ISSN - 0571 - 1712

ЦUSՂЦՖԻՉԻԿЦ АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ, 2019

ВЫПУСК 2

ТИПЫ АКТИВНОСТИ ГАЛАКТИК, ОТОБРАННЫХ ИЗ ВЫБОРКИ HRC-BHRC

Г.М.Паронян, А.М.Микаелян, Г.С.Арутюнян,

А.В.Абрамян, Г.А.Микаелян 169

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК NGC 3516, NGC 5548, NGC 3227, NGC 4051, NGC 4151 И NGC 7469

С.А.Шомшекова, Э.К.Денисюк, Р.Р.Валиуллин,

И.В.Рева, А.В.Кусакин 187 ПЛОЩАДИ, ВРЕМЕНА ЖИЗНИ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ПЯТЕН НА ПОВЕРХНОСТИ ЗВЕЗД

И.С.Саванов 201

НЕОБЫЧНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА HD83058 В ОВ АССОЦИА-ЦИИ SCO-CEN

> М.А.Погодин, Н.А.Драке, Е.Г.Жилинский, К.В.Перейра, Г.А.Галазутдинов, А.Херрера, Дж. Телтинг,

> > А.Ф.Холтыгин, Ю.К.Ананьевская 209

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ В ЮЖНОМ КАТАЛОГЕ САТАLINA: НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ И ЛОЖНЫЕ ОБЪЕКТЫ

> Н.Морон, К.С.Гигоян, К.К.Гигоян, Л.П.А.Морен, Т.П.Кендала 229

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

EPEBAH

խմբագրական կոլեգիա

Գվտավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկոդոսյան (Հայաստան)

. Գվուսվոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գիինին (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հայությունքան (Հայաստան) Պատասխանատու թարատորար՝ Ա.Ա.Հակոբյան՝ (Հայաստան)

Ժ.Ալնայան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ե.Թերգյան (ԱՄՆ), Ի.Գ.Կարաչենցե (Ռուսաստան), Տ.Ցու Մաղաբյան (Հայաստան), Ա.Մ.Ոլրայելյան (Հայաստան), Բ.Մ.Շաստով (Ռուսատոոն), ՑուԱՇչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Տերկողուշյուկ (Ռուսաստան), Ե.Պ.Պասիննիս (Ռուսատոան), Ե.Ս.Պարտական (Հայաստան), Վ.Գ.Ուշեսոնինով (Ռուսաստան), Գ.Ն.Սարոնվածե Բվոստոան), Գ.Մ.Մեդրակյան (Հայաստան), Մ.Տուրաստոո

Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)

Заместители гланного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия) Ответственный секретарь: А.А.Аконян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Котан (Россия), И.Д.Караченнев (Россия), Т.Ю.Матакин (Армения), А.М.Микаслян (Армения), Е.П.Лавленко (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салуквадае (Грузия), Д.М.Седракян (Армения), Е.Тертян (США), М.Туратто (Италия), А.М.Черепанук (Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Шскинов (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издяваемый Национальной вкалемией наук Республики Армения. Журнал печатает оригикальные статьи по физике звезл, физике туманностей и межле заной среды, по звездной и внелалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, пслирантов и студентов старшик курсов.

"ԱՍՏՎԱՖԻՋԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակոմ է Հայաստանի Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակարծնիան։ Հանդեսը ապագրում է ինքնատիպ հոդվաններ աստոնթի Ֆիզիկայի, ներամածությունների և միջատարային միջակայից ֆիզիկայի, սասուրաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմաննակից բնագավատների գծով։ Հանդեսը նախատեզած է գիտական աշխատակիզների, ասպիրանտների և բարձր կուրների ուսանողների համար։

Адрес релакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24 Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38 е-mail: astrofiz@sci.an

© Издательство "Гитупон" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2019

АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ, 2019

выпуск 2

ACTIVITY TYPES OF GALAXIES SELECTED FROM HRC/BHRC SAMPLE

G.M.PARONYAN¹, A.M.MICKAELIAN¹, G.S.HARUTYUNYAN¹, H.V.ABRAHAMYAN¹, G.A.MIKAYELYAN¹ Received 25 April 2018 Accepted 13 March 2019

In this study we carry out detailed spectral classification of 173 AGN candidates from the Joint 1RC/BHRC sample, which is a combination of HRC (Hamburg-ROSAT Catalogue) and BHRC (Byunkan-Hamburg-ROSAT Catalogue). These objects were revealed as optical counterparts for ROSAT X-ray sources, however spectra for 173 of them are given in SDSS without definite spectral classification. We studied these 173 objects using the SDSS spectra and revealed the detailed arivity types for them. Three diagnostic diagrams and direct examination of the spectra were used to have more confident classification. We also made identification of these sources in other wavelength ranges and calculated some of their parameters.

Keywords: AGN: X-ray: spectral classification: HRC/BHRC: X-ray AGN

1. Introduction. The ROSAT satellite was equipped with a mirror of 84 cm diameter and an X-ray detector having sensitivity between 0.1-2.4 keV. With this satellite a whole sky survey was accomplished in X-ray. ROSAT data are mainly listed in two catalogs: ROSAT Bright Source Catalogue (BSC) [1] and ROSAT Faint Source Catalogue (FSC) [2]. They are clearly distinguished from each other by X-ray flux expressed in count-rate (CR; the number of particles registered by the receiver per unit time, namely per 1 sec). ROSAT-BSC contains 18811 sources with CR > 0.05 ct/s, while ROSAT-FSC, 105924 sources with CR < 0.05 ct/s with a sensitivity limit CR < 0.005 ct/s. Thus, ROSAT catalogues contain 124735 X-ray sources. There are thousands of interesting objects among them, and even though a number of recent X-ray missions have been conducted (Chandra, XMM and others), ROSAT so far remains the only all-sky enough deep survey, particularly containing some 60000-70000 X-ray AGN. However, only 10000 ROSAT sources have been optically identified.

To ensure the homogeneity and completeness of the sample, only data from ROSAT catalogues have been taken for X-ray sources.

Among the identification works, the ROSAT Bright Sources (RBS, [3]) is well-known. 2012 BSC sources with $CR \ge 0.20$ and $b > 30^{\circ}$ have been optically identified. However, most of the identified sources come from the Hamburg Quasar Survey (HQS, [4]), which was used as a basis for optical identifications. This survey was accomplished by the Hamburg Observatory Schmidt telescope with a diameter of 80 cm and covers the entire northern sky at high Galactic latitudes Spectra were obtained using a wide-angle prism (17.7). 1931 Kodak HIa-1 emulsion plates were used for observation with spectral sensitivity between 3400-5400 Å. HQS low-dispersion spectra allow a preliminary classification of objects into a number of types, giving possibility to make up subsamples of objects for further studies. Two main projects have been carried out: Hamburg-ROSAT Catalogue (HRC, [5]) and Byurakan-Hamburg-ROSAT Catalogue (BHRC, [6]). HRC is based on ROSAT-BSC and contains 5341 sources at $|b| > 20^{\circ}$ and $|\delta| > 0^{\circ}$, while BHRC is based on ROSAT-FSC and contains 2791 fainter sources (down to CR = 0.04 to have confident X-ray sources) in the same area (3297 objects found, including many binaries).

In both catalogues, the selection of optical sources was made due to the following advantages of HQS:

1. The survey covers the entire extragalactic northern sky with $\ddot{o} > 0^{\prime\prime}$ and $|b| \ge 20^{\circ}$;

2. Spectra were received with the help of an objective prism with a dispersion 1390 Å /mm allowing follow spectral energy distribution (SED) and notice some broad emission and absorption lines;

All plates of the survey are digitized with high quality and are accessible for studies;

 HQS allows a quick identification of objects and finding their data in other catalogues.

Among the 5341 HRC optical identifications, 1607 are given as AGN or their candidates and among the 2696 BHRC objects, there are 1614 considered to be AGN or their candidates.

We combined these two Catalogues and created a new homogeneous and complete catalogue of X-ray selected AGN, which covers all the northern sky limited by high galactic latitudes ($\delta > 0^\circ$, $|b| \ge 20^\circ$), and with CR>0.04. After some checks, from various available catalogs, we have excluded a number of objects and included some missed AGN and finally it contained 4253 AGN or their candidates.

We cross-matched the Catalogue of QSOs and Active Nuclei, Version 13 (hereafter VCV-13) [7]. VCV-13 includes only those objects, which have optical spectra and their spectroscopic studies confirmed their AGN nature. It contains (168940 AGN. To complement VCV-13, we also used BZCAT [8] due to its better completeness for blazars (high probability X-ray sources). Though at present many new QSOs and other AGN have been discovered from SDSS recent releases [9] and some other works, however most of them are faint objects and do not strongly contribute to identifications of more ROSAT sources. Out of the 4253 HRC-BHRC objects. 3369 sources were confirmed as AGN by means of optical spectral classifications; the main criteria in VCV-13 and BZCAT, and the rest 884 are left as AGN candidates.

Out of these 884, for 173 AGN candidates in our sample there are spectra from SDSS; we are carrying out a detailed spectral classification thus introducing new AGN or rejecting some objects.

We have carried out cross-correlations of our sample with the recent all-sky and large-area catalogues.

To determine the correct search radius for all cross-correlations and avoid misidentifications, a preliminary identification was made with a large radius, and then the distribution of distances of identifications was constructed for all sources. This allowed determine the correct search radius. Fig.1 gives an example of such computation for SDSS catalogue. We conclude that objects with distances from the input positions up to 1.5 arcsec should be considered as genuine associations, though the real sparch radii were taken larger not to miss some genuine associations having larger positional errors.



Fig.1. Computation of the correct radius of identifications for SDSS catalogue.

If during the identification, we had several objects corresponding to the given source, we selected the source, which was 3 times closer than the second one as a confident identification. And if the ratio of distances was smaller and it was not possible to identify a reliable source, a flag with <:> sign is given, which means a doubtful identification.

