастов плотности. В них образование массивных протогалактик могло происходить раньше, чем в одиночных контрастах плотности. Тогда в современную эпоху должна наблюдаться зависимость свойств галактик от их связей с сохранившимися филаментами. Предложена модель первичного филамента из первичных скалярных и векторных гравитационных возмущений в однородной и изотропной космологической модели, заполненной материей с пренебрежимо малым давлением, без использования гипотезы о приливном взаимодействии гало темной материи.

Ключевые слова: *Галактики: скопления галактик: крупномасштабная структура: филаменты: гравитационные возмущения*

1. *Введение.* В современном изучении крупномасштабной структуры Вселенной можно выделить два больших направления. Первое направление связано с проведением и анализом больших обзоров неба в различных диапазонах электромагнитного спектра. Второе направление посвящено численному моделированию крупномасштабной структуры в приближении задачи N тел, а также моделированию самих обзоров (каталогов) для выявления роли систематических эффектов, которые необходимо учитывать при анализе данных реальных обзоров. Главным результатом обоих направлений исследований является установление того факта, что доминирующим структурным элементом крупномасштабной структуры являются филаменты - цепочки, состоящие из галактик, групп галактик, скоплений галактик, межгалактического газа и пыли.

Впервые филаменты заметили в середине 1970-х годов в трехмерном обзоре распределения ярких галактик CfA Redshift Survey. В известных уже тогда нескольких сверхскоплениях выделили области с повышенной концентрацией филаментов, причем сверхскопления связывались в единую сеть тоже филаментами [1-3].

Обнаруживать филаменты сложно, потому что угловая двухточечная корреляционная функция и угловой спектр мощности распределения галактик не содержат информацию о морфологии структур сгущивания галактик. Для выделения филаментов в обзорах галактик были развиты специальные методы обработки изображений (см., например, [4]).

На основе визуализации результатов численного моделирования в рамках стандартной космологической Λ CDM-модели была предложена гипотеза о том, что филаменты являются следствием приливного взаимодействия гало темной материи, содержащих галактики, на нелинейной стадии эволюции крупномасштабной структуры (см. [5] и ссылки там). Пересечения гало с эллипсоидальными формами могут приводить к появлению филаментов с более высокой плотностью темной материи.

Возможно, что в рамках этой модели с помощью подбора параметров, в частности, свойств частиц темной материи, удастся описать наблюдаемые свойства филаментов. Однако до сих пор нет прямых доказательств существования частиц темной материи [6,7].

Есть также проблема у основной гипотезы теории крупномасштабной структуры: захват барионов в гало темной материи. Дело в том, что до эпохи рекомбинации движения барионной и темной материи на масштабах меньше звукового горизонта различны. Сгустки темной материи сжимаются, сгустки радиационно-доминированной плазмы распространяются как релятивистские звуковые волны. Таким образом, барионная материя должна двигаться относительно темной материи в эпоху до рекомбинации и после нее. Скорости этого относительного движения нужно учитывать при моделировании, потому что небольшие гало темной материи не могут захватывать в свое гравитационное поле быстро движущиеся потоки барионной материи. Следовательно, рост контрастов плотности барионов на малых пространственных масштабах должен происходить медленнее по сравнению с моделью, в которой нет относительных скоростей барионной и темной материй [8]. Пока влияния скоростей галактик на трехточечную корреляционную функцию их распределения не обнаружено [9]. Это, конечно, может быть связано с качеством измерения скоростей галактик, а также с гипотезой о темной материи. Наконец, в работе [10] приведены веские аргументы против гипотезы о существовании темной материи в галактиках и скоплениях.

Ниже мы приводим собранные в литературе факты о наблюдаемых свойствах филаментов. Часть из них не описывается (возможно, пока) стандартной Λ CDM-моделью.

Эти факты и отмеченные трудности гипотезы о темной материи стимулируют рассмотрение альтернативных физических моделей филаментов. В этой работе мы приводим наглядный пример образования вытянутых структур

в распределении материи, благодаря первичным скалярным и векторным гравитационным возмущениям в однородной и изотропной космологической модели, оставаясь в рамках общей теории относительности и без привлечения гипотезы о приливном взаимодействии гало темной материи.

Первичные гравитационные возмущения описываются малыми возмущениями метрики пространства-времени. Возмущения метрики в отдельных областях пространства приводят к изменению системы отсчета в этих областях по сравнению с системой отсчета фоновой космологической модели. Скалярное возмущение метрики приводит к тому, что в области возмущения плотность материи убывает медленнее, чем плотность материи в расширяющейся фоновой системе отсчета. В результате фоновый наблюдатель обнаружит рост относительного контраста плотности материи в этой области, хотя непосредственного притока материи не происходит.

В случае векторных гравитационных возмущений контрастов плотности материи нет. Область пространства с измененной системой отсчета расширяется также, как и фоновое пространство. Векторное возмущение переносит изменение системы отсчета в соседние области фонового пространства. Фоновый наблюдатель будет трактовать это перемещение как процесс появления направленного движения материи. Например, так можно описывать появление вихревого движения материи без изменения ее плотности.

Пусть изменение системы отсчета в области пространства вызывается одновременно скалярными и векторными возмущениями метрики. Тогда векторное возмущение переносит систему отсчета со скалярным возмущением в соседние области фонового пространства. В этом случае фоновый наблюдатель увидит вращение контраста плотности или направленное перемещение контраста плотности, либо комбинацию этих движений. Подобное перемещение нескольких контрастов плотности будет наблюдаться как вытянутая структура типа филамента.

В области пересечения двух или более векторных возмущений, которые переносят свои контрасты плотности, появится первичный контраст плотности для образования скопления галактик. Такие филаменты могут быть первичными структурными элементами крупномасштабной структуры Вселенной.

Затухание векторного возмущения должно приводить к постепенному разрушению первичного филамента. Однако при затухании векторного возмущения скалярные возмущения продолжают расти, поэтому сохранение первичной филаментарной структуры может быть обеспечено коллективным взаимодействием контрастов плотности, но уже на квазилинейной стадии эволюции крупномасштабной структуры. В этих первичных филаментах галактики будут образовываться раньше, чем в одиночных контрастах плотности. Кроме того в первичных филаментарных структурах более вероятны столкно-

вения и слияния протогалактик, поэтому в них должно образовываться больше массивных галактик.

2. Наблюдаемые свойства филаментов. Филаменты обнаружены вплоть до красных смещений $z \sim 4$. Сейчас, благодаря сложному анализу данных обзоров CfA2, 2dF, SDSS, 2MASS, 6dF, GAMA, VIPERS, 2MPZ, WISExSCOS, установлены следующие факты:

1. Длина филаментов 50–200 Мпк, ширина на порядок меньше. Примерно половина всех наблюдаемых галактик входит в филаменты, причем не больше 20% из них принадлежат скоплениям и группам в этих филаментах. Скопления галактик находятся на пересечении филаментов, но не во всех пересечениях филаментов есть скопления. Сверхскопления галактик состоят из филаментов, в том числе пересекающихся. Сверхскопления связаны друг с другом филаментами и образуют космическую сеть (крупномасштабная структура) [11–14].

2. Анализ наблюдений в нескольких спектральных диапазонах (инфракрасный, оптический, рентгеновский) относительно близких филаментов с красными смещениями $z < 0.9$ позволил установить, что в них много теплого газа. Обнаружено, что красные галактики с большими массами находятся преимущественно внутри или ближе к филаменту, чем голубые маломассивные галактики. Большие (образовались раньше) галактики находятся внутри или ближе к филаментам по сравнению с небольшими галактиками (образовались позднее). Не обнаружено различия населений галактик (пассивные, ранних типов, красные) в скоплениях и в соединяющих эти скопления филаментах [15–17].

3. Большие оси галактик имеют выделенное направление: они выстраиваются (статистически значимо) вдоль направления филамента, который их содержит, или вдоль филамента, к которому они ближе всего. Это выстраивание сильнее выражено у ярких галактик, образовавшихся в более раннюю эпоху, чем у неярых галактик, образовавшихся позднее [18–29].

4. Анализ лучевых скоростей галактик позволил обнаружить, что галактики движутся преимущественно по направлению к ближайшему филаменту, а галактики внутри филаментов движутся к ближайшему скоплению галактик в филаменте [21,22]. Это означает, что галактики филамента, скорее всего, образовались внутри филамента. Скорости галактик велики, причем характерное время пересечения ими филамента меньше возраста галактик, поэтому они могли бы покинуть филамент, если бы попали в него из внешнего пространства.

Скопления аккрецируют газ и галактики из филаментов. Это подтверждается тем, что, во-первых, в скоплениях скорости галактик и температура межгалактического газа превышают величины, которые были бы при выпол-

нении вириального равновесия скоплений. Во-вторых, скейлинговые зависимости между рентгеновскими светимостями скоплений, температурами межгалактического газа в скоплениях и дисперсиями скоростей галактик в скоплениях заметно отличаются от зависимостей, которые были бы при выполнении вириального равновесия скоплений (см. [23] и ссылки там). Отметим, что отклонение от вириального равновесия часто трактуется как признак присутствия темной материи.

5. Гигантские филаменты с масштабами от нескольких сотен мегапарсек до гигапарсек обнаружены в распределении галактик и скоплений, квазаров, гамма-барстеров (Great Wall, Great GRB Wall, Hyperion, LQG) [24-28]. Размеры этих структур в несколько раз больше максимального масштаба сгущивания для корреляционной функции галактик в стандартной космологической Λ CDM-модели.

Первый из перечисленных фактов хорошо воспроизводится в численных моделированиях в рамках Λ CDM-модели (см., например, [29,30] и ссылки там). Согласно этим моделированиям, филаменты темной материи появляются при красных смещениях $z \sim 3-5$, постепенно из них формируются двумерные структуры, которые ограничивают войды при $z < 1$. Максимальные масштабы войдов не превышают 300 Мпк для космологических параметров современной Λ CDM-модели. Этот максимальный масштаб ограничивает сверху размер филаментов, что противоречит существованию гигантских филаментов (факт 5). Авторы моделирований крупномасштабной структуры предполагают, что гигантские филаменты являются следствием проекции, а не реальными объектами. Однако уже обнаружены признаки выстраивания красных галактик и квазаров вдоль гигантского филамента LQG [31]. Это подтверждает реальность филамента LQG и указывает на трудность Λ CDM-модели.

Факты 2-4 указывают на то, что галактики в филаментах образовывались внутри этих филаментов, т.е. филаменты являются первичными структурами и в них галактики образовались раньше (наблюдаются как массивные красные галактики), чем галактики вне филаментов (наблюдаются как маломассивные голубые галактики).

3. *Модель образования первичных филаментов из скалярных и векторных гравитационных возмущений.* Для наглядности выберем однородную и изотропную космологическую модель, которая заполнена материей с пренебрежимо малым давлением (пыль) и имеет синхронную метрику:

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = a^2 (d\eta^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2), \quad (1)$$

где латинские индексы пробегают значения 0, 1, 2, 3; масштабный фактор $a = a_0 \eta^2 = a_0 (t/t_0)^{2/3}$; t - космологическое время; η - конформное время; x ,

y, z - пространственные координаты. Мы будем придерживаться терминологии, использованной в классической книге [32].

Гравитационные возмущения описываются с помощью малых поправок к фоновой метрике (1) (синхронная калибровка):

$$g_{ik} \rightarrow g_{ik} + h_{ik}, \quad h_{00} = 0 = h_{0\alpha}. \quad (2)$$

Здесь греческие индексы пробегает значения 1, 2, 3. В линейном приближении малые возмущения удовлетворяют уравнениям:

$$\delta G_i^k = \kappa \delta T_i^k, \quad (3)$$

где κ - гравитационная постоянная Эйнштейна, δG_i^k - возмущение тензора Эйнштейна, δT_i^k - возмущение тензора энергии-импульса материи. Для пыли

$$\delta T_i^k = \varepsilon (u_i \delta u^k + u^k \delta u_i) + \delta \varepsilon u_i u^k. \quad (4)$$

Здесь $\delta \varepsilon$ - возмущение плотности среды, $\varepsilon = \varepsilon_0 (a_0/a)^3$, компоненты четырехмерной скорости u^k и ее возмущения δu^k удовлетворяют условиям: $u^\alpha = 0$, $u^0 = 1/a$, $\delta u^0 = 0$.

В пространстве-времени с метрикой (1) могут существовать три типа гравитационных возмущений: скалярные, векторные и тензорные. Здесь мы будем рассматривать скалярные и векторные возмущения. При тензорных возмущениях (гравитационные волны) материя остается однородной и не приобретает дополнительной скорости, поэтому с ними не может быть связано формирование филаментов.

Представим скалярное возмущение метрики $(h_\alpha^\beta)_{S,n}$ в виде плоской волны с волновым вектором n_α и суммы изотропного (амплитуда μ_n) и анизотропного (амплитуда λ_n) тензоров:

$$(h_\alpha^\beta)_{S,n} = \left[\mu_n \frac{1}{3} \delta_\alpha^\beta + \lambda_n \left(\frac{1}{3} \delta_\alpha^\beta - \frac{n_\alpha n^\beta}{n^2} \right) \right] e^{in_\alpha x^\alpha}. \quad (5)$$

Скалярное гравитационное возмущение создает контраст плотности:

$$\left(\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon} \right)_n = \frac{a}{3\kappa \varepsilon_0 a_0^3} \left[n^2 (\lambda_n + \mu_n) + 3 \frac{a'}{a} \mu'_n \right] e^{in_\alpha x^\alpha}, \quad (6)$$

где штрих означает дифференцирование по η . Известно [32], что уравнения (3) для скалярных возмущений (5) имеют решение с растущим контрастом плотности $\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon} = \delta_0 \frac{a}{a_0} = \delta_0 \eta^2$, причем возмущения обычной трехмерной скорости $(a \delta u^\alpha)_{S,n}$ нет:

$$(a \delta u^\alpha)_{S,n} = \frac{1}{3\kappa \varepsilon_0 a_0^3} a n^\alpha (\lambda_n + \mu_n)' e^{in_\alpha x^\alpha} = 0. \quad (7)$$

Этот рост контраста плотности связан не с притоком материи в область с

возмущенной метрикой пространства, а с тем, что в этой области плотность материи уменьшается медленнее $\delta\varepsilon = \delta_0\varepsilon_0\eta^{-4}$, чем уменьшение плотности в фоновой системе отсчета $\varepsilon = \varepsilon_0\eta^{-6}$.

Векторное возмущение метрики $(h_\alpha^\beta)_{V,m}$ представим в виде поперечной векторной волны с волновым вектором m_α и амплитудой σ_m :

$$(h_\alpha^\beta)_{V,m} = \sigma_m \frac{l_\alpha m^\beta + l^\beta m_\alpha}{m} e^{im_\alpha x^\alpha}, \quad l_\alpha m^\alpha = 0. \quad (8)$$

Известно [32], что уравнения (3) для векторных возмущений (8) имеют решение с возмущением скорости $(a\delta u^\alpha)_{V,m} = -\frac{ml^\alpha}{2\kappa\varepsilon_0 a_0^3} a\sigma' e^{im_\alpha x^\alpha}$, которое затухает как η^{-2} . Векторные возмущения не создают контрастов плотности материи. Область пространства с векторным возмущением расширяется также, как и фоновое пространство. Благодаря возмущению скорости векторное возмущение системы отсчета переносится в соседние области фонового пространства. Таким образом, векторные возмущения метрики относятся к эффектам общей теории относительности (см. [33]).

Малые возмущения (5) и (8) удовлетворяют уравнениям (3). Это также справедливо для гравитационного возмущения, которое описывается суммой возмущений (5) и (8). Для такого скалярно-векторного возмущения из уравнений (3) можно найти следующие уравнения для амплитуд λ_n , μ_n , σ_m :

$$\lambda_n'' + 2\frac{a'}{a}\lambda_n' - \frac{n^2}{3}(\lambda_n + \mu_n) = 2\frac{m_\alpha n^\alpha}{mn} \frac{l_\beta n^\beta}{n} \left(\sigma_m'' + 2\frac{a'}{a}\sigma_m' \right) e^{i(m_\alpha - n_\alpha)x^\alpha}, \quad (9)$$

$$\mu_n'' + 2\frac{a'}{a}\mu_n' + \frac{n^2}{3}(\lambda_n + \mu_n) = 0, \quad (10)$$

$$a\delta u^\alpha = \frac{a}{2\kappa\varepsilon_0 a_0^3} \left[\frac{2}{3}n^\alpha(\lambda_n + \mu_n)' e^{in_\alpha x^\alpha} - ml^\alpha \sigma_m' e^{im_\alpha x^\alpha} \right], \quad (11)$$

$$\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{a}{3\kappa\varepsilon_0 a_0^3} \left[n^2(\lambda_n + \mu_n) + 3\frac{a'}{a}\mu_n' \right] e^{in_\alpha x^\alpha}. \quad (12)$$

Подчеркнем, что в общем случае $m_\alpha n^\alpha \neq 0$, $l_\alpha n^\alpha \neq 0$, поэтому решение (9)-(12) описывает наложение двух типов гравитационных возмущений в одной области пространства.

Используем уравнения (9)-(10). Сложим эти два уравнения и после простых преобразований получим уравнение, связывающее $(\lambda_n + \mu_n)$ и σ_m' :

$$\left(a^2(\lambda_n + \mu_n)' \right)' = 2\frac{m_\alpha n^\alpha}{mn} \frac{l_\beta n^\beta}{n} (a^2 \sigma_m')' e^{i(m_\alpha - n_\alpha)x^\alpha}. \quad (13)$$

Уравнение (13) имеет решение:

$$(\lambda_n + \mu_n)' = 2 \frac{m_\alpha n^\alpha}{mn} \frac{l_\beta n^\beta}{n} \sigma'_m e^{i(m_\alpha - n_\alpha)x^\alpha} + \frac{C_1}{a^2}, \quad (14)$$

$$\lambda_n + \mu_n = (\lambda_n + \mu_n)_0 + 2 \frac{m_\alpha n^\alpha}{mn} \frac{l_\beta n^\beta}{n} (\sigma_m - (\sigma_m)_0) e^{i(m_\alpha - n_\alpha)x^\alpha} + C_1 \int_{\eta_0}^{\eta} \frac{d\eta}{a^2}, \quad (15)$$

где нижний индекс ноль указывает на значение функций в начальный момент $\eta_0 = 1$, C_1 есть постоянные интегрирования, которая равна

$$C_1 = 2 \frac{m_\alpha n^\alpha}{mn} \frac{l_\beta n^\beta}{n} (a^2 \sigma'_m)_0 e^{i(m_\alpha - n_\alpha)x^\alpha} - \left(a^2 (\lambda_n + \mu_n)' \right)_0. \quad (16)$$

Используя решение (14)-(16), получаем выражения для скорости $a\delta u^\alpha$ и контраста плотности $d\varepsilon/\varepsilon$:

$$a\delta u^\alpha = \frac{a}{2\kappa\varepsilon_0 a_0^3} \left[\left(\frac{4}{3} n^\alpha \frac{m_\alpha n^\alpha}{mn} \frac{l_\beta n^\beta}{n} - m l^\alpha \right) \sigma'_m e^{im_\alpha x^\alpha} + \frac{2}{3} n^\alpha \frac{C_1}{a^2} e^{in_\alpha x^\alpha} \right], \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{a}{3\kappa\varepsilon_0 a_0^3} & \left[n^2 ((\lambda_n + \mu_n)_0 + \right. \\ & \left. + 2 \frac{m_\alpha n^\alpha}{mn} \frac{l_\beta n^\beta}{n} (\sigma_m - (\sigma_m)_0) e^{i(m_\alpha - n_\alpha)x^\alpha} + C_1 \int_{\eta_0}^{\eta} \frac{d\eta}{a^2} \right) + 3 \frac{a'}{a} \mu'_n \Big] e^{in_\alpha x^\alpha}. \end{aligned} \quad (18)$$

Как видно из выражений (17)-(18), при отсутствии векторного возмущения мы имеем классическую растущую моду для контраста плотности: $\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{a}{3\kappa\varepsilon_0 a_0^3} n^2 (\lambda_n + \mu_n)_0 e^{in_\alpha x^\alpha} = \delta_0 \eta^2$, причем $(\lambda_n + \mu_n) = \text{const}$ и $C_1 = 0$, [32]. В этом случае трехмерная скорость равна нулю $a\delta u^\alpha = 0$, т.е. область пространства со скалярным возмущением метрики не движется относительно фоновой системы отсчета. Из-за скалярного возмущения плотность материи убывает медленнее, чем плотность материи в фоновой системе отсчета, поэтому контраст плотности растет в области возмущения, но потоков материи в эту область нет.

В присутствии векторного возмущения скорость $a\delta u^\alpha$ контраста плотности $d\varepsilon/\varepsilon$ зависит от амплитуд скалярного и векторного возмущения метрики. Например, для классического решения $C_1 = 0$, $m_\alpha n^\alpha = mn$, $l_\alpha n^\alpha = 0$ и $\sigma_m = (\sigma_m)_0 / \eta^3$ контраст плотности приобретает скорость $a\delta u^\alpha$, направление которой перпендикулярно волновому вектору n^α , т.е. векторное возмущение создает вращение скалярного возмущения. Скорость вращения убывает как η^{-2} , поэтому вращательный момент сохраняется: $a(a\delta u^\alpha) = \text{const}$ (уменьшение скорости компенсируется увеличением размеров области пространства из-за общего расширения пространства).

Приведем два типа степенных решений уравнений (9)-(12) для растущей моды контрастов плотности.

Классические решения:

Скалярные возмущения метрики: $\lambda_n + \mu_n = \text{const}$, $d\varepsilon/\varepsilon = \delta_0 \eta^2$, $a\delta u^\alpha = 0$.

Векторные возмущения метрики: $\sigma_m = \frac{(\sigma_m)_0}{\eta^3}$, $\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = 0$, $a\delta u^\alpha = \frac{3ml^\alpha}{2\kappa\varepsilon_0 a_0^3} \frac{(\sigma_m)_0}{\eta^2} e^{im_\alpha x^\alpha}$.

Решение для скалярно-векторного возмущения:

$$\sigma'_m = \frac{(\sigma_m)_0}{\eta^k}, \quad (\lambda_n + \mu_n)' = 2C_{lmn} \frac{(\sigma_m)_0}{\eta^k} e^{i(m_\alpha - n_\alpha)x^\alpha} + \frac{C_1}{a_0^2} \frac{1}{\eta^4}, \quad C_{lmn} = \frac{m_\alpha n^\alpha}{mn} \frac{l_\beta n^\beta}{n}, \quad (19)$$

$$\lambda_n + \mu_n = (\lambda_n + \mu_n)_0 + \frac{2}{k-1} C_{lmn} (\sigma_m)_0 \left(1 - \frac{1}{\eta^{k-1}}\right) e^{i(m_\alpha - n_\alpha)x^\alpha} + \frac{C_1}{3a_0^3} \left(1 - \frac{1}{\eta^3}\right), \quad (20)$$

$$a\delta u^\alpha = \frac{\eta^2}{2\kappa\varepsilon_0 a_0^2} \left[\left(\frac{4}{3} C_{lmn} n^\alpha - ml^\alpha \right) \frac{(\sigma_m)_0}{\eta^k} e^{im_\alpha x^\alpha} + \frac{2C_1}{3a_0^2} \frac{n^\alpha}{\eta^4} e^{in_\alpha x^\alpha} \right], \quad (21)$$

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{n^2 \eta^2}{5\kappa\varepsilon_0 a_0^2} \left[\left((\lambda_n + \mu_n)_0 + \frac{C_1}{3a_0^2} \right) e^{in_\alpha x^\alpha} + \frac{2C_{lmn} (\sigma_m)_0}{k-1} e^{im_\alpha x^\alpha} \right]. \quad (22)$$

Для скалярно-векторных возмущений при $m_\alpha n^\alpha \neq 0$, $l_\alpha n^\alpha \neq 0$ решения (19)-(22) описывают комбинацию двух типов движений контраста плотности - вращение и направленное перемещение. Момент импульса сохраняется $a(a\delta u^\alpha)\delta\varepsilon = \text{const}$ при показателе $k = 4$.

Направленное движение нескольких контрастов плотности сформирует вытянутую структуру из контрастов плотности, которая будет первичным возмущением для будущего филамента.

Описанная "игрушечная" модель демонстрирует основные физические элементы образования первичных филаментов. Причем появление первичных филаментов связано именно с векторными возмущениями системы отсчета и поэтому является эффектом общей теории относительности.

4. Заключение. Мы провели анализ публикаций о крупномасштабной структуре Вселенной, в которых содержатся данные о наблюдаемых свойствах филаментов из галактик и групп галактик. Эти свойства указывают на то, что в филаментах галактики являются более массивными и их возраст больше, чем возраст галактики вне филаментов. Обнаружено также геометрическое выстраивание галактик вдоль филаментов. Все это указывает на то, что свойства галактик зависят от филаментов. Поэтому мы предложили гипотезу о том, что в ранней Вселенной существовали вытянутые структуры или первичные филаменты, состоящие из контрастов плотности. В них столкновения и слияния контрастов плотности более вероятны. Поэтому

образование массивных протогалактик в первичных филаментах могло происходить раньше, чем в одиночных контрастах плотности. Тогда в современную эпоху должна наблюдаться зависимость свойств галактик от их связи с сохранившимися филаментами. Для подтверждения этой гипотезы требуются дальнейшие исследования.

Мы предложили модель образования первичного филамента благодаря первичным скалярным и векторным гравитационным возмущениям. В дальнейшем мы предполагаем более подробно рассмотреть эту модель и ее наблюдательные ограничения.

Мы благодарим Всероссийский институт научной и технической информации за возможность использования политематической базы данных database VINITI.

Всероссийский институт научной и технической информации (ВИНИТИ РАН),
Москва, Россия, e-mail: rozgacheva@yandex.ru kib139@mail.ru

FILAMENTS OF THE LARGE SCALE STRUCTURE AND PRIMARE SCALAR AND VECTOR GRAVITATIONAL PERTURBATIONS

I.K.ROZGACHEVA, I.B.KUVSHINOVA

The published data on observed properties of filaments (chains of galaxies and galaxy groups) which dominate in large-scale structure of the Universe are collected. A part from these properties is not described within standard cosmological Λ CDM model. It is revealed that properties of galaxies depend on their arrangements in or near the filament. The hypothesis that in the early Universe there could be primary filaments from density contrasts is offered. In them there was earlier formation of massive protogalaxies, than in single contrasts of density. Then the dependence of properties of galaxies on their links with the surviving filaments has to be observed in present epoch. The model of primary filament owing to the primary scalar and vector gravitational perturbations in the uniform and isotropic cosmological model which is filled with matter with negligible pressure, without use of a hypothesis of tidal interaction of dark matter halos is offered.

Keywords: *Galaxies: galaxy clusters: large-scale structure: filaments: gravitational perturbations*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Jõeveer, J.Einasto*, in: "The large scale structure of the Universe." Proceedings of the Symposium, Tallin, Estonian SSR, September 12-16, 1977. Dordrecht, D.Reidel Publishing Co., 241-250; Discussion, p.250-251, 1978.
2. *V. De Lapparent et al.*, *Astrophys. J.*, **302**, L1, 1986.
3. *R.J.Bond et al.*, *Nature*, **380**, 603, 1996.
4. *E.Tempel et al.*, arXiv:astro-ph/1308.2533.
5. *Y.-C.Chenet et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **461**, 3896, 2016.
6. *X.J.Liu, X.Ji.Chen*, *Nature Physics*, **13**, 212, 2017.
7. *А.В.Засов и др.*, *УФН*, **187**, 3, 2017.
8. *D.Tselikhovich, C.Hirata*, *Phys. Rev. D*, **82**, 083520, 2010.
9. *Z.Slepian et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **474**, 2109, 2018.
10. *И.К.Розгачева, А.А.Аганов*, *Астрон. ж.*, **95**, 585, 2018.
11. *Ya.B.Zeldovich et al.*, *Nature*, **300**, 407, 1982.
12. *J.H.Oort*, *Superclusters*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **21**, 373, 1983.
13. *M.Einasto et al.*, *Astron. Astrophys.*, **476**, 697, 2007.
14. *J.Bagchi et al.*, *Astrophys. J.*, **844**, 25, 2017.
15. *N.Werner et al.*, *Astron. Astrophys.*, **482**, L29, 2008.
16. *F.Durret et al.*, *Astron. Astrophys.*, **588**, A69, 2016.
17. *Y.-C.Chen et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **466**, 1880, 2017.
18. *E.Tempel et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **428**, 1827, 2013.
19. *Y.-C.Chen et al.*, arXiv:astro-ph/1805.00159.
20. *S.Codis et al.*, arXiv:astro-ph/1809.062121.
21. *S.Kim et al.*, *Astrophys. J.*, **833**, 207, 2016.
22. *D.Pomarède et al.*, *Astrophys. J.*, **845**, 55, 2017.
23. *И.Б.Кувшинова, И.К.Розгачева*, *Астрон. ж.*, **87**, 760, 2010, (*Astron. Rep.*, **54**, 696, 2010).
24. *S.Bharadwaj et al.*, *Astrophys. J.*, **606**, 25, 2004.
25. *I.K.Rozgacheva et al.*, arXiv:astro-ph/1201.5554.
26. *R.G.Clowes et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **429**, 2910, 2013.
27. *С.И.Широков и др.*, *Вестник СПбГУ, Сер. 1.*, **1(59)**, Вып. 4, 659, 2014.
28. *I.Horváth et al.*, *Astron. Astrophys.*, **561**, L12, 2014.
29. *O.Cucciati et al.*, *Astron. Astrophys.*, **619**, A49, 2018.
30. *J.Zhang et al.*, *Phys. Rev. D*, **97**, 023534, 2018.
31. *V.Pelgrims, D.Hutsemékers*, *Astron. Astrophys.*, **590**, A53, 2016.
32. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, *Теоретическая физика, т. II, Теория поля*, М., Наука, 1988.
33. *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков*, *Астрофизика*, **6**, 379, 1970, (*Astrophysics*, **6**, 203, 1970).

PHOTOMETRIC INVESTIGATION OF TWO W UMa SYSTEMS

M.I.NOUH^{1,2}, M.M.ELKHATEEB^{1,2}

Received 19 February 2019

Accepted 18 December 2019

In the present paper, we obtained the first orbital solution for the newly discovered W UMa systems: GSC 3983-0544 and GSC 4502-1040. We used the most recent version of the Wilson-Devinney code to model the light curves of the two systems. The spectral type of the components of the two systems was adopted and the accepted solutions revealed some absolute parameters, which enable us to draw a preliminary picture of their evolutionary status.

Keywords: *eclipsing binaries: W Uma: evolution: light-curve analysis*

1. Introduction. The W UMa-type systems are characterized by a short-period limit of about 0.22 days. Both components are in contact and share a common envelope [1]. Studying the W UMa stars by analyzing their observed light curves enables the estimation of their physical parameters and distances to the clusters or the galaxies where they were observed.

The first orbital solutions and photometric investigations for the newly discovered W UMa systems were the target of our recent study. Table 1 lists the coordinates of the studied systems.

This paper consists of four sections. The second section provides some basic information about the studied systems, while the third section discusses the light-curve modeling in detail and section four discusses the evolutionary status of the studied systems.

Table 1

THE COORDINATES OF THE VARIABLE, COMPARISON,
AND CHECKED STARS

Star Name	α (2000.0)	δ (2000.0)	Magnitude (V)
Variable (GSC 3983-0544)	22 ^h 33 ^m 06 ^s .14	+54°05'43"	13.40
Comparison (GSC 3983-314)	22 32 47.56	+54 02 17	10.65
Checked (GSC 3983-044)	22 33 25.00	+54 09 21	9.39
Variable (GSC 4502-1040)	01 42 47.06	+80 07 52	15.00
Comparison (TYC 4502-724-1)	01 47 25.04	+80 07 29	11.72

2. Observations.

2.1. *GSC 3983-0544*. The system GSC 3983-0544 was observed and reported as a newly discovered variable star by Svoboda [2]. The system was classified as a W UMa type and the first observations were performed using VRI (Bessel) filters through the period from October 31 to November 9, 2005. The observed light curves are shown in Fig.1.

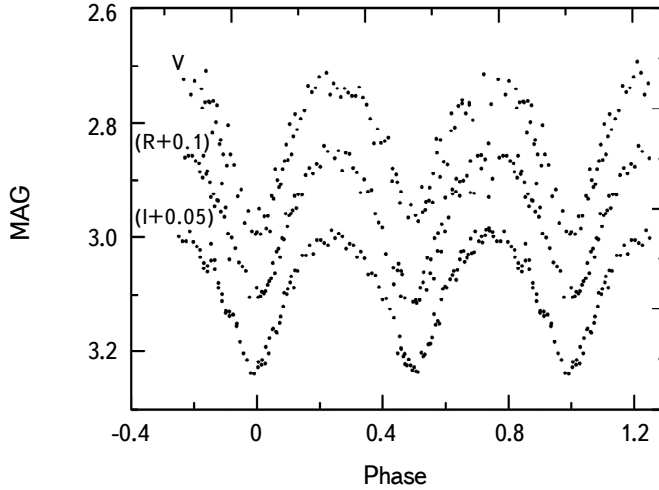


Fig.1. The observed light curves of the system GSC 3983-0544 using VRI (Bessel) filters.

2.2. *GSC 4502-1040*. The variability of the system GSC 4502-1040 ($p = 0.270416$ days) was discovered by Svoboda [2], who performed the first observations for the newly discovered system in the period from December 8 to December

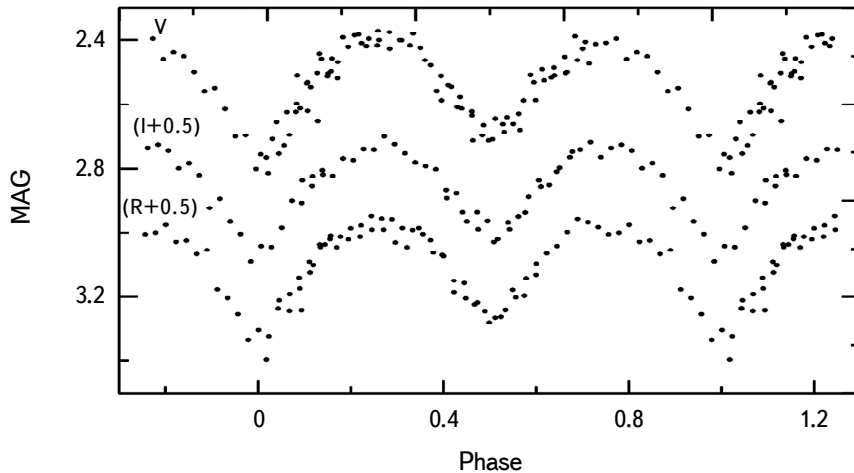


Fig.2. The observed light curves of the system GSC 4502-1040 using VRI (Bessel) filters.

26, 2005, using a RL 200/100 telescope with SBIG ST-7 CCD in VRI (Bessel) pass bands. Complete light curves were obtained using VRI filters (Fig.2).

3. *Light-curve synthesis.* All observed light curves for the studied systems were analyzed using the 2009 version of the Wilson-Devinney code (Windows interface version by B. Nelson, <http://members.shaw.ca/bob.nelson/software1.htm>). The Wilson-Devinney code uses a model atmosphere by Kurucz [3]. For each system, we use the color index ($B - V$) to estimate the temperature of the primary star T_1 using a color index temperature relation defined by Tokumago [4]. We set the gravity darkening and bolometric albedo exponents for the convective envelopes ($T_{eff} < 7500^\circ \text{K}$) and adopted $A_1 = A_2 = 0.5$ [1] and $g_1 = g_2 = 0.32$ [5]. Bolometric limb darkening was estimated using Van Hamme tables [6] by means of logarithmic law for the extinction coefficients. We used the q -search method and adopted the initial values for mass ratio q using a series of mass ratios as trial values.

Fig.3a, b shows the cross-sectional relation between the resulting sum of the weighted square deviation $\Sigma(\text{O}-\text{C})^2$ and q . The initial values of q for each system can easily be estimated from the corresponding figure. Mode 3 (over contact mode) was applied in the Wilson-Devinney code for all investigated light curves. The

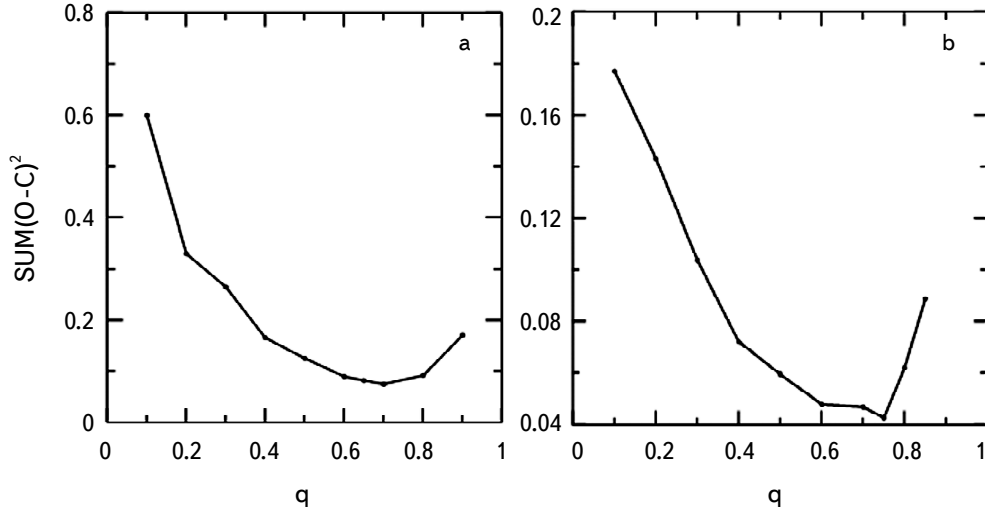


Fig.3. q -search of the binary systems: a) GSC 3983-0544; b) GSC 4502-1040.

adjustable employed parameters are the mass ratio q , the orbital inclination i , the temperature of the secondary components T_2 , surface potentials Ω_1 and Ω_2 ($\Omega_1 = \Omega_2$ for mode 3).

3.1. *GSC 3983-0544.* GSC 3983-0544 is a newly discovered system that has not been studied previously; therefore, we adopted the initial value for mass

Table 2

PHOTOMETRIC SOLUTIONS FOR THE SYSTEMS
GSC 3983-0544 AND GSC 4502-1040

Parameter	GSC 3983-0544	GSC 4502-1040
i ($^{\circ}$)	59.02 ± 0.15	62.70 ± 0.36
$g_1 = g_2$	0.32	0.32
$A_1 = A_2$	0.5	0.5
q (M_2/M_1)	0.6283 ± 0.0017	0.7512 ± 0.0053
$\Omega_1 = \Omega_2$	3.0974 ± 0.0048	3.1521 ± 0.0135
Ω_{in}	3.1151	3.3329
Ω_{out}	2.7494	2.9061
T_1 (K)	6765 Fixed	6690 Fixed
T_2 (K)	5956 ± 6	5076 ± 10
r_1 pole	0.3979 ± 0.0017	0.4071 ± 0.0102
r_1 side	0.4213 ± 0.0020	0.4353 ± 0.0138
r_1 back	0.4515 ± 0.0024	0.4804 ± 0.0228
r_2 pole	0.3207 ± 0.0044	0.3510 ± 0.0115
r_2 side	0.3357 ± 0.0055	0.3822 ± 0.0150
r_2 back	0.3695 ± 0.0088	0.4338 ± 0.0288
<i>Spot parameters of star 1</i>	125 Fixed	
Colatitude	180 Fixed	--
Longitude	23.47 ± 0.29	--
Spot radius	0.61 ± 0.06	--
Temp. factor	125 Fixed	--
<i>Spot parameters of star 2</i>		
Parameter		105 ± 4
i ($^{\circ}$)		180 ± 7
$g_1 = g_2$		20 ± 0.8
$A_1 = A_2$		1.52 ± 0.06
q (M_2/M_1)	0.03903	0.04877

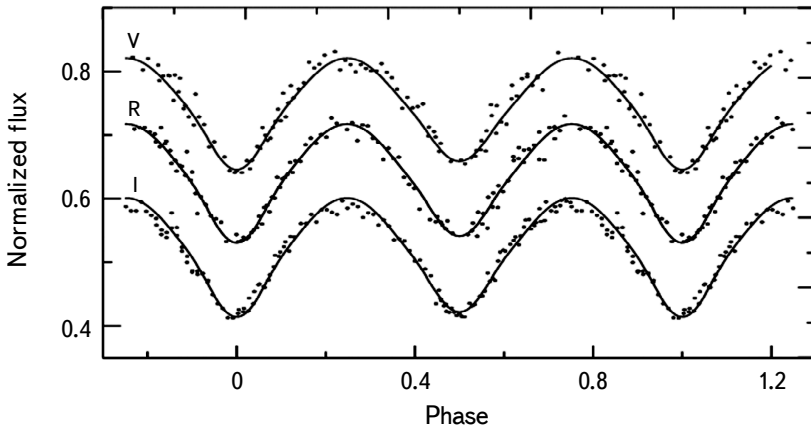


Fig.4. The observed and synthetic light curves for the system GSC 3983-0544 using VRI (Bessel) filters.

ratio obtained from the q -search (Fig.3a). As mentioned earlier, mode 3 (over contact) of the Wilson-Devinney code was used and the final solution was estimated after a series of differential corrections. Table 2 lists the parameters revealed by the orbital solution of the light curves, while Fig.4 shows the observed light curves (filled circles) together with the synthetic light curves (solid line). According to the accepted orbital solution, the components of the system GSC 3983-0544 are of spectral type F4 and G0 [7].

3.2. GSC 4502-1040. The observed VRI (Bessel) light curves of the system GSC 4502-1040 show difference in heights of maxima, which give an impression of the presence of spots on the stellar surface [8]. Using mode 3 of the Wilson-Devinney code, we tried to adopt the orbital model with suitable spot positions in parallel with a nonspot solution to achieve a good matching between both theoretical and reflected light curves. The accepted model shows a hot spot on the surface of star 2. Fig.5 shows the reflected and synthetic light curves according to the accepted model in the VRI pass bands.

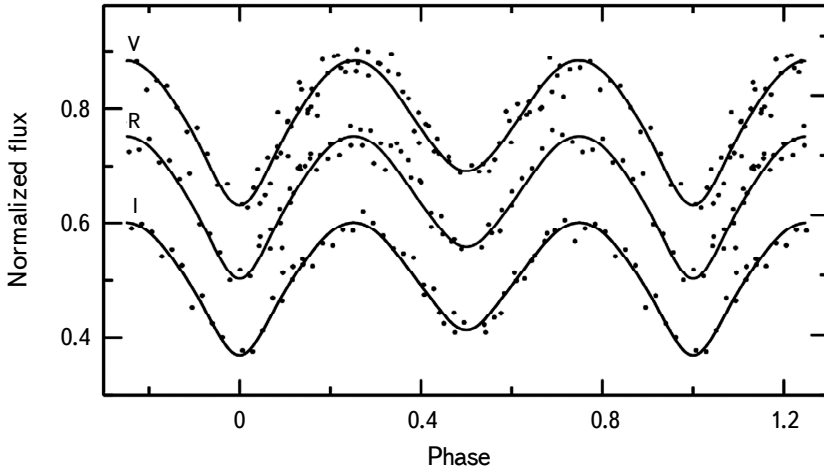


Fig.5. The observed and synthetic light curves for the system GSC 4502-1040 using VRI filters.

The adopted parameters revealed by the accepted solution are listed in Table 2, which indicates that the components of the system GSC 4502-1040 belong to spectral types F5 (primary component) and K0 (secondary component) [7].

A three-dimensional geometrical structure was obtained for the studied systems based on the estimated parameters using the software package Binary Maker 3.03 [9] (see Fig.6a, b).

The studied systems are newly discovered objects and did not have any spectroscopic observations, which are one of the important sources for physical parameters calculations; therefore, we used the empirical T_{eff} -Mass relation of

Table 3

**ABSOLUTE PHYSICAL PARAMETERS FOR
GSC 3983-0544 AND GSC 4502-1040**

Element	Star name	
	GSC 3983-0544	GSC 4502-1040
$M_1 (M_{\odot})$	1.4319 ± 0.0585	1.4081 ± 0.0575
$M_2 (M_{\odot})$	0.8996 ± 0.0367	1.0578 ± 0.0432
$R_1 (R_{\odot})$	1.5028 ± 0.0614	1.4821 ± 0.0605
$R_2 (R_{\odot})$	1.2644 ± 0.0516	0.9665 ± 0.0395
$T_1 (T_{\odot})$	1.1708 ± 0.0478	1.1578 ± 0.0473
$T_2 (T_{\odot})$	1.0308 ± 0.0421	0.8785 ± 0.0359
$L_1 (L_{\odot})$	4.2380 ± 0.1730	3.9423 ± 0.1609
$L_2 (L_{\odot})$	1.8025 ± 0.0736	0.5556 ± 0.0227
$M_{\text{bol } 1}$	3.1821 ± 0.1299	3.2606 ± 0.1331
$M_{\text{bol } 2}$	4.1103 ± 0.1678	5.3881 ± 0.2200
Sp. Type	(F4) ¹ , (G0) ²	(F5) ¹ , (K0) ²

Note: ¹ primary and ² secondary components.

Harmanec [10] to estimate the absolute physical parameters for the components of the studied systems.

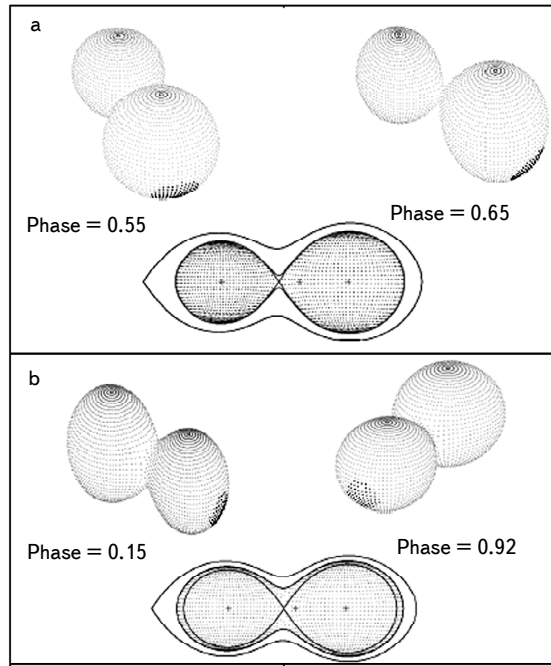


Fig.6. Geometric structure of the binary systems: a) GSC 3983-0544; b) GSC 4502-1040.

Table 3 lists the estimated physical parameters for the components.

4. *Discussion and conclusion.* Complete light curves were observed for the newly discovered W UMa systems GSC 3983-0544 and GSC 4502-1040. First orbital solutions were calculated for these systems and the parameters describing the orbital solutions were estimated. The adopted models led to estimations of the spectral type of the primary and secondary component of each system. A complete set of physical parameters was calculated.

Despite the preliminary nature of the physical parameters calculated here, they can reveal an approximate picture about the evolutionary state of the components as well as the compatibility of their absolute physical parameters with each other. The absolute physical parameters listed in Table 3 are used to follow the evolutionary state for the components of the three systems. We used the empirical mass-effective temperature relation for intermediate- and low-mass stars based on the data from detached double-lined eclipsing binaries by Malkov [11] and the mass-luminosity ($M-L$) and mass-radius ($M-R$) relations for the zero-age main sequence (ZAMS) and thermal-age main sequence (TAMS) of Girardi et al. [12] with metallicity $z=0.019$. Fig.7 to 9 display the $M-T_{eff}$, $M-L$, and $M-R$ relations for the components of the systems, respectively.

From these figures, the two systems agree well with the Malkov $M-T_{eff}$ empirical relation. The primary and secondary components of the system GSC

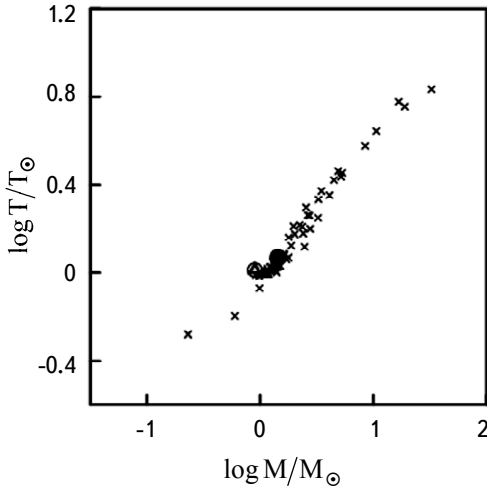


Fig.7. Locations of the binary systems GSC 4502-1040 (circle symbols) and GSC 3983-0544 (triangle symbols) on Malkov $M-T_{eff}$ diagrams [11]. Closed and open symbols represent primary and secondary, respectively.

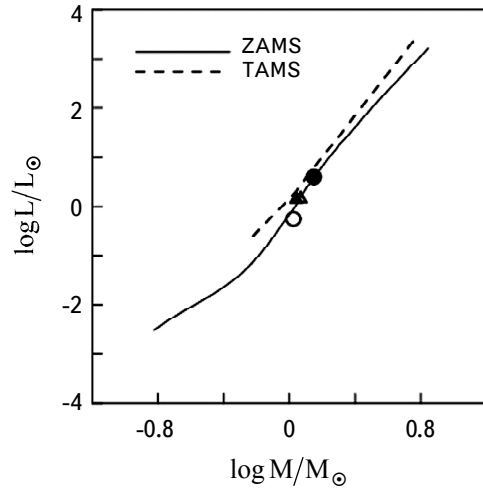


Fig.8: Locations of the binary systems GSC 4502-1040 (circle symbols) and GSC 3983-0544 (triangle symbols) on $M-R$ diagrams of Girardi et al. [12]. Closed and open symbols represent primary and secondary, respectively.

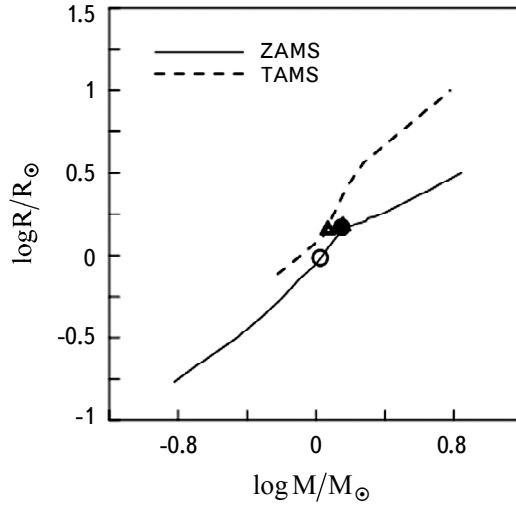


Fig.9. Locations of the binary systems GSC 4502-1040 (circle symbols) and GSC 3983-0544 (triangle symbols) on $M-L$ diagrams of Girardi et al. [12]. Closed and open symbols represent the primary and secondary, respectively.

4502-1040 are located on the ZAMS for both $M-L$ and $M-R$ diagrams, which indicates that the two components are main sequence stars.

The two components of the binary GSC 3983-0544 are located on the ZAMS for the $M-L$ diagram. The behavior of the system on the $M-R$ diagram is slightly different. While the primary component is located on the ZAMS track, the secondary component is located on the TAMS track, which indicates that it may be an evolved star.

Acknowledgments. We wish to acknowledge the financial support for this work received from the Northern Border University, Deanship of Scientific Research and Higher Education (grant number: SCI-2018-1-8-F-7311).

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

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

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ СИСТЕМ ТИПА W UMa

М.И.НОУ^{1,2}, М.М.ЭЛЬХАТИБ^{1,2}

В данной статье представлено первое орбитальное решение для недавно открытых систем W UMa: GSC 3983-0544 и GSC 4502 1040. Мы использовали самую последнюю версию кода Уилсона и Девинни для моделирования кривых блеска двух систем. Определен спектральный тип компонентов двух систем. Полученные решения выявили некоторые абсолютные параметры, которые позволяют составить предварительную картину их эволюционного статуса.

Ключевые слова: затменные двойные: *W Uma*: эволюция: анализ кривой блеска

REFERENCES

1. *S.Rucinski*, Acta Astron., **19**, 156, 1969.
2. *P.Syoboda*, IBVS, 5700, 2006.
3. *R.Kurucz*, In: E.Milon, (Ed.), Light Curve Modeling of Eclipsing Binary Stars. Springer, 1993.
4. *A.T.Tokunaga*, Allen's Astrophysical Quantities, fourth ed. AIP Press; Springer, New York, 2000.
5. *L.Lucy*, Z.F. Astrophys., **65**, 89, 1967.
6. *W. Van Hamme*, Astron. J., **106**, 2096, 1993.
7. *D.Popper*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **18**, 115, 1980.
8. *M.E.Lohr*, *A.J.Norton*, *U.C.Kolb et al.*, Astron. Astrophys., **542**, A124, 2012.
9. *D.Bradstreet*, *D.Stelman*, AAS, **201**, 7502, 2004.
10. *P.Harmanec*, Bull. Astron. Inst. Czech., **39**, 329, 1988.
11. *O.Yu.Malkov*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **382**, 1073, 2007.
12. *L.Girardi*, *A.Bressan*, *G.Bertelli et al.*, Astron. Astrophys. Suppl., **141**, 371, 2000.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОБЗОРА НЕБА. IV. GAIA DR2 ДАННЫЕ

Г.Р.КОСТАНДЯН

Поступила 13 сентября 2019

Принята к печати 18 декабря 2019

Данные второго выпуска Gaia (Gaia DR2) используются для анализа и оценки некоторых важных параметров для 127 углеродных звезд (C), из которых 56 являются звездами AGB класса N, а 71 - гиганты ранних CH классов, обнаруженные на низкодисперсионных спектральных пластинках обзора FBS. Для FBS C-звезд широкополосные G величины Gaia DR2 находятся в диапазоне $9^{\text{m}}.4 < G < 18^{\text{m}}.2$. Лучевые скорости RV доступны для 75 C-звезд из 127. Для 9 объектов значения RV превышают 200 км/с. Для 18 FBS C-звезд, имеющих данные о светимости в DR2, из которых 17 являются CH гигантами, оценены абсолютные величины в полосе V . Они находятся в диапазоне от $-3^{\text{m}}.4 \leq M_V \leq +0^{\text{m}}.5$. Для FBS 1918 + 869 абсолютная величина $M_V = -3^{\text{m}}.4 \pm 0^{\text{m}}.2$, что характерно для AGB C-звезд класса N. Имея оценки расстояний, была построена диаграмма Герцшпрунга-Рассела (HRD, или цвет-абсолютная величина) для 127 C-звезд. Все обнаруженные FBS C-звезды являются гигантами и AGB звездами в Галактическом Гало. Они находятся на расстоянии 14 кпк от Солнца и 8 кпк от галактической плоскости.

Ключевые слова: *углеродные звезды; обзоры; звезды поздних классов*

1. Введение. Первый Бюраканский обзор неба (FBS), также известный как обзор Маркаряна - это низкодисперсионный объективно-призмный обзор, который проводился с помощью 1-м телескопа Шмидта Бюраканской обсерватории, и охватывает область около 17000 кв. град. северного неба и часть южного неба на высоких галактических широтах, определенных как $\delta > -15^\circ$ и $|b| > 15^\circ$. FBS проводился для обнаружения галактик с ультрафиолетовым избытком (UVX) [1].

Начиная с 1990-х годов, низкодисперсионные пластинки FBS использовались для отбора сравнительно слабых (слабее 12^{m} в визуальных лучах) звезд поздних спектральных классов LTS (Late-Type Stars), M и углеродных (C) звезд в высоких широтах. Большой спектральный диапазон FBS $\lambda\lambda 3400 - 6900 \text{ \AA}$ хорошо подходит для идентификации холодных звезд M и C классов. C-звезды можно идентифицировать на основе присутствия полосы поглощения молекулы C_2 4737, 5165 и 5636 $\text{ \AA}$ (C-звезды N класса, система Свана). Объекты,

показывающие также полосы $4382 \text{ \AA}$ молекулы C_2 , являются звездами ранних классов С (звезды класса R, или CH). Звезды М класса легко отличаются благодаря полосам поглощения молекулы TiO на длинах волн 4584, 4762, 4954, 5167, 5500 и $6200 \text{ \AA}$ [2]. Поиск с помощью окуляров (с увеличением 15х) около 2000 пластинок FBS привел к открытию 1045 новых LTS. На основе этого выбора был составлен "Пересмотренный и обновленный каталог первого бюраканского обзора LTS" [2]. Теперь все пластинки FBS оцифрованы (1874 пластинки для 1139 полей), и составлен DFBS (Digitized First Byurakan Survey) [3] (онлайн на <http://byurakan.phys.uniroma.it> или <http://www.ia2-byurakan.oats.it/>). Позже все DFBS пластинки анализировались с помощью стандартных программ анализа изображений FITSView и SAOImage ds9. Преимущества использования этих программ для выбора слабых LTS на пластинках DFBS более подробно описаны в [4]. "Вторая пересмотренная и обновленная версия каталога FBS LTS", содержащая данные для 1471 нового объекта, доступна на CDS (база данных SIMBAD, Vizier) [5]. CCD-спектры среднего разрешения FBS С-звезд, представлены в статьях [6-11], где авторы классифицировали 56 объектов, как AGB (Asymptotic Giant Branch) звезды N класса, а 71 звезда, как ранние CH гиганты. Остальные FBS объекты являются звездами класса М. Оптическая переменность и инфракрасные (ИК) характеристики обсуждаются в работах [12-14] для AGB звезд N класса.

Целью данной работы является дальнейшее использование высокоточных фотометрических и астрометрических данных из Gaia DR2 [15], а также расстояний, представленных в каталоге Bailer-Jones [16], для оценки важных параметров, таких как абсолютные величины и распределение углеродных звезд в нашей Галактике, отобранных на пластинках FBS обзора и представленных в [5].

В разделе 2 описываются данные Gaia DR2 для углеродных звезд FBS и дается оценка некоторых важных физических параметров. В разделе 3 представлены несколько CCD-спектров среднего разрешения, полученных с помощью 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории для объектов с большими лучевыми скоростями. В разделе 4 рассматривается галактическое распределение углеродных звезд FBS. Обсуждение и заключение приводится в разделе 5.

2. FBS углеродные звезды. Gaia DR2 данные и некоторые важные параметры. Gaia DR2 содержит астрометрию, фотометрию, лучевые скорости, эффективные температуры, информацию об астрофизических параметрах и переменности для источников ярче, чем $G=21^m.0$ величины (приблизительно 1.7 млрд источников [15]). Все С-звезды FBS были кросскоррелированы с источниками Gaia DR2 каталога (SIMBAD CDS Vizier Catalog I/345/gaia2).

Их широкополосные G фотометрические данные находятся в диапазоне $9^m.4 < G < 18^m.2$, а эффективные температуры между $3291 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 5000 \text{ K}$.

2.1. *Цвета, светимости и другие характеристики.* В Gaia DR2 базе данных радиусы и светимости (в солнечных единицах) приводятся только для 18 С-звезд FBS из 127. Нами оценены абсолютные величины в полосе V для 18 объектов, принимая, что $M_{V_{\odot}} = 4^m.81$ для Солнца (подробнее см. табл.3 работы [17]). В табл.1 представлены важные параметры для этих объектов. В колонках представлены: 1 - номер FBS, 2 - спектральный класс объекта, в колонках 3-7: Gaia DR2 величина G , эффективные температуры T_{eff} , $BP-RP$ показатель цвета, светимости (в солнечных единицах) и оценки абсолютных величин в полосе V .

Таблица 1

Gaia DR2 ДАННЫЕ ДЛЯ 18 FBS УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

FBS номер	Спектр. класс	G mag	T_{eff} K	$BP-RP$ цвет mag	Светимость (в солн. един.)	M_V mag
0018+213	CH	9.41	4838	1.23	83	0.0
0034+341	CH	11.95	4071	1.86	406	-1.7
0254+482	CH	11.21	4198	1.54	94	-0.1
0259+444	CH	12.72	3797	1.35	206	-1.0
0318+238	CH	10.55	4552	1.49	133	-0.5
0323+387	CH	11.73	4226	1.77	368	-1.6
0644+616	CH	12.05	4437	1.50	66	0.2
0831-011	CH	11.53	4658	1.40	52	0.5
1127+782	CH	12.59	4646	1.41	281	-2.6
1140+038	CH	11.73	4696	1.37	63	0.3
1552-002	CH	11.84	4529	1.46	296	-1.3
1727+652	CH	12.07	4399	1.64	576	-2.1
1728+216	CH	11.24	4170	1.63	417	-1.8
1825+272	CH	12.80	4976	1.24	109	0.3
1859+440	CH	11.83	4847	1.39	115	-0.4
1918+869	N	11.15	4028	2.07	1802	-3.4
2158+197	CH	12.55	4797	1.32	132	-0.5
2239+249	CH	10.79	4523	1.43	226	-1.1

Самый яркий объект среди 18 FBS С-звезд (табл.1) - это FBS 1918+869, который является AGB звездой класса N.

На рис.1a, b показаны положения на диаграммах цвет-абсолютная величина M_G и T_{eff} - абсолютная величина (диаграмма Герцшпрунга-Рассела) для 127 FBS С-звезд и 150 М карликов из каталога [5]. Все AGB звезды класса N расположены в верхней части диаграммы, где находятся долгопериодические переменные (мириды, полуправильные переменные, медленные нерегулярные

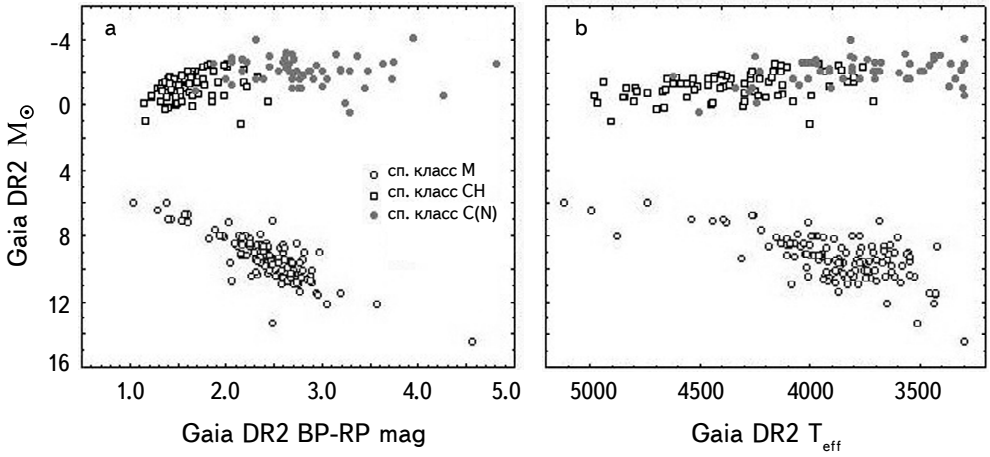


Рис.1a, b. Положения на диаграммах "цвет-абсолютная величина M_G и T_{eff} -абсолютная величина. Диаграмма Герцшпрунга-Рассела для 127 FBS C-звезд, а также для 150 M карликов из каталога [5].

переменные и красные гиганты с малой амплитудой (подробности см. на рис.25a, b в работе [17], а также на рис.2 и 3 в работе [18]). Абсолютные величины в полосе G оценивались с помощью уравнения [17];

$$M_G = G - 5 \log r + 5 - A_G. \quad (1)$$

Здесь не рассмотрено межзвездное поглощение в полосе G (A_G), поскольку на высоких галактических широтах поглощение очень маленькое и незначительное, кроме того, этот параметр не приводится для всех C-звезд FBS в базе данных Gaia DR2. Как видно, на диаграмме HR C-звезды FBS занимают

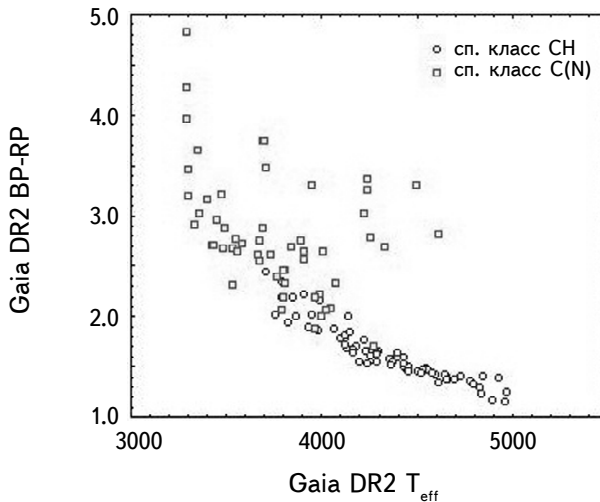


Рис.2. Gaia DR2 соотношение цвет-температура для 127 FBS C-звезд.

область, где расположены красные гиганты и AGB-звезды.

На рис.2 показана диаграмма Gaia DR2 цвет-температура для 127 FBS C-звезд. 11 AGB-звезд N класса находятся далеко от линии нормального распределения. Для них [19] $J - K_s > 2^m.5$. Вероятно, вокруг этих звезд существуют толстые газопылевые оболочки. На основе K - [12] (IRAS) и $J - K$ показателей цвета были определены темпы потери массы для 3 звезд. 3 из 11 звезд показывают два пика в SED (Spectral Energy Distribution) [14], что указывает на присутствие околосредных оболочек. Отметим также, что эффективные температуры, определенные по фотометрическим данным для C-звезд класса CH из FBS [13], находятся в согласии с оценками каталога Gaia DR2 (SIMBAD Vizier Catalog I/345/gaia2) [18].

2.2. Лучевые скорости. Из 127 C-звезд FBS данные о лучевых скоростях RV представлены только для 77 объектов в базе данных Gaia DR2. Их значения находятся в диапазоне $-342.7 \pm 1.93 \text{ км/с} < RV < +280.17 \pm 3.82 \text{ км/с}$.

В табл.2 представлен список 9 углеродных звезд FBS, для которых Gaia DR2 $|RV| > 200 \text{ км/с}$. В колонках приведены: 1 - номер FBS, 2 - спектральный класс объекта, 3-6 - величина G каталога Gaia DR2, эффективные температуры T_{eff} , $BP-RP$ показатель цвета и значение RV .

Таблица 2

GAIA DR2 ДАННЫЕ О ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЯХ ДЛЯ 9 FBS
УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

FBS номер	Спектр. класс	G mag	T_{eff} К	$BP-RP$ цвет mag	RV км/с
0900+034	CH	11.96	4386	1.57	321.87
1043+253	CH	12.83	4297	1.65	212.45
1145-000	CH	13.04	4182	1.70	237.91
1331+421	N	12.58	3796	2.06	-224.95
1406+027	CH	12.86	4791	1.33	280.17
1416+640	CH	12.64	3965	1.87	-342.70
1454+792	N	13.24	4129	1.81	-217.90
1615-048	N	12.53	3993	2.16	-202.34
1752+342	CH	12.55	4256	1.60	-273.96

RV данные очень важны для определения принадлежности этих объектов к тонкому диску, толстому диску и Гало нашей Галактики [20]. Эти звезды (табл.2) дополняют список высокоскоростных (HiVel, High Velocity) звезд, обнаруженных в результате исследований Gaia и LAMOST [21-24] обзоров.

3. Оптические спектры и переменность. На рис.3а, б представлены оптические спектры 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории

для FBS 1406+027 СН гиганта с HiVel Gaia DR2 данными и CCD-спектры среднего разрешения для некоторых С-звезд, рассмотренные в статьях [6-11], которые посвящены спектроскопическим подтверждениям С-звезд из FBS. Приводится также спектр объекта FBS 1145-000 из базы данных LAMOST DR4 [25], для которого CCD спектр среднего разрешения не был получен раньше.

SDSS (Sloan Digital Sky Survey) APOGEE спектры для двух гигантов СН класса FBS 1145-000 и FBS 2107+109 в диапазоне от 1.5 до 1.7 мкм доступны

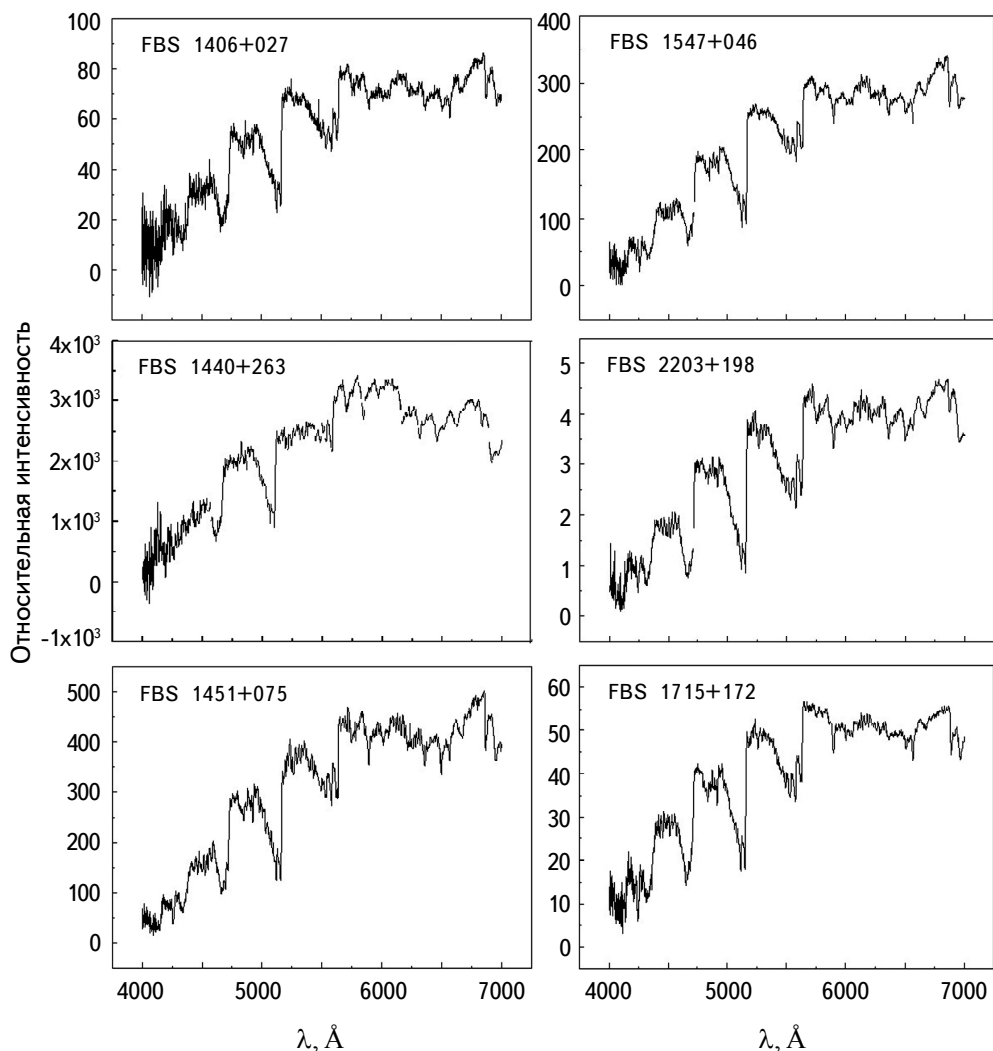


Рис.3а, б. Оптические спектры 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории для некоторых С-звезд FBS в диапазоне $\lambda\lambda 4000 - 7000 \text{ \AA}$, а также дополнительный спектр из базы данных LAMOST DR4 для объекта FBS 1145-000 в диапазоне $\lambda\lambda 3900 - 9000 \text{ \AA}$.

по адресу <http://skyserver.sdss.org/dr14/>). Отметим, что данные $V_{helio} = +239.50 \pm 0.141$ км/с и $T_{eff} = 4149$ К для FBS 1145-000 (APOGEE номер 2M11475977-0019182) очень хорошо согласуются со значениями данных Gaia DR2 (см. табл.2). Для FBS 2107+109 (APOGEE номер 2M21095891+1111013) $V_{helio} = -91.775 \pm 0.076$ км/с. В базе данных Gaia DR2 нет данных о лучевой скорости для этого объекта.