 Observing material. As observing material we had 173 spectra of HRC-BHRC objects from SDSS DR7 [10], DR8 and DR9. Spectroscopic redshifts,

G.M.PARONYAN ET AL.

intensities (assigned as "heights") and equivalent widths of spectral lines for 173 of them from SDSS DR7-DR9 are available. The wavelength range of all spectra is 3800-9200 Å, the resolution is R = 1800-2200, signal to noise ratio (S/N) is better than 4 per pixel at g = 20.2, redshift accuracy is 30 km/srms, radial velocity accuracy is typically 5.5 km/srms. As a rule, most of these spectra have good quality with S/N ratio better than 5 and only a few spectra are worse.

As SDSS observations have used the same size of the liber, most of the resolved galaxies appeared to have absorption components and only very lew show pure nuclear spectra. Most typical absorption lines are Mg II 5175 Å, Na I 5890 Å and Balmer lines among which most important are 1If absorption components superposed on the emission components coming from nuclei. Due to redshifts in the SDSS spectral range usually following emission lines appear: [OIII] 3727 Å, 11 ζ /[Ief 3889 Å, [NeIII] 3068 Å, 11 ϵ , [SII] 4069/76 Å, 116 Å, [Fr, [OIII] 4363 Å, I[f], [OIII] 4959 Å, [OIII] 5007 Å, NI 5198/5200 Å, IHC 1876 Å, [SII] 6300 Å, [OI] 6364 Å, 11 ϵ , [NII] 6583 Å, 11 ϵ , [NII] 6583 Å, 11 ϵ , [SII] 671 Å.

Very often SDSS measurements from their spectra are based on very fowquality lines at the level of noise. These automatic measurements give some artificial numbers that indicate non-real data. So, one needs to carefully check the spectra along all wavelengths and decide which measurements should be used for further studies. Especially important are those, which are being used in the diagnostic diagrams (11 β , [OIII] 5007 Å, [OI] 6300 Å, H α , [NII] 6583 Å, and [SIII 6716+6731 Å) [11].

3. Classification principles. We have used several methods for classification of our spectra: by eye examination (taking into account all features and effects), by diagnostic diagrams using [OIII]/H β and [OII]/H α ratios, [OIII]/H β and [NIII/H α ratios, [OIII]/H β and [SII]/H α ratios.

Classification by eye has been done to compare with the classification by diagnostic diagrams and because not all objects appeared on them. Besides, the broad emission line component is not taken into account on the diagnostic diagrams, and this may be crucial for the classification of Seyfert 1.2-1.9 subclasses. Roughly, we distinguish Seyferts from LINERs by the criteria: [OIII]/H β > 4, and AGN from HII by [NII]/H α > 2/3, [OI] H α > 0.1 criteria.

Following activity classes appear among our objects:

S1.0. Broad-line Seyfert 1. Have broad permitted Balmer HI lines and narrow forbidden lines. Physically are the same objects as QSOs but having smaller luminosities (M_{abc} >-23) [12] and H β /[OIII]5007 > 5.0 [13].

NLS1.0. Narrow-line Seyfert 1. Defined by [14] as soft X-ray sources, having narrow permitted lines only slightly broader than the forbidden ones; many Fel. FeII, FeIII, and often strong [FeVII] and [FeX] emission lines are present.

172

Introduced by Osterbrock&Pogge in 1985 [14].

S1.2. Spectra of AGN, which share parameters that are intermediate between those of classical Sy1 and Sy2 galaxies, i.e. both broad and narrow components are present for permitted lines (in our case H α and H β lines display such profiles) [12], however, broad lines are stronger, and 2.0 < H β .[OIII]5007 < 5.0 [13].

NLS1.2. Narrow-line Seyfert 1.2. Have is soft X-ray sources, having narrow permitted lines only slightly broader than the forbidden ones; many FeI, FeII, FeIII, and often strong [FeVII] and [FeX] emission lines present.

S1.5. Spectra of AGN which share parameters that are intermediate between those of classical Sy1 and Sy2 galaxies, have easily discernible narrow HI profile superposed on broad wings [12], but $0.333 < H\beta/[OIII]5007 < 2.0$ [13]. Broad and narrow components are approximately equal in intensity.

NLS1.5. Narrow-line Seyfert 1.5. These are soft X-ray sources, having narrow permitted lines only slightly broader than the forbidden ones; many FeI, FeII, FeIII, and often strong [FeVII] and [FeX] emission lines present.

S1.8. AGN which share parameters that are intermediate between those of classical Sy1 and Sy2 galaxies; have relatively weak broad H α and H β components superposed on strong narrow lines, and H β /[OIII]5007<0.333 [13].

NLS1.8. Narrow-line Seyfert 1.8. This is soft X-ray sources, having narrow permitted lines only slightly broader than the forbidden ones; many FeI, FeII, FeIII, and often strong [FeVII] and [FeX] emission lines present.

S1.9. Spectra of AGN which share parameters that are intermediate between those of classical Syl and Sy2 galaxies, have relatively weak broad H β component superposed on a strong narrow line. The broad component of H β is not seen [12], and H β .[OIII]5007-0.333 [13].

NLS1.9. Narrow-line Seyfert 1.9. This is soft X-ray sources, having narrow permitted lines only slightly broader than the forbidden ones; many FeI, FeII, FeII, and often strong [FeVII] and [FeX] emission lines present.

S2.0. Spectra of AGN that show relatively narrow (compared to Sy1) emission in both permitted Ballmer and forbidden lines, with almost the same FWHM, typically in the range of 300-1000km/s. No broad component is visible. A secondary classification criterion is [OIII]5007/HJ ≥ 3, to distinguish against Sy1n [11].

LINER. Have Sy2-like spectra with relatively strong low-ionization lines ([OI], [OII]) [15]. According to Ho et al. [16], there are 2 classes of LINERS: type 1 show broad Balmer emission in analogy with Sy1s, and type 2, without broad Ha in analogy with Sy2s.

HII. Extragalactic HII regions. Have spectra similar to SB that is a strong narrow (FWHM ≤ 300 km/s) emission line spectrum but with a ratio [OIII]/H $\beta \geq 3$ and [NII]6584/H $\alpha < 0.5$, coupled with a blue continuum [12,18].

Composite (mixture of HII/LINER, HII/Seyfert or LINER/Seyfert features).

Composite spectrum objects with presence of both IIII and LINER or both IIII and Sy spectral features [18].

Em. Spectra with relatively low quality where one or several emission fines are observed without a possibility of accurate classification. These spectra typically





have strong stellar component, and emission lines are hardly noticed above the continuum and absorption-line spectrum.

G.M.PARONYAN ET AL.

4. Results of study of spectra and classification. We started studying spectra with identifications of spectral lines. We have used only lines having intensities 36 over the noise level. Ilß also appears in absorption on most of these spectra. We studied the influence of IIB absorption component on the emission one, which is important for using of the numerical data given in SDSS tables. After identifications of the emission lines we decided which of them should be used to build diagnostic diagrams. Altogether 553 spectral lines were selected (7 lines from each of 79 emission line objects), but only 502 of them were used (77 HB, 77 JOHI 5007 Å, 70 JOH 6300 Å, 71 Ha, 71 JNH 6583 Å, 68 [SII] 6717 Å . 68 [SII] 6731 Å). As a result, we could build diagnostic diagrams using [OIII]/IIB and [NII]/IIa ratios for 68 objects, [OIII]/IIB and [OI]/IIa ratios for 64 objects. [OIII]/HB and [SII]/Ha ratios for 66 objects. In addition, we have identified following spectral lines important for AGN, which are not given in SDSS tables: [NeIII] 3869 Å , [NeIII] 3968 Å , [SII] 4069/76 Å , HeI 4471 Å . Hell 4686 Å , NI 5198/5200 Å , [NII] 5755 Å , Hel 5876 Å , [FeVII] 6087 Å , Hel 6678 Å. Hel 7065 Å, [ArIII] 7136 Å, [ArIV] 7237 Å, [OII] 7319 Å, [OII]



 $7329\,\lambda$. More often the forbidden lines appear in AGN spectra and permitted lines are stronger for HII galaxies.

We give in Fig.3 the diagnostic diagrams: in the diagnostic diagram a) we used [OI] II α and [OIII] H β line intensities ratios, for the diagnostic diagram b) [NII] II α and [OIII] H β line intensities ratios, and for the diagnostic diagram c) we used [SIII]/II α and [OIII] H β line intensities ratios [11].

On diagnostic diagrams the narrow-line AGN are separated into 3 main groups (HII, Sy, LINER). In addition, there are objects in intermediate areas, which have been classified as Composites [11] having both AGN and HII features.

As a result of classification both from the diagnostic diagrams and by eye examination of all spectra, 4(2.3%) QSOs, 42(24.3%) Seyfert galaxies, 1(0.6%) L1NER, 6(3.5%) Composite spectrum objects, 26(15.0%) HIIs, 17(9.8%) other Emission-line galaxies, and 66(38.2%) Absorption-line galaxies (possible hidden AGN) have been revealed among these 173 objects (Table 1).

Table 1

Activity type	Number of objects	Activity type	Number of objects
QSO	4	LINER	1
S1.0	1	LINER/Sy	1
NLS1.0	1	HII/Sy	1
SI.5	3	HII/LINER	4
NLS1.5	3	HD	26
S1.8	12	Em	17
NLS1.8	10	Abs	66
\$1.9	10	Star	3
NLS1.9	2	UnCl	8

DISTRIBUTION OF THE STUDIED 173 OBJECTS BY ACTIVITY TYPES

.

Note, that 41 of our objects have classification in NED. We reclassified these objects as well.

Table 2 lists the parameters of the main emission lines of the HRC-BHRC galaxies studied here. We have left only lines having 3 σ over the noise level. The successive columns list the names of the objects, line intensities, the FWHM, EW, respectively for the spectral lines [OII] 3727 Å, H β , [OIII] 4959 Å, [OIII] 5007 Å, [OII] 6300 Å, [NII] 6548 Å, H α , [NII]6583 Å, [SII] 6716 Å and [SII] 6731 Å. Next columns list [OIII]/H β , [OII/H α , [NII]/H α , [SII]/H α line intensities ratios, activity types based on these ratios or direct classification from spectra and activity types based on NED. These all parameters are given for 79 HRC-BHRC objects having measured line parameters in SDSS DR7-DR9.

4253 HRC-BHRC objects have been cross-correlated with SDSS DR7- DR9

G.M.PARONYAN ET AL.

Table 2*

LISTS OF PARAMETERS OF THE MAIN EMISSION LINES OF THE HIRC-BHRC GALAXIES

N	-		1	2	3	4	5	6
	lons	Wave-	J013205.2	J090532.5	J091707.4	J093846.3	J095123.4	J095329.3
		length	+024001	1233505	+210058	202459	· 220723	221020
	[110]	3727	11.040	6.411	24.424	-8.014	13,862	13.813
	Πβ	4862	146,100	4,810	28.396	4.774	37,162	2.844
	IIIO	4959	45.520	1.084	25,668	4.513	11.212	8.331
	10111	5007	137.900	2.885	-85.112	11.834	37,171	24.826
Height	01	6300	4.369	0.904	4.301	2.060	3.488	2.118
	INU	6548	2.418	1,838	20.193	11.892	45.894	18.406
	Πa	6563	545,400	18.445	92.859	25.557	155.402	49.820
	NII	6583	45.970	5.617	38,929	12 842	64.932	35.352
	SII	6716	12.490	4.393	18.373	3.579	19.353	5.713
	SII	6731	11.900	2.445	14.963	2.254	13.937	5.171
	1011	3727	2.359	J2.241	2.853	0.674	3.190	3.843
	Πβ	4862	34,401	6.788	3.124	7.375	13.104	5.927
	0111	4959	11.038	2.701	2.779	1.362	4.713	3.117
	0111	5007	33.932	5.992	9.756	5.063	16.202	11.094
EW	101	6300	1.241	3.025	0.554	0.311	1.089	1.164
	NII	6548	0.706	3.333	10.795	21.098	27.747	28.768
	Ha	6563	159.567	40.184	17.013	33.782	78.083	48.638
	INII	6583	13.481	13.570	17.759	21.416	29.151	54.338
	SII	6716	3.717	6.647	5.964	5.964	6.647	5.964
	S11	6731	3.548	7.103	2.078	1.368	4.137	4.003
	1001	3727	369.471	311.174	244.190	487.539	379,755	460.809
	Нβ	4862	1527.572	227.714	225.359	1332.285	652.889	487.418
	10111	4959	369.471	362.389	202.587	259.442	731.905	337.084
	[1110]	5007	369.471	303.171	218.012	361.975	744.752	404.832
FWHM	01	6300	369.471	247.573	204.809	69.413	417 306	278.500
	NII	6548	369.471	190.882	862.637	862.918	801.617	862.703
	Hα	6563	1527.572	242.159	265.268	642.100	659.089	449.955
	[NII]	6583	369.471	260.473	648.454	789.681	592.522	773.372
	[SII]	6716	369.471	261.856	207.479	243.622	389.354	372.835
	[SII]	6731	369.471	297.245	206.669	280.180	377.579	342.031
		OIII]/IIB	-0.025	-0.222	0.477	0.394	0.000	0.286
Ratio		[OI]/Ha	-2.096	-1.310	-1.334	-1.094	-1.649	-1.371
- tanto		[NII]/Ha	-1.074	-0.516	-0.378	-0.299	-0.379	-0.149
		[SII]/Ha	-1.350	-0.431	-0.445	-0.642	-0.669	-0.661
Class			NLS 1.8	HII	Sy 1.8	NLS 1.8	HII	NLS 1.5
NED			n/a	n/a	Sy 1	QSO	Sy 1.2	QSO

 Complete Table 2 is given only in electronic form in Vizier database of astronomical catalogues.

ACTIVITY TYPES OF GALAXIES

with the search radius of 10 arcsec. 156 spectra have been obtained from SDSS DR7, 8 additional spectra from DR8 and 9 additional spectra from DR9. The lawest SDSS redshift for these objects is 0.004 and the highest is 2.863. The average redshift is 0.224.The distribution of these redshifts is given in Fig.4. As we see in Fig.4 the redshifts of the most of objects are between 0.02 and 0.20. The average values of SDSS u, g, r, i, z magnitudes for these objects are 18.94. 17.53, 16.75, 16.36 and 16.10, respectively.



Fig.4. The distribution of redshifts for 173 X-ray sources.

5. Multiwavelength data. These 173 objects have been cross-correlated with GALEX [19] UV catalog with a search radius of 30 arcsec: 91 objects have been cross-matched; 42 of them on a distance of 1 arcsec and 49 objects on 2.5 arcsec distance. The average values of fluxes at GALEX FUV and NUV bands are 20.14 mag and 19.89 mag respectively.

173 objects having spectra on SDSS have been cross-correlated with 2MASS [20] NIR catalog with a search radius of 30 arcsec. 138 objects have been found between 0.02 arcsec and 1.74 arcsec with average radius of 0.38 arcsec. The average values of 2MASS J, H, K magnitudes for these objects are 15.31, 14.59 and 14.07, respectively.

The 173 objects have been cross-correlated with All WISE [21] NIR/MIR catalog with a search radius of 25 arcsec: 171 objects have been cross-matched; 161 of them on a distance of 1 arcsec and 10 objects on 1.9 arcsec distance. The average values of magnitudes at WISE W1, W2, W3, and W4 bands are 13.61, 13.28, 11.12 and 8.45, respectively.

These 173 HRC-BHRC objects have been cross-correlated with IRAS PSC [22] and FSC [23] with a search radius of 100 arcsec and 7 objects have been found.

Table 3**

DIFFERENT PARAMETERS OF OUR SAMPLE BASED ON RESULTS OF CROSS-MATCHING WITH MULTIWAVELENGTH CATALOGS

N	1	2	3	4	5	fi fi	7
IRXS	J003128.0	J142424,8	J095329,3	1132409.9	1084800.4	J170045.9	1151104.5
	+022525	+251427	+221020	+135855	+314648	+291925	+112137
CR(er/s)	0.0463	0.082	0.0423	0.055	0.0407	0.098	6.14
IIR 1	0.44	0.16	0.52	0.58	03	0.72	-(123
118.2	-0.05	-0.1	-0.27	0.17	0.08	0.08	(13
$F(mW/m^2)$	4.93E-13	7.51E-13	4.681:-13	6.261:-13	4.031: 13	1 191-12	9 931-13
RAJ(dcg)	7.86515	216.1011	148,3609	201.0418	131,9960	255 1949	227 761
DFJ(deg)	2.43616	25.24101	22,17054	13.9765	31.78566	29 32405	11 36283
u (mag)	18.635	19.305	18,387	14.756	16.494	17.721	17.989
g (mag)	17,120	18,146	18,474	12.792	14.465	16.355	17.620
r (mag)	16,335	17.345	18,159	11.946	13.536	15.597	17.410
i (mag)	15.849	16.878	17.829	11.575	3,064	15.129	16.876
z (mag)	15.508	16.776	17.749	11.273	12.737	14.807	16:998
z (redshift)	0.078536	0.233124	0.221736	0.022968	0.067306	0.06827	0.112806
GALEX-SDSS(as)	1.005	0.42	0.752	1.301	0.405		2.5
FUV(mag)	21.221	19.657	18.262	19.631	21.363		19416
NUV(mag)	20.058	19,348	18.036	18.035	19.984		18.817
2MASS-SDSS(as)	0.366	1.049	0.111	1.344	0.346	0.239	0.233
J(mag)	14.922	15.629	16.485	12.125	13.8	4.407	15.97
H(mag)	14.061	14.883	15,765	11.408	13.376	13.591	15.207
K(mag)	13.54	15.293	14,705	11.122	12.794	13.115	14.175
IRAS-SDSS(as)	36.3		13.1			16.8	
F. (Jy)	0.25		0.07442			0.069	
F. (Jy)	0.4573		0.2131			0.08875	
F.(Jy)	0.4215		0.1602			0.2133	
F(Jy)	1		0.5504			1.099	
WISE-SDSS(as)	0.43	0.868	0.159	1.712	0.306	0.255	0.13
W1(mag)	12.83	13.90	13.66	10.15	11.25	12.26	12.98
W2(mag)	12.51	13.49	12.73	10.20	11.28	11.96	12.00
W3(mag)	8.51	10.62	9.26	9.71	10.63	8.79	8.78
W4(mag)	5.88	8.73	6.48	8.08	8.46	6.42	6.21
NVSS-SDSS(as)	2.04	1.52		4.99	8.53	6.99	
S.m(mJy)	4	6.9		7.2	45	2.5	
FIRST-SDSS(as)	0.617	0.244		1,444	0.355	0.161	0.248
F (mJv)	2.99	6.12		4.65	25.56	1.81	2.72
F. (mJy)	2.63	7.36		4.88	25.98	1.8	2.49
V (km/sec)	22638.25	61960.95	59291.24	6811.29	1567.88	19783.40	31943.87
D(Mpc)	325.845	932,466	889.373	96.493	22,1001	283,916	464 344
L_(W)	7.28E+35	1.19E+37	6.61E+36	7.30E-34	2.38E+33	1.31E-36	3.17E-36
L.(W)	6.64E+36	2.80E+37	1.18E+37	9.40E+36	9.94E-34	9.75E-36	5.33E-36
M (mag)	-21.27	-22.73	-21.81	-21.76	-16.86	-21.71	-21.06
Activity type	HII	LINER	NLS1.5	ABS	Em	Sv1.9	NLS1.8

** Complete Table 3 is given only in electronic form in Vizier database of astronomical catalogues.

The average distance of cross-matching was 20.15 arcsec. The average values of fluxes of these objects at 12, 25, 60 and 100 μ wavelengths are 0.21 Jy, 0.24 Jy, 0.29 Jy and 1.86 Jy, respectively. Here we did not use fluxes given with upper limits, i.e. without exact measurements.

These objects have been cross-correlated with NVSS [24] radio catalog as well. 38 objects out 41 associated have been cross-matched in 30 arcsec radius. The average flux at 21 cm is 33.48 mJy.

173 HRC-BHRC objects have been cross-correlated with the FIRST [25] radio catalog. 42 objects have been found in 1 arcsec radius, 10 of them are in 3 arcsec radius. The average FIRST integral flux is 23.85 mJy (FIRST also gives the peak flux, which is a signature of the shape of the radio source, but this does not match with NVSS fluxes and the total luminosity).