На рис.4 показаны кривые блеска для двух FBS-звезд СН класса по данным обзора CSS (Catalina Sky Survey) [25,26] (онлайн доступен по адресу <http://nesssi.cacr.caltech.edu/DataRelease/>). Для углеродных звезд AGB N класса кривые блеска CSS рассмотрены в первой статье этой серии [12]. Судя по кривым блеска CSS, многие СН-звезды можно классифицировать как переменные класса RS CVn, что характерно для двойных систем.

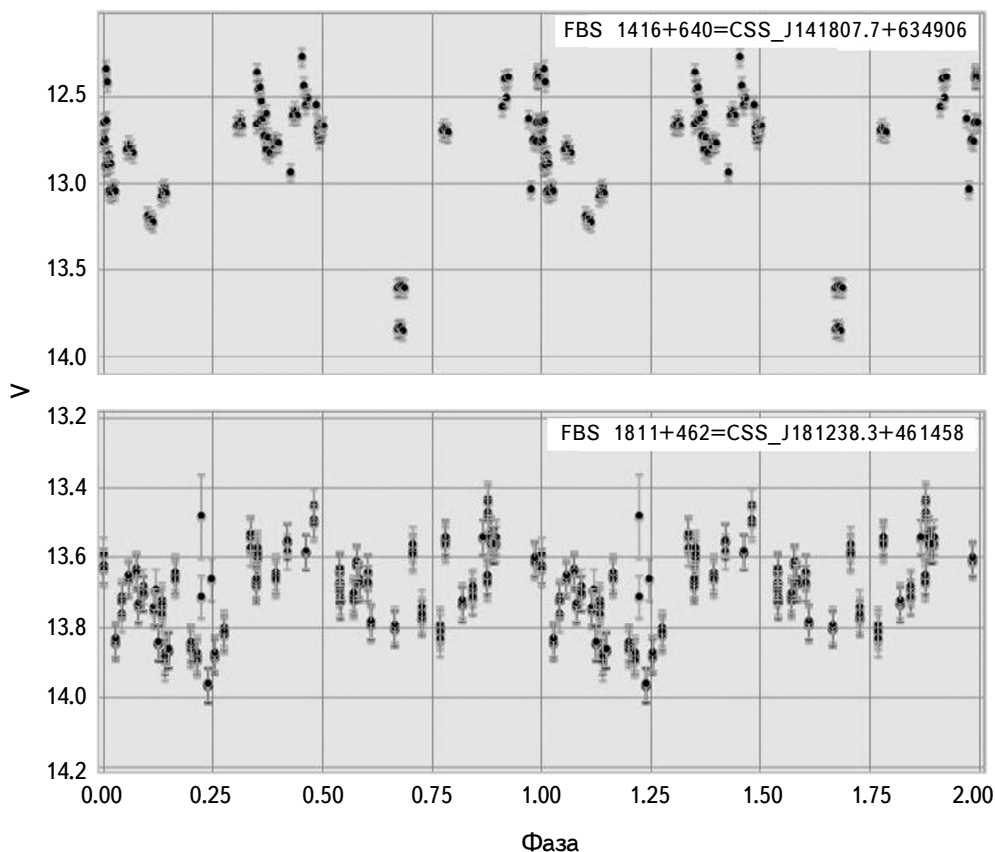


Рис.4. CSS кривые блеска для FBS 1416+640 и FBS 1811+462.

4. *Расстояния.* Оценки расстояний, основанные на параллаксах Gaia DR2 для всех С-звезд FBS, даны в каталоге [16]. С другой стороны, расстояния

для С-звезд FBS оценены в первой статье этой серии [12] на основе пересмотренных соотношений "период-светимость" для AGB С-звезд N класса. Согласно данным [16] каталога, расстояния находятся в диапазоне $736 \text{ пк} < d < 14133 \text{ пк}$. Высота Z над плоскостью Галактики для FBS 0018+213 составляет 480 пк, а для FBS 1811+462 - 6.1 кпк, соответственно. Обе звезды - СН гиганты.

На рис.5 показано пространственное распределение (галактическая долгота в сравнении с галактической широтой) для всех С-звезд FBS, из которого видно, что СН гиганты наблюдаются в основном на высоких галактических широтах.

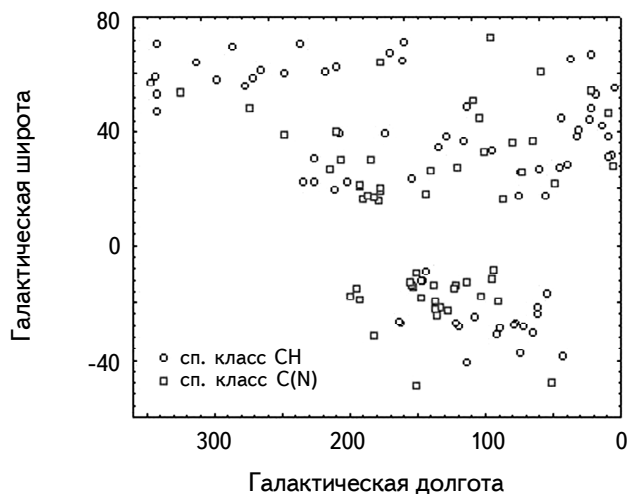


Рис.5. Пространственное распределение для 127 FBS С-звезд.

5. Обсуждение и заключение. Углеродные звезды являются отличными кинематическими трейсерами галактик. Их также можно использовать в качестве видимых стандартных свечей для галактик. Между тем, многие проблемы остаются нерешенными с этими классами объектов, особенно оценка абсолютных величин для ранних типов С-звезд, которые являются теплыми объектами (звезды типа R, СН гиганты и карликовые углеродные звезды (dC)). Углеродные звезды позднего N типа - это холодные и яркие AGB-звезды, для которых применимо соотношение "период-светимость" (PL). В этой статье высокоточные астрометрические и фотометрические Gaia DR2 данные вместе с базой данных CSS используются для анализа и оценки некоторых очень важных физических характеристик ограниченного числа углеродных звезд, обнаруженных на пластинках FBS, с целью выяснить природу этих объектов на высоких широтах. Исследовано 127 FBS С-звезд с использованием данных Gaia, из которых 56 - это звезды AGB N типа,

а 71 звезда - СН гиганты. Имея оценки расстояний, для С-звезд была построена диаграмма Герцшпрунга-Рассела (HRD, или диаграмма цвет-абсолютная величина). Все обнаруженные FBS С-звезды являются гигантами и AGB звездами в галактическом гало. Они находятся на расстоянии от Солнца не более, чем 14 кпк, и 8 кпк от галактической плоскости. Их Gaia DR2 G широкополосные абсолютные величины находятся в диапазоне $+1^m.0 \leq G \leq -4^m.0$. Для 18 С-звезд FBS, имеющих данные о светимости в базе данных DR2, оценены абсолютные величины в полосе V , из которых 17 являются гигантами СН классов. Они находятся в диапазоне от $-3^m.45 \leq M_V < 0^m.5$. Для FBS 1918+869 абсолютная величина $M_V = -3.4 \pm 0^m.2$, что характерно для С-звезд AGB N типа. Одним из важных результатов данной работы является использование диаграммы "показатель цвета $BP-RP - T_{eff}$ " для отбора звезд поздних классов N с газопылевыми оболочками. Лучевые скорости доступны для звезд 75 С из 127. Для 9 объектов значения RV превышают 200 км/с. Эти звезды дополняют список объектов с высокими лучевыми скоростями, обнаруженных недавно на основе базы данных Gaia DR2. Отметим, что все эти объекты являются объектами Галактического Гало и они не отслеживают сфероидальные потоки карликовой галактики в Стрельце Sgr DEG, и их происхождение неясно.

Между тем стоит упомянуть о трех гигантах типа FBS СН среди 127 С-звезд FBS, для которых в каталоге Bailer-Jones даны расстояния более 13 кпк от Солнца. Это FBS 1629+156 ($r = 13.04$ кпк), FBS 1811+462 ($r = 14.133$ кпк, $RV = -164.8$ км/с) и FBS 1454+792 ($r = 13.487$ кпк, $RV = -217.9$ км/с). Согласно рис.15 [27], звезды FBS 1454+792 и FBS 1811+462 могут происходить от ведущей ветви Sgr DEG. Для FBS 1629+156 в Gaia DR2 нет данных о RV . CSS кривая блеска объекта FBS 1811+462 типична для RS CVn переменных звезд. В базе данных NSVS (Northern Sky Variability Survey, <http://skydot.lanl.gov/>) объект FBS 1629+156 также можно классифицировать как переменную типа RS CVn с амплитудой $\Delta m \approx 0^m.4$. В базе данных CSS этот объект не проявляет значительной переменности. Что касается объекта FBS 1454+792, то он находится вне поля обзора CSS и в базе данных NSVS не показывает переменность.

Отметим также, что многосторонние исследования, основанные на Gaia DR2 для гигантов и карликов класса M из "Второго пересмотренного и обновленного каталога FBS LTS", продолжают и будут представлены для публикации в ближайшее время.

Автор выражает благодарность К.Гигояну за полезные замечания и комментарии, а также рецензенту за полезные замечания. В этой работе представлены результаты космического проекта Gaia Европейского Косми-

ческого Агентства (ESA). Данные Gaia обрабатываются с DPAC (Gaia Data Processing and Analysis Consortium). В этом исследовании использовалась база данных SIMBAD, CDS, Страсбург, Франция.

Эта работа поддержана грантом ANSEF astroex-5153.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: kgayane@gmail.com

INVESTIGATION OF FAINT GALACTIC CARBON STARS FROM THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. IV. GAIA DR2 DATA

G.R.KOSTANDYAN

The second Gaia data release data (Gaia DR2) are used to analyze and estimate some important parameters for 127 carbon (C) type stars (56 are late N type Asymptotic Giant Branch (AGB) C stars, and 71 are early type CH giants) detected on the First Byurakan Survey (FBS) low resolution spectral plates. Gaia DR2 broadband G magnitudes are in the range $9.4 < G < 18.2$ mag for FBS C stars. Radial velocities RV are available for 75 C-stars out of 127. For 9 objects, RV values are greater than 200 km/s. V band absolute magnitudes are estimated for 18 FBS C-stars having luminosity data, of which 17 are CH giants. They are in the range $-3.4 \leq M_V \leq +0.5$ mag. For FBS 1918+869, absolute magnitude $M_V = -3.4 \pm 0.2$ mag, which is typical for N type AGB C-stars. Having distance estimates, the Hertzsprung-Russell Diagram (HRD, or color-absolute magnitude diagram) was constructed for 127 C-stars. All detected FBS C-stars are giants and AGB stars in the Galactic Halo. They are not further than 14 kpc from the Sun and 8 kpc from the Galactic plane.

Keywords: *carbon stars: surveys: late type stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian *et al.*, Commun. Special Astrophys. Obs., **62**, 5, 1989.
2. K.S.Gigoyan, A.M.Mickaelian, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **419**, 3346, 2012.

3. *A.M.Mickaelian, R.Nesci, C.Rossi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **464**, 1177, 2007.
4. *K.S.Gigoyan, D.Russeil, A.M.Mickaelian et al.*, *Astron. Astrophys.*, **544**, A95, 2012.
5. *K.S.Gigoyan, A.M.Mickaelian, G.R.Kostandyan*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **489**, 2030, 2019.
6. *K.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **371**, 560, 2001.
7. *N.Mauron, K.S.Gigoyan, T.R.Kendall*, *Astron. Astrophys.*, **463**, 969, 2007.
8. *N.Mauron*, *Astron. Astrophys.*, **482**, 151, 2008.
9. *K.S.Gigoyan, D.Engels, N.Mauron et al.*, *Astrophysics*, **51**, 209, 2008.
10. *K.S.Gigoyan, D.Russeil, A.M.Mickaelian et al.*, *Astron. Astrophys.*, **544**, A95, 2012.
11. *G.Kostandyan, K.S.Gigoyan, A.Sarkissian et al.*, *Astrophysics*, **60**, 300, 2017.
12. *K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, D.Russeil et al.*, *Astrophysics*, **57**, 510, 2014.
13. *K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, D.Russeil et al.*, *Astrophysics*, **58**, 319, 2015.
14. *K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, C.Rossi et al.*, *Astrophysics*, **60**, 70, 2017.
15. Gaia Collaboration, *A.G.A.Brown, A.Vallenari, T.Prusti et al.*, *Astron. Astrophys.*, **616**, A1, 2018.
16. *C.A.L.Bailer-Jones, J.Rybizki, M.Fouesneau et al.*, *Astron. J.*, **156**, 58, 2018.
17. Gaia Collaboration, *R.Andrae, M.Fouesneau, O.Creevey et al.*, *Astron. Astrophys.*, **616**, A8, 2018.
18. Gaia Collaboration, *L.Eyer, L.Rimoldini et al.*, *Astron. Astrophys.*, **623**, A110, 2019.
19. *M.F.Skrutskie et al.*, *Astron. J.*, **131**, 1163, 2006.
20. Gaia Collaboration, *C.Babusiaux, F. van Leeuwen, M.A.Barstow et al.* *Astron. Astrophys.*, **616**, A10, 2018.
21. *C.Du, H.Lei, S.Liu et al.*, *Astrophys. J.*, **863**, 37, 2018.
22. *Yin-Bi Li, A-Li Luo, Gang Zhao et al.*, *Astron. J.*, **156**, 87, 2018.
23. *P.Massey, S.E.Levine, K.F.Neugent et al.*, *Astron. J.*, **156**, 265, 2018.
24. *B.C.Bromley, S.J.Kenyon, W.R.Brown et al.*, *Astrophys. J.*, **868**, 25, 2018.
25. *A.J.Drake, M.J.Graham, S.G.Djorgovski et al.*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **213**, 9, 2014.
26. *A.J.Drake, S.G.Djorgovski, M.Catelan et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **469**, 3688, 2017.
27. *A.P.Huxor, E.K.Grebel*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **453**, 2653, 2015.

ПРОГРАММА MAGREG ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ПРОДОЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗД ПО СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ

И.С.САВАНОВ

Поступила 9 ноября 2018

Принята к печати 18 декабря 2019

С целью определения величины продольной компоненты магнитного поля звезд B_z создана вычислительная программа magreg, написанная на языке IDL. Работа программы тестировалась по наблюдениям ряда объектов, выполненных в CAO РАН на Основном звездном спектрографе 6-м телескопа CAO. На примере хорошо изученной магнитной звезды γ Eri выполнен детальный анализ наблюдательных данных, зарегистрированных для этого объекта 29.08.2015г. Полученные результаты сопоставлены с литературными источниками. Наша дальнейшая задача состоит в анализе всего наблюдательного массива данных спектрополяриметрических наблюдений γ Eri с 6-м телескопом CAO РАН с целью получения наиболее однородного набора оценок параметра B_z .

Ключевые слова: *звезды: спектрополяриметрия: магнитные поля: переменность: пятна*

1. *Введение.* На протяжении последних десятилетий измерение и мониторинг изменений магнитного поля химически пекулярных звезд верхней части Главной последовательности остаются актуальными задачами астрофизики. Важную роль в этих исследованиях играют спектрополяриметрические наблюдения. Для определения величины продольной компоненты магнитного поля B_z наиболее часто применяется методика, предложенная автором в [1]. Результаты ее подробного обсуждения можно найти в [2], а также в [3] при анализе данных каталога спектрополяриметрических наблюдений с FORS1 на телескопе VLT. Согласно этой методике [1,2], величина продольной компоненты магнитного поля определяется при ряде предположений - например, о слабом магнитном поле объекта (как правило, менее 10 кГс). Кроме того, считается, что выполняется условие о том, что уширение профилей спектральных линий носит инструментальный характер. При этом также предполагается отсутствие значительного уширения вследствие вращения. Эти требования должны заведомо выполняться для изучаемых объектов.

2. *Определение величины B_z .* Величина продольной компоненты

магнитного поля B_z определяется по отношению параметров Стокса V/I (см. в [2]) из уравнения

$$\frac{V}{I} = -g_{eff} \frac{e}{4\pi m_e c^2} \lambda^2 \frac{1}{I_\lambda} \frac{dI}{d\lambda} B_z, \quad (1)$$

где g_{eff} - эффективный фактор Ланде, λ - длина волны в Å.

В [1] было показано, что при спектрополяриметрических измерениях, основанных на изучении линий водорода или гелия, хорошо обоснованным является выбор величины g_{eff} , близкий к единице. Кроме того, значение $g_{eff} = 1.2$, согласно [2], служит хорошим приближением для спектров Ар-звезд. Как и в [2-5], определение B_z в рамках нашего исследования было выполнено методом регрессионного анализа. Метод позволяет получить одновременно оценки ошибок параметров регрессии и, следовательно, погрешность B_z . Указанные публикации содержат формулы для оценки величины погрешности B_z , а также обсуждение того, стоит ли вводить дополнительное увеличение величины погрешности B_z , (см формулу (11) в [4]).

3. Вычислительная программа. Созданная нами вычислительная программа определения величины B_z *magreg* написана на языке IDL и позволяет использовать многочисленные внутренние программные средства для определения погрешностей при решении задач регрессионного анализа. Кроме того, возможно применение программ библиотек <https://idlastro.gsfc.nasa.gov>, <http://www.idlcoyote.com>.

Проведенные вычисления показали хорошее согласие между результатами оценок параметров уравнения (1) и их погрешностей, полученных с применением различных подпрограмм. Окончательный выбор был сделан в пользу стандартных программ IDL и решения задачи с использованием уравнений из [2]. Помимо удаления выбросов (значений, превышающих 3σ), наша программа также допускает получение усеченной оценки параметров задачи регрессионного анализа (*clipping algorithms* - см. в [3]). В частности, наибольшее внимание мы уделили возможности проведения дополнительной оценки B_z в предположении об ограничении изменений аргументов зависимости регрессионного анализа. Для увеличения устойчивости регрессионного анализа по отношению к граничным (расположенным на краях) значениям аргумента, мы проводили ограничения изменений аргументов зависимости регрессионного анализа величины $Cx = g_{eff} \frac{e}{4\pi m_e c^2} \lambda^2 \frac{1}{I_\lambda} \frac{dI}{d\lambda}$. Вместе с основным решением вычислительная программа выдает соответствующее "ограниченное" решение.

В качестве исходных данных при использовании нашей программы могут рассматриваться результаты спектральных наблюдений в различных интервалах длин волн - как выделенные из полного спектра определенные участки, так

и объединение нескольких участков. Необходимость такой опции при проведении оценок величины B_z рассмотрена в [5]. В частности, эта опция позволяет определять магнитное поле только по линиям водорода, или только по участкам, содержащим линии металлов (без водородных линий), или только по индивидуальным линиям и проч. (см. ниже).

4. Тестирование программы. Работа программы проверялась при применении к наблюдениям ряда объектов, выполненных в CAO РАН на Основном звездном спектрографе 6-м телескопа CAO РАН. При таких наблюдениях был использован анализатор круговой поляризации в сочетании с поворотной пластинкой $\lambda/4$ [6]. Спектральное разрешение составляло $R=15000$. Применялась ПЗС-матрица размером 2000×2000 элементов. Полученный материал чаще всего охватывал спектральный диапазон $4380\text{--}4950 \text{ \AA}$. Обработка данных проводилась стандартным методом в системе MIDAS с пакетом программ ZEEMAN [7]. Первичная обработка включала в себя построение и последующее вычитание из всех рабочих снимков усредненного кадра подложки (bias), калибровку по длинам волн с использованием спектра ThAr-лампы, экстракцию одномерного спектра и его нормировку на континуум.

В первую очередь для тестирования наша программа была применена к наблюдениям звезд - стандартов, не обладающих магнитным полем. Так, например, по указанной выше методике для звезды с нулевым общим магнитным полем HD 210762 измеренная нами величина продольной компоненты магнитного поля B_z составила -12 ± 9 Гс.

Многие программы поляриметрических наблюдений в CAO РАН включают хорошо изученную магнитную звезду γ Equ, для которой опубликованы многочисленные измерения продольной компоненты ее магнитного поля (см., например, [8,9]). Как правило, измерения B_z γ Equ в CAO РАН проводятся с целью калибровки и проверки работы поляриметрического инструмента.

Для более детального анализа мы рассмотрели наблюдательные данные, зарегистрированные для γ Equ 29.08.2015г. на 6-м телескопе CAO РАН. Спектральный материал был получен в диапазоне длин волн $4380\text{--}4950 \text{ \AA}$, его первичная обработка была проведена по указанной выше стандартной процедуре.

В табл.1 приведены основные результаты определений величины продольной

Таблица 1

**РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЙ ВЕЛИЧИНЫ ПРОДОЛЬНОЙ
КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ B_z (Гс) γ Equ**

Спектр. диапазон	4380-4950 А	4861 ± 60 А	4380- 4800 А
Полная величина	-492 ± 9	-345 ± 28	-506 ± 11
Усеченная оценка	-681 ± 30	-568 ± 91	-568 ± 91

компоненты магнитного поля B_z γ Eqr. Анализ проводился для 3-х спектральных диапазонов: а) полного - 4380-4950 Å ; б) содержащего линию водорода H (ядро и крылья) - 4861 ± 60 Å и в) спектрального диапазона, включающего линии металлов (4380-4800 Å). Для каждого диапазона приведены два решения - по всему диапазону параметров C_x и усеченная оценка C_x (диапазон $\pm 3 \cdot 10^{-6}$) (рис.1).

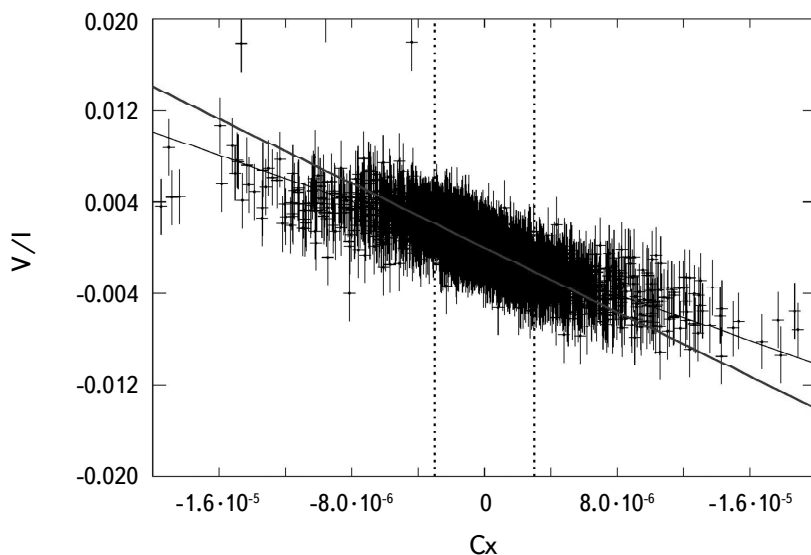


Рис.1. Результаты определения величины продольной компоненты магнитного поля B_z γ Eqr, полученные методом регрессионного анализа для полного спектрального диапазона - 4380-4950 Å. Наклон регрессионных линий пропорционален величине B_z . Тонкая сплошная линия соответствует решению для всех данных, толстая сплошная - усеченному решению (см. текст). Усеченное решение получено по набору C_x в диапазоне $\pm 3 \cdot 10^{-6}$ (вертикальные штриховые линии). Отскакивающие точки (выбросы значений, превышающие 3σ , приведенные на графике) при нахождении решения исключались.

Данные табл.1 позволяют сделать следующие заключения. Во-первых, наибольшее (по модулю) значение величины продольной компоненты магнитного поля B_z для γ Eqr достигается при анализе данных из спектрального диапазона, включающего линии металлов, а наименьшее - по диапазону, содержащему линию водорода. Как и следовало ожидать, параметр B_z , установленный по всему диапазону (с линиями металлов и с линией водорода), имеет величину, лежащую в промежутке между этими значениями. Во-вторых, усеченная оценка (третья строка таблицы) дает большее (по модулю) значение величины B_z . Различия могут составлять 40-60%.

Различия в величинах продольной компоненты магнитного поля B_z , определяемых по линиям металлов и линиям водорода, ранее уже рассматривались в литературе [10,11]. Они были установлены, как в случаях измерений

B_z по индивидуальным линиям [10], так и при нахождении методом регрессии [11].

Так, например, в [10] измерения компоненты магнитного поля B_z γ Eqr по линиям металлов составили -1140 Гс, в то время как по линиям водорода -390 Гс, почти в три раза меньшую величину. Столь высокие различия (по сравнению с установленными нами), по-видимому, обусловлены проведением измерений только по ядру водородной линии, а не по всему профилю с крыльями.

Введенная в [10] величина H/M (отношение величин магнитного поля по линиям водорода и по линиям металлов), согласно этому исследованию для γ Eqr составляет 0.34 ± 0.03 . Наблюдения были получены в интервале времени HJD 2454521-2455077. Для другого объекта (HD178892), рассмотренного в [10], H/M составило величину -0.62 ± 0.08 .

Работа [11] содержит результаты определения величины продольной компоненты магнитного поля для ряда магнитных Ap/Bp звезд с помощью прибора ISIS на телескопе WHT (табл.1 в [11]). Указанные 10 измерений B_z для γ Eqr были выполнены в конце августа (29-31.08.2015г.) при различных оптических конфигурациях, с различными дифракционными решетками и прочее. Полученная величина H/M составила в среднем 0.76 ± 0.14 . Эти наблюдения были выполнены практически одновременно с нашими на БТА (HJD 2457263), при этом найденная нами величина H/M оказалась равной 0.8 и практически совпала с измерениями [11].

Возможность влияния запятненности поверхности химически пекулярных звезд на различия в величинах продольной компоненты магнитного поля B_z , определяемых по линиям металлов (в пятнах) и линиям водорода (равномерное распределение по поверхности звезды), обсуждается в [10]. Вероятно, данное обстоятельство и является причиной систематических различий в измерениях B_z .

5. Заключение. Для нахождения величины продольной компоненты магнитного поля B_z создана вычислительная программа *magreg*, написанная на языке IDL. Работа программы проверялась при применении к наблюдениям ряда объектов, выполненных в CAO РАН на Основном звездном спектрографе 6-м телескопа CAO, в первую очередь - к наблюдениям звезд - стандартов, не обладающих магнитным полем. В качестве примера выполнен детальный анализ наблюдательных данных за 29.08.2015г. для хорошо изученной магнитной звезды γ Eqr (измерения B_z которой в CAO РАН проводятся с целью калибровки и проверки работы поляриметрического инструмента) с известными многочисленными измерениями продольной компоненты магнитного поля. Показано, что наибольшее по модулю значение величины продольной компоненты магнитного поля B_z для γ Eqr достигается при анализе

данных из спектрального диапазона, включающего линии металлов, а наименьшее - по диапазону, содержащему линию водорода. Усеченная оценка величины продольной компоненты магнитного поля B_z дает большее (по модулю) значение, чем оценка основного решения. Наши заключения хорошо согласуются с приводимыми в других литературных источниках.

В дальнейшем мы планируем применить разработанную нами программу для анализа всего наблюдательного массива данных спектрополяриметрических наблюдений γ Equ с целью получения наиболее однородного набора оценок параметра B_z (см. в [12]).

Помимо этого, программа *magreg* найдет применение при продолжении исследований изменений продольной компоненты магнитного поля у быстро-вращающегося одиночного хромосферно-активного гиганта FK Com [13,14] и получении оценок параметра B_z ряда sdB-sdO субкарликов (см. в [15,16]).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект N 18-12-00423).

Институт астрономии Российской академии наук, Москва,
Россия, e-mail: igs231@mail.ru

MAGREG PROGRAM FOR THE DETERMINATION OF THE LONGITUDINAL COMPONENT OF THE STELLAR MAGNETIC FIELD FROM SPECTROPOLARIMETRIC OBSERVATIONS

I.S.SAVANOV

In order to determine the value of the longitudinal component of the stars magnetic field B_z a computational program *magreg* written in the IDL language was created. Program was tested using the observations of objects performed at the SAO RAS with the Main Stellar Spectrograph of the 6-meter SAO RAS telescope. Using the well-studied magnetic star γ Equ as example a detailed analysis of its observational data registrated on August 29, 2015 is made. The obtained results are compared with literary sources. Our further task is to analyze the entire observational dataset of the spectropolarimetric observations γ Equ performed on 6-meter telescope of SAO RAS with the aim of obtaining the most uniform set of estimates of the B_z parameter.

Keywords: *stars: spectropolarimetry: magnetic fields: variability: spots*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Landsteet*, *Astrophys. J.*, **258**, 639, 1982.
2. *S.Bagnulo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **389**, 191, 2002.
3. *S.Bagnulo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **583**, A115, 2015.
4. *S.Bagnulo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **538**, A129, 2012.
5. *C.Scalia et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **472**, 3554, 2017.
6. *G.A.Chountonov*, in: *Magnetic stars, Proc. Intern. Conf., Spec. Astrophys. Observ.*, Russia, August 27-31, 2003, eds Yu.Glagolevskij, D.Kudryavtsev, I.Romanyuk (Nizhnij Arkhyz: SAO RAS, 2004), p.286.
7. *D.O.Kudryavtsev*, *Baltic Astron.*, **9**, 649, 2000.
8. *V.D.Bychkov et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **455**, 2567, 2016.
9. *I.S.Savanov et al.*, *Astron. Bull.*, **73**, 463, 2018.
10. *D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk*, *Astron. Nachr.*, **333**, 41, 2012.
11. *S.Bagnulo, J.D.Landstreet*, *Astron. Astrophys.*, **618**, 113, 2018.
12. *I.S.Savanov et al.*, *Putting A Stars into Context: Evolution, Environment, and Related Stars, Proc. of the international conference June 3-7, 2013, M.V.Lomonosov State University, Moscow, Russia. Eds.: G.Mathys, E.Griffin, O.Kochukhov, R.Monier, G.Wahlgren, Moscow: Publishing house "Pero", 2014, p.386.*
13. *V.B.Puzin et al.*, *Astron. Bull.*, **69**, 321, 2014.
14. *V.B.Puzin et al.*, *Astron. Bull.*, **71**, 189, 2016.
15. *I.S.Savanov et al.*, *Astron. Rep.*, **55**, 111, 2011.
16. *I.S.Savanov et al.*, *Astron. Rep.*, **57**, 751, 2013.

К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОЙ ФАЗЕ ВСПЫШЕК dMe ЗВЕЗД. I. ОБСУЖДЕНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Е.С.МОРЧЕНКО

Поступила 8 августа 2019

Принята к печати 18 декабря 2019

В связи с опубликованной критикой автором обосновано применение неподвижного однородного плоского слоя чисто водородной плазмы, находящейся вблизи состояния локального термодинамического равновесия (ЛТР), для анализа характеристик излучения хромосферной конденсации толщиной $\Delta z_m = 10$ км в газодинамической модели звездных вспышек. Показано, что ударно-волновая модель вспышек, предложенная Беловой и Бычковым, в отличие от модели Костюк и Пикельнера, имеет неустраняемые внутренние дефекты, вызванные исключением взаимодействия тепловой волны (температурного скачка) и нестационарной ударной волны с высвечиванием. В частности, такая модель: а) не позволяет увеличить геометрическую толщину хромосферной конденсации вследствие расхождения фронтов тепловой и ударной волн во время импульсного нагрева; б) не может обеспечить нагрев хромосферы красного карлика на значительных расстояниях; в) предсказывает профили линий $\text{H}\alpha$, противоречащие данным наблюдений. Аргументируется, что: а) ударно-волновая модель Беловой и Бычкова представляет развитие кинематической модели солнечных вспышек (Nakagawa и др.) и ее применение к dMe звездам, а именно: изучение излучательного отклика хромосферы красного карлика на импульсный нагрев в простейшей газодинамической постановке задачи (тепловая волна исключена, используется стационарный подход); б) области позади фронтов стационарных ударных волн с высвечиванием с точки зрения модели Костюк и Пикельнера соответствуют не хромосферной конденсации, с изменяющейся во время импульсного нагрева толщиной, а зонам релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия. Акцентируется внимание на принципиальную невозможность разделения модели Костюк и Пикельнера на "тепловую" и "ударно-волновую" составляющие.

Ключевые слова: *красные карликовые звезды: вспышки: импульсный нагрев: газодинамические модели: оптическое излучение*

1. *Введение.* В недавней статье [1] Беловой и Бычковым вычислены профили плоскопараллельных стационарных ударных волн с высвечиванием, распространяющихся в хромосфере красного карлика по направлению к фотосфере ("вниз"), со скоростями от 30 до 100 км/с (далее по тексту - ударно-волновая модель звездных вспышек). Авторами принято во внимание различие в нагреве атомно-ионного и электронного компонентов плазмы за фронтом стационарной ударной волны [2,3] ($T_{ai} > T_e$, где T_{ai} - атомно-ионная температура газа, T_e - электронная). В расчетах [1] не учитываются: приток

энергии от ускоренных электронов (мощность нагрева $P_e=0$)¹, теплопроводность (классический тепловой поток $F_c=0$), гравитационное ускорение ($g=0$) и не зависящая от времени мощность источников нагрева, поддерживающих стационарное состояние невозмущенной хромосферы ($Q=0$). Влиянием горячей плазмы за фронтом на степень ионизации холодного газа перед фронтом (прекурсор) пренебрегается; плазма до прохождения ударной волны однородна. Моделирование проводится в системе отсчета, связанной с разрывом (вязким скачком). Магнитное поле (напряженность H_0 от 0 до 5 Гс [1]) направлено перпендикулярно скорости натекания u_0 газа на фронт ударной волны; условие вмерзновенности выполнено не только на вязком скачке, но и в течение всего времени нестационарного охлаждения плазмы.

На основании проведенных расчетов авторами [1] показано, что в условиях хромосфер dMe звезд "газ позади фронта (стационарной ударной волны) остается прозрачным в оптическом диапазоне непрерывного спектра..." [1] и сделан вывод о том, что во время вспышки "эмиссия в (водородных) линиях определяется ударной волной в надфотосферных слоях, а чернотельное излучение дает фотосфера, прогреваемая потоком надтепловых частиц" [1]. Кроме того, Белова и Бычков полагают [1], что "модель ударной волны, распространяющейся в газе хромосферы, может быть применима при объяснении ... свечения (вспышечной) водородной плазмы прозрачной в частотах непрерывного спектра".

Также, в работах [5,6,1] Белова и Бычков подвергли критике статью Кацовой и др. [7], в которой изложены результаты изучения отклика хромосферы красного карлика на импульсный нагрев пучком ускоренных электронов со степенным спектром (отсечка со стороны низких энергий $E_{10}=10\text{кэВ}$, показатель спектра $\gamma=3$ - жесткий пучок, поток энергии на верхней границе области вспышки $F_0=10^{12}\text{эрг/см}^2\text{с}$, длительность нагрева - 10 с, импульс прямоугольной формы). Так, в [5] авторы [1] отметили, что Кацова и др. [7] применяют "квазистационарное приближение" для вычисления населенностей атомных уровней (n_k , где k - главное квантовое число), в рамках которого величины n_k однозначно задаются текущим значением температуры $T_{ai}=T_e=T$ (см. уравнение (1) в настоящей статье), в то время как "при высвечивании за фронтом (стационарной) ударной волны в условиях атмосфер звезд поздних спектральных классов населенности дискретных уровней атома водорода определяются не только текущими значениями температуры и электронной плотности n_e , но и зависят от всей предыстории процесса, начиная с нагрева на фронте ударной волны" [5]. В статье [1] Белова и Бычков указали, что "для вычисления коэффициента поглощения авторы [7] пользуются расчетами ... справедливыми для звездных

¹ Постоянная подкачка энергии - необходимое условие для распространения ударной волны в хромосфере Солнца и dMe звезд "вниз" в течение длительного времени (см. [4]).

атмосфер, находящихся в условиях термодинамического равновесия", "в то время как ситуация позади фронта ударной волны (распространяющейся с постоянной скоростью) является не только неравновесной, но и нестационарной". Наконец, в [6] авторы [1] заметили, что Кацова и др. [7] используют модель атома водорода, состоящего всего лишь из двух уровней (+ континуум).