Table 3 lists different parameters of our sample based on results of crossmatching with multiwavelength catalogs. The successive columns list the ROSAT data (ROSAT name of the object, count rate, hardness ratio 1, hardness ratio 2, X-ray flux), SDSS data (RA and DE J2000, u, g, r, i, z mag, redshift), GALEX data (cross-matching distance, FUV, NUV mag), 2MASS data (cross-matching distance, J, H, K mag), IRAS (cross-matching distance, fl2, fc0, fl00 Jy), WISE data (cross-matching distance, S65, S90, S140, S160 Jy), NVSS data (crossmatching distance, S1.4 in mJy), FIRST data (cross-matching distance, F_{peak}, F_m in mJy), radial velocity, distance (H = 72), luminosities, M, mag and activity type for each of our sample objects.

We give in Table 4 the average parameters for our 162 objects, having definite activity types. The successive columns list the activity types, numbers, average redshifts, average absolute M, magnitudes, average u-g and g-r colors, and X-ray/opt flux ratios for AGN (QSO+Sy+LINER), Composites, HIIs, Em and Abs galaxies.

All AGN (Sy+LINER) and Composites together in average have redshift 0.391, which is 1.8 times higher than that for HIIs. The average absolute magnitude of all AGN and Composites together is M_r =-22.18, which is smaller

Table 4

MEAN	PHYSICAL	PARAMETER	S OF	HRC-BHRC	OBJECTS
	OF D	FFERENT A	CTIVI	TY TYPES	

Activity type	Number of objects	<redshift></redshift>	HR1	M,	u-g	g-r	$lg(F_g/F_{ept})$
QSO+Sy+LINER	47	0.347	-0.09	-22.11	0.74	0.54	-0.50
Composite	6	0.061	0.16	-21.32	1.19	0.53	-0.77
HII	26	0.078	-0.13	-22.02	1.14	0.56	-0.92
Em	17	0.126	0.34	-22.41	1.74	0.95	-0.83
Abs	66	0.125	0.49	-22.55	2.05	1.09	-0.98

than that for HHs by 0.39 M, The average u-g color for all AGN and Composites together is 0.95 and that for HHs is 1*.15. The average g-r color for all AGN and Composites together is 0*.52 and that for HHs is 0*.57.

The radial velocities of our sample of objects are between 6800-245851 km/s, the distances are between 96-5410 Mpc, the M₁ absolute magnitudes are between -16.68 to -30.36.

In Fig.5, we give the distribution of objects by $\log(CR)+0.4r$ vs r. It is especially interesting to consider these ratios for absorption line galaxies to understand if they have hidden AGN or have X-ray flux due to the integral galactic radiation. The AGN distribution is on a discrete area between the line A (log(CR) + 0.4r = 4.9) and the line B (log(CR) + 0.4r = 6.4) [26].



Fig.5. The distribution of combined X-ray count rate (in logarithmic scale) and SDSS r magnitude vs. SDSS r magnitude.

This way we have found 50 (between line A and B) objects that may be suspected to have hidden AGN.

6. Summary and Conclusion. We have created a large homogeneous sample of X-ray selected AGN and carried out spectroscopic investigation for those objects having SDSS spectra. 173 objects appear in this list and we have classified them by activity types using three diagnostic diagrams and eye examination of the spectra (to be complete in classification of broad line AGN). Many Seyferts, LINERs, Composites and Starburst have been revealed. We have applied all possible parameters for fine classification to distinguish between narrow and

classical broad line Seyferts, and to identify all details related to Seyfert subtypes depending on the strength of their broad components. We have introduced subtypes of NLS1, namely NLS10, NLS12, NLS15 and NLS18 giving more importance to these details. Further accumulation of statistics may provide possibilities to understand the physical differences.

We have calculated all possible physical parameters of the studied objects: radial velocities, distances, absolute magnitudes, luminosities, etc.

One of the most intriguing class of objects among the X-ray sources are absorption line galaxies. The brightest ones may just appear in this sample due to their integral high luminosity, however we find that many such objects have low luminosity and still appear to be strong X-ray sources. We consider these objects as possible hidden AGN. The optical spectra do not show any signatures of emission.

The spectroscopic classification and study led to the revelation of many new AGN and Starburst, and our sample contents became more reliable, also taking into account the previously known objects collected from NED. Out of the 4253 HRC-BHRC objects, 3369 sources were confirmed as AGN by previous spectroscopic observations, and we have added 173 new ones (though some were reclassified).

We have constructed X-ray/opt flux ratios diagram to distinguish strong Xray sources and hidden AGN. 50 objects prove to be hidden AGN due to their strong X-ray, relatively weak optical flux and absence of any emission line features in optical spectra. We have also carried out multiwavelength cross-correlations to follow the SEDs of these objects and understand their behavior also in other wavelength ranges.

Acknowledgements. The authors are very grateful for the helpful comments and suggestions of the anonymous referee. The only disagreement with the referee remained the issue concerning the objects referred here as hidden AGN's and considered as galaxy clusters by the referee. We continue to believe on their galactic nature, since the objects are observed as separate galaxies from the SLOAN Survey. Further studies of the issue will solve this question as well.

² Leibniz-Institutfur Astrophysik Potsdam (AIP), Germany

^{&#}x27;NAS RA V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory (BAO),

Armenia, e-mail: gurgen_paronyan@yahoo.com

G.M.PARONYAN ET AL.

ТИПЫ АКТИВНОСТИ ГАЛАКТИК, ОТОБРАННЫХ ИЗ ВЫБОРКИ HRC-BHRC

Г.М.ПАРОНЯЦ¹, А.М.МИКАЕЛЯЦ¹, Г.С.АРУГЮНЯЦ², А.В.АБРАМЯЦ¹, Г.А.МИКАЕЛЯЦ¹

В этой работе мы проводим детальную спектральную классификанию 173 кащиндатов AGN из объединенной выборки HRC/BHRC, которая представляет собой комбинацию HRC (каталот Бакбри-ROSAT) и BHRC (каналот Бюракан-Гамбург-ROSAT). Эти объекты были выявлены как оптические отожнестьения для репттеновских источников. ROSAT, однако спектра для 173 из ник приведены в SDSS без определенной спектральной классификания. Мы изучили эти 173 объекта с использованием спектров SDSS и выявали для них подробные типы активности. Для более уверенной классификания и использовались три диагностические диаграммы и прямое исследование спектров. Мы также отождествиям ути источники в лаучих эти лагазовались три диагностические изараммы и прямое исследование спектров. Мы также отождествиям ути источники в лаучих диагазонах длин воли и вычисляли некоторые их параметры.

Ключевые слова: AGN: рентгеновское излучение: спектральная классификация. IIRC/BHRC: рентгеновские AGN

REFERENCES

- 1. W. Voges, B. Aschenbach, Th. Boller al., Astron. Astrophys., 349, 389, 1999.
- 2. W. Voges, B.Aschenbach, Th.Boller al., IAU Circ. 7432R, 2000.
- 3. A.Schwope, G.Hasinger, I.Lehmann et al., AN, 321, 1, 2000.
- 4. H.-J.Hagen, D.Groote, D.Engels et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 111, 195, 1995.
- 5. F.-J.Zickgraf, D.Engels, II.-J.Hagen et al., Astron. Astrophys., 406. 535, 2003.
- A.M.Mickaelian, L.R.Hovhannisyan, D.Engels et al., Astron. Astrophys., 449. 425, 2006.
- 7. M.P. Veron-Cetty, P. Veron, Astron. Astrophys., 518. A10, 2010.
- 8. E.Massaro, P.Giommi, C.Leto et al., Astron. Astrophys., 495, 691, 2009.
- 9. C.P.Ahn, R.Alexandroff, C.Allende Prieto et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 211, 17, 2014.
- 10. K.Abazajian et al., Astrophys. J. Suppl. Scr., 182, 543, 2009.
- 11. S. Veilleux, D.E. Osterbrock, Astrophys. J. Suppl. Ser., 63, 295, 1987.
- D.E. Osterbrock, Proc. Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 9^a Munich, West Germany, Dec 14-19, 1978, New York, New York Academy of Sciences, 1980, p.22.

ACTIVITY TYPES OF GALAXIES

13. II. Winkler, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 257, 677, 1992.

14. D.E.Osterbrock, R.W.Pogge, Astrophys. J., 297, 166, 1985.

15. T.M. Heckman, Astron. Astrophys., 87, 152, 1980.

16. L.C.Ho, A.V.Filippenko et al., Proceedings of IAU Colloquium No. 159, 1997.

17. D.W.Weedman, Vistas in Astronomy, 21, 55, 1977.

18. P. Veron, A.C. Goncalves, M.P. Veron-Cetty, Astron. Astrophys., 319, 52, 1997.

19. I..Bianchi, J.Herald, B.Efremova et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 335, 161, 2011.

20. M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al., Astron. J., 131, 1163, 2006.

21. R.M.Cutri et al., IPAC/Caltech, 2013.

.

C.A.Beichman, G.Neugebauer, H.J.Habing et al., IRAS catalogs and atlases, 1988.
M.Moshir et al., IRAS Faint Source Survey, JPL D-10015 8/92, (IPAC), 1992.

24. J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al., Astron. J., 115, 1693, 1998.

R.H.Becker, D.J.Helfand, R.L.White et al., Astrophys. J., 475, 479, 1997.
I. Cao, J. Y.Wei, J.-Y.Hu, A&AS, 135, 243, 1999.



АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ, 2019

ВЫПУСК 2

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК NGC 3516, NGC 5548, NGC 3227, NGC 4051, NGC 4151 И NGC 7469

С.А.ШОМШЕКОВА, Э.К.ДЕНИСЮК, Р.Р.ВАЛИУЛЛИН, И.В.РЕВА, А.В.КУСАКИН Поступкца 1 ноября 2018 Принята к исчатия 13 марта 2019

В данной работе предстажлены результаты фотометрических наблюдений сейферточских галакцики сейферточских галакцики. NGC 516, NGC 5348, NGC 5322, NGC 4051, NGC 4549, и олученные на посточном 1-м телескове (Тань-Шаньская астрономическая обсераятория Астрофичение). Наблодения проекцическа обсераятория Астрофичение). Наблодения проекцическа обсераятория Астрофичение). Наблодения проекцическа обсераятория Астрофичение). Таблодения проекцическа обсераятория Астрофичение). Таблодения проекцическа обсераятория Астрофичение). Таблодения проекцическа то рек фильрах ВVR, для NGC 3516, NGC 5548 и NGC 2327 с 9 апреля 2014г. а для NGC 4051, NGC 4151, NGC 4351, NGC 435

Ключеные слова: сейфертовские галактики (CI): фотометрическая переменность: кривая блеска: амплитуда

1. Введение. Сейфертовские галактики - очень мощные источники излучения, в том числе в оптической области. Это связано с тем, что активные япра галактик (АЯГ) содержат сверхмассивные компактные объекты. вероятнее всего релятивистские черные дыры. Прогресс, достигнутый в изучении АЯГ, не дает ответы на многие вопросы о динамике газа в области нентрального тела галактики, о переменности профилей широких водородных линий, "двугорбости" этих линий в некоторых АЯГ. Неясно, как вообще формируются активные ядра галактик, и почему в одних галактиках основная энергия ядра выделяется в оптическом и инфракрасном диапазонах издучения, в других - в форме радиоволн и потоков релятивистских частиц (радиогалактики), а в третьих галактиках активность ялра остается очень слабой. Есть также много других проблем, в решении которых могут помочь систематические наблюдения этих внегалактических объектов. Значительный вклад в объяснение всего происходящего в ядрах активных галактик вносит исследование переменных процессов. Для некоторых объектов обнаружена устойчивая периодичность в колебаниях блеска [1,2]. В качестве возможных источников рассматриваются следующие механизмы: орбитальные движения пылевых облаков, влияние приливного трения и влияние звезды, периодически

С.А.ШОМШЕКОВА И ДР.

проходящей через аккрепнонный диск. Возможной причиной переменности является двойственная природа нентральной черной дары [1,2]. В последние годы основное ниимание уделяется исследованиям АЯГ в рептисновском даваазоне [3,4]. Онгические наблюдения также не теряло своей актуальности. Сравнецие данных, полученных в оптическом и ультрафиолетовом дианазонах, с измереннями в рептисновских участках спектра позволяет получить информацию о структуре горячей короны и инутраниях отнах аккрепнонного даска. Для интерперации наблюдательных данных используются современные модели аккрепновных дисков [5,6]. В данной статье приводятся результаты иноголетия к фотометрическия наблюдений, выполненных в Астрофизическом институте им. В.Г.Фессикова.

2. Наблюдения. Фотомстрические пяблюдения галактик проволились на Типь-Шальской астропомической обсерватории (ГШАО) Астрофизического института им. Фесенкова (АФИФ) на 1-м телескопе системы Риги-Критьена фирмы Карл Цейсе Йена с корректором фокуса, экиналлитным фокусплам расстоянием 6.5 м и полем 19' к19'. Для регистрании изображений использовалась ССD камера U9000D9 фирмы Ародее Аlta и BVR Азгодоп фильтры. Угловой масштаб карда с изображением объектов - 0.38'/шкесль (ло 2016г.) и 0.56'/шкесль (после 2016г.). Для обработки наблюдений применялся стандартный накет программ Махітр L6. Оценка блеска выполнялась методом ифференциальной фотомстрии, использовались стандартные взеды в окрест-

Таблица 1

Исследуемая	Стандарти	ые звезды		_
галактика	Обозначение	B	, V	ĸ
NGC 3516	BD+73516	11.60	10.52	9.76
	GSC04391-00762	14.01	13.4	12.457=
NGC 5548	GPM214.582219+25.152608	15.00	14.80	14.20
	GPM214.495240+25.092724	14.572	13.916	14.6
NGC 3227	GPM155.795991+19.867952	14.14	13.47	13.10
	BC189SN198311-4	15.41	14.79	14.564*
NGC 4051	BD+451986	11.722	11.095	10.735
	12*03**38*; +44**31**49**	14.220	13.390	12.919
NGC 4151	BD+402507	10.41	9.85	10.40
	2MASSJ12103859+3920296	14.9	13.5	14.7
NGC 7469	TYC1160-1473-1	12.644	11.806	11.280
	BD+084982	12.17	10.93	10.359*

ХАРАКТЕРИСТИКИ СТАНДАРТНЫХ ЗВЕЗД

• звездные величины в R фильтре определены в ходе наших исследований.

ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

постях залактики. Полученные результаты измерения якляются инструментальными, для перевода в интернациональную систему Джонсона-Моргана использованиеь уравнения перехода.

Типленные опикбки измерений блеска не превыпнают ±0°.01, реальная точность полученных результатов опредсляется точностью используемых стандартов и точностью установки апертуры на центр галактики во время измерения блеска. В табл.1 приволятся основные карактеристики стандартных звезд.

3. Результаты, полученные для отдельных объектов.

3.1. Сейфертовская галактика NGC 3516. Сейфертовская галактика NGC 3516 класса SY 1.5, с координатами $\alpha(2000) = 11^{h}06^{m}47^{a}$; $\delta(2000) = = +72^{a}34'07^{a}$, расположена на расстоянии -41.3 Мпк. Красное смещение z = 0.00884, масса центрального тела галактики $3 \cdot 10^{7} M_{\odot}$ [7]. Поиск корелиний между рентгеновским и оптическим излучением этого объскта проволия псолюкрати [7,8]. Результаты двадпатилетных фотометрических наблю-

Таблица 2

ВVR ВЕЛИЧИНЫ СГ NGC 3516, ПОЛУЧЕННЫЕ В 2014-2018 ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ БЛЕСКА С АПЕРТУРОЙ 6"

		_						_	
Дата набл.	JD- 2440000	B	v	R	Дата набл.	JD- 2440000	В	v	R
09.04.2014 27.01.2015 28.02.2015 09.04.2015 10.04.2015 11.04.2015 21.04.2015 23.04.2015 23.04.2015	16756 17049 17081 17121 17122 17123 17133 17135 17145	13.90 13.94 13.53 13.73 13.91 13.94 13.84 13.94	12.86 12.97 12.16 12.28 12.50 12.90 12.68 12.88 12.88	12.03 12.19 11.27 11.51 11.70 12.11 11.77 11.73	17.02.2016 13.03.2016 24.11.2016 24.12.2016 17.01.2017 23.02.2017 28.03.2017 14.12.2017	17432 17460 17716 17746 17770 17807 17840 18101	13.87 13.84 13.94 13.96 13.91 13.95 13.99 13.99 13.99	12.70 12.62 12.94 13.03 12.99 13.02 13.04 13.03	11.76 11.48 12.03 12.24 12.20 12.22 12.24 12.23 12.24
03.03.2015 18.05.2015 13.12.2015 02.02.2016 03.02.2016 04.02.2016 11.02.2016	17145 17160 17369 17420 17421 17422 17429	13.84 13.81 13.90 13.83 13.83 13.83	12.46 12.51 12.93 12.98 12.57 12.39 12.78	11.30 11.41 12.12 12.16 11.57 11.35 11.88	21.01.2018 04.02.2018 19.02.2018 03.04.2018 11.04.2018 25.04.2018 05.06.2018	18139 18153 18168 18211 18219 18263 18274	13.67 13.95 13.93 13.92 13.97 13.93 13.92	13.02 13.02 13.02 12.95 13.01 12.95 12.69	12.24 12.25 12.24 12.13 12.23 12.03 11.86

189

С.А.ШОМПІЕКОВА И ДР.

дений NGC 3516 опубликованы и работе [9]. В АФИФ исследования NGC 3516 продолжнотея, начиная с 1976г. Нолучено 198 спектрограмм и 40 примых енимкон поля налактики [10]. Современные фотомстрические наблядетия той гарактики питанисть и АФИФ в 2014г. Измерсния блеска проволитись с анертурой 6°. В табл.2 приведены начения ВVR величит. Судя по кривым блеска (рис.1), активная фаза с повышением блеска в фильтрах B, V и R на 0°.4, 0°.7 - 0°.8 паблюдалась в 2015-2016гг. Затем, в течение 2-х лет, блеск галактики оставался на низком уровне. В апреле 2018г. началось новое повышение блеска.



Рис.1. Кривые блеска галактики NGC 3516 (2014-2018).) в фильтрах BVR. Ось X юлианская дата - 2440000, ось Y - зведтная величина.

3.2. Сейфертовская галактика NGC 5548. Сейфертовская налактика NGC 5548 класса SY 1 имеет диаметр более 40 кик и находится на расстоянии более 22 Мпк в направлении созвездия Волонас. Координаты галактики (2000) = 14°15°°43°, б(2000) = +25°22'01°, красное смещение z = 0.0171. масса центрального тела галактики 3.2·10° M_☉ [11]. В составе этой галактики открыто около 250 цефеид, а недавно там вспыхнула сверхновая типа Ia. Подобные яркие объекты являются ключевыми при определении астрономических расстояний.

NGC 5548 - одна из 8 галактик, включенных в новую программу исследований Космического телескопа им. Хаббла. Эта программа должна улучшить точность измерения постоянной Хаббла - меры расширения Вселенной. Феномен переменной яркости NGC 5548 был обнаружен довольно давно [9]. Результаты спектральных исследований, охватывающие 43 года,

ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

показали, что изменения уровня континуума (л. = 5100 Å) и потока в эмиссионной динии ПВ в спектре NGC 5548 соответствуют периоду 5700 дней [12].