В работе [8] на основе решения системы уравнений баланса элементарных процессов [3] показано, что мензеловские множители атомных уровней газа в неподвижном однородном плоском слое с $T_{ai} = T_e$, соответствующем [7] хромосферной конденсации² толщиной $\Delta z_m = 10$ км, слабо отличаются от единицы, а излучение такого слоя прозрачно в оптическом континууме. Этот факт рассматривался автором [8] как существенный довод в пользу точки зрения Гринина и Соболева [11] о формировании квазипланковского излучения, наблюдаемого в максимуме блеска мощных звездных вспышек (голубой компонент оптического континуума), вблизи фотосферы³. Таким образом, приведенные критические замечания Беловой и Бычкова [5,6,1] в отношении работы Кацовой и др. [7], в значительной мере относятся и к статье Морченко [8]. При этом астрофизический вывод [1] о локализации источника голубого континуума вспышек в фотосфере звезды, буквально возрождающий [1] концепцию Гордон и Крона [12], не согласуется с точкой зрения авторов [11,8].

В этой же статье [8] отмечалось, что неизотермичность плазмы [2,3], обусловленная нагревом ее атомно-ионной компоненты по адиабате Гюгонио, а электронной - по адиабате Пуассона, присуща не только стационарным ударным волнам с высвечиванием, но и нестационарным. В результате чего, непосредственно за фронтом ударной волны [7], в области, названной в [9] "зоной релаксации (плазмы) к состоянию теплового равновесия", изначально $T_{ai} \gg T_e$ (на это обстоятельство впервые обратил внимание Косовичев - см. раздел 5 в [9]). Пренебрежение данным различием температур, по мнению автора [8,13], являлось принципиальным недостатком газодинамических моделей звездных [7] и солнечных [14] вспышек.

В работе [8] и диссертации [15] также обсуждалась возможность достижения концентрации $n_H = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (околофотосферная величина [11]) за счет высвечивания газа позади фронта плоскопараллельной стационарной ударной волны, распространяющейся в хромосфере красного карлика "вниз", - одной из "набора" волн в подходе [1] (в предположении [15] отсутствия влияния

² Плотное холодное образование между фронтом тепловой волны (температурным скачком) и зоной релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия за фронтом нестационарной ударной волны (см. рис.1).

³ В [8] применительно к голубому компоненту оптического континуума мощных вспышек использовался термин "абсолютно черное тело". В действительности, этот компонент излучения является квази-чернотельным [11].

поля излучения нагретых слоев, расположенных вблизи фотосферы). Автором показано, что: а) при выполнении условия вмороженности магнитного поля в течение всего времени радиационного охлаждения увеличение плотности газа на два порядка не представляется возможным: соответствующий рост магнитного давления p_m в 10^4 раз остановит [15] сжатие плазмы; б) в случае отсутствия связи между изменениями n_H и p_m увеличение n_H от $3.9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [8], соответствующее гипотетическому режиму сильного высвечивания, приводит к тому, что газ оттекает от вязкого скачка на небольшое расстояние $\Delta l_1 \sim 0.5 \text{ км}$ [8], а при менее сильном высвечивании (до $n_H \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$) Δl увеличивается до $\Delta l_2 \sim 10 \text{ км}$ [15] (результаты получены в рамках модели однородного плоского слоя [3]). Ввиду малости [15] Δl_1 по сравнению с линейными размерами источников голубого континуума вспышек AD Leo (dM4.5e), определенными Ловкой [16] в чернотельном приближении⁴, в статье [8] утверждалось, что "газ, высвечивающийся за фронтом стационарной ударной волны, распространяющейся по направлению к фотосфере красного карлика, не способен генерировать (квази-) планковское излучение ... в максимуме блеска звездных вспышек"⁵. Эти результаты рассматривались в [15] как еще один аргумент в пользу точки зрения авторов [11].

В [8,15] обращалось внимание на отличия модели стационарной ударной волны с высвечиванием от модели [7]. Так, говорилось [8], что в работе Кацовой и др. [7] приведена система уравнений одномерной гравитационной газовой динамики в частных производных, в то время как в статье Беловой и др. [17], используемой авторами [1], рассматривается система обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) с детальным учетом элементарных процессов в плазме позади фронта. А в [15] указывалось на пренебрежение теплопроводностью ($F_c=0$), ответственной [18] за передачу энергии в высокотемпературной области вспышек, изначально прогреваемой пучком ускоренных электронов до $T_e \sim 10^7 \text{ К}$, $T_i \sim 10^6 \text{ К}$ [19] (заметим, что в работе [1] ионная температура газа T_i именуется атомно-ионной). Кроме того, в [8] отмечалось увеличение геометрической толщины Δz хромосферной конденсации [7] (далее по тексту - х.к.) во время импульсного нагрева, обусловленное тем, что нестационарная ударная волна с высвечиванием [7] опережает температурный скачок, движущийся с дозвуковой скоростью. Белова и Бычков [1], критикуя работу Кацовой и др. [7], упоминают (раздел "Дискуссия") первый результат статьи [8], а замечания [8,15] о различии моделей [7,17] игнорируют.

Наконец, в [3,8,13] обсуждалось происхождение профиля линии Na с

⁴ Исходя из оценок площадей вспышек в максимумах блеска ($\sim 10^{18} \text{ см}^2$) в модели плоского слоя.

⁵ Время рекомбинационного высвечивания t_r плотного хромосферного газа мало [11], а картина радиационного охлаждения за фронтом ударной волны не зависит от выбора системы отсчета.

голубой асимметрией крыльев в спектре вспышки UV Ceti (dM5.6e) (Eason et al. [20]). Так, отмечено, что: а) модельный контур с доплеровским ядром (полуширина $\Delta\lambda_D = 0.9 \text{ \AA}$ [20]) и штарковскими крыльями ($\lg n_e = 14.75$ [20]) похож на профиль $H\alpha$ (параметр b_{32} [3] $\ll 1$); б) отклонение от штарковского контура при фитировании правого крыла линии [20] (рис.9) может быть вызвано [21] пренебрежением вклада электронного уширения в формирование существенно непрозрачного (оптическая глубина $\gg 1$) крыла $H\alpha$; в) доплеровское ядро $H\alpha$ [20] смещено как единое целое влево⁶ [8]. А в [13] высказано предположение, что такой профиль может генерировать газ позади фронта ударной волны, распространяющейся в частично ионизированной хромосфере красного карлика "вверх" (на том основании [8], что в лабораторной системе отсчета ядро линии в плазме позади фронта ударной волны должно быть "сдвинуто" в направлении движения фронта).

Первая часть настоящей работы, отмеченная в заглавии цифрой 1, содержит сравнительный анализ подходов [7,1]. Во втором разделе: а) аргументируется, что "набор" стационарных ударных волн с высвечиванием [1] не позволяет обеспечить одновременное выполнение условия теплового баланса (между P_e и потерями энергии на излучение за фронтом ударной волны) и увеличения толщины Δz х.к. (высветившийся газ под тепловой волной) - эффект расходимости фронтов волн - во время импульсного нагрева, как это имеет место в модели [7]; б) демонстрируется, что представление [5,6,1] о формировании х.к. за счет высвечивания плазмы "в отрыве" от тепловой волны не основано на основополагающей статье Костюк и Пикельнера [22], а потому критика Беловой и Бычкова [5,6,1] в отношении работы Кацовой и др. [7], выполненной [7,3] в рамках подхода [22], по мнению автора, некорректна; в) обосновывается применение [8] неподвижного однородного плоского слоя чисто водородной плазмы для приближенного анализа характеристик излучения "уплотнения" [7] толщиной Δz_m (мгновенный снимок). В частности, обращается внимание на то, что утверждения [8] о близости мензеловских множителей такого слоя к единице и его прозрачности в континууме за бальмеровским скачком не противоречат результатам [23] газодинамического моделирования, проведенного Allred et al. [24] с учетом нестационарности населенностей атомных уровней в явном виде.

В третьем разделе статьи показано, что "набор" ударных волн [1] в отличие от моделей типа [7] не может нагреть хромосферу красного карлика на значительных расстояниях. Кроме того, аргументируется, что: а) расчеты

⁶ В этом легко убедиться, проведя два вертикальных отрезка от делений, соответствующих длинам волн $6562 \text{ \AA}$ и $6564 \text{ \AA}$ на рис.7а в [20] и сравнив площади участков с левой и правой сторон от доплеровского контура.

Беловой и Бычкова [1] представляют развитие кинематической модели солнечных вспышек (Nakagawa et al. [25]) и ее применение к dMe звездам, а именно: изучение излучательного отклика хромосферы на импульсный нагрев в простейшей газодинамической постановке задачи (тепловая волна исключена, использован стационарный подход); б) как и в [25], профили линий $H\alpha$ в модели [1] противоречат [22] данным спектральных наблюдений; в) области позади фронтов стационарных ударных волн [1] с точки зрения модели [22] соответствуют не х.к., с изменяющейся во время импульсного нагрева толщиной (в [7] от ~ 1 км до ~ 10 км), а зонам релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия; г) вывод [8,15] о невозможности генерации (квази-)планковского излучения в максимуме блеска звездных вспышек за фронтом одной из таких волн (скорость $u_0 = 60$ км/с [8]) подтверждается расчетами [1]. Акцентируется внимание на принципиальную невозможность разделения (Белова и Бычкова [1]) модели Костюк и Пикельнера [22], лежащей в основе современных газодинамических программных пакетов, моделирующих вторичные процессы в солнечных и звездных вспышках, на "тепловую" и "ударно-волновую" составляющие.

Во второй части настоящей работы (готовится к публикации) аргументируется, что не только голубой, но и красный компоненты оптического континуума звездных вспышек формируются вблизи фотосферы [11], а точка зрения [1] о локализации источника горячего квазипланковского излучения в фотосфере красного карлика противоречит данным наблюдений. Далее: а) подробнее, чем в [3,8,15] обсуждается влияние поля излучения нагретых околофотосферных слоев (в максимуме блеска вспышек) на газодинамические процессы, происходящие в вышележащих слоях хромосферы; б) указывается на принципиальную возможность появления и усиления линий HeI (например, [20]) в зоне тепловой релаксации [7,9] (при увеличении T_e газа позади фронта нестационарной хромосферной ударной волны за счет упругих столкновений электронов с атомами и ионами ($T_{ai} \gg T_e$)⁷); в) обсуждается природа профилей линий $H\alpha$ с голубой асимметрией крыльев с учетом отличных от [13] интерпретаций.

2. Хромосферная конденсация в модели [7] и газ позади фронта стационарной ударной волны с высвечиванием.

2.1. Прежде всего, отметим два принципиальных отличия расчетов [7] от подхода [1]:

а) в систему уравнений газовой динамики [7] входят: мощность нагрева

⁷ Для высоких значений скоростей ударной волны, соответствующих [26] большим значениям потоков энергии F_0 в пучках ускоренных электронов.

пучком ускоренных электронов $P_e(\xi)$, классический тепловой поток F_c (закон Фурье), гравитационное ускорение ($g = \text{const}$) и функция охлаждения $L(T)$, используемая во всем интервале температуры плазмы. В расчетах [1] $P_e = 0$, $F_c = 0$, $g = 0$. Основное внимание уделено изучению высвечивания;

б) ударная волна [7] нестационарна (она распространяется в хромосфере красного карлика в направлении увеличения плотности - "вниз"); в глубоких

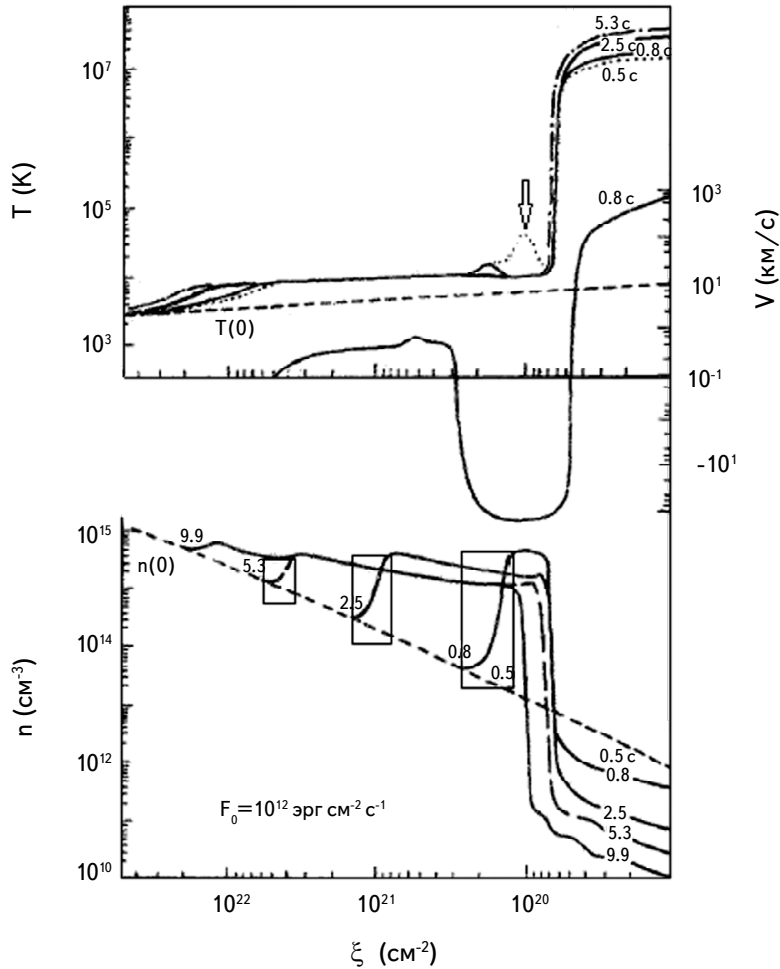


Рис.1. "Распределение плотности, температуры и скорости (газа) в различные моменты времени" (Кацова и др. [7]). Здесь $n \equiv n_H$ - суммарная концентрация атомов водорода и протонов, ξ - лагранжева координата: $d\xi = -n_H dz$ [7], где z - высота над фотосферой. Концентрацию 10^{15} следует читать как 10^{16} . Прямоугольниками выделены диапазоны значений ξ , соответствующие области релаксации плазмы для трех моментов времени. Стрелкой отмечен нагрев газа непосредственно за фронтом ударной волны ($T_{ai} = T_e$ [9]). Пологий профиль температуры справа и узкая переходная зона за ним обусловлены учетом члена F_c ($\kappa_e \div T_e^{5/2}$ [10], κ_e - коэффициент электронной теплопроводности). "Положительные значения скорости соответствуют удалению плазмы от поверхности звезды. Фотосфера расположена слева... Пунктир - начальная модель (атмосферы)" [7].

слоях хромосферы волна переходит в звуковое возмущение разрывного характера [22]. В подходе [1] скорость ударной волны $u_0 = \text{const}$, газ перед фронтом однороден (т.н. стационарная ударная волна). Проблема учета градиента плотности в хромосфере решается авторами [1] паллиативно: они рассматривают диапазон значений величины u_0 от 30 до 100 км/с и получают соответствующий "набор" профилей стационарных ударных волн с высвечиванием.

Отличие "а)" проявляется в том, что в модели [7] тепловая волна ответственна за возникновение волны сжатия впереди себя, через некоторое время (по мере прогрева более плотной плазмы) становящейся ударной; "тепловой фронт при этом действует как поршень, толкающий газ" [9] (т.н. температурная волна второго рода [27]). В результате высвечивания газа за фронтом нестационарной ударной волны под температурным скачком возникает слой плотной холодной плазмы, имеющей характерный пологий профиль T (рис.1): высвечивание останавливается, когда потери энергии на излучение $L(T)$ сравниваются с притоком энергии от тепловой волны P_e (выход ударной волны на стационарный режим [9]).

Во время импульсного нагрева фронты тепловой и ударной волн расходятся (температурный скачок движется с дозвуковой скоростью [7,27]), вследствие чего геометрическая толщина Δz остывшего после прохождения ударной волны газа - х.к. - увеличивается (на рис.1 видно, как область повышенной плотности устанавливается во все большем диапазоне значений ξ). В результате, ближе к концу нагрева, ширина зоны тепловой релаксации $\Delta l_1 \sim 0.5$ км [8]⁸ оказывается малой по сравнению с Δz_m .

Авторы [1] исходят из того, что "набор" стационарных ударных волн с высвечиванием в хромосфере красного карлика существует независимо от тепловой волны ($P_e = 0$). В результате, областям позади фронтов волн [1] в расчетах [7] формально соответствуют зоны релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия, где происходит резкое увеличение n_H , обусловленное высвечиванием (см. рис.1).

Отличие "б)" проявляется в том, что в подходе [1] учет радиационных потерь газа позади фронта ударной волны является существенно более точным, чем в модели [7]. Этот результат достигается за счет значительных упрощений в газодинамической части постановки задачи [1] по сравнению с [7]: тепловая волна исключена, использован стационарный подход (см. §10 в [28]). Кроме того, в [1] величины T_{ai} и T_e , концентрации компонентов плазмы, относительные населенности уровней $\Pi \quad v_k = n_k/n_H$ найдены как

⁸ В статье [7] говорится об увеличении n_H за фронтом движущейся вниз (к фотосфере) ударной волны на два порядка. В то же время в оценке Δl_1 [8] "заложен" рост концентрации в $\approx 77 \sim 100$ раз.

функции t в результате решения системы ОДУ для $dv_k/dt \neq 0$, состояний ионизации компонентов газа, внутренней энергии плазмы, производной dT_e/dt (формулы (32), (40), (41), (57) и (89) в [17]) и ряда вспомогательных алгебраических уравнений⁹. Здесь t - время, прошедшее с момента пересечения фронта ударной волны данным элементом газа. Ударная волна стационарна, поэтому $d\tilde{l} = u(t)dt$, где $\tilde{l}$ - расстояние от вязкого скачка, $u(t)$ - скорость газа в системе отсчета, связанной с разрывом, в момент t (подробный вывод системы уравнений для расчета профиля стационарной ударной волны с высвечиванием в условиях частично ионизованных хромосфер dMe звезд с учетом влияния поля излучения нагретых околофотосферных слоев дан в [15]).

С учетом сказанного, имеем следующие различия в нестационарном охлаждении плазмы позади фронтов ударных волн в обсуждаемых моделях:

а) [7]: высвечивание обусловлено неравенством значений функций нагрева и охлаждения вследствие резкого увеличения T и n_H плазмы; уменьшение температуры газа и рост его плотности за счет высвечивания продолжаются до тех пор, пока не установится тепловой баланс между притоком энергии от нетепловых электронов и потерями на излучение;

б) [1]: параметры плазмы, соответствующие остывшему газу, задаются выбором финального шага по t . Увеличение плотности плазмы ограничено лишь ростом давления магнитного поля и притоком энергии от "излучения фотосферы" [1] с температурой $< 6 \cdot 10^3$ К [1].

Таким образом, "набор" ударных волн [1] не позволяет обеспечить одно-временное выполнение условия теплового баланса и увеличения толщины х.к., как это имеет место в [7].

2.2. Свое понимание расчетов типа [7] (см. критику работы Allred et al. [24] в статьях [6,1]) Белова и Бычков [1] излагают следующим образом: "в [7] сформулирована гипотеза "хромосферной конденсации", согласно которой чернотельное излучение исходит из области размером около 10 км, находящейся на высоте примерно 15000 км (так в [1]) и образованной газом изобарически сжатым в результате радиационного охлаждения за фронтом ударной волны до температуры около 9000 К и концентрации 10^{15} см^{-3} ". Также, в обоснование своих взглядов, авторы [1] приводят цитату из аннотации основополагающей статьи Костюк и Пикельнера [22]: "по газу распространяется температурный скачок, связанный, главным образом, с теплопроводностью. Впереди температурного скачка распространяется ударная волна, нагревающая и сжимающая

⁹ В расчетах [17] применено [13] двухуровневое приближение: принято, что $v_2(t) = 4v_1(t) \exp(-\Delta E_{12}/k_B T_e) [1 + \Omega_{21}^{-1}]^{-1}$, где $\Omega_{21} = q_{21} n_e / A_{21}^*$. Здесь ΔE_{12} - энергия возбуждения второго уровня относительно первого, k_B - постоянная Больцмана, q_{21} - коэффициент деактивации атома водорода электронным ударом, A_{21}^* - эффективная вероятность спонтанного перехода.

газ. Скорость движения уменьшается с глубиной".

При этом Белова и Бычков [1] опускают следующее предложение из аннотации этой статьи: "в данной работе вязкость не учитывается, и нагрев от ударной волны явно не входит, однако он оценивается по адиабате Гюгонио". Таким образом, "нижний фронт движения" в расчетах [22] "не является ударной волной...". Следовательно, в [22] не могло быть описано расхождение фронтов тепловой и ударной волн во время импульсного нагрева, как это имеет место в работе [7], где в расчетах вводилась (квадратичная) искусственная вязкость ω [7,29] (авторы [22] собирались "решить задачу с вязкостью" - "скорости вниз до 100 км/с" - позже [22]). Данный вывод подтверждает сравнение геометрических толщин Δz области, в которой преимущественно локализовано [22] свечение линии $H\alpha$ (условия солнечной хромосферы): в [22] она составляет 8 км [30] (длительность импульса - 100 с - "иллюзия непрерывности", обусловленная "плохим временным разрешением" [4]), в то время как в работе [14] доходит до ~ 10 км за 10 с импульсного нагрева (одно элементарное вспышечное событие - EFB).

Авторы [1] также не учитывают следующее замечание Костюк и Пикельнера [22] в отношении качественной картины процессов в области оптической вспышки (в $H\alpha$): "газ, нагретый ударной волной, остывает раньше, чем до него доходит температурный скачок", в результате чего, "температура имеет минимум между двумя нагретыми областями". При этом [22]: а) скорость ударной волны "вниз" зависит от: величины потока энергии в пучке ускоренных электронов F_0 , потерь энергии на излучение с 1 см^2 области под тепловой волной (холодный высветившийся газ), плотности невозмущенной хромосферы и температуры плазмы в горячей области (на скачке); б) часть х.к. схожа [22] со вспышечным элементом в модели Brown [31], где приток энергии от нетепловых электронов уравнивается потерями на излучение в $H\alpha$.

Кроме того, упрощенное представление [1] о температурном скачке, впереди которого распространяется нестационарная ударная волна с высвечиванием, не отражает в полной мере сложное взаимодействие тепловой и ударной волн в расчетах [7]. Так, в [7] отмечается, что "в течение некоторого времени тепловая волна "усиливает" ударную".

Таким образом, точка зрения Беловой и Быčkova [5,6,1] о том, что возникновение х.к. обусловлено исключительно высвечиванием ("в отрыве" от тепловой волны) не основана на модели Костюк и Пикельнера [22] (напомним, что в [1] $P_e = 0$, $F_c = 0$, $g = 0$ и $Q = 0$). По этой причине критика [5,6,1] работы [7], выполненной [7,3] в рамках этой модели, некорректна.

2.3. Кацова и др. [7], ссылаясь на монографию [32], принимают, что в достаточно плотных слоях невозмущенной хромосферы, где оптическая глубина

в резонансном переходе в атоме водорода $\geq \tau_{кр} = 10^6$ [7], населенности уровней определяются формулой Больцмана:

$$n_2/n_1 = 4 \cdot \exp(-\Delta E_{12}/T_{eV}) \equiv f(T), \quad (1)$$

здесь T_{eV} - температура газа, выраженная в электрон-вольтах. При этом [7] степень ионизации плазмы $x^* = n_e/n_H$ [7] и n_2 находятся в результате решения системы уравнений (1) и (2):

$$n_1 n_e q_1 + n_2 n_e q_2 = n_e^2 \tilde{\alpha}, \quad (2)$$

где q_1 и q_2 - коэффициенты ионизации атома электронным ударом с уровней "1" и "2", $\tilde{\alpha}$ - полный коэффициент спонтанной фоторекомбинации на все уровни за исключением первого (приближенный учет рассеяния L_c - излучения). Величины n_H и T считаются заданными¹⁰.

В работе [7] говорится о том, что функции нагрева и охлаждения (P_e и L), классический тепловой поток F_c , давление p и энергия ε вычислялись "одновременно со степенью ионизации водородной плазмы"¹¹. По этой причине, с одной стороны, отношение n_e к n_H в х.к. должно определяться из формул (1) и (2), а с другой - обеспечивать баланс [33] между притоком энергии от тепловой волны ($\xi > \xi_0 = E_{10}^2/2a$, где a - функция от E_{10} и n_H [34]) и потерями на излучение в линии $H\alpha$ ($L_{H\alpha}$): "проявление" вспышечного элемента Brown [31] в модели [22].

Следуя [33], проверим выполнение этих утверждений в [7]. Исходим из того, что с начала импульсного нагрева прошло 0.8 с (фронты тепловой и ударной волн разошлись не слишком сильно); слои плазмы, примыкающие к температурному скачку, не рассматриваем [33], поскольку в этой части х.к. должны иметь место движения типа расширений "вверх" [31].

Решение системы уравнений (1) и (2) дает: $x^* = \{1 + \tilde{\alpha}[1 + f(T)]/[q_1 + q_2 f(T)]\}^{-1}$; видно, что $x^* = x^*(T)$. Величина $T \approx 9000$ К [7] ($T_{eV} \approx 0.78$ эВ), поэтому $f(T) \approx 7.7 \cdot 10^{-6} \ll 1$ (т.е. $n_2 \ll n_1$) и $x^* \approx 0.03$. Здесь, как и в [7,14] коэффициент $\tilde{\alpha}$ вычислялся "по Ситону" (Seaton), но q_1 и q_2 - по Johnson [35] ($q_1 \ll q_2$)¹². Из (1) и (2) также получаем, что $n_2 \approx (1 - x^*)n_H f(T)$. Лагранжевой переменной $\xi_1 = 10^{20}$ см⁻² соответствует $n_H \approx 6 \cdot 10^{15}$ см⁻³ (см. рис.1), откуда $n_H \approx 4.5 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

В свою очередь [7]

$$P_e(\xi)/n_H = 0.7 x^* P_1(\xi) + 0.3 P_1(\xi), \quad (3)$$

¹⁰ Следует заметить, что уравнения (1) и (2) противоречат друг другу: вместо (2) следует использовать формулу Саха (как в [22]) в пренебрежении влиянием поля излучения фотосферы красного карлика.

¹¹ В верхних слоях хромосферы в модели [7] вместо величины x^* "бралась аналогичная величина" x , определенная в рамках модели атома "один уровень + континуум".

¹² Вообще, в представляющем астрофизический интерес диапазоне T от 10^4 К до $2.5 \cdot 10^4$ К q_k растет [36] с увеличением главного квантового числа.

где $P_1(\xi)$ - функция Сыроватского и Шмелевой [34] (т.н. подход СЕА [26]); при $\gamma = 3$, $E_{20} \rightarrow \infty$ (E_{20} - верхняя граница спектра ускоренных электронов), $\xi \geq \xi_0$ $P_1(\xi) = 2^{-3.5} \pi F_0 E_{10} a^{-0.5} \xi^{-1.5}$ [34]. Значение $P_1(\xi_1) = 1.9 \cdot 10^{-9}$ эрг/с. Из (3) окончательно получаем, что $P_e(\xi_1) \approx 6.1 \cdot 10^{-10} n_H$.

С другой стороны, потери энергии на излучение в линии Na [7]: $L_{\text{Na}} \approx 0.14 n_2 x^* q_{23} n_H \text{ Ry}$; полагая $q_{23} \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ [35] (коэффициент возбуждения атома электронным ударом), имеем: $L_{\text{Na}} \approx 1.9 \cdot 10^{-10} n_H$ (вклад L_{La} не учитываем [33], поскольку вероятность выхода резонансного фотона за пределы х.к. мала).

Отсутствие расхождения между $P_e(\xi_1)$ и L_{Na} на порядки величины служит количественным подтверждением того, что расчеты [7], в отличие от расчетов Беловой и Бычкова [1], в которых тепловая волна исключена, выполнены [7,3] в рамках модели Костюк и Пикельнера [22].

2.4. Авторы [7] проводят анализ характеристик излучения х.к., с изменяющейся во время импульсного нагрева толщиной (в частности, при Δz_m), используя результаты расчетов Гринина и Соболева [11] для неподвижного однородного плоского слоя чисто водородной плазмы с функцией источника $S_v = B_v(T)$. Таким образом, Кацова и др. [7] ставят в соответствие полученным "уплотнениям" "набор" плоских слоев (мгновенные снимки)¹³, одновременно "исправляя" x^* на равновесную величину x^{eq} при фиксированных n_H , Δz и T (населенности атомных уровней газа в х.к. соответствуют формуле Больцмана в силу (1) и изложенных выше особенностей постановки задачи в [7]; при $T \approx 9000 \text{ K}$, $n_H = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\Delta z_m x^{eq} \approx 0.15$).

Численное решение системы уравнений баланса элементарных процессов [3] показывает [8], что в пределах неподвижного однородного плоского слоя толщиной Δz_m с $T_{ai} = T_e$ (в [7] - остывший и потому однотемпературный [8] газ позади зоны тепловой релаксации) мензеловские множители плазмы слабо отличаются от единицы (т.е. $S_v \approx B_v(T)$): в силу высокой плотности газа, его низкой температуры и большой оптической глубины в спектральных линиях (для резонансного перехода в центре слоя $\tau_{L_\alpha} \approx 3 \cdot 10^7$ - см. формулы (53) в [3]) радиационные процессы оказываются вторичными [3] по сравнению с ударными. В частности, при консервативном рассеянии средняя по слою вероятность выхода резонансного кванта за пределы плазмы в случае симметричного модельного профиля спектральной линии с доплеровским ядром и хольцмарковскими крыльями $\theta_{L_\alpha} \sim 10^{-6} \ll 1$ [3,15] (напомним, что величина θ_{L_α} , полученная с помощью приближенного аналитического решения

¹³ При таком подходе теряется информация о распределении поля скоростей в х.к., направленных "как вверх, так и вниз" [22]; игнорируется [33] движение слоев, поставленных [7] в соответствие "уплотнениям", "вниз".

[37] уравнения переноса излучения, при $\tau_{L_\alpha} \gg 1$ оказывается близка [38] к вероятности вылета фотона за пределы плазмы без рассеяний из центра слоя). Из малости θ_{L_α} также следует вторичность учета движения слоя как единого целого по направлению к фотосфере при решении системы уравнений стационарности [3] (но не при расчете профиля линии $\text{H}\alpha$ [22,30]).

2.5. В статье Allred et al. [24] отклик хромосфер Солнца и dMe звезд на импульсный нагрев пучком ускоренных электронов моделировался путем совместного решения уравнений радиационной газовой динамики (плоско-параллельное приближение; $g \neq 0$), уравнений для нестационарных [39] населенностей атомных уровней и уравнения переноса излучения. Для обсуждаемых здесь вопросов важен тот факт [23], что при потоках энергии F_0 равных $5 \cdot 10^{11}$ эрг/см²с (солнечная хромосфера) и 10^{13} эрг/см²с (случай dMe звезд; далее по тексту - модель F13), населенности водородных уровней в хромосферных конденсациях через некоторое время (см. табл.2 в [23]) после начала импульсного нагрева близки к ЛТР-значениям за исключением самой верхней части (толщиной ~ 1 км) каждой конденсации (зона позади фронта нестационарной ударной волны), где населенности уровней с $k=1, 2$ значительно отклоняются от своих равновесных величин)¹⁴.

С физической точки зрения эти результаты обусловлены:

а) учетом в законе сохранения [24] внутренней энергии газа: дивергенции потока излучения $\partial F_r / \partial z$ (z - высота, рассчитанная на единицу массы), мощности нагрева плазмы пучком нетепловых электронов (входящей с противоположным знаком), обеспечивающих выполнение условия теплового баланса, и дивергенции потока теплопроводности (тот же знак, что и у $\partial F_r / \partial z$);

б) большой плотностью [23] газа в хромосферных конденсациях, их заметной геометрической толщиной ($\sim$ нескольких десятков км по вертикали [23]) и сравнительно невысокой T плазмы под тепловой волной (в модели F13 $T \sim 10^4$ К [23]).

Неподвижный однородный плоский слой толщиной Δz_m с $n_H = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $T \approx 9300$ К создает излучение с оптической глубиной на длине волны $4170 \text{ \AA}$ $\tau_{4170} \approx 0.02$ [3,8]. С другой стороны, в [23], спустя ≈ 2 с после начала нагрева (расчет с $F_0 = 10^{13}$ эрг/см²с, $\gamma = 3$, $E_{10} = 37$ кэВ), $\tau_{4170} \approx 0.5$ в (нижней части) х.к. толщиной ~ 20 км с $n_{e_{\max}} \approx 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и $T \sim 10^4$ К.

Таким образом, вывод [8] о прозрачности газа в слое с параметрами, соответствующими х.к. [7] (модель F12), не противоречит результатам [23], полученным в рамках газодинамического моделирования, учитывающего нестационарность населенностей атомных уровней в явном виде, и потому

¹⁴ Заметим, что определение х.к., данное в [9], отличается от используемого в работе [23].

является положительным¹⁵.

3. *Ударно-волновая модель звездных вспышек*. Характерное время рекомбинационного высвечивания оптически тонкого газа позади фронта стационарной ударной волны (одной из "набора" волн в подходе [1]):

$$t_r \sim (\alpha \cdot n_e)^{-1}, \quad (4)$$

где α - коэффициент спонтанной фоторекомбинации, просуммированный по уровням с $k=2, \dots, k_{max}$ (величина k_{max} определена с помощью критерия Инглиса-Теллера). Откуда при $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^4 \text{ К}$, используя приближение Крамерса, получаем: $t_r \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}$.

С другой стороны, время "эволюции" х.к. [7] (высветившийся газ под тепловой волной) $t_h \approx 9 \text{ с}$ (см. рис.1), что сопоставимо с длительностью всего импульсного нагрева - 10 с. Более того, после прекращения нагрева ($t > 10 \text{ с}$) ударная волна [7] быстро затухает [9]. Следовательно, время существования и глубина проникновения в хромосферу нестационарной ударной волны, прежде всего, определяются наличием притока энергии от ускоренных электронов (через тепловую волну), т.е. длительностью импульсного нагрева [4,7]. Вспоминая, что продолжительность линейчатой эмиссии во вспышках составляет от нескольких минут и дольше [41], и учитывая, что вспышка состоит из "набора" элементарных событий (например, [20]), получаем, что $t_h \sim 10 \text{ с}$ является хорошим согласием теории и наблюдений. Таким образом, в отсутствие постоянного притока энергии извне "набор" ударных волн [1] не может существовать в течение длительного времени.

Наконец, умножая t_r на $u_0 = 100 \text{ км/с}$, приходим к тому, что за время высвечивания соответствующая ударная волна [1] проходит путь $\approx 4 \text{ км}$. Следовательно, "набор" ударных волн [1] не позволяет нагреть хромосферу красного карлика на значительных расстояниях.

По этим причинам, нельзя согласиться с утверждением Беловой и Бычкова [1] о том, что "модель ударной волны, распространяющейся в газе хромосферы, может быть применима при объяснении ... свечения (вспышечной) водородной плазмы прозрачной в частотах непрерывного спектра". Прозрачный в континууме компонент излучения звездных вспышек, в основном, формируется в х.к., а не только [1] в зоне релаксации плазмы за фронтом нестационарной ударной волны к состоянию теплового равновесия.

Обратим внимание на то, что приведенные замечания против подхода [1] известны в научной литературе [4,10,42] применительно к кинематической

¹⁵ На несоответствие утверждений работы [14] о природе белых вспышек на dMe звездах результатам RADYN в части величины используемого потока энергии F_0 впервые обратил внимание Kowalski [40].

модели солнечных вспышек (Nakagawa et al. [25]), в которой предполагается, что по хромосфере распространяется "набор" стационарных ударных волн, нагревающих и сжимающих газ, и, тем самым, усиливающих свечение $H\alpha$ [22] ($g \neq 0$, однотемпературный нагрев за фронтом - $T_{ai} = T_e$, функция охлаждения, зависящая от T степенным образом). Фактически, расчеты [1] представляют развитие модели [25] и ее применение к dMe звездам, а именно: изучение излучательного отклика хромосферы красного карлика на импульсный нагрев в простейшей газодинамической постановке задачи (тепловая волна исключена, использован стационарный подход [28]).

В работах Canfield & Athay [43], Костюк и Пикельнера [22] указывалось на несоответствие профиля линии $H\alpha$ в модели [25] данным наблюдений: согласно расчетам [43], контур "имеет сильное и смещенное обращение в центре, так что авторам [43] приходится предполагать турбулентные движения со скоростями 40-70 км/с" [22]. С физической точки зрения эти дефекты контура обусловлены, с одной стороны, большой оптической глубиной в центре ядра линии $H\alpha$, а с другой - заметной скоростью газа позади фронта стационарной ударной волны в лабораторной системе отсчета: $u_1 < 0.75 u_0$ (высвечивание не учитываем). Таким образом, профили линий $H\alpha$ в подходе [1] противоречат данным наблюдений¹⁶.

Авторы [22] также отмечали, что в их подходе контур $H\alpha$ представляет "комбинацию" [22] профиля, соответствующего газу под тепловой волной (модель Brown [31]) - симметричный контур с глубоким обращением в центре [44], и профиля линии в кинематической модели [25]; причем, поскольку "максимум одного профиля накладывается на минимум другого, ... сильного обращения не получится" [22]. Другими словами, линия $H\alpha$ будет иметь симметричное ядро с неглубоким "провалом" в центре и красную асимметрию крыльев [45].

Из сказанного выше следует, что модель Костюк и Пикельнера [22], лежащая в основе современных газодинамических программных пакетов, моделирующих вторичные процессы в солнечных и звездных вспышках, в принципе не допускает "разделения" (Белова и Бычков [1]) на "тепловую" и "ударно-волновую" составляющие: в противном случае она "вырождается" в модель Nakagawa et al. [25]. В этом состоит основная трудность.

Тем не менее, расчет профилей стационарных ударных волн с высвечиванием представляет интерес [15] с точки зрения обоснования взглядов [11] на природу голубого компонента оптического континуума в максимуме блеска

¹⁶ Оптическая глубина в резонансном переходе в области высвечивания газа позади фронта ударной волны [1], распространяющейся со скоростью $u_0 = 60$ км/с, $\tau_{L_{\alpha}} \sim 10^7$ [3] (величина $\tau_{L_{\alpha}}$ отсчитывается от вязкого скачка).

мощных вспышек dMe звезд, поскольку именно в зоне тепловой релаксации происходит резкое увеличение концентрации плазмы n_H за счет высвечивания. Вывод статьи [8] о невозможности генерации (квази-)планковского излучения вспышек газом за фронтом одной из "набора" ударных волн [1] (скорость $u_0 = 60$ км/с) в условиях хромосфер красных карликовых звезд основан на величинах оптической глубины в линии L_α ($\sim 10^7$ [3]) и концентрации атомов водорода на основном уровне ($2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ - гипотетический режим сильного радиационного охлаждения) в области высвечивания газа. Этот вывод не использует приближение стационарных населенностей за фронтом ударной волны, а потому корректен. Теперь он подтвержден [1] прямым расчетом¹⁷.

4. *Дополнительные замечания.* Подчеркнем, что в отличие от статей [11,8] в работах [46,23] интерпретируются не только голубой, но и NUV компоненты непрерывного спектра в импульсной фазе звездных вспышек, а также распределение энергии в диапазоне длин волн 3646-3730 Å. Для этого Kowalski [46] использует "составную" модель возмущенной хромосферы красного карлика, включающую х.к. (поток F13) и стационарные слои с $T \sim 9000-12000$ К толщиной несколько сотен км, расположенные перед фронтом нестационарной ударной волны. Эти слои нагреваются [23] высокоэнергичными, $E_e \gg E_{10}$, электронами из пучка с падающим степенным спектром - механизм, отмеченный в [22].

Трудности подхода F13, обусловленные т.н. проблемой обратного тока (например, [19]), отмечены в [23]. Кроме того, число электронов с $E_e \gg E_{10} = 37$ кэВ [46] значительно меньше, чем с кинетической энергией вблизи E_{10} .

По мнению авторов [23] стационарные слои могут вносить значительный вклад в непрерывный спектр вспышек, если оптическая глубина в х.к. $\ll 1$. Ясно, что эта точка зрения отличается от изложенной в работах [11,8]. В то же время из сравнения теоретических (для различных механизмов излучения) и наблюдаемых показателей цвета следует [47], что наилучшее согласие достигается для комбинации "короткоживущего (квази-)чернотельного излучения вблизи максимумов вспышки и долгоживущего излучения водородной плазмы с температурами и плотностями несколько выше, чем в невозмущенной хромосфере".

Белова и Бычков [1] полагают, что произведенные ими расчеты "... не подтверждают выдвинутую в [7] гипотезу яркой оптически плотной в континууме "хромосферной конденсации", образующейся во время вспышки за счет высвечивания газа". Как уже отмечалось, областям позади фронтов

¹⁷ Следует, однако, предостеречь от попытки трактовать работу [1] как вычисление усовершенствованной функции охлаждения, которая может быть использована в полной системе газодинамических уравнений [7] вместо соответствующей функции $L(T)$: теория стационарных ударных волн с высвечиванием представляет собой самостоятельное направление радиационной газовой динамики.

стационарных ударных волн [1] в модели [7] формально соответствуют зоны релаксации плазмы к состоянию теплового равновесия (см. рис.1), а не плотный холодный газ под тепловой волной (х.к. толщиной Δz_m). По этой причине расчеты [1] не могут служить заменой анализа [8] характеристик непрерывного оптического излучения слоя с параметрами, соответствующими "уплотнению" [7], равно как не могут дополнить разбор [15,13] ошибок, допущенных Кацовой [48], в статьях [7,14].

5. *Дискуссия.* Анализ, выполненный во втором и третьем разделах настоящей статьи, позволяет более детально, чем в [8,13], обсудить особенности постановки задачи в работе [3] и полученные в ней результаты. Авторами [3] вычислен спектр излучения однородного плоского слоя чисто водородной плазмы с $T_{ai} \neq T_e$, прошедшего через фронт стационарной ударной волны (одной из "набора" волн в подходе [1]). Слой считался неподвижным, поскольку газ позади фронта движется с дозвуковой скоростью относительно вязкого скачка; прекурсор не учитывался. Физические параметры слоя (величины T_{ai} , T_e и τ_{L_α}) подбирались, исходя из результатов расчета [17] профиля стационарной ударной волны с высвечиванием для условий атмосфер переменных звезд типа *o*Set (концентрация газа перед фронтом $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $u_0 = 60 \text{ км/с}$); рассматривался диапазон величин n_H от $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В работе [3] изучалось принципиальное влияние неравенства [2] атомно-ионной и электронной температур плазмы за фронтом на формирование спектра излучения такого слоя. Обратим внимание на то, что с точки зрения теории стационарных ударных волн с высвечиванием произведенные расчеты носят абстрактный характер: об этом свидетельствуют неизменность величин атомно-ионной и электронной температур в пределах слоя [3] и решение уравнений баланса элементарных процессов для населенностей атомных уровней.

Автором [8] обосновано, что результаты статьи [3] справедливы и в однотемпературном случае, т.е. при $T_{ai} = T_e$.¹⁸ В частности, остаются неизменными: а) формула (71), выражающая полную интенсивность излучения в линиях серии Бальмера с учетом того, что при определенных смещениях частоты от центральной крылья линий "погружаются" (Eason et al. [20]) в континуум (при этом асимметрией крыльев для простоты пренебрегалось); б) критерий применимости в расчетах симметричного модельного профиля с доплеровским ядром и хольцмарковскими крыльями (уравнение (49) в [3]).

Подчеркнем, что х.к. в модели [7] - однотемпературный слой (холодный высветившийся газ под тепловой волной) и двухтемпературный слой [3]

¹⁸ Сам факт генерации однородным слоем [3] непрерывного спектра близкого к чернотельному (см. рис.2 в [3]) свидетельствует о том, что неизотермичность плазмы [2,3] (неравенство T_{ai} и T_e) не оказала существенного влияния на формирование спектра излучения такого слоя.

"объединяет" лишь формальная близость величины Δz_m к Δl_2 , или толщине слоя [3] равной 10 км.

Автор считает необходимым внести ряд исправлений и уточнений в журнальную версию работы [8] (в т.ч. с учетом более детального, чем в [7] изложения отдельных вопросов, содержащихся в статье [9]). Эти изменения направлены на приведение [8] в соответствие с вариантом [13]. А именно, нужно: а) исключить указание на адиабатический характер нестационарной ударной волны в расчетах [7], обусловленное буквальным толкованием режима распространения тепла с дозвуковой скоростью [27] (температурная волна II рода); б) фразу "следует признать нефизичным" изменить на "не согласуется с линейными размерами звездных вспышек в максимуме блеска [10]"; в) третье предложение последнего абзаца раздела 4 читать следующим образом: "Однако, с точки зрения лабораторного наблюдателя скорость движения газа равна $u_0 - u(t)$, где $u(t)$ - скорость плазмы, оттекающей от вязкого скачка; t - время, прошедшее с момента пересечения фронта данным слоем газа"; г) исключить абзацы, содержащие обсуждение критического замечания Fisher et al. [42] в отношении работы [14], признав критику [42] формальной.

Автор приносит благодарность д.ф.-м.н. Ю.А.Фадееву и д.ф.-м.н. Н.Н.Чугаю за полезные замечания, сделанные при обсуждении основных результатов работ [3,8] и диссертации [15] во время астрофизического семинара Института астрономии РАН (ИНАСАН).

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва,
Россия, e-mail: morchenko@physics.msu.ru

ON THE ISSUE OF THE OPTICAL RADIATION ORIGIN DURING IMPULSIVE PHASE OF FLARES ON dMe STARS. I. DISCUSSION OF GAS DYNAMIC MODELS

E.S.MORCHENKO

Amid published criticism, applying a stationary homogeneous plane layer of fully hydrogen plasma in the almost local thermodynamic equilibrium (LTE) is justified by the author for an analysis of the emission's characteristics of a chromospheric condensation with a thickness of $\Delta z_m = 10$ km in the gas-dynamic model of stellar flares. It is shown that the shock-wave model proposed by Belova & Bychkov, in contrast to the Kostyuk-Pikel'ner's model, has unrecoverable

internal flaws caused by the exception of the interaction between a thermal wave (temperature jump) and a non-stationary radiative shock wave. In particular, this model: (a) does not make it possible to increase the geometric thickness of a chromospheric condensation owing to the thermal and shock waves fronts separated from each other during impulsive heating; (b) cannot heat up the chromosphere of a red dwarf at significant distances; (c) predicts $H\alpha$ line profiles that contradict observational data. It is argued that: (a) shock-wave model by Belova & Bychkov represents the improvement of the kinematic model of solar flares (Nakagawa et al.) and its application to dMe stars, namely: the study of radiative response of the red dwarf chromosphere to impulsive heating for the simplest gas-dynamic formulation of the problem (heat wave is excluded, stationary approach is used); (b) the regions behind the fronts of stationary radiative shock waves from the point of view of the Kostyuk-Pikel'ner's model correspond not to chromospheric condensation, with the thickness changing during impulsive heating, but to the zones of the plasma relaxation to the thermal equilibrium. Attention is focused on the fundamental impossibility of disconnection the Kostyuk-Pikel'ner's model into "thermal" and "shock-wave" components.

Key words: *red dwarf stars: flares: impulsive heating: gas dynamic models: optical radiation*

ЛИТЕРАТУРА

1. О.М.Белова, К.В.Бычков, *Астрофизика*, **62**, 267, 2019, (*Astrophysics*, **62**, 234, 2019).
2. С.Б.Пикельнер, *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.*, **12**, 93, 1954.
3. Е.Морченко, К.Бычков, М.Лившиц, *Astrophys. Space Sci.*, **357**, 119, 2015.
4. Б.В.Сомов, *Труды ФИАН СССР*, **110**, 57, 1979.
5. О.М.Белова, К.В.Бычков, *Астрофизика*, **60**, 219, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 200, 2017).
6. О.М.Белова, К.В.Бычков, *Астрофизика*, **61**, 119, 2018, (*Astrophysics*, **61**, 101, 2018).
7. М.М.Кацова, А.Г.Косовичев, М.А.Лившиц, *Астрофизика*, **17**, 285, 1981, (*Astrophysics*, **17**, 156, 1981).
8. Е.С.Морченко, *Астрофизика*, **59**, 535, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 475, 2016).
9. А.Г.Косовичев, *Изв. Крымск. астрофиз. обсерв.*, **75**, 8, 1986.
10. Б.В.Сомов, *Письма в Астрон. ж.*, **6**, 597, 1980, (*Soviet Astron. Lett.*, **6**, 312, 1980).
11. В.П.Гринин, В.В.Соболев, *Астрофизика*, **13**, 587, 1977, (*Astrophysics*, **13**,

- 348, 1977).
12. *K.C.Gordon, G.E.Kron*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **61**, 210, 1949.
 13. *E.S.Morchenko*, arXiv:1710.08008 [astro-ph. SR], 2017.
 14. *M.A.Livshits, O.G.Badalyan, A.G.Kosovichev et al.*, Solar Phys., **73**, 269, 1981.
 15. *Е.С.Морченко*, дисс. канд. физ.-мат. наук, МГУ им. М.В.Ломоносова, 2017.
 16. *М.Н.Ловкая*, Астрон. ж., **90**, 657, 2013, (Astron. Rep., **57**, 603, 2013).
 17. *О.М.Belova, K.V.Bychkov, E.S.Morchenko et al.*, (Astron. Rep., **58**, 650, 2014).
 18. *О.Р.Shmeleva, S.I.Syrovatskii*, Solar Phys., **33**, 341, 1973.
 19. *B.V.Somov, S.I.Syrovatskii, A.R.Spektor*, Solar Phys., **73**, 145, 1981.
 20. *E.L.E.Eason, M.S.Giampapa, R.R.Radick et al.*, Astron. J., **104**, 1161, 1992.
 21. *В.В.Соболев, В.П.Гринин*, Астрофизика, **38**, 33, 1995, (Astrophysics, **38**, 15, 1995).
 22. *Н.Д.Костюк, С.Б.Пикельнер*, Астрон. ж., **51**, 1002, 1974, (Soviet Astron., **18**, 590, 1975).
 23. *A.F.Kowalski, J.C.Allred*, Astrophys. J., **852**, 61, 2018.
 24. *J.C.Allred, A.F.Kowalski, M.Carlsson*, Astrophys. J., **809**, 104, 2015.
 25. *Y.Nakagawa, S.T.Wu, S.M.Han*, Solar Phys., **30**, 111, 1973.
 26. *М.К.Druett, V.V.Zharkova*, Astron. Astrophys., **610**, 68, 2018.
 27. *П.П.Волосевич, С.П.Курдюмов, Л.Н.Бусурина и др.*, ЖВММФ, **3**, 159, 1963.
 28. *С.А.Каплан*, Межзвездная газодинамика, ГИФМЛ, М., 1958.
 29. *А.Г.Косовичев, Ю.П.Попов*, ЖВММФ, **19**, 1253, 1979.
 30. *Н.Д.Костюк*, Астрон. ж., **53**, 361, 1976, (Soviet Astron., **20**, 206, 1976).
 31. *J.C.Brown*, Solar Phys., **31**, 143, 1973.
 32. *В.В.Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, М., Наука, 1969.
 33. *М.А.Лившиц*, Астрон. ж., **60**, 964, 1983, (Soviet Astron., **27**, 557, 1983).
 34. *S.I.Syrovatskii, O.P.Shmeleva*, Soviet Astron., **16**, 273, 1972.
 35. *L.C.Johnson*, Astrophys. J., **174**, 227, 1972.
 36. *Р.Е.Гершберг, Э.Э.Шноль*, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., **50**, 122, 1974.
 37. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., **49**, 115, 1972, (Soviet Astron., **16**, 91, 1972).
 38. *В.В.Иванов*, Астрофизика, **52**, 29, 2009, (Astrophysics, **52**, 24, 2009).
 39. *A.N.McClymont, R.C.Canfield*, Astrophys. J., **265**, 483, 1983.
 40. *A.F.Kowalski*, PhD thesis, University of Washington, 2012.
 41. *Р.Е.Гершберг*, Астрофизика, **13**, 553, 1977, (Astrophysics, **13**, 310, 1977).
 42. *G.H.Fisher, R.C.Canfield, A.N.McClymont*, Astrophys. J., **289**, 434, 1985.
 43. *R.C.Canfield, R.G.Athay*, Solar Phys., **34**, 193, 1974.
 44. *R.C.Canfield*, Solar Phys., **34**, 339, 1974.
 45. *K.Ichimoto, H.Kurokawa*, Solar Phys., **93**, 105, 1984.
 46. *A.F.Kowalski*, Proceedings IAU Symposium No.320, 259, 2016, arXiv:1511.05085.
 47. *В.Е.Жильяев, Ya.O.Romanyuk, O.A.Svyatogorov et al.*, Astron. Astrophys., **465**, 235, 2007.
 48. *М.М.Кацова*, Астрон. ж., **58**, 350, 1981, (Soviet Astron., **25**, 197, 1981).

КОЛЕБАНИЯ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫХ СОЛНЕЧНЫХ АКТИВНЫХ РЕГИОНОВ

Г.ДУМБАДЗЕ¹, Б.ШЕРГЕЛАШВИЛИ^{1,2,3}

Поступила 18 августа 2019

Принята к печати 18 декабря 2019

Проведены исследования четырех солнечных активных регионов (АР). Наблюдательные данные были получены из SDO/HMI магнитограмм прямой видимости sharp_cea_720s. Данные каждого АР были обработаны с помощью метода наименьших квадратов в эллипсе. Используя последовательность снимков после обработки данных во всех АР, обнаружены колебания больших и малых осей эллипса, а также углов наклона больших осей к экватору в зависимости от времени. Для анализа этих колебаний применен метод быстрого преобразования Фурье, в результате чего было выявлено несколько периодов с уровнем достоверности, превышающим 95%. Обнаружено, что большие оси осциллируют с периодом в 6-8 час., а малые оси - с периодами в 6-8 час. и 4-5 час. Углы наклона больших осей к экватору трех АР осциллируют с периодом приблизительно в 4 час.

Ключевые слова: *Солнце: активные регионы: колебания*

1. Введение. Активные регионы (АР) на поверхности Солнца включают в себя множество солнечных пятен. Магнитные структуры АР имеют сложную морфологию и динамику, состоящую из различных типов волн [1-4].

В последнее время были разработаны автоматизированные методы обнаружения и идентификации солнечных магнитных структур, в том числе для АР и солнечных пятен. Методология их идентификаций включает морфологический анализ и пороги интенсивности [5]. В [6] был разработан алгоритм автоматического обнаружения траектории активных регионов (Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Active Region Patches (HARPs)). Этот алгоритм служит для предоставления пространственной информации о долгоживущих, когерентных магнитных структурах в масштабе солнечного АР. В [7] были описаны два алгоритма: Solar Monitor Active Region Tracker (SMART) и Activity Prediction (ASAP). SMART автоматически извлекает, характеризует и отслеживает АР [8]. ASAP представляет собой набор алгоритмов, обнаруживающих солнечные пятна, факелы и АР [9]. Кроме того, в [7] был описан алгоритм Spatial Possibility Clustering Algorithm (SPoCAsuite), который обнаруживает АР, зоны спокойного Солнца и корональные дыры на полных изображениях солнечного диска.

2. *Наблюдение и анализ данных.* Авторы использовали магнитограммы прямой видимости (line-of-sight (LOS)) sharp_sea_720s (Spaceweather HMI Active Region Patches (SHARP)) [10], которые были предоставлены обсерваторией Solar Dynamics Observatory (SDO)/HMI [11,12]. Эти данные были спроецированы и отображены в цилиндрическую равновеликую декартовую систему координат с центром, совмещенным с отслеживаемым AP.

Были рассмотрены четыре AP: AP 11512 - от 26.06.2012 13:00 до 30.06.2012 20:00; AP 11535 - от 02.08.2012 12:00 до 06.08.2012 19:00; AP 11560 - от 30.08.2012 23:00 до 04.09.2012 17:00; AP 12253 - от 02.01.2015 00:00 до 06.01.2015 07:00.

Мы исследовали каждый AP, состоящий из случайно распределенных небольших пятен и отдельных пикселей с изменяющейся напряженностью магнитного поля, а также определили граничные точки AP, начиная с верхнего и нижнего краев домена, выбирая первую граничную точку с пикселем, соответствующим градиенту поля, превышающим порог в 40 Гс на пиксель. Таким образом, мы обнаружили пары граничных точек в каждом вертикальном срезе. С целью уменьшения влияния случайных шумов на распределение этих точек, мы рассмотрели средние величины координат для 30 последовательных точек. Новые найденные граничные точки мы использовали для моделирования AP. Такой метод моделирования AP называется "методом наименьших квадратов в эллипсе".

Используя последовательность снимков, полученных за время наблюдений, получена зависимость от времени величин больших и малых осей, а также

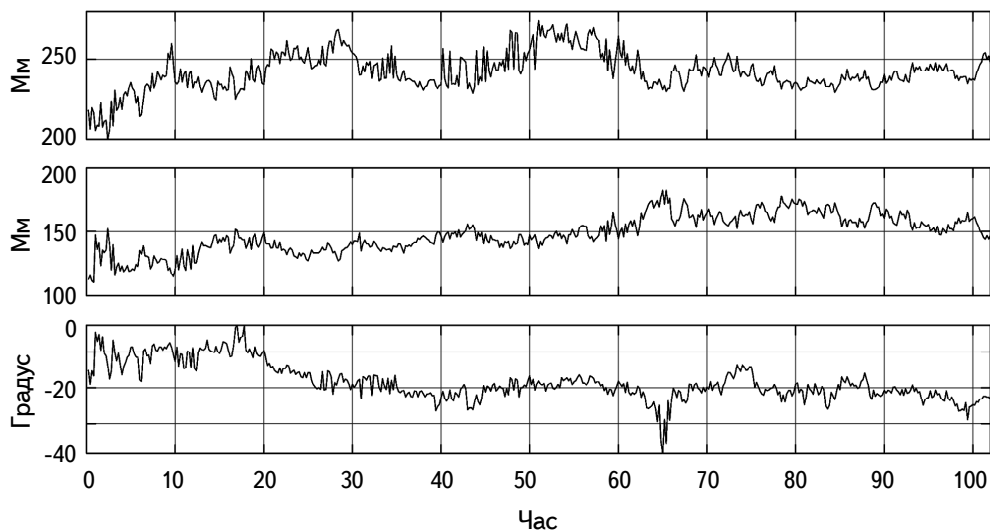


Рис.1. Верхняя панель: зависимость больших осей от времени. Средняя панель: зависимость малых осей от времени. Нижняя панель: зависимость углов наклона больших осей к экватору от времени. Данные соответствуют AP 11512.

величины угла наклона больших осей к экватору. На рис.1 показана зависимость от времени больших (верхняя панель) и малых (средняя панель) осей, углов наклона (нижняя панель) для AP 11512. В результате обнаружены колебания обеих осей и угла наклона в зависимости от времени во всех AP. Кроме того, установлена тенденция пространственного увеличения некоторых AP с течением времени. В связи с этим мы вычитали линейные тренды для AP 11535 и квадратные тренды для AP 11512, AP 11560, AP12253.

3. Результаты. Для анализа наблюдаемых колебаний применен метод быстрого преобразования Фурье (БПФ) к данным, полученным после вычитания тренда. Этот анализ выявил несколько значительных спектральных пиков с уровнем достоверности, превышающим 95%. Пики, соответствующие наибольшим периодам, мы не рассматривали, так как они связаны с известными инструментальными эффектами: с существованием 12 и 24 час. вариаций сигнала на магнитограммах НМИ [13].

Рассчитан доверительный интервал значимости в 95% (гладкая линия на рис.2-4) по формуле: $p + t_{crit} se$, где p - усредненная величина мощности; t_{crit} - критическая величина, в нашем случае $t_{crit} = 3\sigma$; se - стандартная ошибка прогноза.

На рис.2 представлены результаты БПФ-анализа больших осей для всех AP. Пики периодов с максимальной амплитудой соответствуют 8.52 ± 0.6 час. (AP 11535), 6.39 ± 0.61 час. (AP 11560), 7.86 ± 0.65 час. (AP 12253) и 4.87 ± 0.15 час. (AP 11512). Для AP 11512 также наблюдается 6.01 ± 0.44 часовой период.

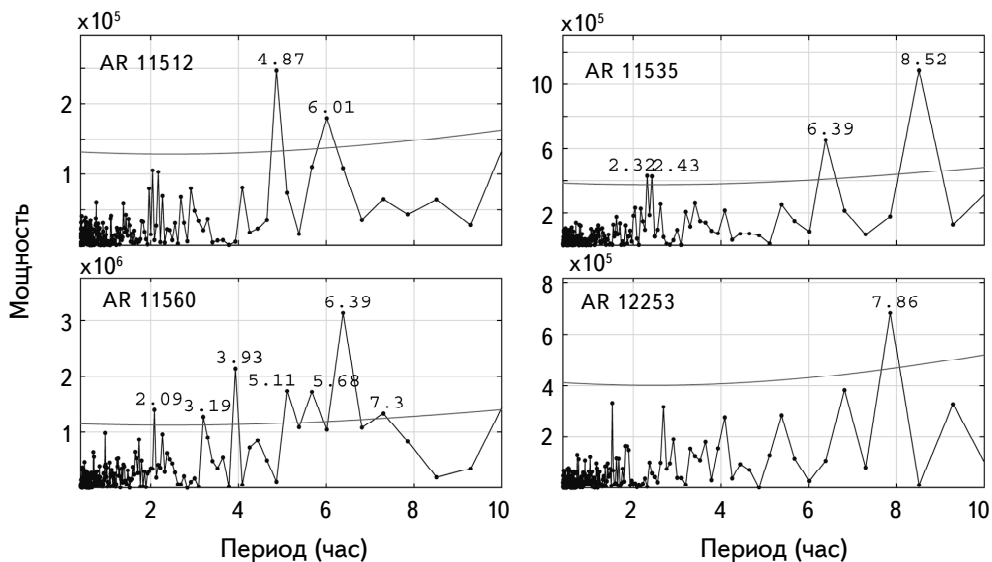


Рис.2. БПФ-анализ данных для больших осей всех AP. Гладкая линия соответствует 95% уровню достоверности.

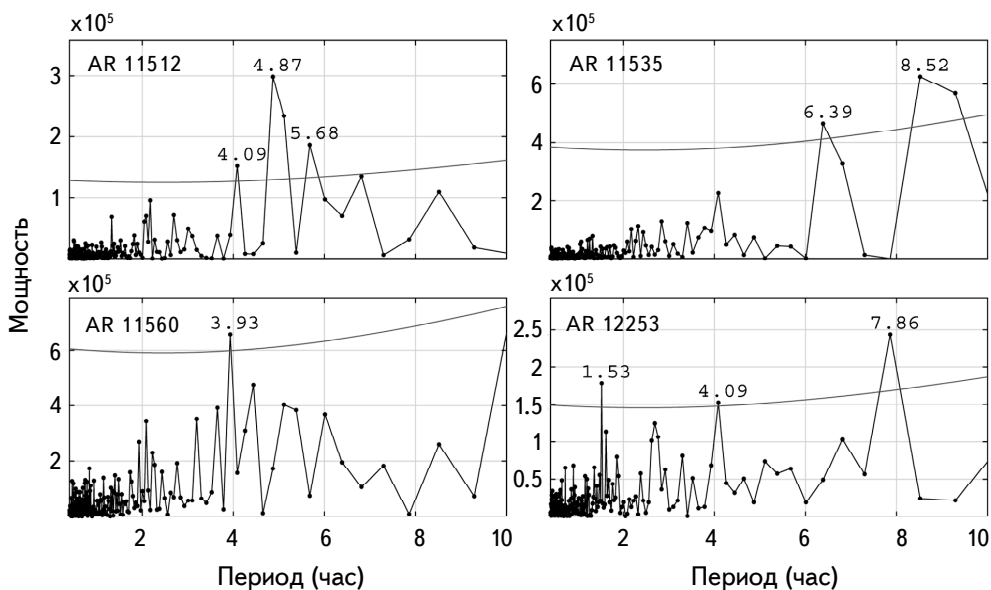


Рис.3. То же самое, что на рис.2, но для малых осей.

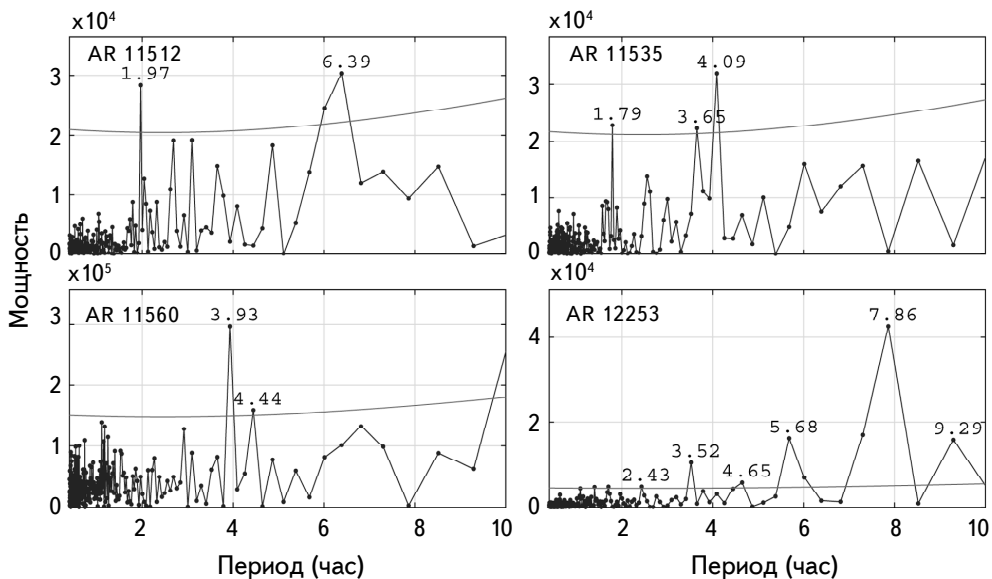


Рис.4. То же самое, что на рис.2, но для углов наклона.

Таким образом, большие оси всех АР осциллируют с периодом в 6–8 час. На рис.3 показан БПФ-анализ малых осей для всех АР. Мы зафиксировали АР с двумя различными периодами с максимальной амплитудой в 7–8 час. (АР 11535 и АР 12253) и в 4–5 час. (АР 11512 и АР 11560). Периоды приблизительно

в 4 часа наблюдаются в трех АР: 4.87 ± 0.43 час. в АР 11512, 3.93 ± 0.3 час. в АР 11560 и 4.09 ± 0.26 часа в АР 12253. Эти периоды соответствуют периоду, найденному в [4].

БПФ-анализ углов наклона выявил два типа периодов, соответствующих 6-7 час. (АР 11512 и АР 12253) и 4 час. (АР 11535 и АР 11560) (см. рис.4). Приблизительно 4 час. период наблюдается в следующих АР: АР 11535 - 4.09 ± 0.23 час., АР 11560 - 3.93 ± 0.16 час., АР 12253 - 3.52 ± 0.1 и 4.65 ± 0.51 час., которые соответствуют периоду, найденному в [4]. Ошибки несоответствия периодов оценены как величины половины ширины соответствующих пиков мощности.

4. *Выводы.* Авторы исследовали динамику всех АР на основе метода наименьших квадратов в эллипсе, который хорошо подходит для изучения АР с эллипсоидальной формой, идентифицировали несколько значительных спектральных пиков с уровнем достоверности, превышающим 95%, а также обнаружили, что большие оси всех АР осциллируют с периодом в 6-8 час., тогда как малые оси осциллируют с периодом в 6-8 час. (АР 11535, АР 12253) и с периодом в 4-5 час. (АР 11512, АР 11560). Углы наклона больших осей к экватору также осциллируют с периодами в 6-8 час. (АР 11512, АР 12253) и приблизительно в 4 час. (АР 11535, АР 11560, АР 12253) последний совпадает с периодом, найденным в [4].

Колебания углов наклона могут быть интерпретированы в терминах стоячей второй гармоники мод волн кинка [4], которые поддерживаются в двух противоположно поляризованных параллельных трубках (солнечных пятнах). Эти трубки обладают аналогичными свойствами и соединены небольшими петлями, расположенными в солнечной атмосфере. В [4] предположено, что АР колеблются как единая система, и соответствующая мода волн кинка имеет узел в вершине петли над поверхностью Солнца. Это упрощенное предположение позволило приблизительно определить возможное распределение значений фазовой скорости вдоль трубок. Величина характерной глубины АР составляет приблизительно 40 Мм [4], ниже этой глубины пятна предположительно фрагментированы в более мелкие петлевые структуры, как было рассмотрено в [14].

Работа была поддержана Национальным научным фондом имени Шота Руставели (SRNSF) [PhDF2016_177] и грантом DI-2016-52. Авторы выражают свою благодарность О.Авсаджанишвили за полезные обсуждения и замечания.

¹ Абастуманская астрофизическая обсерватория, Тбилиси, Грузия, e-mail: gulsun.dumbadze.1@iliauni.edu.ge

² Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Austria

³ Combinatorial Optimization and Decision Support, KU Leuven campus Kortrijk, E. Sabbelaan53, 8500 Kortrijk, Belgium

OSCILLATIONS IN THE ELLIPTICAL SOLAR ACTIVE REGIONS

G.DUMBADZE¹, B.SHERGELASHVILI^{1,2,3}

We studied the oscillatory dynamics of the four active regions (AR). The data were obtained from the SDO/HMI magnetogram sharp_cea_720s. The data of each AR were processed using the least squares method on the ellipse. After processing the data, we found that the major and minor axes of the ellipses and the tilt angle of the major axis toward the solar equatorial plane oscillate in time. To analyze these oscillations, we applied the fast Fourier transform method, which revealed several periods with a confidence level of 95%. We found that the major axis oscillates with the period of 6-8 hours, the minor axes oscillate with a period of 6-8 hours, as well as with a period of 4-5 hours. The tilt angles of the three ARs oscillate with a period of approximately 4 hours.

Keywords: *Sun: active regions: oscillations*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Centeno, M.Collados, J.T.Bueno*, *Astrophys. J.*, **640**, 1153, 2006.
2. *J.H.Thomas, L.E.Cram, A.H.Nye*, *Astrophys. J.*, **285**, 368, 1984.
3. *N.Chorley, B.Hnat, V.M.Nakariakov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **513**, A27, 2010.
4. *G.Dumbadze, B.M.Shergelashvili, V.Kukhianidze et al.*, *Astron. Astrophys.*, **597**, A93, 2017.
5. *R.T.J.McAteer, P.T.Gallagher, J.Ireland et al.*, *Sol. Phys.*, **228**, 55, 2005.
6. *J.T.Hoeksema, Y.Liu, K.Hayashi et al.*, *Sol. Phys.*, **289**, 3483, 2014.
7. *C.Verbeeck, V.Delouille, B.Mampaey et al.*, *Astron. Astrophys.*, **561**, A29, 2014.
8. *P.A.Higgins, P.T.Gallagher, R.T.J.McAteer et al.*, *Advances in Space Research*, **47**, 2105, 2011.
9. *T.Colak, R.Qahwaji*, *Sol. Phys.*, **248**, 277, 2008.
10. *M.G.Bobra, X.Sun, J.T.Hoeksema et al.*, *Sol. Phys.*, **289**, 3549, 2014.
11. *J.Schou, P.H.Scherrer, R.I.Bush et al.*, *Sol. Phys.*, **275**, 229, 2012.
12. *P.H.Scherrer, J.Schou, R.I.Bush et al.*, *Sol. Phys.*, **275**, 207, 2012.
13. *Y.Liu, J.T.Hoeksema, P.H.Scherrer et al.*, *Sol. Phys.*, **279**, 295, 2012.
14. *E.N.Parker*, *Astrophys. J.*, **234**, 333, 1979.