Таблица З

ВVR ВЕЛИЧИНЫ СГ NGC 5548. ПОЛУЧЕННЫЕ В 2014-2018гг. ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ БЛЕСКА С АПЕРТУРОЙ 6"

			1		1	-	_		
Лата	JD-	В	v	R	Дата	JD-	В	v	R
met .	2440000				1051	2440000			
1120.1.	2440000		1		Hau.I.	2440000			
09.04.2014	16756	13.77	13.56	12.67	13.05.2016	17521	14.15	13.84	12.90
05.04.2015	17117	14.27	13.91	12.97	03.06.2016	17542	14.33	13.95	12.99
09.04.2015	17121	14.23	13.88	12.96	05.06.2016	17544	14.03	13.75	12.84
11.04.2015	17123	14.24	13.91	12.97	09.06.2016	17548	14.09	13.78	12.86
22.04.2015	17134	14.09	13.83	12.92	22.02.2017	17806	13.99	13.74	12.88
28.04.2015	17140	14.07	13.78	12.87	07.03.2017	17819	14.13	13.82	12.93
03.05.2015	17145	14.02	13.75	12.85	08.03.2017	17820	14.16	13.83	12.96
18.05.2015	17160	14.07	13.86	12.94	14.03.2017	17826	14.29	13.92	13.03
01.06.2015	17174	14.32	13.94	13.00	18.04.2017	17861	14.08	13.80	12.93
02.06.2015	17175	14.28	13.92	12.98	26.05.2017	17899	13.87	13.65	12.78
09.06.2015	17182	14.06	13.89	12.96	08.06.2017	17912	13.94	13.68	12.79
10.06.2015	17183	14.09	13.87	12.96	17.02.2018	18166	14.35	13.94	13.02
11.06.2015	17184	14.04	13.87	12.94	03.04.2018	18211	14.16	13.84	12.97
16.06.2015	17189	14.18	13.91	12.97	22.04.2018	18230	14.12	13.81	12.92
17.06.2015	17190	14.17	13.92	12.99	26.04.2018	18234	14.14	13.82	12.94
18.06.2015	17119	14.19	13.93	12.98	02.05.2018	18240	14.10	13.80	12.92
19.06.2015	17192	14.15	13.92	12.98	05.06.2018	18274	14.07	13.74	12.86
05.04.2016	17483	14.03	13.73	12.84					



Рис.2. Кривые блеска галактики NGC 5548 (2007-2018гг.) в фильтрах BVR. Ось X юлианская дата - 2440000, ось Y - звездная величина.

191

Преднодожительно источником переменности может служить двойственная природа центральной черной дыры [8,9].

В АФИФ фетометрические наблюдения СГ NGC 5548 продолжаются, пачника с 2014г. В табл.3 даны опенки блеска властики в филарах ВVR. Кривые блеска приведены на рис.2. Для более нелиой картина поведения блеска галактики тесе добалесни ланима Roberts [6]. В 2007 2011н, блеск такактики пеуклонно повышался и достиг значений В ~ 14°°.3, V ~ 13°°.7 [6]. В 2014-2018/г. отмезаются его консбания в пределах б°.5 около среднего, достаготно высокого уровны. Источниками переменности могут бъль врапавлияеся по орбитам нылевые облака, вотребстве произволо трения, неикиме орбитальной звести, периодически проходящей черет аккрепнонтый ласк.

3.3. Сейфертовская галактика NGC 3227. Данный объект имеет координаты и(2000) = 10° 20° 46°, 6(2000) = +20° 07′08°, красное смещение z = 0.00386 и масса нентрольного теля галактики 4·10° M₆₉ [13]. Эта спиральная галактика с неремычкой (Sba), (класс SY 1.2) расположена на расстоянии 20.8 Мык в направлении солястия Льва. Данная налактика относится к объектам наименьнией светимости с наиболее жагичной переменянство. Так, зафиксированы изменения блеска в пределах 0°.09 в течение 6 мин, 0°.11 - в течение 1 лия и 0°.17 - в течение 2-х дней [14].

В АФИФ наблюдения NGC 3227 проводятся, начиная с 2014г. Результаты измерения блеска галактики собраны в табл.4. Кривые блеска приведены на рис.3. Значительное падение блеска галактики произопло в середине 2014г., в конце 2015г. зарегистрировано его новышение примерно на 0^{°°}.5, и вплоть до настоящего времени блеск нахолится на достаточно высоком уровне.

Таблица 4

Дата набл.	JD- 2440000	B	v	R	Дата набл.	JD- 2440000	В	v	R
09.04.2014 02.05.2014 25.11.2015 13.12.2015 04.04.2016 05.04.2016	16756 16779 17351 17369 17482 17483	13.82 13.90 14.25 13.85 13.82 13.81	13.06 13.45 13.50 13.10 13.05 13.04	12.42 12.78 12.85 12.46 12.41 12.40	24.11.2016 28.11.2016 13.12.2016 24.12.2016 17.01.2017 27.02.2017	17716 17720 17735 17746 17770 17811	13.80 13.83 13.88 13.89 13.70 13.92	13.05 13.06 13.14 13.14 13.01 13.16	12.38 12.40 12.50 12.50 12.47 12.52
19.04.2016	17497	13.79	13.04	12.39	28.03.2017	17840	13.80	13.08	12.44

ВVR ВЕЛИЧИНЫ СГ NGC 3227, ПОЛУЧЕННЫЕ В 2014-2017гг. ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ БЛЕСКА С АПЕРТУРОЙ 6".2



Рис.3. Кривые блеска талактики NGC 3227 (2014-2017гг.) в фильтрах BVR. Ось X - юлианская дата - 2440000, ось Y - звездная величина.

3.4. Сейфертовская галактика NGC 4051. Данный объект с коорлинатами α(2000) = 12^h00^m36^s, δ(2000) = 444^o48^s39^s относится к галактикам с узкими линиями (NLSI). Красное смещение z=0.0023, масса центрального тела галактики 1.7·10⁶ M_☉ [15]. Галактика расположена на расстоянии ~9.4Мик в направлении созведния Большая Медведица. Фотометрический и спектральный мониторинг проводился в 2007г. [16].

Таблица 5

							_		
Дата набл.	JD- 2440000	В	v	R	Дата набл.	JD- 2440000	В	v	R
13.11.2013	16609	14.26	13.53	12.88	27.02.2015	17080	14.19	13.18	12.84
22.11.2013	16618	14.18	13.52	12.86	04.04.2016	17478	14.25	13.33	12.92
29.12.2013	16655	14.17	13.49	12.52	09.06.2016	17548	14.21	13.44	12.93
06.01.2014	16663	14.23	13.55	12.78	29.06.2016	17568	14.09	13.41	12.95
11.01.2014	16668	14.21	13.41	12.96	10.07.2016	17579	14.15	12.91	12.81
05.03.2014	16721	14.12	13.46	12.81	17.01.2017	17770	14.26	13.58	12.99
10.03.2014	16726	14.12	13.48	12.94	22.02.2017	17806	14.28	13.58	13.00
09.04.2014	16756	14.16	13.50	12.08	28.03.2017	17840	14.27	13.58	12.99
11.04.2014	16758	14.19	13.51	12.70	08.04.2017	17851	14.23	13.54	12.96
30.04.2014	16777	14.23	13.53	12.84	26.05.2017	17899	14.17	13.51	12.93
13.05.2014	16790	14.23	13.51	12.93	05.06.2017	17909	14.13	13.49	12.92
14.12.2014	17005	13.92	12.98	12.89	11.04.2018	18219	14.20	13.50	12.89
26.02.2015	17079	14.28	13.43	12.96	02.05.2018	18240	14.13	13.46	12.86

ВVR ВЕЛИЧИНЫ СГ NGC 4051, ПОЛУЧЕННЫЕ В 2013-2018гг. ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ БЛЕСКА С АПЕРТУРОЙ 5"

С.А.ШОМИЦЕКОВА И ДР.

В АФИФ NGC 4051 наблюдается с 1991г. Получены 71 снектриграмма и 35 прямых снимков поля налактики. Спеременные фотометрические наблюдения проволятся, начиная с 2013г. Изверсния блеска выполняются с анертурой 5°. Результаты даны в таба.5. На рис.4 приводятся кривые блеска, полученные из напих наблюдений с тремя фильтрами. Активная фага имела место в 2015-2016г. Затем, в течение 2-х лет наблюдание, колебания блеска в пределах - 4° 3.



Рис.4. Кривые блеска галактики NGC 4051 (2013-2018п.) в фильтрах BVR. Ось Х - юлианская дата - 2440000, ось У - эвердная величина.

3.5. Сейфертовская галактика NGC 4151. Данный объект с координатами α(2000) = 12^h10^m32^s, δ(2000) = +39^s24^s14^s относится к классу Seyfert 1.5. Красное смещение z = 0.00332, расстояние D = 19 Мпк [17]. Это одна из ярчайших сейфертовских галактик в рентгеновском, УФ и оптическом далагазоне 0.3-50 Ксм делает эту галактику отличным объектом для исследований. По оценкам заторов работы [18] масса центрального тела составляет 4,57-10[°] M₆.

В АФИФ сейфертовская гатактика NGC 4151 наблюдается с 1975г. Получено 1545 спектрограмм. Фотометрические наблюдения начатись в 2013г. Измерения блеска выполнялись с апертурой -8". Полученные результаты приводятся в габл.6. Судя по кривым блеска (рис.5), максимальные значения блеска наблюдалиеь при JD=2457000-2457600, затем последоват спад излучения, и нижной уровень блеска сохранился до настоящего времени.