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ В ПЕРИОД МАКСИМАЛЬНОЙ АСИММЕТРИИ 24 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

О.А.АНДРЕЕВА, В.И.АБРАМЕНКО, В.М.МАЛАЩУК

Поступила 6 сентября 2019

Принята к печати 18 декабря 2019

Текущий 24-й цикл солнечной активности существенно отличается от предыдущих циклов по ряду параметров, в частности, по значительной асимметрии числа солнечных пятен (sunspots, Sp) во втором пике его максимума. В период с марта 2013 по декабрь 2015гг. наблюдалось существенное преобладание числа пятен в южной полусфере. Основной целью данной работы было выяснить поведение корональных дыр (coronal holes, CH) в этот период. Исследование базируется на анализе данных, зарегистрированных Atmospheric Imaging Assembly (AIA), канал 19.3 нм, на борту Solar Dynamic Observatory (SDO). С помощью двух методов обнаружения CH (упрощенный визуальный и Spatia Possibilistic Clustering Algorithm (SPoCA)) получены временные ряды ежедневных суммарных площадей CH для северного и южного полушарий Солнца. Обнаружено согласие обоих методов в оценке площадей CH. Сравнение полученных вариаций площадей CH с числами и площадями Sp, позволило выявить, что в рассматриваемый период в S-полусфере преобладает активность как по пятнам, так и по суммарной площади CH. При этом возрастанию площади CH примерно на полгода предшествует возрастание пятенной активности. Сделано предположение о том, что CH и пятна - это связанные элементы общей магнитной активности Солнца, что качественно согласуется с исследованиями комплексов активности. Дипольное полоидальное поле, в виде открытых полей CH, и тороидальное поле, в виде активных областей, зависят друг от друга на временных масштабах существенно короче солнечного цикла.

Ключевые слова: *Солнце: корональные дыры: северо-южная асимметрия: солнечная активность: солнечный цикл*

1. *Введение.* Современные динамо-теории рассматривают динамическую систему, состоящую из двух полушарий Солнца. Очень важным является вопрос: насколько синхронизированы процессы в северном (N) и южном (S) полушариях и существуют ли наблюдательные свидетельства различий действия динамо в двух полушариях? Основным свидетельством того, что имеются определенные различия между полушариями, является северо-южная (N-S) асимметрия солнечной активности (CA) [1]. Несмотря на длительные исследования, само явление N-S асимметрии и его природа до конца не выяснены. Для изучения этого феномена использовались различные индексы солнечной активности - индексы пятенной активности, солнечные вспышки, волокна, протуберанцы, радио- и гамма-всплески, излучение короны, магнитное поле

Солнца и др. Обзоры работ по исследованию N-S асимметрии содержатся в статьях [2-8]. Эти исследования показали, что N-S асимметрия сама по себе является некоторой фундаментальной характеристикой СА. Она также свидетельствует о различии других характеристик активности в двух полушариях в ходе 11-летнего и векового циклов активности.

Текущий 24-й цикл СА находится в своей завершающей стадии. И сейчас с уверенностью можно сказать, что этот цикл по ряду параметров отличается от последних циклов. Общеизвестно, что он имеет меньший максимум, чем предыдущие циклы. Данный солнечный цикл отличается относительно большой северо-южной асимметрией инверсии полярного поля: знак поля на северном полюсе изменился более чем на год раньше, чем на южном [8-12]. Наблюдается значительная асимметрия по числу солнечных пятен во второй фазе максимума этого цикла (светлый пик в 24-м цикле на рис.1 указан стрелкой).

Последний факт нас заинтересовал, и мы поставили задачу проанализировать: что происходит на Солнце с корональными дырами в этот период? Наблюдаются ли какие-то особенности, связанные СН в S-полусфере?

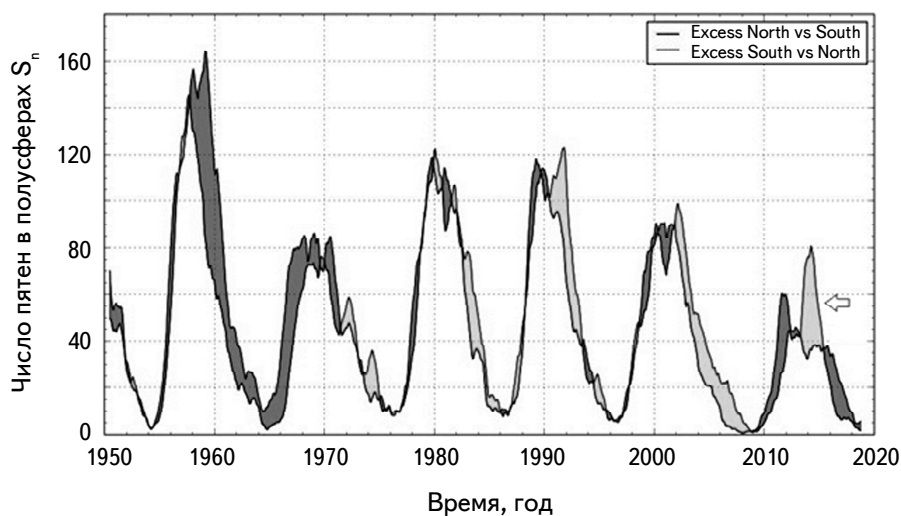


Рис.1. Северная и южная компоненты 13-месячного сглаженного числа солнечных пятен за последние пять циклов. Темный цвет заливки - доминирование по числу пятен северного полушария, светлый цвет - доминирование южного полушария.

2. Данные наблюдений и методы.

2.1. *Данные.* Наше исследование базируется на данных наблюдений, полученных инструментом SDO/AIA в линии железа (Fe XII 19.3нм) с марта 2013 по декабрь 2015гг. (сайт <https://solarmonitor.org/index.php>). Пример изображения дан на рис.2. В этот период число Sp в S-полусфере существенно

преобладало над Sp в N-полусфере (светлый пик на рис.1). Мы также использовали базы гелиофизических событий (Heliophysics Event Knowledgebase - НЕК) http://www.lmsal.com/hek/hek_isolsearch.html для локализации СН и определения их площадей.

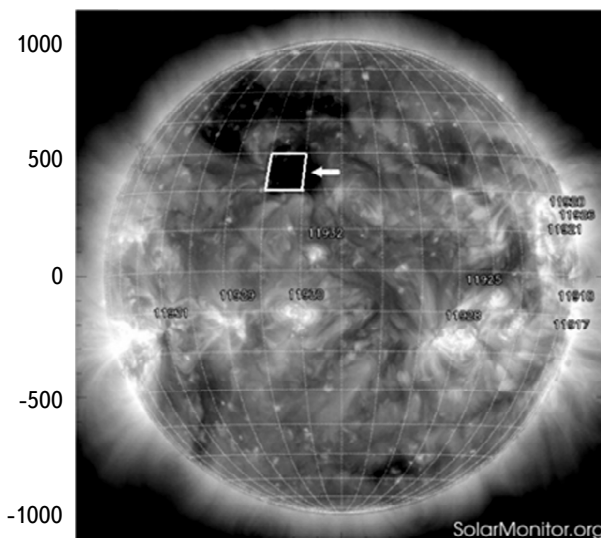


Рис.2. Изображение Солнца в линии железа Fe XII 19.3 нм, полученное SDO/AIA 20.12.2013г. Темные, с самой низкой интенсивностью, образования - СН, светлые - активные области. Стрелкой указана ячейка (10 x 10) квадратных гелиографических градусов - единица измерения СН визуальным методом.

Различные характеристики солнечной активности, проанализированные в нашем исследовании, были загружены с веб-сайтов:

- <http://sidc.oma.be/silso/monthlyhemisphericplot> - северная и южная компоненты 13-месячного сглаженного числа солнечных пятен за последние пять циклов по данным станции Uccle (Королевская обсерватория Бельгии) до 1991г. и сети номеров WDC-Sunspot с января 1992г. (рис.1).
- <http://sidc.oma.be/silso/datafiles#hemi> - ежедневные суммарные числа солнечных пятен для северной и южной полусфер (рис.3а, с).
- https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch/daily_area.txt - ежедневные суммарные площади солнечных пятен (в единицах миллионных долей полусферы (μ Hem)) для северной и южной полусфер (рис.3b, d).

2.2. Методы. Корональные дыры играют важную роль в геомагнитной обстановке [13] и являются основными участниками в нарушениях космической погоды в периоды минимума солнечной активности. Термин СН обычно ассоциируется с областями одной доминирующей магнитной полярности с

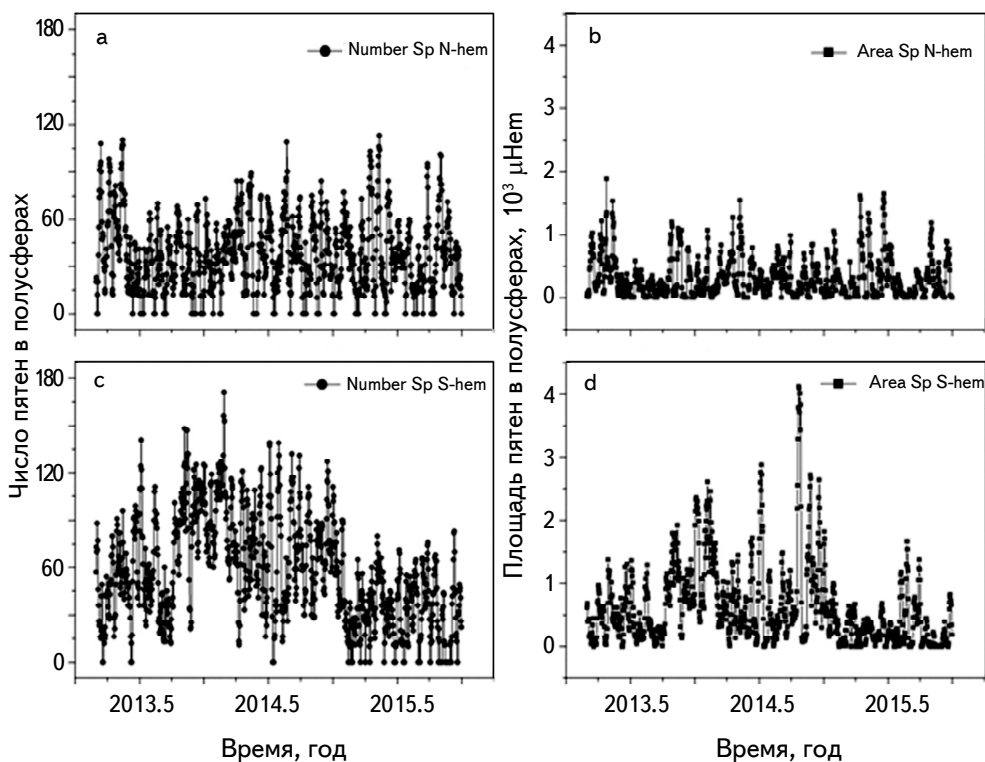


Рис.3. Ежедневные суммарные числа (a,c) и площади (b,d) солнечных пятен в (a,b) - северной и (c,d) - южной полушарах.

быстро расширяющимися открытыми силовыми линиями магнитного поля, вдоль которых частицы солнечного ветра улетают в межпланетное пространство [14,15]. СН являются источниками высокоскоростных потоков солнечного ветра. На экстремальных ультрафиолетовых (EUV) и рентгеновских снимках Солнца СН видны как темные участки в солнечной короне из-за их более низкой температуры и электронной плотности по сравнению с окружающей корональной плазмой [16]. По этой причине обнаружение СН в солнечных изображениях EUV является сложной задачей. В прошлом СН в основном определялись и отслеживались опытными наблюдателями (визуальный метод). Позже были предприняты многочисленные попытки автоматизировать процесс идентификации и обнаружения СН. Обзор основных методов обработки изображений, используемых в этих алгоритмах, представлен в [17]. Эти методы в основном базируются на различиях в интенсивности по сравнению с окружающей короной. Однако автоматизированное обнаружение СН по порогу интенсивности в одной длине волны (например, длина волны EIT 284 Å в [18,19]; или мягкие рентгеновские снимки [20,21]) является сложным из-за наличия волокон и переходных затемнений

аналогичного уровня интенсивности.

Огромный объем данных, полученных с помощью набора инструментов на SDO, потребовал создания новых алгоритмов для эффективной идентификация и получения доступа к данным. Одним из них является алгоритм пространственно-вероятностной кластеризации (Spatial Possibilistic Clustering Algorithm - SPoCA). Он представляет собой набор процедур сегментации, который позволяет выделить из EUV-изображения в области сходной интенсивности активные области (AR), СН и спокойное Солнце. Благодаря последним разработкам [22], появилась возможность идентифицировать волокна, отличая их от СН. В рамках командного проекта по поиску объектов, система обнаружения событий SDO запускает SPoCA для извлечения информации о СН из изображений AIA в полосе пропускания 19.3 нм и загрузки записей каждые четыре часа в базу знаний о событиях гелиофизики - НЕК [23]. Благодаря этим базам данных можно оперативно получить необходимые параметры исследуемых объектов: координаты, площадь и др. Эти записи доступны для поиска через графический интерфейс iSolSearch, программный пакет онтологии IDL Solarsoft и инструмент визуализации JHelioviewer (рис.4) [24].

В нашей работе мы получили площади СН двумя разными методами обнаружения СН. Визуальный, на основе пороговой интенсивности, и SPoCA-

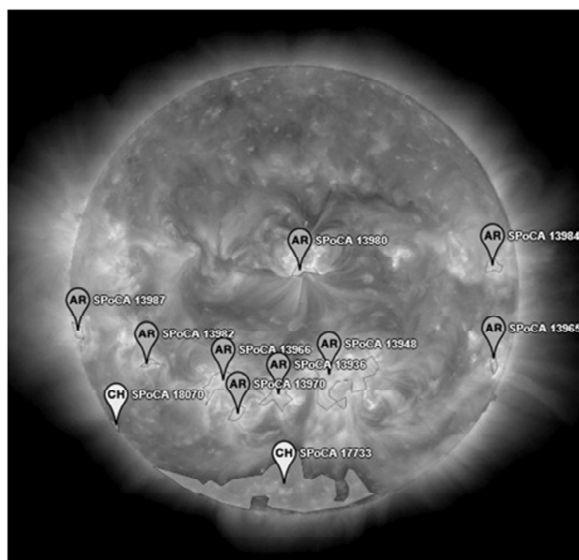


Рис.4. Активность Солнца в южной полушере 12.09.2014г. Изображение Солнца в линии железа Fe XII 19.3нм, полученное SDO/AIA. Метками AR и СН указаны корональные дыры и активные области, обнаруженные методом SPoCA и визуализированные с помощью инструмента JHelioviewer. Единица измерения площадей СН методом SPoCA - Мм².

suite, основанный на нечеткой кластеризации значений интенсивности и подробно описанный в [25,26]. Далее были сопоставлены результаты расчетов (рис.5) и проведен анализ данных.

Метод 1 (M1). Визуальный (1.07.2013 - 31.12.2015гг.). На первом этапе мы максимально упростили задачу, и для оценки площадей, занятых СН на диске Солнца, воспользовались визуальным методом, как это делали раньше профессиональные наблюдатели. СН определялись по контрасту СН на границе со спокойным Солнцем и по интенсивности, характерной для СН. Площадь СН в этом методе измерялась произвольными единицами (arb. unit) - ячейками координатной сетки площадью в 100 квадратных гелиографических градусов. То есть общая площадь, занимаемая СН в каждом полушарии, определялась суммарным количеством ячеек, имеющих пониженную интенсивность изображения SDO/AIA 19.3нм (см. рис.2, белый квадрат). Ячейки, не полностью окрашенные в цвет соответствующей интенсивности, суммировались по полушарию и округлялись с точностью до половинных долей ячейки. Таким образом, был обработан весь материал за период 1.07.2013-31.12.2015г. Результат обработки методом M1 представлен на левой панели рис.5. Графики (а, с) демонстрируют изменение ежедневных суммарных площадей СН в N и S-полусфере, соответственно.

Метод 2 (M2). SPoCA (1.03.2013 - 31.12.2015гг.). Далее мы воспользовались описанной выше базой данных НЕК, для получения информации из архива AIA и доступа к каталогам СН. Инструментом для извлечения информации о СН, послужил комплекс процедур SPoCA. На рис.4 приведен пример такого изображения. Благодаря этим базам данных был получен массив площадей СН за период 1.03.2013-31.12.2015гг. (см. рис.5b, d). Единица измерения площадей в этом случае - Мм^2 .

2.3. Статистический объем данных. В процессе исследования нами обработано: по методу M1 - 912 дней наблюдений СН (1.07.2013- 31.12.2015), по методу M2 - 1036 дней наблюдений в период с 1.03.2013 по 31.12.2015. Длина временного ряда для метода M1 на 3 месяца короче длины второго ряда, так как на сайте Solarmonitor.org не было соответствующих данных за период (1.03.2013 - 30.06.2013). Нами было проанализировано всего 5960 СН, из них 399 СН пересекали экватор. Зарегистрировано: в N-полусфере 3040 СН, в S-полусфере 2920 СН. Полярные СН наблюдались: в N-полусфере 503 дня, в S-полусфере 664 дня.

3. Анализ вариаций площадей СН, полученных методами M1 и M2. Сравнивая вариации ежедневных суммарных площадей СН, полученных двумя разными методами (см. рис.5, слева - метод M1 и справа - метод M2), можно увидеть согласие в оценке тенденции изменения исследуемых величин.

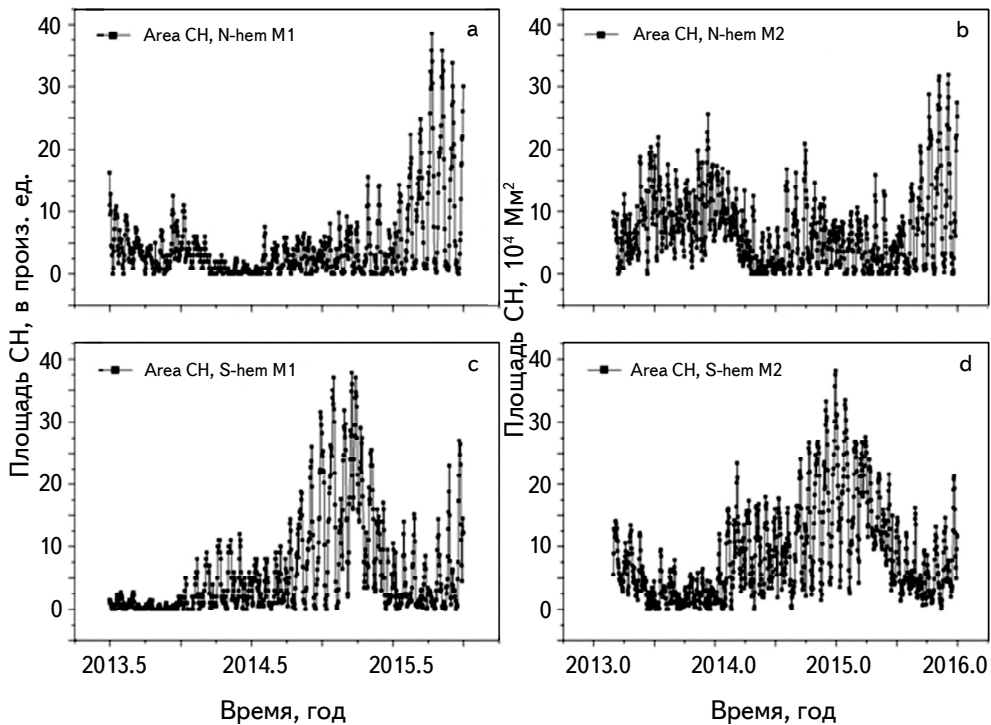


Рис.5. Суммарные за день площади СН, определенные двумя методами (слева - визуальным - M1, справа - SPoCA - M2) для северного (a,b) и южного (c,d) полушарий.

Рис.5с, d иллюстрирует, что обоими методами выявляется доминанта площади СН в южном полушарии в интервале (2014-2015.5). До 2014г. и после середины 2015г. площади, занимаемые СН, преобладали в северном полушарии, однако их максимальные амплитуды были меньше, чем в период (2014-2015.5) в S-полушарии. То есть, пик активности по СН во второй фазе максимума 24 цикла пришелся на 2015-й год в S-полусфере. На рис.5 также просматривается цикличность длительностью примерно в 1.5 года по доминированию СН в N и S-полусферах. В период (2013-2014.25) более активна N-полусфера, а в период (2014.25-2015.75) возрастает активность в S-полусфере, после чего доминирование активности опять смещается в N-полусферу.

4. *Сравнение вариаций площадей СН с характеристиками солнечной активности.* Мы сравнили вариации площадей СН, полученных по методу M2 с вариациями чисел и вариациями суммарных ежедневных площадей солнечных пятен.

На рис.6а видно, что числа Sp в N-полусфере меняются квазиравномерно и хаотично в пределах (0-115). При этом не наблюдается никакой корреляции с изменениями площадей СН (рис.6с). При сравнении левых панелей рис.6

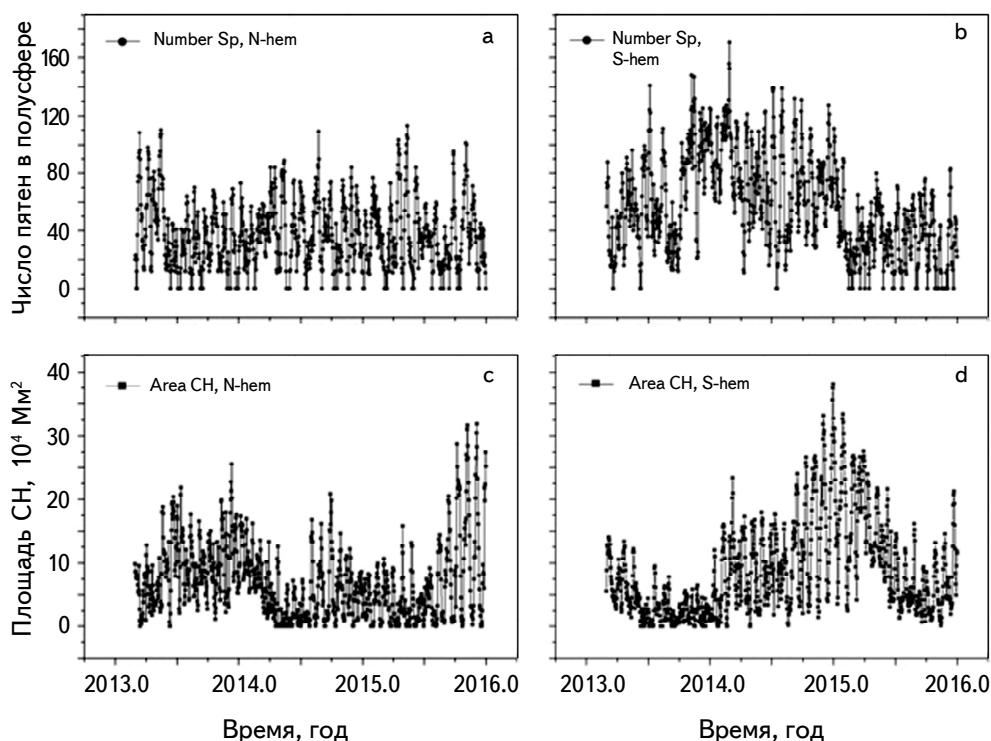


Рис.6. Временные вариации чисел солнечных пятен (a,b) и площадей СН (c,d) в полусферах: (a,c) - северного и (b,d) - южного полушарий.

(N-полушарие) с правыми (S-полушарие) становится очевидной более высокая активность S-полушария как по количеству Sp, так и по площади СН. Такой же вывод следует и из рис.7, где сравниваются площади пятен и площади СН.

Виден интервал (2014-2015.25), когда на диске Солнца в S-полусфере одновременно наблюдается как самый высокий уровень пятенной активности, так и подъем и максимум суммарной площади СН. При этом, сопоставление рис.6b и 6d дает основание предположить, что максимум числа Sp, примерно, на 0.5-0.75 года опережает максимум суммарной площади СН. N-полусфера при этом показывает низкий уровень активности как по пятнам, так и по СН (рис.6a, c и рис.7a, c).

Доминирование активности в S-полусфере наглядно проиллюстрировано на рис.4 и 8.

5. Выводы и обсуждение. Мы исследовали особенности поведения СН в период максимальной асимметрии 24-го цикла (2014-2015.25), определенной по показателю пятенной активности - числу Sp. Для обнаружения СН мы использовали два независимых метода: визуальный и метод, основанный

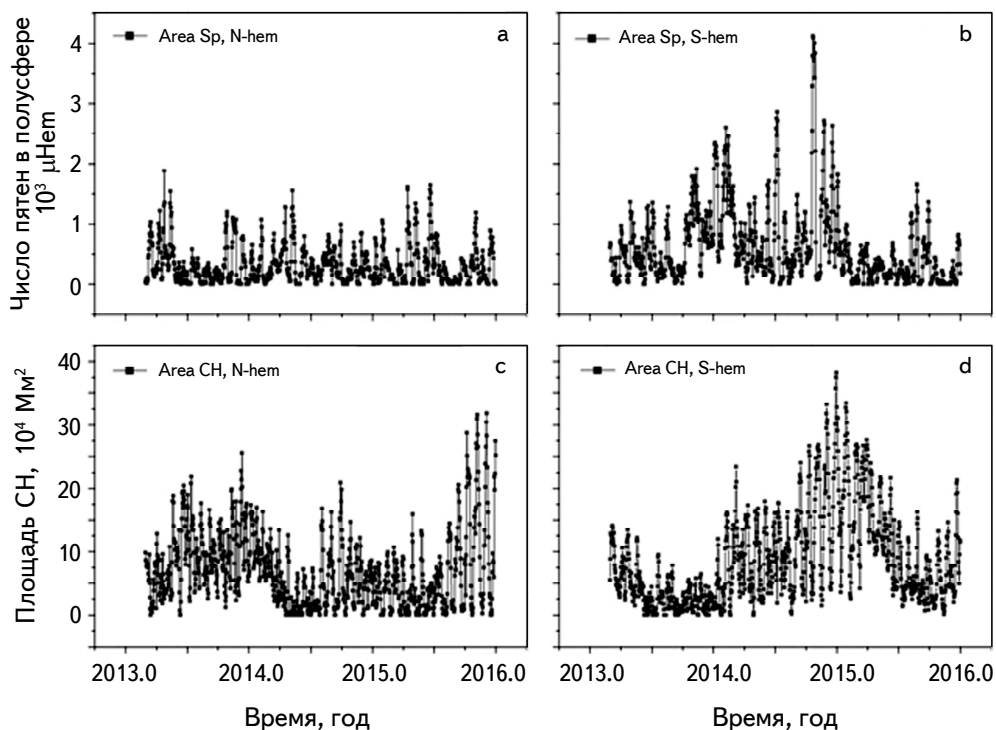


Рис.7. Временные вариации площадей солнечных пятен (a,b) и площадей CH (c,d) в полусферах: (a,c) - северного и (b,d) - южного полушарий.

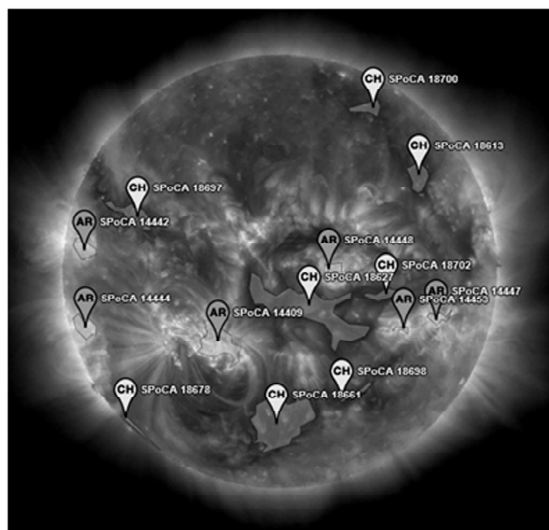


Рис.8. Изображение Солнца в линии железа Fe XII 19.3 нм, полученное SDO/AIA 21.10.2014г. Доминирование активности в южном полушарии как по CH, так и по AR хорошо заметно.

на нечеткой кластеризации значений интенсивности, Spatia Possibilistic Clustering Algorithm. Сравнивая вариации площадей СН, полученных этими методами, с вариациями таких солнечных характеристик как числа и площади солнечных пятен, мы получили следующие результаты:

- Оба метода позволили нам выявить в указанном временном интервале доминанту активности по СН в S-полусфере;
- В тот же период, ранее была выявлена другими авторами (см. рис.1), и нами здесь подтверждена доминанта по числу и площадям S_p ;
- Возрастание пятенной активности в S-полушарии предвещает возрастание суммарной площади СН в том же полушарии примерно на 0.5-0.75 года.

Мы подчеркиваем, что наш результат относится не только к большим СН, но и к низкоширотным изолированным СН, см. рис.8.

Из вышесказанного можно сделать выводы:

- Упрощенный визуальный метод обнаружения СН может быть использован для быстрого выявления тенденции изменения площадей СН.
- В период второго максимума 24 цикла в южном полушарии Солнца имело место квазисовременное преобладание активности как по пятнам (по числу пятен и площадям), так и по общей площади, занятой СН. По нашему мнению, это свидетельствует о том, что корональные дыры и пятна - это элементы общей магнитной активности. Существуют взаимосвязи между полями различных масштабов в процессе генерации цикла. Эти структуры ведут себя связанным образом на временных масштабах, на порядок меньших, чем солнечный цикл. Дипольное полоидальное поле, в виде открытых полей СН, и тороидальное поле, в виде активных областей, зависят друг от друга. Все это хорошо согласуется с выводами работы [27], где авторы также отмечают, что эволюция СН и активных областей является частью единого процесса.

Идея асимметрии - важная составляющая теории динамо. В классическом подходе, когда речь идет об асимметрии, говорят о количестве пятен, их площади и т.д., но не о СН. Наш результат показывает, что асимметрия - это более глубокое явление, которое проявляется даже на таких крупных структурах, как открытые магнитные поля, и проявляется она не через 11 лет, а в режиме реального времени, по ходу цикла.

Полученный нами результат требует дальнейшего исследования такого рода асимметрии в других циклах, на более длительных промежутках времени, раздельного исследования полярных и низкоширотных СН для того, чтобы получить больше информации для теории динамо.

SDO является проектом программы NASA Living With a Star. Данные SDO/AIA были предоставлены центром Joint Science Operation Centre (JSOC).

Авторы выражают благодарность команде проекта Heliophysics Event Knowledge-base (НЕК) за возможность доступа к базам данных СН.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Крым,
Россия, e-mail: olga@craocrimea.ru

CORONAL HOLES DURING THE PERIOD OF MAXIMAL ASYMMETRY OF 24th SOLAR CYCLE

O.A.ANDREEVA, V.I.ABRAMENKO, V.M.MALASCHUK

The current 24th cycle of solar activity differs significantly from previous cycles by a number of parameters, in particular, by a significant asymmetry in the sunspots (Sp) number during the second peak of its maximum. From March 2013 to December 2015 there was a significant predominance of the sunspots number in the southern hemisphere. The main purpose of this paper was to clarify the behavior of coronal holes (CH) during this period. The study is based on an analysis of data acquired by Atmospheric Imaging Assembly (AIA), a 19.3nm channel on board Solar Dynamic Observatory (SDO). Two methods of CH detection (simplified visual method and Spatia Possibilistic Clustering Algorithm (SPoCA)) were applied to obtain time series of daily total areas of CHs for southern and northern hemispheres. The agreement between the methods was found. A comparison of the obtained variations of the areas of CH with numbers and areas of SP allowed us to reveal that during the time period of interest, the southern hemisphere dominates in sense of both sunspots activity and total CHs area. The sunspots activity is approximately a half-a-year followed by the CHs area enhancement. We suggest that CHs and sunspots are related ingredients of the whole solar magnetic activity, which is in agreement with studies of activity complexes. The dipole poloidal field, as open field of coronal holes, and the toroidal field, as active regions, are intrinsically related on time scales much shorter than the solar cycle.

Keywords: *Sun: coronal holes: north-south asymmetry: solar activity: solar cycle*

ЛИТЕРАТУРА

1. О.Г.Бадалян, Письма в Астрон. ж., **38**, 51, 2012.
2. *G.Vizoso, J.L.Ballester*, Astron. Astrophys., **229**, 540, 1990.
3. *M.Carbonell, R.Oliver, J.L.Ballester*, Astron. Astrophys., **274**, 497, 1993.
4. *K.J.Li, J.X.Wang, S.Y.Xiong et al.*, Astron. Astrophys., **383**, 648, 2002.
5. *J.Sýkora, J.Rybák*, Sol. Phys., **261**, 321, 2010.
6. *O.G.Badalyan, V.N.Obridko, J.Rybák et al.*, Astron. Zh., **82**, 740, 2005, (Astron. Rep., **49**, 659, 2005).
7. *O.G.Badalyan, V.N.Obridko, J.Sykora*, Sol. Phys., **247**, 379, 2008.
8. *O.G.Badalyan, V.N.Obridko*, New Astron., **16**, 357, 2011.
9. *L.Svalgaard, Y.Kamide*, Astrophys. J., **763**, 237, 2013.
10. *E.E.Benevolenskaya*, Geomagnetism and Aeronomy, **53**, 891, 2013.
11. *A.V.Mordvinov, S.A.Yazev*, Solar Phys., **289**, 1971, 2014.
12. *L.L.Kitchatinov, A.I.Khlystova*, Astron. Lett., **40**, 663, 2014.
13. *B.T.Tsurutani, W.D.Gonzalez, A.L.C.Gonzalez et al.*, J. Geophys. Res. [Space Phys.], **111**, A07S01, 2006.
14. *J.T.Gosling, V.J.Pizzo*, Space Sci. Rev., **89**, 21, 1999.
15. *S.R.Cranmer*, Sol. Phys., **6**, 3, 2009.
16. *R.H.Munroand, G.L.Withbroe*, Astrophys. J., **176**, 511, 1972.
17. *M.J.Aschwanden*, Sol. Phys., **262**, 235, 2010.
18. *V.Abramenko, V.Yurchyshyn, H.Watanabe*, Sol. Phys., **260**, 43, 2009.
19. *V.N.Obridko, B.D.Shelting, I.M.Livshits et al.*, Sol. Phys., **260**, 191, 2009.
20. *B.Vršnak, M.Temmer, A.M.Veronig*, Sol. Phys., **240**, 315, 2007.
21. *G.Verbanac, B.Vršnak, A.Veronig et al.*, Astron. Astrophys., **526**, A20, 2011.
22. *M.A.Reiss, S.J.Hofmeister, R.De.Visscher et al.*, J. Space Weather Space Clim., **5**, A23, 2015.
23. *N.Hurlburt, M.Cheung, C.Schrijver et al.*, Sol. Phys., **275**, 67, 2012.
24. *D.Müller, B.Fleck, G.Dimitoglou et al.*, Computing in Science and Engineering, **11**(5), 38, 2009.
25. *C.Verbeeck, P.Higgins, T.Colak et al.*, Sol. Phys., **283**, 67, 2011.
26. *C.Verbeeck, V.Delouille, B.Mampaey et al.*, Astron. Astrophys., **561**, A29, 2014.
27. *V.N.Obridko, B.D.Shelting*, Astron. Rep., **57**, 848, 2013.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЯЧЕГО КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ УДЕРЖАНИИ НЕЙТРИНО

Г.С.АДЖЯН

Поступила 6 июня 2019

Принята к печати 18 декабря 2019

На основе модели кваркового мешка MIT определены термодинамические характеристики непрозрачного для нейтрино горячего странного кваркового вещества. Рассмотрены три разных варианта содержания лептонов в горячем кварковом веществе. Численные расчеты выполнены для различных значений температуры и плотности лептонного заряда. Показано, что в горячем ($kT \sim 100$ МэВ) кварковом веществе нейтрино примерно столько же, сколько и массивных лептонов, суммарная энергия лептонов составляет $4 \div 20$ процентов от энергии кварков и при остывании выделяется энергия порядка $30 \div 40$ процентов от суммарной энергии.

Ключевые слова: *горячее кварковое вещество: нейтрино*

1. *Введение.* Одним из возможных путей образования кваркового вещества является взрыв сверхновой звезды (SN). Вследствие имплозии центрального вырожденного ядра предсверхновой звезды в новообразованном сверхплотном кварковом объекте температура может достичь 10^{12} К. В [1] приводятся аргументы в пользу того, что химическое равновесие по β -процессам между кварками наступает гораздо позже, чем вещество становится непрозрачным для нейтрино. Именно из-за такого хода событий лептонные заряды центральной части предсверхновой звезды и новообразованного сверхплотного объекта почти равны [1]. Продолжительность такого высокотемпературного состояния вещества по сравнению со звездными временами ничтожна. Однако физические процессы в этом новообразованном высокотемпературном объекте могут иметь решающую роль для его дальнейшей эволюции. Давление мощного нейтринного излучения от сверхплотного образования на вещество, выброшенное при взрыве SN, может остановить обратное падение этого вещества на центральное сверхплотное тело, что препятствует образованию черной дыры [2].

В [1], на базе модели кваркового мешка MIT [3-6], определены уравнение состояния (EOS) и некоторые характеристики горячего кваркового вещества (HSQM - hot strange quark matter) при удержании нейтрино (HSQMN). В представленной работе приводятся некоторые характеристики HSQMN, которые не вошли в [1]. В этом смысле эта работа является продолжением [1].

Автором в [1] допущены следующие опечатки (за что он приносит свои извинения):

а) в выражениях (22), $\varepsilon = 3P + B$ и $\Delta\varepsilon/\varepsilon = (\varepsilon - 3P - B)/\varepsilon$ у параметра мешка B отсутствует коэффициент 4,

б) в абстракте и в тексте в предложении "При отсутствии нейтрино количество d кварков, наоборот, меньше от числа u кварков на $2 \div 8\%$ ", слово "меньше" следует заменить на слово "больше".

Основные уравнения (уравнения химического равновесия, уравнения законов сохранения барионного, электрического и лептонных зарядов) приведены в [1]. Кратко представим рассмотренные варианты HSQMN [1].

Вариант V1: В HSQMN имеются u , d , s кварки, электроны, позитроны со своими нейтрино.

Вариант V2: К варианту V1 добавлены $\mu^\pm$ мезоны со своими нейтрино.

Вариант V3: К варианту V2 добавлены τ нейтрино и антинейтрино, а также учтены нейтринные осцилляции.

В численных расчетах по V3 принято, что из-за нейтринных осцилляций все типы нейтрино имеют одинаковые химические потенциалы. При вычислении термодинамических характеристик кварков u и d кварки считались безмассовыми, а масса s кварка $m_s = 95$ МэВ учитывалась в приближении $(m_s c^2 / \mu_s)^2$. Соответствующие тепловые поправки учитывались в приближении $(kT / \mu_q)^2$, где m_s - масса s кварка, μ_q - химический потенциал q -типа кварка ($q = u, d, s$), T - температура, c - скорость света, k - постоянная Больцмана. Характеристики отдельных лептонов вычислялись численно по точным выражениям. Для параметра мешка B и константы кварк-глюонного взаимодействия α_c приняты значения 80 МэВ/ Φ^3 и ноль, соответственно.

2. Результаты численных расчетов. На рис.1 показаны зависимости химических потенциалов частиц в непрозрачном для нейтрино горячем веществе от концентрации барионного заряда n для варианта V3 и лептонного заряда на один барионный заряд $L = \sum L_i = 0.4$ (n_i - концентрация i -того типа лептона, $i = e, \mu, \nu, \tau, antil$ - все антилептоны вместе, для лептонов $L_i = n_i/n$, а для антилептонов $L_i = -n_i/n$).

Из-за нейтринных осцилляций химические потенциалы электронов μ_e , мюонов μ_μ , электронных нейтронов $\mu_{\nu e}$, мюонных нейтрино $\mu_{\nu \mu}$ и τ -нейтрино $\mu_{\nu \tau}$ связаны соотношениями $\mu_\mu = \mu_e$ и $\mu_{\nu \mu} = \mu_{\nu \tau} = \mu_{\nu e}$. При высоких значениях L $\mu_d - \mu_u = \mu_e - \mu_{\nu e} < 0$, что приводит к состоянию $n_u > n_d$ (n_q - концентрация q -типа кварка). С уходом нейтрино (L убывает) в SQM (strange quark matter) разница $\mu_e - \mu_{\nu e}$ становится положительной и устанавливается режим $n_d > n_u$. Когда в SQM нейтрино отсутствуют или образуются и, не успевая прийти в химическое равновесие с кварками, покидают среду, то

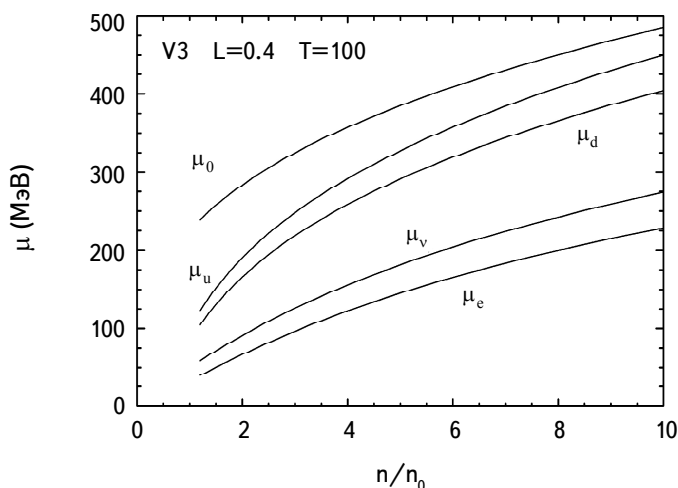


Рис.1. Зависимость химических потенциалов кварков и лептонов от концентрации барионного заряда n по варианту V3 для $L=0.4$ и $kT=100$ МэВ, $n_0=0.15 \Phi^{-3}$ - концентрация нуклонов в атомном ядре.

всегда $\mu_d > \mu_u$ ($\mu_d = \mu_d + \mu_e$). В этом случае, в SQM d кварков больше, чем u кварков. Ситуация такая же и по вариантам V1 и V2. Отличаются лишь значения температуры T и концентрации барионного заряда n , при которых происходит переход состояния $n_u > n_d$ к состоянию $n_u < n_d$. Отметим, что при удержании нейтрино в SQM химический потенциал электронов μ_e достигает ~ 200 МэВ, что на порядок превышает значение μ_e при $T=0$.

Распределение относительного лептонного заряда $L = \Sigma L_i$ по отдельным

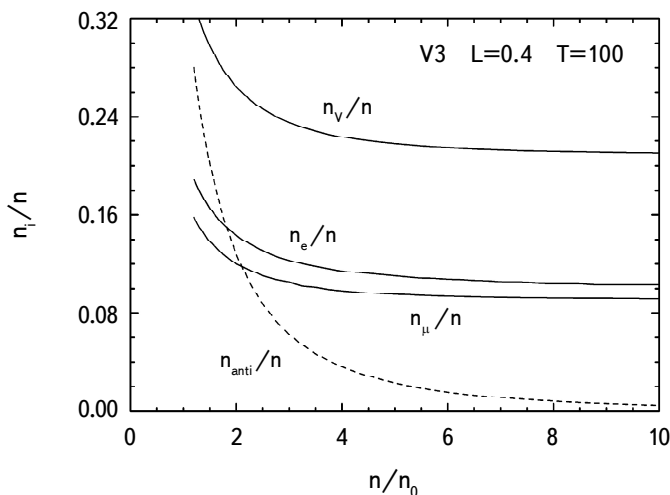


Рис.2. Зависимость относительных концентраций лептонов n_i/n ($i=e, \mu, \nu, \text{anti}$ - все антилептоны вместе) от концентрации барионного заряда по варианту V3 для $L=0.4$ и $kT=100$ МэВ, $n_0=0.15 \Phi^{-3}$ - концентрация нуклонов в атомном ядре.

лептонам, согласно варианту V3 при $kT=100$ МэВ, показано на рис.2. Видно, что общее число нейтрино n_ν (электронного, мюонного и τ нейтрино вместе) почти равно числу массивных лептонов. Суммарное число античастиц значительно только при $n < 3n_0$, а в области $n > 3n_0$ антилептонов гораздо меньше, чем лептонов.

Назовем запасом энергии ту энергию, которая выделяется при полном остывании HSQMN, когда концентрация барионного заряда остается неизменной. Эта энергия обусловлена как тепловыми энергиями отдельных частиц, так и изменением композитного состава при остывании HSQMN. Степень относительной энергоемкости HSQMN $\varepsilon_T/\varepsilon_0 = (\varepsilon(n, T) - \varepsilon(n, 0))/\varepsilon(n, 0)$ в зависимости от n и T показана на рис.3. Здесь $\varepsilon_T(n, T)$, $\varepsilon(n, T)$ и $\varepsilon(n, 0)$ - запасы энергии, энергии горячего и холодного SQM в единице объема, соответственно.

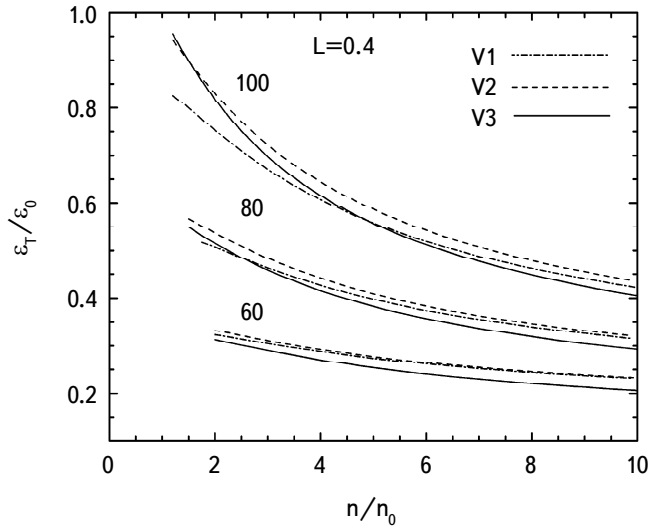


Рис.3. Отношение запасов энергии ε_T к энергии холодного состояния ε_0 в зависимости от концентрации барионного заряда n по вариантам V1, V2, V3 для $L=0.4$ и $kT=\{60; 80; 100\}$ МэВ, $n_0=0.15 \text{ Ф}^{-3}$ - концентрация нуклонов в атомном ядре

На рис.3 приведены результаты расчетов относительной энергоемкости для всех рассмотренных вариантов V1, V2, V3 и температур $kT=\{60; 80; 100\}$ МэВ при $L=0.4$. Видно, что запасы энергии, вычисленные с учетом нейтринных осцилляций или с учетом только наличия в HSQMN электронных нейтрино, мало отличаются друг от друга. Эти запасы огромны. При высоких температурах ($kT=100$ МэВ) они могут составить до ~ 40 процентов от полной энергии HSQMN.

При остывании протокварковой звезды длина свободного пробега нейтрино в HSQMN увеличивается и становится порядка радиуса звезды. Нейтрино покидают звезду, унося энергию и лептонный заряд вещества, и устанавливается

состояние $L = n_L/n \leq 10^{-6}$ [5-7]. В этом состоянии (в SQM из лептонов присутствуют только электроны) $\varepsilon_L/\varepsilon_0 \approx (n_e/n)^{4/3} = L^{4/3} \leq 10^{-8}$. То есть при остывании протокварковой звезды практически вся энергия лептонов ε_L уносится нейтринным и электромагнитным излучением. На рис.4 показана зависимость отношения энергии лептонов ε_L к энергии ε_T от концентрации барионного заряда n для $L = \{0.2; 0.4\}$, $kT = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ, согласно варианту V3. Видно, что в зависимости от рассмотренных значений температуры

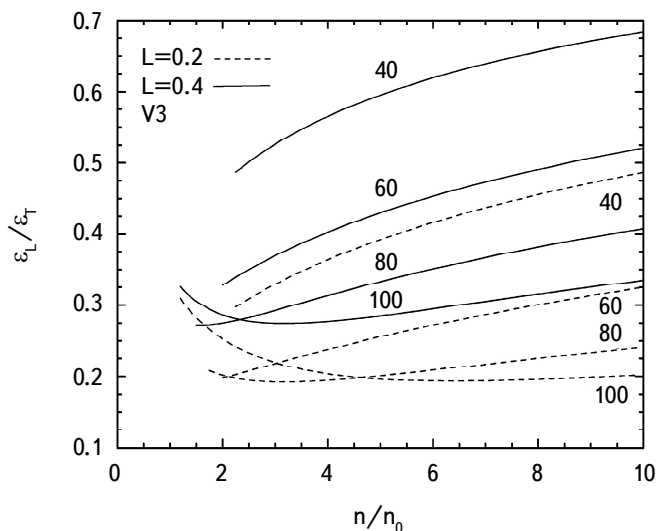


Рис.4. Зависимость отношения энергии лептонов ε_L к энергии запаса ε_T от концентрации барионного заряда n для $L = \{0.2; 0.4\}$ и $kT = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ, согласно варианту V3, $n_0 = 0.15 \text{ Ф}^3$ - концентрация нуклонов в атомном ядре

T и концентрации барионного заряда n , энергия лептонов составляет $20 \div 70$ процентов от запасов энергии ε_T . При фиксированном значении относительного лептонного заряда L , чем ниже температура HSQMN, тем больше вклад лептонов в ε_T . При остывании протокварковой звезды ее вещество сможет эволюционировать по термодинамически равновесным состояниям, если характерное время диффузии нейтрино от звезды больше времени установления β -равновесия в HSQM. Неравновесное остывание звезды предполагается рассмотреть в дальнейшем.

На рис.5 показана зависимость отношения энергии лептонной компоненты ε_L к энергии кварков ε_Q от концентрации барионного заряда n для $kT = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ и $L = \{0.4; 0.2\}$, по варианту V3. В зависимости от температуры T , концентрации n и относительного лептонного заряда L , суммарная энергия лептонов составляет $4 \div 20$ процентов от энергии кварков.

Важной характеристикой сверхплотного вещества является энергия на один барионный заряд $\varepsilon_n = \varepsilon/n$. По модели мешка MIT эта энергия при опре-

деленном значении $n = n_{\min}$ имеет локальный минимум. В этой точке холодное вещество имеет нулевое давление [4-6]. Если $\varepsilon_{n\min} = \varepsilon_n(n_{\min}, T=0) < 0$, то SQM является самосвязанной. В [8] приводятся аргументы в пользу того, что холодный SQM является основным состоянием вещества, т.е. $\varepsilon_{n\min} - m_n c^2 < -f_n$, где $f_n \approx 8$ МэВ - энергия связи нуклона в самом связанном атомном ядре - ядре железа. К сожалению, модель мешка MIT как не отрицает, так и не

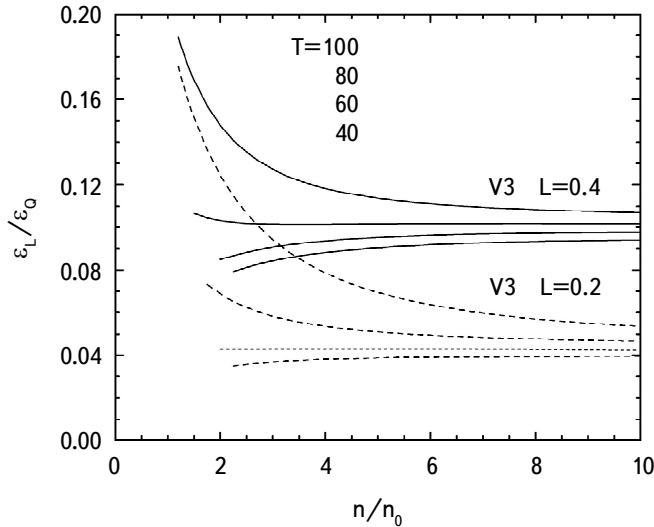


Рис.5. Отношение энергии лептонов ε_l к энергии кварков в зависимости от концентрации барионного заряда n по варианту V3 для $L = \{0.2; 0.4\}$ и $kT = \{40; 60; 80; 100\}$ МэВ, $n_0 = 0.15 \Phi^{-3}$ - концентрация нуклонов в атомном ядре.

подтверждает это предположение однозначно, что обусловлено ее несовершенностью. В пределах неопределенностей значений параметров этой модели возможны как несамосвязанная, так и самосвязанная SQM с $|\varepsilon_{n\min}| > f_n$ [4-6]. В настоящей работе принятые значения этих параметров (см. выше) обеспечивают самосвязанное состояние холодной ($T=0$) SQM с $\varepsilon_{n\min} = -19$ МэВ.

На рис.6 для значений $L=0.4$ и $kT = \{0; 40; 60; 80; 100\}$ МэВ приведена зависимость $\varepsilon_n(n, T)$ от концентрации барионного заряда n . На графиках черными квадратиками отмечены точки нулевого давления. Кроме кривой $T=0$, точки нулевого давления не совпадают с точками минимумов "горячих" кривых. При неизменном n , с повышением температуры, тепловые поправки к давлению возрастают, поэтому состояние $P=0$ реализуется с уменьшением концентрации кварков, что видно на рис.5. С остыванием HSQMN от $kT=100$ МэВ до холодного состояния при $n = \text{const}$, согласно рис.6, на каждый барионный заряд выделяется примерно 500 - 800 МэВ энергии.

Чем горячее HSQMN, тем больше значение ее минимальной энергии $\varepsilon_{n\min}$. С повышением температуры самосвязанное кварковое вещество стано-

вится несамосвязанным: $\varepsilon_{n\min} > 0$. Кварковое вещество в самосвязанном состоянии не может находиться в термодинамическом равновесии с барионным или обычным звездным веществами [6,9]. Когда при высоких температурах устанавливается состояние $\varepsilon_{n\min} > 0$, это становится возможным. Исследование такого состояния будет проведено отдельно.

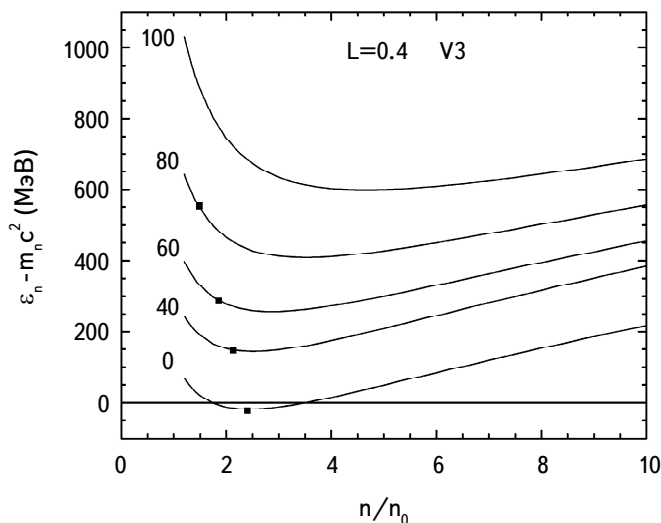


Рис.6. Энергия HSQMN на один барионный заряд с вычетом энергии покоя нейтрона $\varepsilon_n - m_n c^2$ в зависимости от концентрации барионного заряда n по варианту V3 для $L = 0.4$ и $kT = \{0; 40; 60; 80; 100\}$ МэВ. Маленькими черными квадратами отмечены точки нулевого давления $P = 0$, $n_0 = 0.15 \text{ Ф}^{-3}$ - концентрация нуклонов в атомном ядре.

3. Критические значения и заключение. Настоящее исследование базируется на феноменологической модели кваркового мешка MIT. Эта модель не создана на основе квантовой теории сильных взаимодействий, каковой более или менее является теория SQM Намбу-Иона-Лазинио (модель NJL) [10-12]. Уравнение состояния горячего кваркового вещества по модели NJL, но без удержания нейтрино, определено в [13]. Однако ясность физических предположений и простота математической реализации модели MIT дает возможность легко определить термодинамические характеристики как холодной, так и горячей кварковой материи. Конечно, в них будут отпечатки несовершенности этой модели. Но в общих чертах физическая реальность будет описана правдиво. Поправки к термодинамическим характеристикам кварков определены в первом приближении по малым параметрам $(kT/\mu_q)^2$ и $(m_s c^2/\mu_s)^2$. Может показаться странным, что при условии малости этих параметров различия давлений и плотностей энергии в горячем ($kT \sim 100$ МэВ) и холодном состояниях оказываются большими (рис.3, рис.6 и см. рис.3 в [1]). Это связано не только с тепловыми движениями частиц, но и значительными отличиями в

их композитном составе. В частности, наличие по сравнению с холодным состоянием огромного количества лептонов в HSQMN (электроны, мюоны, нейтрино и их античастицы) обеспечивает $20 \div 70$ процентов запасов энергии HSQMN.

Кварковая звезда, рожденная при взрыве сверхновой звезды будет остывать в основном за счет нейтринного излучения. Количество потерянной энергии звездой будет сопоставимо с ее полной энергией (до $30 \div 40\%$). Поэтому при отсутствии аккреции конечная максимальная масса остывшей звезды будет меньше максимально возможного значения примерно на столько же.

Автор выражает благодарность профессору Ю.Л.Вартаняну и доценту Г.Б.Алавердяну за обсуждение результатов представленной работы.

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории физики сверхплотных звезд при кафедре прикладной электродинамики и моделирования ЕГУ, финансируемой Государственным комитетом по науке Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: ghajyan@ysu.am

CHARACTERISTICS OF THE HOT QUARK MATTER WITH NEUTRINO RETENTION

G.S.HAJYAN

Based on the MIT quark bag model, the thermodynamic characteristics of the strange quark matter opaque to neutrinos are determined. Three different variants of the content of leptons in the hot quark matter are considered. Numerical calculations were performed for various values of the temperature and density of the lepton charge. It is shown that in such hot ($kT \sim 100$ MeV) quark matter: a) neutrinos are about the same as massive leptons, b) the total energy of leptons is $4 \div 20$ percent of the energy of quarks, c) at the cooling of this matter can be released an energy of the order of $30 \div 40$ percent of its total energy.

Keywords: *hot quark matter; neutrino*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.С.Аджян*, Астрофизика, **61**, 585, 2018, (Astrophysics, **61**, 511, 2018).
2. *Л.Н.Иванова, В.С.Имшенник, Д.К.Надежин*, Научн. Инф. Астрон. Совет АН СССР, **13**, 3, 1969.
3. *A.Chodos et al.*, Phys. Rev. D, **9**, 3471, 1974.
4. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev. D, **30**, 2379, 1984.
5. *C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto*, Astrophys. J., **310**, 261, 1986.
6. *N.K.Glendenning*, Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity, Berkeley, California: Springer, 1996.
7. *Ю.Л.Вартанян, Ш.Р.Меликян, А.А.Шагинян*, Астрофизика, **55**, 473, 2012, (Astrophysics, **55**, 429, 2012).
8. *E.Witten*, Phys. Rev. D, **30**, 272, 1987.
9. *Ю.Л.Вартанян, Г.Б.Алавердян*, Астрофизика, **31**, 111, 1989, (Astrophysics, **31**, 472, 1989).
10. *Y.Nambu, G.Jora-Lasinio*, Phys. Rev., **122**, 345, 1961.
11. *U.Vogl, W.Weise*, Prog. Part. Nucl. Phys., **27**, 195, 1997.
12. *M.Buballa*, Phys. Rep., **407**, 205, 2005.
13. *Peng-Cheng Chu et al.*, Eur. Phys. J., C, **77**, 512, 2017.

TWO EFFICIENT COMPUTATIONAL ALGORITHMS TO SOLVE THE NON-LINEAR SINGULAR LANE-EMDEN EQUATIONS

K.PARAND^{1,2}, A.GHADERI-KANGAVARI², M.DELKOSH³

Received 25 March 2019

Accepted 18 December 2019

In this paper, two efficient computational algorithms based on Rational and Exponential Bessel (RB and EB) functions are compared to solve several well-known class of non-linear Lane-Emden type models. The problems, which define in some models of non-Newtonian fluid mechanics and mathematical physics, are nonlinear ordinary differential equations of second-order over the semi-infinite interval and have a singularity at $x=0$. The non-linear Lane-Emden equations are converted to a sequence of linear differential equations by utilizing the quasilinearization method (QLM) and then, these linear equations are solved by RB and EB collocation methods. Afterward, the obtained results are compared with the solution of other methods for demonstrating the efficiency and applicability of the proposed methods.

Keywords: *rational Bessel functions: exponential Bessel functions: Lane-Emden type equations: nonlinear ODE: quasilinearization method: collocation method*

1. Introduction. The investigation of singular initial/boundary value problem for non-linear second order differential equations has been attracted by some astrophysicist, mathematicians, and physicists. Lane-Emden type equations describe the temperature variation of a spherical gas cloud under the mutual attraction of its molecules and subject to the laws of classical thermodynamics. Let $P(r)$ denote the total pressure at a distance r from the center of spherical gas cloud. The total pressure is due to the usual gas pressure and a contribution from radiation:

$$P = \frac{1}{3}\xi T^4 + \frac{RT}{v},$$

where ξ , T , R , and v are the radiation constant, the absolute temperature, the gas constant, and the specific volume, respectively [1]. Let $M(r)$ be the mass within a sphere of radius r and G the constant of gravitation, the equilibrium equation for the configuration are

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2}, \quad \frac{dM(r)}{dr} = 4\pi\rho r^2, \quad (1)$$

where ρ is the density at a distance r from the center of a spherical star. To

eliminate M , the previous equations should be written in a dimensional form as follows [1,2]:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) = -4\pi G \rho,$$

We already know that in the case of a degenerate electron gas, the pressure and density are $\rho = P^{3/5}$, assuming that such a relation exists in other states of the star, we are led to consider a relation of the form $P = K \rho^{1+1/m}$, where K and m are constants.

We can insert this relation into Eq. (1) for the hydrostatic equilibrium condition and, from this, we can rewrite the equation as follows:

$$\left[\frac{K(m+1)}{4\pi G} \lambda^{1/m-1} \right] \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dy}{dr} \right) = -y^m,$$

where λ represents the central density of the star and y denotes the dimensionless quantity, which are both related to ρ through the following relation [1,2]:

$$\rho = \lambda y^m(x),$$

and let

$$r = ax, \quad a = \left[\frac{K(m+1)}{4\pi G} \lambda^{1/m-1} \right]^{1/2}.$$

Inserting these relations into our previous relation, we obtain the Lane-Emden equation [1,2]:

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dy}{dx} \right) = -y^m,$$

or

$$y''(x) + \frac{2}{x} y'(x) + y^m(x) = 0, \quad x > 0, \quad (2)$$

where the initial conditions are as follows:

$$y(0) = 1, \quad y'(0) = 0. \quad (3)$$

Eq. (2) with the initial conditions (3) is known as the standard Lane-Emden equation.

The values of m , which are physically interesting, lie in the interval $[0, 5]$. The main difficulty in analyzing this type of equation is the singularity behaviour occurring at $x = 0$.

The solutions of the Lane-Emden equation could be exact only for $m = 0, 1$ and 5 . For the other values of m , the Lane-Emden equation is to be integrated numerically [2]. Thus, we decided to present a new and efficient technique to solve it numerically for $m = 1.5, 2, 2.5, 3$, and 4 .

1.1. *Previous works.* Recently, some analytical, semi-analytical, and numerical techniques have been applied to solve Lane-Emden equations. The main difficulty arises in the singularity of the equations at $x=0$. We have introduced several techniques as follow:

Bender et al. [3] proposed a new perturbation technique based on an artificial parameter δ , the method is often called δ -method. Wazwaz [4] employed the Adomian decomposition technique with an alternate framework designed, He [5] employed Ritz's method to obtain an analytical solution, Parand et al. [6,7] applied Spectral methods based on the fractional order of rational Bernoulli functions and the fractional order of Chebyshev functions, Ramos [8,9] presented linearization methods to utilize an analytical solutions and globally smooth solutions, and the obtained series solutions of the Lane-Emden type equation, Yousefi [10] applied Legendre Wavelet approximations and used integral operator and converted Lane-Emden equations to integral equations, Chowdhury and Hashim [11] used analytical solutions of the generalized Emden-Fowler type equations by Homotopy perturbation method (HPM), Aslanov [12] introduced a further development in the Adomian decomposition technique, Dehghan and Shakeri [13] investigated Lane-Emden equations by applying the variational iteration method (VIM), Marzban et al. [14] used a method based upon hybrid of block-pulse functions and Lagrange interpolating polynomials together with the operational integration matrix to approximate solution of the problem, Adibi and Rismani [15] proposed the approximate solutions of singular the Lane-Emden via modified Legendre-spectral method, Vanani and Aminataei [16] provided a numerical method which produces an approximate polynomial solution, they used an integral operator and convert Lane-Emden equations into integral equations and then convert the acquired integral equations into a power series and finally, transforming the power series into padé series form, Kaur et al. [17] obtained the Haar wavelet approximate solution.

Furthermore, other researchers trying to solve the Lane-Emden type equations with several methods, For example, Yildirm and Öziş [18] by using HPM method, Iqbal and Javad [19] by using Optimal HAM, Boubaker and Van Gorder [20] by using boubaker polynomials expansion scheme, Daşcoğlu and Yaslan [21] by using Chebyshev collocation method, Yüzbaş [22] by using Bessel matrix method, Boyd [23] by using Chebyshev spectral method, Bharwy and Alofi [24] by using Jacobi-Gauss collocation method, Pandey et al. [25] by using Legendre operation matrix, Rismani and Monfared [26] by using Modified Legendre spectral method, Delkhosh et al. [27] by using the fractional order of rational Euler collocation methods, Nazari-Golshan et al. [28] by using Homotopy perturbation with Fourier transform, Doha et al. [29] by using second kind Chebyshev operation matrix algorithm, Mall and Chakaraverty [30] by using Chebyshev Neural Network based

model, Gürbüz and Sezer [31] by using Laguerre polynomial and Kazemi-Nasab et al. [32] by using Chebyshev wavelet finite difference method. In this paper, we attempt to introduce two efficient computational algorithms based on Rational and Exponential Bessel (RB and EB) functions for solving non-linear singular Lane-Emden equations.

The rest of this paper is arranged as follows: Section 2 introduces new rational and exponential Bessel (RB and EB) functions and their properties. Section 3 describes a brief formulation of quasilinearization method (QLM) [38]. In section 4 at first, by utilizing the QLM over the Lane-Emden equation a sequence of linear differential equations is obtained, and then at each iteration, the linear differential equation is solved by RB and EB collocation methods that we name RB-QLM and EB-QLM methods. Comparison between these two methods with some well-known results in section 5, show that using rational functions is highly accurate, and we also describe our results via tables and figures. Finally, we give a brief conclusion in section 6.

2. Properties of rational and exponential Bessel functions. The Bessel functions arise in many problems in physics possessing cylindrical symmetry, such as the vibrations of circular drumheads and the radial modes in optical fibers. Bessel functions are usually defined as a particular solution of a linear differential equation of the second order which known as Bessel's equation [33]. Bessel functions first defined by Daniel Bernoulli on heavy chains (1738) and then generalized by Friedrich Bessel. More general Bessel functions were studied by Leonhard Euler in 1781 and in his study of the vibrating membrane in 1764.

Bessel differential equation of order $n \in \mathbb{R}$ is:

$$x^2 \frac{d^2 y(x)}{dx^2} + x \frac{dy(x)}{dx} + (x^2 - n^2)y(x) = 0, \quad x \in (-\infty, \infty). \quad (4)$$

One of the solutions of equation (4) by applying the method of Frobenius as follows [34]:

$$J_n(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!(n+r)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2r+n}, \quad (5)$$

where series (5) is convergent for all $x \in (-\infty, \infty)$.

Bessel polynomials have been introduced as follows [35]:

$$B_n(x) = \sum_{r=0}^{[N-n]/2} \frac{(-1)^r}{r!(n+r)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2r+n}, \quad x \in [0, 1], \quad (6)$$

where $n \in \mathbb{N}$, $[.]$ denotes the floor of a number, and N is the number of basis of Bessel polynomials.

2.1. Rational Bessel functions. The new basis functions, "Rational Bessel

(RB) functions" denote by $RB_n(x, L)$ which are generated from well known Bessel polynomials by using the algebraic mapping of $\phi(x) = x/(x+L)$ as follow:

$$RB_n(x, L) = B_n(\phi(x)), \quad n = 0, 1, \dots, N,$$

or

$$RB_n(x, L) = \sum_{r=0}^{[N-n]/2} \frac{(-1)^r}{r!(n+r)!} \left(\frac{x}{2(x+L)} \right)^{2r+n}, \quad n = 0, 1, \dots, N, \quad (7)$$

where $x \in [0, \infty)$, $B_n(x)$ is Bessel polynomials of order n , and the constant parameter $L > 0$ is a scaling/stretching factor which can be used to fine tune the spacing of collocation points. For a problem whose solution decays at infinity, there is an effective interval outside of which the solution is negligible, and collocation points which fall outside of this interval are essentially wasted. On the other hand, if the solution is still far from negligible at the collocation points with largest magnitude, one cannot expect a very good approximation. Hence, the performance of spectral methods in unbounded domains can be significantly enhanced by choosing a proper scaling parameter such that the extreme collocation points are at or close to the endpoints of the effective interval [36]. Boyd [37] offered guidelines for optimizing the map parameter L for rational Chebyshev functions which is also useful for the RB functions.

Let us define $\Gamma = \{x \mid 0 \leq x < \infty\}$ and

$L^2_{w_r}(\Gamma) = \{v: \Gamma \rightarrow \mathbb{R} \mid v \text{ is measurable and } \|v\|_{w_r} < \infty\}$, where

$$\|v\|_{w_r} = \left(\int_0^\infty |v(x)|^2 w_r(x, L) dx \right)^{1/2},$$

with $w_r(x, L) = L/(x+L)^2$, is the norm induced by inner product of the space $L^2_{w_r}(\Gamma)$ as follows:

$$\langle v, u \rangle_{w_r} = \int_0^\infty v(x)u(x)w_r(x, L)dx.$$

Now, suppose that

$$\mathfrak{S} = \text{span}\{RB_0(x), RB_1(x), \dots, RB_N(x)\},$$

where $\mathfrak{S}$ is a finite-dimensional subspace of $L^2_{w_r}(\Gamma)$, $\dim(\mathfrak{S}) = N+1$, so $\mathfrak{S}$ is a closed subspace of $L^2(\Gamma)$. Therefore, $\mathfrak{S}$ is a complete subspace of $L^2(\Gamma)$. Assume that $f(x)$ be an arbitrary element in $L^2(\Gamma)$. Thus $f(x)$ has a unique best approximation in $\mathfrak{S}$ subspace, say $\hat{b}(x) \in \mathfrak{S}$, that is

$$\exists \hat{b}(x) \in \mathfrak{S}, \quad \forall b(x) \in \mathfrak{S}(x), \quad \|f(x) - \hat{b}(x)\|_{w_r} \leq \|f(x) - b(x)\|_{w_r}.$$

Notice that we can write $b(x)$ vector as a combination of the basis vectors of $\mathfrak{S}$ subspace.

We know function of $f(x)$ can be expanded by $N+1$ terms of RB functions as:

$$f(x) = f_N(x) + R(x),$$

that is

$$f_N(x) = \sum_{n=0}^N a_n RB_n(x) = A^T RB(x), \quad (8)$$

where $RB(x)$ is vector $[RB_0(x), RB_1(x), \dots, RB_N(x)]^T$ and $R \in \mathfrak{C}^\perp$ that $\mathfrak{C}^\perp$ is the orthogonal complement. So $f(x) - f_N(x) \in \mathfrak{C}^\perp$ and $b(x) \in \mathfrak{C}$ are orthogonal which we denote it by:

$$f(x) - f_N(x) \perp b,$$

thus $f(x) - f_N(x)$ vector is orthogonal over all of basis vectors of $\mathfrak{C}$ subspace as:

$$\langle f(x) - f_N(x), RB_i(x) \rangle_{w_r} = \langle f(x) - A^T RB(x), RB_i(x) \rangle_{w_r} = 0, \quad i = 0, 1, \dots, N,$$

hence

$$\langle f(x) - A^T RB(x), RB^T(x) \rangle_{w_r} = 0,$$

and A can be obtained by

$$\begin{aligned} \langle f(x), RB^T(x) \rangle_{w_r} &= \langle A^T RB(x), RB^T(x) \rangle_{w_r}, \\ A^T &= \langle f(x), RB^T(x) \rangle_{w_r} \langle RB(x), RB^T(x) \rangle_{w_r}^{-1}. \end{aligned}$$

2.2. Exponential Bessel functions. Exclusive of rational functions, we can use exponential transformation to have new functions which are also defined on the semi-infinite interval. The exponential Bessel (EB) functions can be defined by

$$EB_n(x) = B_n(1 - e^{-x/L}), \quad n = 0, 1, \dots, N.$$

or

$$EB_n(x, L) = \sum_{r=0}^{[N-n]/2} \frac{(-1)^r}{r!(n+r)!} (1 - e^{-x/L})^{2r+n}, \quad n = 0, 1, \dots, N \quad (9)$$

where parameter L is a constant parameter and, like rational functions, it sets the length scale of the mapping. All of the above relations can also be used to EB functions with respect to the weight function $w_e(x, L) = e^{-x/L}/L$ in the interval $[0, \infty)$.