3.6. Сейфертовская галактика NGC 7469. NGC 7469 - спиральная галактика типа SBa, с координатами α(2000) = 23^h00^m44^s, δ(2000) = +8^o36^c16^s, расположена на расстоянии D = 68 Mnк. Красное смещение z = 0.0166. Масса

Таблица б

Лата набл.	JD- 2440000	В	v	R	Дата набл.	JD- 2440000	₿	v	R
15.11.2013	16611	12.77	12.07	11.27	05.02.2015	17058	12.86	11.72	11.12
22.11.2013	16618	12.90	12.21	11.40	06.02.2015	17059	12.98	11.78	11.18
06.01.2014	16663	12.66	11.84	11.05	26.02.2015	17079	12.74	11.43	10.86
09.01.2014	16666	12.81	11.77	11.82	27.02.2015	17080	12.48	11.18	10.58
11.01.2014	16668	12.76	11.95	11.17	28.02.2015	17081	12.53	11.19	10.04
05.03.2014	16721	12.64	11.56	10.63	18.03.2015	17099	12.48	11.15	10.68
10.03.2014	16726	12.62	11.60	10.57	19.03.2015	17100	12.52	11.20	10.58
01.04.2014	16748	12.92	11.68	10.62	06.04.2015	17118	12.61	11.82	11.22
09.04.2014	16756	12.86	11.91	10.83	09.04.2015	17121	12.46	11.11	10.49
11.04.2014	16758	12.80	11.78	10.72	10.04.2015	17122	12.47	11.20	10.59
30.04.2014	16777	,12.90	11.69	11.09	11.04.2015	17123	12.90	11.81	11.17
12.12.2014	17003	12.61	11.60	10.90	23.04.2015	17135	12.97	11.83	10.78
13.12.2014	17004	12.64	11.69	10.92	28.04.2015	17140	12.52	11.54	10.63
26.01.2015	17048	12.92	11.86	10.97	03.05.2015	17145	12.60	11.51	10.60
09.06.2015	17182	12.88	11.72	10.88	28.06.2016	17567	12.36	11.27	11.72
10.06.2015	17183	12.51	11.32	10.39	10.07.2016	17579	12.85	11.81	12.01
11.06.2015	17184	12.46	11.12	10.35	08.01.2017	17761	12.96	12.15	12.49
17.06.2015	17190	12.49	11.28	10.37	28.03.2017	17840	13.16	12.26	12.49
18.06.2015	17191	12.29	11.26	10.11	08.04.2017	17851	13.15	12.29	12.50
19.06.2015	17192	12.40	11.23	10.43	26.05.2017	17899	13.10	12.19	12.59
25.11.2015	17351	12.71	11.76	11.84	05.06.2017	17909	13.18	12.23	12.69
13 12.2015	17369	12.47	11.30	10.72	24.07.2017	17958	13.14	12.17	12.14
14.12.2015	17370	12.54	11.36	10.83	09.01.2018	18127	13.18	12.21	12.58
21.01.2016	17408	12.70	11.63	11.01	21.01.2018	18139	13.17	12.33	12.55
22.01.2016	17409	12.88	11.94	11.15	17.02.2018	18166	13.23	12.40	12.72
02.02.2016	17420	12.86	11.83	10.96	19.02.2018	18168	13.17	12.26	12.54
05.02.2016	17423	12.45	11.33	10.44	03.04,2018	18211	13.09	11.97	12.48
04.04.2016	17482	12.45	11.36	10.54	22.04.2018	18230	13.16	12.17	12.51
19.04.2016	17497	12.22	11.12	10.50	26.04.2018	18234	13.10	12.25	12.60
13.05.2016	17521	12.40	11.32	10.48	07.05.2018	18245	13.08	12.03	12.44
09.06.2016	17548	12.63	11 58	11.85	26 05 2018	18264	1315	12.16	13.02

ВVR ВЕЛИЧИНЫ СГ NGC 4151, ПОЛУЧЕННЫЕ В 2013-2018гг. ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ БЛЕСКА С АПЕРТУРОЙ 8"

центрального тела составляет около (1-6)-10⁷ M_{\odot} [19]. Ес физический компаньон - неправильная галахтика IC 5283 находится на расстоянии 80^{°°}. Кривая блеска галактики за 1990-2014тг. построена в работе [20]. Ее авторы считают, что кривая, описывающая переменность ядра, состоит из двух компонентов: медленная составляющая с периодом в несколько лет и быстрая (а flare) с периодом в несколько дней, так называемые S и F компоненты. Максимум S обычно соответствует активной стадии ядра галактики, а F компонента зависит от скорости аккреции [20].

С.А.ШОМШЕКОВА И ДР.

В АФИФ сейфертовская налактика NGC 7469 паблюдается с 1975г. Подучены 170 спектрограмм. Фотометрические наблюдения объекта выполняются с 2013г.



Рис.5. Криные блеска галактики NGC 4151 (2013-2018гг.) в фильэрах BV Ос. X юдиалская дата - 2440000, ось У - зведная величила.

Таблица 7

ВVR ВЕЛИЧИНЫ СГ NGC 7469, ПОЛУЧЕННЫЕ В 2013-2017гг. ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ БЛЕСКА С АПЕРТУРОЙ 6"

			-		1				
Дата набл.	JD- 2440000	B	v	R	Дата набл.	JD- 2440000	В	v	R
02.09.2013	16537	13.94	13.25	12.52	12.07.2015	17215	13.96	13.10	12.34
09.09.2013	16544	13.97	13.28	12.53	14.07.2015	17217	13.98	13.28	12.56
26.07.2014	16864	13.86	13.22	12.53	25.07.2015	17228	13.98	13.29	12.60
07.08.2014	16876	13.93	13.26	12.54	04.08.2015	17238	13.93	13.25	12.52
27.08.2014	16896	13.96	13.28	12.58	15.08.2015	17249	13.92	13.25	12.52
04.09.2014	16904	13.93	13.25	12.56	16.08.2015	17250	13.91	13.20	12.47
13.09.2014	16913	13.89	13.12	12.33	17.08.2015	17251	13.91	13.15	12.38
26.09.2014	16926	13.87	13.09	12.29	18.08.2015	17252	13.92	13.23	12.46
11.10.2014	16941	13.98	13.06	12.26	24.08.2015	17258	13.97	13.27	12.55
05.11.2014	16966	13.96	13.30	12.60	26.08.2015	17260	14.01	13.31	12.59
13.12.2014	17004	13.99	13.29	12.58	11.09.2015	17276	13.97	13.26	12.50
05.01.2015	17027	14.02	13.33	12.62	15.09.2015	17280	13.99	13.16	12.55
06.01.2015	17028	13.98	13.27	12.55	20.09.2015	17285	13.97	13.27	12.57
27.01.2015	17049	14.18	13.43	12.70	23.09.2015	17288	13.96	13.19	12.45
25.09.2015	17290	13.98	13.23	12.59	26.08.2016	17626	13.97	13.28	12.57
09.10.2015	17304	14.06	13.32	12.61	04.09.2016	17635	13.92	13.23	12.49
04.11.2015	17330	14.09	13.35	12.65	13.12.2016	17735	13.86	13.30	12.65
08.11.2015	17334	14.08	13.35	12.64	08.01.2017	17761	13.70	13.18	12.56
14.11.2015	17340	14.05	13.34	12.64	22.07.2017	17956	13.80	13.17	12.49
13.12.2015	17369	13.94	13.21	12.54	28.07.2017	17962	13.77	13.15	12.46
31.07.2016	17600	13.97	13.28	12.58	18.08.2017	17983	13.67	13.08	12.42
08.08.2016	17608	13.90	13.22	12.48					

Результаты измерений блеска с апертурой 6" привелены в табл.7. Кривые блеска налактики NGC 7469 (рис.6) свидетельствуют о постепенном повышении . блеска в грах фильтрах, которое началось в 2016г.



Рис.6. Кривые блеска галактики NGC 7469 (2013-2017гг.) в фильтрах BVR. Ось X юлианская дата - 2440000, ось Y - звездная всличина.

4. Заключение. Фотометрические наблюдения сейфертовских галактик проволятся в АФИФ, начиная с 2013г. В данной работе представлены кривые блеска в трех фильтрах для шести галактик. Все исследуемые объекты демонстрируют изменения блеска различной степени. Прелыдущие исследования NGC 5548 выявили, по крайней мере, три типа переменности уровня континуума (λ = 5100 Å). Хаотические понижения и повышения уровня. континуума пока не нашли объяснения. Максимальную амплитуду имеют колебания блеска с периодом ~13 лет, что, возможно, является следствием ообитального движения компонент двойной черной дыры [21]. Наши данные и результаты работы [6] охватывают примерно 14 лет (с трехлетним пропуском). т.е. полный цикл долгопериодической переменности. В течение этого промежутка времени наблюдалось повышение блеска галактики на ~0".8 (первые пять лет), которое закончилось более стабильной стадией. Достигнутый высокий уровень сохранялся вплоть до настоящего времени, колебания блеска относительно среднего уровня составляют 0^m.4-0^m.5. Если предположить, что галактика находится в максимуме блеска, то в скором времени можно ожилать его ослабления

Аналогичная лолгопериодическая переменность с периодом 13.76 ± 3.73 лет была зарегистрирована в NGC 4151 [21], кроме того выделены еще ава периода: 8.33 ± 2.33 года и 5.44 ± 1.29 года. В 2001-2011гг. происходили достаточно быстрые изменения блеска налактики, значения V величины колебались в пределах = 11^m.7 - 12^m.5 [6]. Аналотичная картина наблюдалась в период наших наблюдений: три максимума, амплитуды которых постепенно увеличивались (Bmax = 12^m.3, Vmax = 11^m.2), сменились значительным ослаблением блеска (B = 13^m.2, V = 12^m.4). В настоящее время блеск остается на низком уровце.

Кривые блеска талактик NGC 3516 и NGC 4051 качественно похожи между собой: после активной фазы в 2015-2016тг. паступил более спокойный нериод с низким уровнем блеска, повос повышение наметилось в 2018г. Кривые блеска NGC 3516, полученные в 1997-2002нг. [8], содержат перегулярные повышения блеска. Наиболее монныя испыпка 1997г. с ампритудами -0".4 - 0".5 в фильтрах R и B, длялась около 400 дней. В 2001г. на протижении -200 дней паблюдаюсь повое повышение блеска на -{f⁰.2. [8]. Собътие, аналогичное по длительности и амплитуде, зарегистрировано во время наших наблюдений (2015-2016гг.).

Кривые блеска NGC 4051 за 2004-2008гг. [22] содержат многотисленные максимумы блеска, которые понторялись через 400-500 дней. Во время наними наблюдений зарегистрирован только один "полный" максимум, скорее всего, из-за низкой скражности данных и хаотичных колебаний блеска, которые продолжаются вплоть до пастоящего времени. В работе [22] обнаружена корреляция между кривыми блеска данной талактики в онгическом и рентгеновском диапазонах. Соответственно основным источником онгической переменности названо переработанное рентгеновское изучение.

На оптических кривых блеска галактики NGC 7469 обнаружены два типа переменности: быстрые изменения в пределах от нескольких дией до нескольких недель и долгопериодические - с периодом 6-8 лет [23]. Мелленные изменения блеска связываются с переменной скоростью аккрешии на диск. Более того песколько гигантских вспышек этого объекта зарегистрированы в оптической области спектра, последняя состоялась в 2012г. Во время наших наблюдений зарегистрированы колебания блеска в пределах 0°.4 · 0°.5. Изменения происхолят синхронно в трех фильтрах. Начиная с 2017г., наблюденто медленное повышение блеска.