3. The quasilinearization method (QLM). The QLM is a generalization of the Newton-Raphson method [38] to solve the nonlinear differential equation as a limit of approximating the nonlinear terms by an iterative sequence of linear expressions. The QLM techniques are based on the linearization of the higher order ordinary/partial differential equation and require the solution of a linear ordinary differential equation at each iteration. Mandelzweig and Tabakin [39] have determined general conditions for the quadratic, monotonic, and uniform convergence

of the QLM to solve both initial and boundary value problems in nonlinear ordinary n -th order differential equations in N -dimensional space. And also, Canuto et al. [40] have proved the stability and convergence analysis of spectral methods, and, we will show that our numerical results are convergent.

Let us assume that a second-order nonlinear ordinary differential equation in one variable on the interval $[0, \infty)$ as follows:

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = F(u'(x), u(x), x). \quad (10)$$

with the initial conditions: $u(0) = A$, $u'(0) = B$, where A and B are real constants and F is a nonlinear function.

By utilizing the QLM to solve Eq. (10) determines the $(I+1)$ -th iterative approximation $u_{I+1}(t)$ as a solution of the linear differential equation:

$$\frac{d^2 u_{I+1}}{dx^2} = F(u'_I, u_I, x) + (u_{I+1} - u_I)F_u(u'_I, u_I, x) + (u'_{I+1} - u'_I)F_{u'}(u'_I, u_I, x), \quad (11)$$

with the initial conditions:

$$u_{I+1}(0) = A, \quad u'_{I+1}(0) = B, \quad (12)$$

where $I = 0, 1, 2, \dots$ and the functions $F_u = \partial F / \partial u$ and $F_{u'} = \partial F / \partial u'$ are functional derivatives of the functional of $F(u'_I, u_I, x)$.

4. Application of methods. In this paper, two methods based on RB collocation method and EB collocation method for solving Eq. (2) with initial conditions of Eq. (3) have been considered.

First, by utilizing the QLM technique on Eq. (2), we have

$$xy''_{I+1}(x) + 2y'_{I+1}(x) - (m-1)xy^m_I(x) + mxy_{I+1}(x)y^{m-1}_I(x) = 0 \quad (13)$$

with the initial conditions:

$$y_{I+1}(0) = 1, \quad y'_{I+1}(0) = 0, \quad (14)$$

where $I = 0, 1, 2, \dots$

For rapid convergence is actually enough that the initial guess is sufficiently good to ensure the smallness of just one of the quantity $q_r = k\|y_{I+1} - y_I\|$, where k is a constant independent of I . Usually, it is advantageous that $y_0(t)$ would satisfy at least one of the initial conditions Eq. (3) [39], thus set $y_0(x) = 1$ for the initial guess of the Lane-Emden equation.

Then, we can approximate $y_{I+1}(x)$ by $N+1$ basis of RB and EB functions as follows:

1. approximating $y_{I+1}(x)$ by $N+1$ basis of RB functions:

$$y_{I+1}(x) \approx u_{N, I+1}(x) = 1 + x^2 \sum_{n=0}^N \hat{b}_n RB_n(x, L). \quad (15)$$

where $r=0, 1, 2, \dots$ and two terms 1 and x^2 are to satisfy initial conditions Eq. (14).

To apply the collocation method, we have constructed the residual function for $(I+1)$ -th iteration in QLM by substituting $y_{I+1}(x)$ by $u_{N,I+1}(x)$ into Eq. (13) as follows:

$$\begin{aligned} RESr_{I+1}(x) &= xu''_{N+1,I+1}(x) + 2u'_{N+1,I+1}(x) - \\ &- (m-1)xu^m_{N+1,I}(x) + mxu_{N+1,I+1}(x)u^{m-1}_{N+1,I}(x) = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

2. approximating $y_{I+1}(x)$ by $N+1$ basis of EB functions:

$$y_{I+1}(x) \approx w_{N,I+1}(x) = \frac{1}{x^2+1} + \frac{x^2}{x+1} \sum_{n=0}^N \hat{c}_n EB_n(x, L) \quad (17)$$

where $r=0, 1, 2, \dots$

Two terms of $1/(x^2+1)$ and $x^2/(x+1)$ are considered to satisfy initial conditions Eq. (14). Also, like above, to apply the collocation method, we have constructed the residual function for $(I+1)$ -th iteration in QLM by substituting $y_{I+1}(x)$ by $w_{N,I+1}(x)$ into Eq. (13) as follows:

$$\begin{aligned} RESe_{I+1}(x) &= xw''_{N+1,I+1}(x) + 2w'_{N+1,I+1}(x) - \\ &- (m-1)xw^m_{N+1,I}(x) + mxw_{N+1,I+1}(x)w^{m-1}_{N+1,I}(x) = 0. \end{aligned} \quad (18)$$

In all of the spectral methods, the purpose is to find the $\hat{b}_n$ and $\hat{c}_n$ unknown coefficients.

A method for forcing the residual functions Eq. (16) and Eq. (18) to zero can be defined as collocation algorithm. There is no limitation to choose points in the collocation method. The $N+1$ collocation points have been substituted in the equations of $RESr_{I+1}(x)$ and $RESe_{I+1}(x)$, therefore:

$$RESr_{I+1}(x_i) = 0, \quad i = 0, 1, \dots, N, \quad (19)$$

$$RESe_{I+1}(x_i) = 0, \quad i = 0, 1, \dots, N, \quad (20)$$

Table 1

COMPARISON OF THE FIRST ZEROS OF STANDARD LANE-EMDEN EQUATIONS, WITH VALUES GIVEN BY HOREDT [2] AND THE PRESENT METHODS WITH $N = 75$ AND ITERATION 15

m	RB	EB	Horedt [2]
1.5	3.65375373622763424836747856706295570	3.653753736227530116708951	3.65375374
2.0	4.35287459594612467697357006152614262	4.352874595946124676973570	4.35287460
2.5	5.35527545901076012377857991160851840	5.355275459010769844745925	5.35527546
3.0	6.89684861937696037545452818712314053	6.896848619376960375436984	6.89684862
4.0	14.9715463488380950976509645543077611	14.97154634883796085494984	14.9715463

which x_i are roots of the shifted Chebyshev functions on the finite interval [7]. Finally, a linear system of equations has been obtained, all of these equations can be solved by a suitable method such as the Newton method for calculating the unknown coefficients.

5. Results and discussion. The Lane-Emden type equations describe the variation of density as a function of the radial distance for a poly-trope. They

Table 2

NUMERICAL RESULTS OF FIRST ZEROS BY BASIS OF
RB WITH VARIOUS VALUES OF m , N AND ITERATIONS,
ACCURATE DIGITS ARE BOLD

m	N	Iteration	RB
1.5	50	05	3.6537537362 5072342590
		10,15,20	3.6537537362 5071853754
	75	05	3.65375373622 763914172
		10,15,20	3.65375373622 763424836
	100	05	3.653753736222 25950682
		10,15,20	3.653753736222 25461061
2	50	05	4.3541023191782544510394699271974639349588062470049419121696397470
		10,15,20	4.35287459594612467697357006152614339487342457587311708331752
	75	05	4.352874597893199784546816142774753394907169932534281348066892095
		10,15,20	4.352874595946124676973570061526142628112365363213147181521
	100	05	4.352874597893199784546816142774753394907169932542963806389373524
		10,15,20	4.352874595946124676973570061526142628112365363213008835302
2.5	50	05	5.3552964545076443677
		10,15,20	5.355275459010744925
	75	05	5.35529645450764436772
		10,15,20	5.3552754590107601237
	100	05	5.35529645450764436772
		10,15,20	5.3552754590107873176
3	50	05	7.1216938046517305045330727094680858444666907392
		10,15,20	6.8968486193769603754542796110144170369244612
	75	05	7.1216938046404145204995503800811081360235860196
		10,15,20	6.89684861937696037545452818712314053555203
	100	05	7.1216938046404152911963760032858519494248670403
		10,15,20	6.89684861937696037545452818712312127697218
4	50	05	16.711045707072842315340457798698905988740559701
		10	14.97154867059731700938111496437106672775015032
		15,20	14.971546348838095097650964554307761107155441
	75	05	16.402670239960775259418702056564527058250944781
		10	14.97154289318059650158197244640609252173187180
		15,20	14.971546348838095097650964554307761107155441
	100	05	16.172787459355139190211994543646969560813181439
		10	14.97154439717955256111887952830248179390503419
		15,20	14.971546348838095097611066133148254587457821

were first studied by the astrophysicists Jonathan Homer Lane and Robert Emden, which considered the thermal behavior of a spherical cloud of gas acting under the mutual attraction of its molecules and subject to the classical laws of thermodynamics [1]. In the Lane-Emden type equations, the first zero of $y(x)$ is an important point of the function, so we have computed $y(x)$ to calculate this zero. In this paper, the equation is solved for $m=1.5, 2, 2.5, 3$ and 4 , which

Table 3

NUMERICAL RESULTS OF FIRST ZEROS BY BASIS OF
EB WITH VARIOUS VALUES OF m , N AND ITERATIONS,
ACCURATE DIGITS ARE BOLD

m	N	Iteration	EB
1.5	50	05	3.65375373625083916424
		10,15,20	3.65375373625083427589
	75	05	3.65375373622753501010
		10,15,20	3.65375373622753011670
	100	05	3.65375373622227432714
		10,15,20	3.6537537362226943093
2	50	05	4.352874597893199785338903310594652764
		10,15,20	4.35287459594612467776565735834309221
	75	05	4.35287459594612467697472244822039342
		10,15,20	4.3528745959461246769735701033024306
	100	05	4.3528745978931997845468161427747526020
		10,15,20	4.3528745959461246769735700615261418
2.5	50	05	5.35529645450764438595
		10,15,20	5.3552754590107203902
	75	05	5.35529645450764436772
		10,15,20	5.3552754590107698447
	100	05	5.35529645450764436772
		10,15,20	5.3552754590107770840
3	50	05	7.12169371888993111013538427437823
		10,15,20	6.896848619376969505160794512467
	75	05	7.12169380466912339539903047482119
		10,15,20	6.89684861937696037543698467213
	100	05	6.89684861937696037791871227973
		10,15,20	6.89684861937696037545452817312
4	50	05	16.26491731190237369943385
		10	14.9715473275763026931076
		15,20	14.9715463522353010587855
	75	05	16.05210011924457026115446
		10	14.9715472743172097800824
		15,20	14.971546348837960854949
	100	05	16.03218609785456527010395
		10	14.9715472744622920651685
		15,20	14.971546348838095104708

does not have exact solutions.

The comparison of the initial slope $y'(0)$ calculated by RB-QLM ($N=75$ and iteration 15) with values obtained by Horedt [2] is given in Table 1.

Table 4

OBTAINED VALUES OF $y(x)$ AND $y'(x)$ OF STANDARD
LANE-EMDEN EQUATIONS FOR $m=1.5$ BY BASIS OF RB
WITH $N=75$ AND ITERATIONS 15

x	$y(x)$	$y'(x)$
0.1	0.998334582651024	-0.033283374960220
0.2	0.993353288961344	-0.066267995319313
0.3	0.985100745872271	-0.098660068556290
0.4	0.973650509840501	-0.130175582648867
0.5	0.959103856956817	-0.160544891813613
0.6	0.941588132070691	-0.189516931926819
0.7	0.921254699087677	-0.216862968455471
0.8	0.898276543103152	-0.242379797978458
0.9	0.872845582616537	-0.265892334576062
1.0	0.845169755493675	-0.287255540026184
2.0	0.495936764048973	-0.372832141746160
3.0	0.158857608676200	-0.284252727750886
3.6	0.011090994555729	-0.209392664698195

Table 5

OBTAINED VALUES OF $y(x)$ AND $y'(x)$ OF STANDARD
LANE-EMDEN EQUATIONS FOR $m=2.5$ BY BASIS OF RB
WITH $N=75$ AND ITERATIONS 15

x	$y(x)$	$y'(x)$
0.1	0.998335414189491	-0.033250148555062
0.2	0.993366508668235	-0.066004732702853
0.3	0.985166960607077	-0.097785664864449
0.4	0.973856692696194	-0.128148702313160
0.5	0.959597754464204	-0.156697706048055
0.6	0.942588917282480	-0.183095996800778
0.7	0.923059301998553	-0.207074283925069
0.8	0.901261395554722	-0.228434944738734
0.9	0.877463820286722	-0.247052726803513
1.0	0.851944199128236	-0.262872200779799
2.0	0.558372334987405	-0.290313683599236
3.0	0.306675101717593	-0.208571050779423
4.0	0.137680733022609	-0.134053438395795
5.0	0.029019186649369	-0.087473533084964
5.3	0.004259543533703	-0.077863974396729

Table 6

OBTAINED VALUES OF $y(x)$ AND $y'(x)$ OF STANDARD
LANE-EMDEN EQUATIONS FOR $m=4$ BY BASIS OF RB
WITH $N=75$ AND ITERATIONS 15

x	$y(x)$	$y'(x)$
0.1	0.99833665953957353917	-0.03320042731101602052
0.2	0.99338621353236887458	-0.06561355430127865539
0.3	0.98526489445824457228	-0.09650144694916813609
0.4	0.97415840895070184085	-0.12521904232653407185
0.5	0.96031090234222125391	-0.15124704523040264218
0.6	0.94401129085560210481	-0.17421139290379387733
0.7	0.92557835269653368985	-0.19388869549916036586
0.8	0.90534592383779093911	-0.21019908106443456806
0.9	0.88364932397603694257	-0.22318930318706216396
1.0	0.86081381220831175185	-0.23300964460615518736
2.0	0.62294077167068319754	-0.21815323531073192916
3.0	0.44005069158766127850	-0.14895436785082222650
4.0	0.31804242903566436744	-0.09886802020831413214
5.0	0.23592273104248679739	-0.06788810347440624083
6.0	0.17838426534298279218	-0.04865643577466167176
7.0	0.13635230535983164961	-0.03626805424834208635
8.0	0.10450408207160914867	-0.02795075318477840998
9.0	0.07961946745395432400	-0.02214833117831084820
10	0.05967274158948932881	-0.01796142023434323612
11	0.04334009538193507922	-0.01485063006054293705
12	0.02972593235798682964	-0.01248033393137584648
13	0.01820540390617142867	-0.01063445527740952134
14	0.00833052669542489543	-0.00916953946501606750
14.9	0.00057641886621354664	-0.00809526559361695336

Tables 2 and 3 present some numerical examples to illustrate the accuracy and convergence of our suggested methods by increasing the number of points and iterations.

Tables 4-6 show the obtained values of $y(x)$ and $y'(x)$ by the approach which based on RB collocation method, for $m=1.5$, 2.5 , and 4 with the values of $N=75$ and iteration 15.

The resulting graphs of the standard Lane-Emden equation obtained by the present methods for $m=1.5$, 2 , 2.5 , 3 , and 4 are shown in Fig.1.

Finally, Fig.2-6 show the residual errors for approximation solutions by basis of the rational and exponential functions with $N=50$, 75 , and 100 . Note that the residual error decreases with the increase of the collocation points.

6. *Conclusion.* The fundamental goal of this paper was to introduce novel

hybrid basis of Rational Bessel and Exponential (RB and EB) functions with the quasilinearization method (QLM) to construct an approximation for solving nonlinear Lane-Emden type equations. These problems describe a variety of phenomena in theoretical physics and astrophysics, including aspects of stellar structure, the thermal history of a spherical cloud of gas, isothermal gas spheres, and thermionic currents [1]. To achieve this goal at first, a sequence of linear differential equations is obtained by utilizing the QLM over Lane-Emden equation. Second, at each iteration of QLM, the linear differential equation is solved by new RB and EB collocation methods. This paper has been shown that the present works have provided two acceptable approaches for solving Lane-Emden type equations caused by the following reasons:

1. Cause of simplicity to solve problems and convergence of approximation

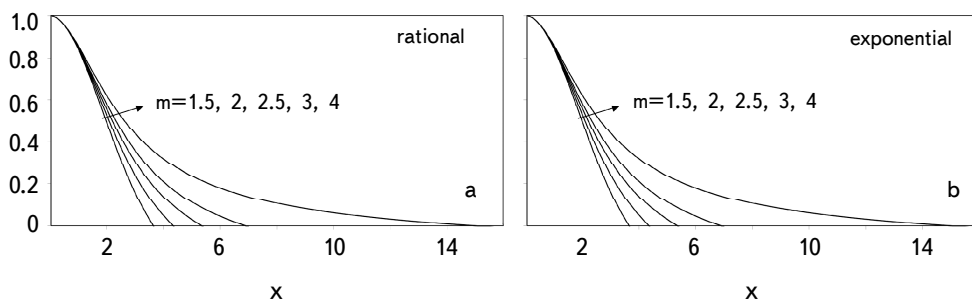


Fig.1. The obtained graphs of solutions of Lane-Emden standard equations by basis of RB and EB with $m = 1.5, 2, 2.5, 3, 4$.

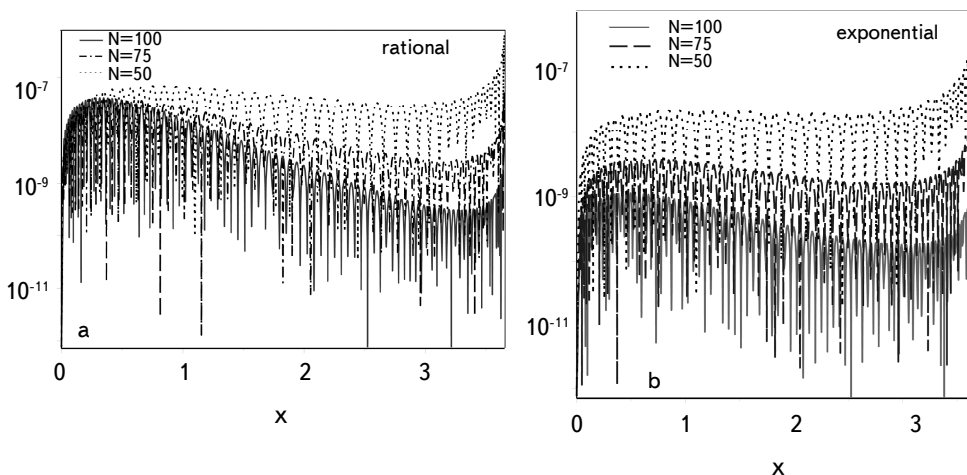


Fig.2. Logarithmic graph of residual error by present works with $N = 50, 75, 100$ and iteration 15 when $m = 1.5$.

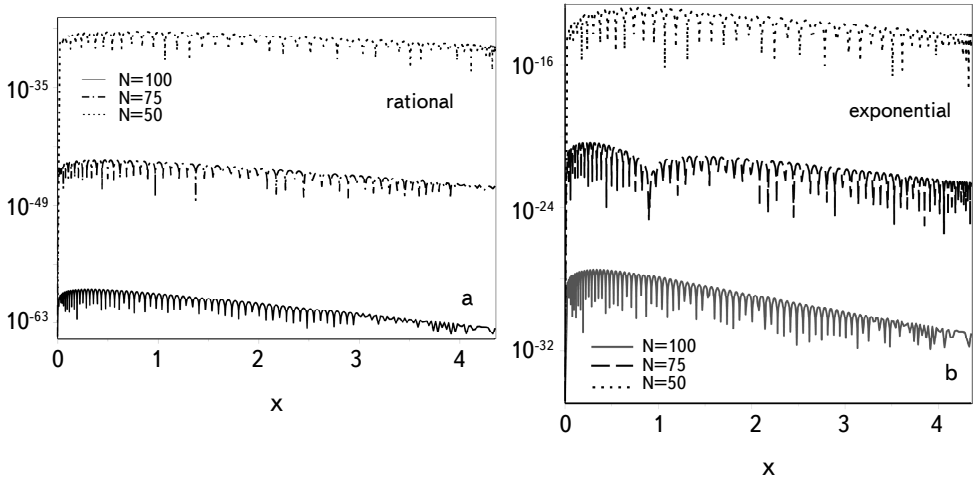


Fig.3. Logarithmic graph of residual error by present works with $N = 50, 75, 100$ and iteration 15 when $m = 2$.

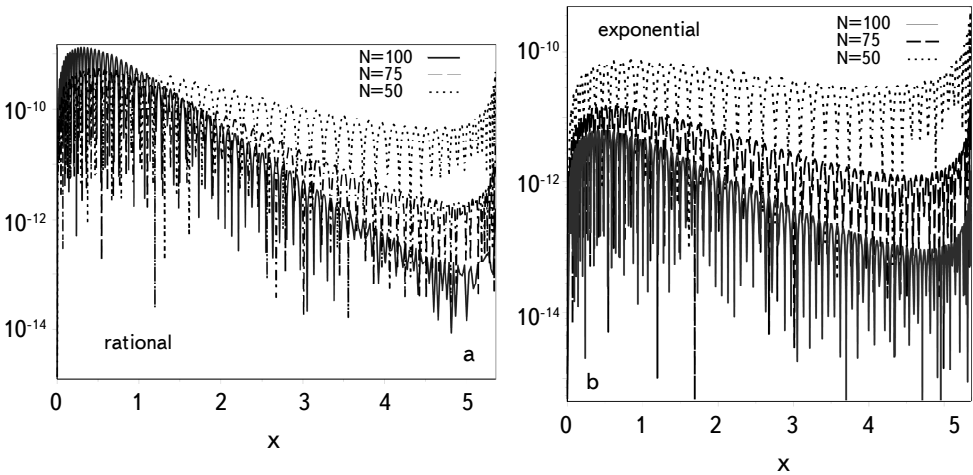


Fig.4. Logarithmic graph of residual error by present works with $N = 50, 75, 100$ and iteration 15 when $m = 2.5$.

functions, we convert the nonlinear problems to a sequence linear equations using the QLM.

2. Numerical results indicate effectiveness, applicability, and accuracy of the present approaches.

3. Present paper describes shortly bibliography of different methods utilized in previous works for solving Lane-Emden-type equations.

4. The approaches applied to solve the problems without reformulating the equation to bounded domains.

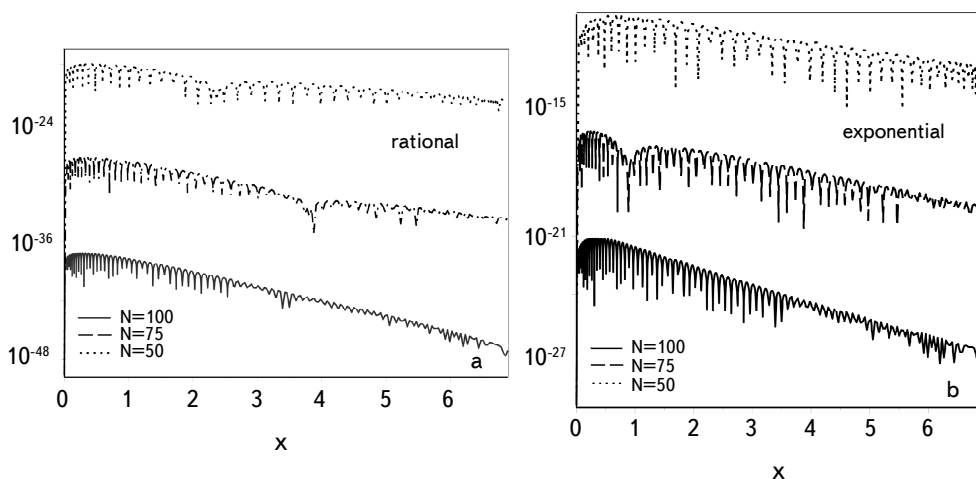


Fig.5. Logarithmic graph of residual error by present works with $N=50, 75, 100$ and iteration 15 when $m=3$.

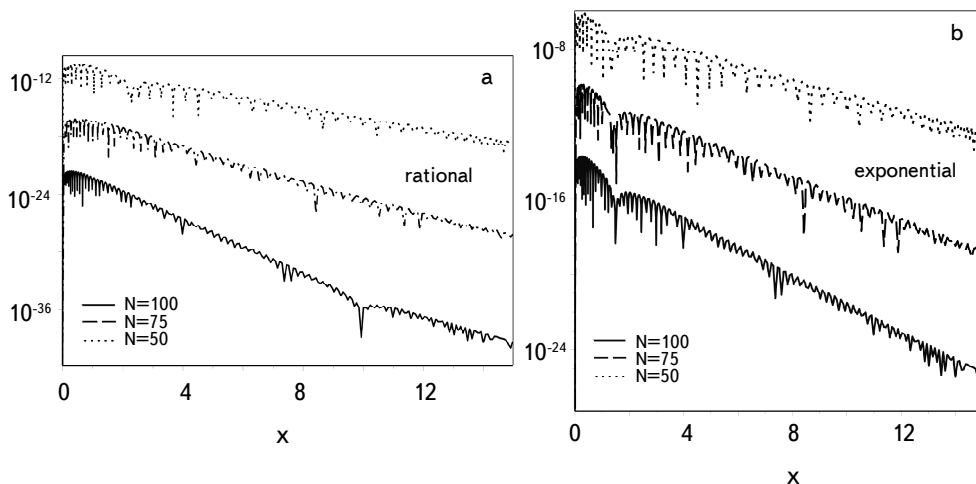


Fig.6. Logarithmic graph of residual error by present works with $N=50, 75, 100$ and iteration 15 when $m=4$.

5. The approaches have been displayed converges when increasing the number of collocation points by tabular reports.

6. At the first time, Rational and Exponential Bessel functions have been to obtain numerical outcomes of the nonlinear exponent m of the standard Lane-Emden equations.

7. Moreover, a very good approximation solution of $y(x)$ for Lane-Emden type equations with the various values of parameter m after only fifteen iterations are

obtained. So, these methods are a good experience and method for the other sciences.

¹ Department of Computer Sciences, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran, e-mail: k_parand@sbu.ac.ir

² Department of Cognitive Modelling, Institute for Cognitive and Brain Sciences, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran, e-mail: amin.g.ghaderi@gmail.com

³ Department of Mathematics and Computer Science, Islamic Azad University, Bardaskan, Branch, Bardaskan, Iran, e-mail: mehdidelkhosh@yahoo.com

ДВА ЭФФЕКТИВНЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ АЛГОРИТМА ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ СИНГУЛЯРНЫХ УРАВНЕНИЙ ЛЕЙНА-ЭМДЕНА

К.ПАРАНД^{1,2}, А.ГАДЕРИ-КАНГАВАРИ², М.ДЕЛХОШ³

В статье сравниваются два эффективных вычислительных алгоритма, основанные на рациональных и экспоненциальных функциях Бесселя (RB и EB), для решения некоторых хорошо известных классов нелинейных моделей типа Лейна-Эмдена. Задачи, которые встречаются в ряде моделей не-ньютоновской механики жидкости и математической физики, являются нелинейными обыкновенными дифференциальными уравнениями второго порядка на полу-бесконечном интервале и имеют особенность при $x=0$. Нелинейные уравнения Лейна-Эмдена преобразуются в последовательность линейных дифференциальных уравнений с использованием метода квазилинеаризации (QLM), а затем эти линейные уравнения решаются методами коллокации RB и EB. После этого полученные результаты сравниваются с решением других методов для демонстрации эффективности и применимости предложенных методов.

Ключевые слова: *рациональные функции Бесселя: экспоненциальные функции Бесселя: уравнения типа Лейна-Эмдена: нелинейное ОДУ: метод квазилинеаризации: метод коллокации*

REFERENCES

1. *S.Chandrasekhar*, Introduction to the Study of Stellar Structure, Dover, New York, 1967.
2. *G.P.Horedt*, Polytropes: Applications in Astrophysics and Related Fileds,

- Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2004.
3. *C.M.Bender, K.A.Milton, S.S.Pinsky et al.*, J. Math. Phys., **30**, 1447, 1989.
 4. *A.Wazwaz*, Appl. Math. Comput., **173**, 165, 2006.
 5. *J.H.He*, Appl. Math. Comput., **143**, 539, 2003.
 6. *K.Parand, H.Yousefi, M.Delkhosh*, Romanian J. Phys., **62**(104), 1, 2017.
 7. *K.Parand, M.Delkhosh*, Jurnal Teknologi, **79**(1), 25, 2017.
 8. *J.I.Ramos*, J. Appl. Math. Comput., **161**, 525, 2005.
 9. *J.I.Ramos*, Chaos. Solit. Fract., **38**(2), 400, 2008.
 10. *S.A.Yousefi*, Appl. Math. Comput., **181**, 1417, 2006.
 11. *M.S.H.Chowdhury, I.Hashim*, J. Nonlinear Anal. Ser. A Theor. Method, **10**, 104, 2009.
 12. *A.Aslanov*, Phys. Lett. A, **372**, 3555, 2008.
 13. *M.Deaghan, F.Shakeri*, New Astron., **13**, 53, 2008.
 14. *H.R.Marzban, H.R.Tabrizdooz, M.Razzaghi*, Phys. Lett. A., **372**(37), 5883, 2008.
 15. *H.Adibi, A.M.Rismani*, Comput. Math. Applic., **60**, 2126, 2010.
 16. *S.K.Vanani, A.Aminataei*, Comput. Math. Applic., **59**, 2815, 2010.
 17. *H.Kaur, R.C.Mittal, V.Mishra*, Comput. Phys. Commun., **184**, 2169, 2013.
 18. *A.Yildirm, T.Öziş*, Phys. Lett. A, **369**, 70, 2007.
 19. *S.Iqbal, A.Javad*, Appl. Math. Comput., **217**, 7753, 2011.
 20. *K.Boubaker, R.A.Van-Gorder*, New. Astron., **17**, 565, 2012.
 21. *A.A.Daşcoğlu, H.C.Yaslan*, Appl. Math. Comput., **217**, 5658, 2011.
 22. *S.Yüzbaş*, Comput. Math. Applic., **62**, 2289, 2011.
 23. *J.P.Boyd*, Numer. Math. Theor. Meth. Appl., **4**(2), 142, 2011.
 24. *A.H.Bharwy, A.S.Alofi*, Commun. Nonl. Sci. Numer. Simul., **17**, 62, 2012.
 25. *R.K.Pandey, N.Kumar, A.Bhardwaj et al.*, Appl. Math. Comput., **218**, 7629, 2012.
 26. *A.M.Rismani, H.Monfared*, Appl. Math. Model, **36**, 4830, 2012.
 27. *M.Delkhosh, K.Parand, H.Yousefi*, Bull. Math. Soc. Sci. Math. Roumanie, **61**(1), 39, 2018.
 28. *A.Nazari-Golshan, S.S.Nourazar, H.Ghafoori-Fard et al.*, Appl. Math. Lett., **26**, 1018, 2013.
 29. *E.H.Doha, W.M.Abd-Elhameed, Y.H.Youssri*, New. Astron., **23-24**, 113, 2013.
 30. *S.Mall, S.Chakraverty*, Appl. Math. Comput., **247**, 100, 2014.
 31. *B.Gürbüz, M.Sezer*, Appl. Math. Comput., **242**, 255, 2014.
 32. *A.Kazemi-Nasab, A.Klcman, Z.P.Atabakan et al.*, New. Astron., **34**, 178, 2015.
 33. *M.P.Coleman*, An introduction to partial differential equations with MATLAB, Second Edition, 2013.
 34. *W.W.Bell*, Special functions for scientists and engineers, D. Van Nostrand Company, Cef Canada, 1967.
 35. *S.Yuzbasi, N.Sahin, M.Sezer*, Comput. Math. Appl., **62**, 1940, 2011.
 36. *J.Shen, L.Wang*, Commun. Comput. Phys., **5**, 195, 2009.
 37. *J.P.Boyd*, Chebyshev and Fourier spectral Methods, Second Edition, 2000.
 38. *R.Kalaba*, On nonlinear differential equations, the maximum operation and monotone convergence, RAND Corporation, P-1163, 1957.
 39. *V.B.Mandelzweig, F.Tabakin*, Comput. Phys. Commun., **141**, 268, 2001.
 40. *C.Canuto, M.Y.Hussaini, A.Quarterni, T.A.Zang*, Spectral methods in fluid dynamic Springer-Verlag, New York, 1987.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

1. Рукописи могут быть представлены в печатном виде (hard copies) в двух экземплярах, отпечатанные на одной стороне листа формата А4, вместе с соответствующей электронной версией. Один из экземпляров должен быть подписан всеми авторами. Указываются сведения об авторах: фамилия, имя, отчество, название учреждения, электронный адрес.

2. *Рукопись* может быть набрана в виде файла с расширениями .doc, .docx, .rtf, через 1.5 интервала, используя Font 12pt.

3. *Рисунки* должны быть выполнены предельно аккуратно с разборчивыми надписями. Необходимые объяснения даются в подписях к рисункам, которые не должны повторяться в тексте. Рисунки необходимо отправить в виде .jpg, .bmp, .wmf, .eps файлов. С учетом формата журнала размеры рисунков редакцией могут быть изменены. В тексте рисунки нумеруются в порядке очередности (рис.1, рис.2, и т.д.). Если рисунок, состоит из двух или более панелей, то возможны обозначения типа рис.1a или рис.1a, b.

4. *Таблицы* должны иметь номера и информативные названия. Примечания должны быть сведены к минимуму и пронумерованы надстрочными арабскими цифрами.

5. *Цитирование литературы.* Цитируемая литература дается порядковым номером в строчку в квадратных скобках (например, [5]) и соответствует номеру в списке литературы. Список литературы должен быть оформлен следующим образом:

а) Для журнальных статей указываются инициалы и фамилии авторов курсивным шрифтом (в оригинальной транскрипции), название журнала в принятом сокращении (сокращения для некоторых наиболее часто встречаемых журналов, применяемых в "Астрофизике", дается в сайте журнала), номер тома жирным шрифтом, номер первой страницы, год издания. Для русскоязычных журналов, которые переводятся на английский язык, в скобках приводятся соответствующее название журнала на английском, том, страница и год публикации.

б) Для книг следует указывать инициалы и фамилию автора курсивом, место и год издания.

6. *Оформление рукописи.* На первой странице дается название статьи (по возможности кратко и информативно), инициалы, фамилия каждого автора и аннотация на русском языке. На второй странице приводятся название статьи, инициалы, фамилия каждого автора и текст аннотации на английском языке, который должен полностью соответствовать русскому. В аннотации должны быть изложены главные результаты работы без ссылок на литературу. Максимальный объем аннотации не должен превышать 5% основного текста. Таблицы, список литературы, рисунки и надписи к рисункам печатаются на отдельных страницах. Расположение таблиц и рисунков отмечается на полях основного текста. Аннотации, основной текст, список литературы и таблицы должны иметь одну общую нумерацию страниц. Суммарный объем не должен превышать 16 стандартных страниц. Объем краткого сообщения - не более 4 страниц.

Статья состоит из пронумерованных разделов, начиная с "1. *Введение*". Названия разделов печатаются курсивом в строке, они должны быть краткими и содержательными. Подразделы могут быть пронумерованы как 2.1, 2.2 и т.д. Необходимые сокращения терминов или названий могут быть использованы во всей статье, однако их объяснение дается лишь один раз при первом упоминании.

7. В случае представления двух или более статей одновременно необходимо указать желательный порядок их публикации.

8. Рукописи авторам не возвращаются.

9. Авторам статьи (независимо от их количества) представляется 10 оттисков бесплатно.