В настоящее время в качестве основных источников оптической переменности активных ядер галактик выбраны нестабильные процессы в аккрешионном диске: переработанное переменное излучение в рентгеновском диапазоне и орбитальные лижкения компонент двойной черной дыры в некоторых галактиках.

Фотометрические данные, представленные в статье, могут быть использованы совместно с результатами рентгеновских наблюдений для определения физических и динамических характеристик отдельных зон в околоядерных областях АЯГ и создания адекватных моделей этих объектов. Авторы выражают благодарность Л.Н.Кондратьевой за ценные советы. подезные замечания и релактирование статьи.

Работа выполнена при поддержке программы целевого финансирования ВR05236322 Министерства образования и науки РК.

Астрофизический институт им. В.Г.Фесенкова, Казахстан, e-mail: shmshekva-saule@mail.ru

PHOTOMETRIC STUDY OF SEYFERT GALAXIES NGC 3516, NGC 5548, NGC 3227, NGC 4051, NGC 4151 AND NGC 7469

S.A.SHOMSHEKOVA, E.K.DENISSYUK, R.R.VALIULLIN, I.V.REVA, A.V.KUSAKIN

Results of photometric observations of Seyfert galaxies: NGC 3516, NGC 5548, NGC 3227, NGC 4051, NGC 4151 µ NGC 7469, obtained on the east 1-meter telescope (Tyan-Shan astronomical observatory of Fesenkov Astrophysical Institute) are presented in this paper. Observations were carried out in three filters BVR, for NGC 3516, NGC 5548 µ NGC 3227 - beginning from April, 9 2014, and for NGC 4051, NGC 4151, NGC 7469 - from 2013. Based on the observational data, estimates of the brightness of the central regions of the Seyfert galaxies were obtained and the light curves were plotted.

Key words: Seyfert galaxies: photometric variability: light curves: amplitudes

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Y-R.Ii, J.M. Wang, L.C. Ho et al., Astrophys. J., 822, 4, 2016.
- 2. P. Uttley, P. Casella, Space Sci. Rev., 183, 453, 2014.
- 3. S.Soldi, V.Beckmann, W.Baumgartner et al., arXiv:1311.4164v1, 2013.
- 4. D.Buisson, A.Lohfink, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 464, 3194, 2017.
- 5. K.Nandra, T.Le, I.George et al., Astrophys. J., 544, 734, 2000.
- 6. C. Roberts, J. of the Southeastern Association for Research in Astron., 6, 47, 2016.
- 7. H.Noda, T.Minezaki, M.Wata et al., Astrophys. J., 828, 78, 2016.

С.А.ШОМШЕКОВА И ДР.

- 8. D.Maoz, A.Markowitz, R.Edelson et al., Astron. J., 124, 1988, 2002.
- 9. V.Lyutyi, V.Doroshenko, Pis'ma Astron. Zh., 19, 995, 1993.
- В. Гайсина, Э.Деписюк, Р.Валиуллин, Известия ПАП РК, Серия физ. мат. 3, 3, 2012.
- 11. R.Edelson, J.Gelbord, K.Horne et al., Astrophys. J., 806, 129, 2015.
- 12. E.Bon, S.Zuccker, H.Netser et al., Astrophys. J. Suppl. Scr., 225, 29, 2016.
- 13. D.Savie, R.Goosmann, L.Popovie, Astron. Astrophys., 614, 120, 2018.
- 14. W. Webb, M. Malkan, Astrophys. J., 540, 652, 2000.
- 15. K.Denney, L. Watson, B. Peterson et al., Astrophys. J., 702, 1353, 2009.
- 16. E.Kara, A.Fabian, E.Cackett et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 462, 511, 2016.
- 17. S.Honig, D.Watson, M.Kishimoto et al., Nature, 515, 528, 2014.
- 18. M.Bentz, K.Denney, E.Cackett et al., Astrophys. J., 651, 775, 2006.
- 19. A.Shapavalova, L.Popovic et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 466, 4759, 2016.
- 20. L. Ugol'kova, B. Artamonov, E. Shimanovskaya et al., Astron. Lett., 43, 233, 2017.
- A.Kovačević, E.Pérez-Hernández, L.Popovic, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 475, 2051, 2018.
- E.Breedt, I.M.McHardy, P.Ar'evalo et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 403, 605, 2010.
- 23. E.Seifina, L. Titarchuk, L. Ugolkova, Astron. Astrophys., 619, 21, 2018.

АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ, 2019

ВЫПУСК 2

ПЛОШАДИ, ВРЕМЕНА ЖИЗНИ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ПЯТЕН НА ПОВЕРХНОСТИ ЗВЕЗД

И.С.САВАНОВ Поступита 9 августа 2018 Прилига к печати 13 марта 2019

Представлены ретультаты приметения разработанной пачи методики определения праметра изплитенности к к данным о переменности бъсска 24030 объектов по изблюдениям космического телескопа Кендер и получета випрокемыция степенной функцией зависныхости ко т _{сус} в переплозожению о приметизмости эмпярического соотподения между параметром. А и пременем жили ратна (соотполения Глевышева-Вальдмейра) построета и рассмотрета зависнимость времения жилии патем для посад с различными эффектовными температурами, а по услановленной для Солтна своим максимальной магрижетов. Общество пося и сполнамо нате, получены онения и раз музыких общество. Воздатеся применимость сполнамо напобля процессов, ответственных за проядения кленкова из класово и коложность подобян при влагие для пасятными даратичных спектральных казесов и возможность подобян при сосов, ответственных за проядения возможные проявления возможность полостявии на саблюдительными данитими, рассмотреты возможные проявления влатехной астнойоти у токах.

Ключевые слова: звезды: активность: пятна; фотометрия: переменность: время жизни: магнитное поле

1. Введение. Как и в случае Солнца, наличие пятен на звездах поздних спектральных классов открывает широкую возможность для изучения проявлений их магнитной активности. Основные свеления о свойствах пятен на звездах можно найти в обзорах [1-3]. Развитые нами методики [4] дали возможность массовых определений параметра запятненности S (доли плошали поверхности звезды покрытой пятнами) у звезд поздних спектральных классов. В приложении к данным [5], полученных по результатам наблюдений космического телескопа Кеплер, как будет показано ниже, мы выполнили оценки параметра запятненности для 34 тысяч звезд. Ранее в приводимых нами результатах этот параметр мы выражали в относительных единицах (в долях вилимой полусферы звезды). При наличии информации в каталоге MAST (http://archive.stsci.edu) о радиусах объектов R (или при возможности получения оценок величины R), параметр залятненности А можно определить в абсолютных всличинах. Как и в случае солнечных исследований, мы будем выражать площадь пятна в долях видимой полусферы Солнца (миллионных долях, м.д.п.). На Солнце средние по размерам пятна имеют площадь 10-200 м.д.п. (см. детали в [6]). Площадь большой группы пятен может составлять 1-2

тысячи м.д.н.

Отметим, что методика, предложенная в [4], фактически указывает линь на амплитузу изменения S максимально занятненного позупарая зведна по сравненно с прогизовлежных. Таким обратом, нами может быть получена лины накляя граница величины занятненности, поскольку мы не знаем уровня блеска зведы при отсутствии нятел на се поверхности. Несомненное цреммущество такой методики состоит в возможности се применения к достаточно больним выборхам объектов для последующего использования результатов в статистических оценках и установления зависимостей общего характера. В частности, эта методика была применена нами при анализе активности 1570 зведа - квранков спектрального класса М [7] и позволила установить, что диаграмма, характеризующая свять параметра S и числа Россби Ro, поиторяет классическую зависимость рептисновской светимости активных зведа от величины Ro (причем режим насыщения на той диаграмме достивнается при той жавеляенской зависимость рептисновской светимости активных зведа от величины Ro (причем режим насыщения на той диаграмме достивнается при той же величине параметра Ro (пасыцения) = 0.13).

2. Илощади иятен. Апалогичным образом мы применили нашу методику определения параметра запятненности к данным из [5] о переменности бъеска 34030 объектов. Особенности распределения параметра А от эффективной температуры для различных объектов представлены на рис.1а. Эта же зависимость в логарифичческом масштабе представлены на рис.1b. Величина параметра А для самых горячих звезд нашей выборки составляет порядка сотой доли полусферы Солнца, для самых кололных звезд - она сопоставима с солнечными значениями и равна 5-20 м.л.п. В целом рассматриваемую зависимость можно представить степенной функцией с зависимостью параметра А от эффективной то солне с 5000 К и А = 0.0025(T_{ме}/5000)¹³⁴ для звезд колонее 5000 К. Полученные оценки могут найти широкое применение, например, при учете в моделировании кривой лучевой скорости звезды.

Отметим, что согласно результатам анализа наблюдательных данных, различия параметра А для звезд со схожими эффективными температурами могут достигать двух порядков (рис. lb). Возможно, такой разброс обусловлен тем, что изучаемые объекты находятся на разных фазах своих шиклов активности. Рассмотрение звезд с малыми значениями параметра А может помочь при поиске звезд, находящихся в стадии активности, соответствующей минимуму Маундера на Солнце. Для сравнения на рис. lb представлены дашные о размерах пятен из табл.3 в [8], полученные методами доплеровского картирования. Кроме того, приведены данные для Солнца (пики биноминального распредствения и диапазон изменений согласно [9]). Нахонец, мы

202
также указываем данные для звезды XX Tri (HD 12545), наиболее подробно изученного холодного K0 гиганта, принадлежанего к числу активных объектов, и для которого в [10] методами доплеровского картирования для 6 сезонов были исследованы изменения запятненности поверхности.

Отлельно мы рассмотрели случай звезд ранних спектральных классов,



Рис.1. а) Распределение параметра А в заявеммости от эффективной температуры Т_{що}, со орникат 5) Распределение нараметра А в заявсямости от эффективной температуры Т_{що} со сорникат зана в логарифиической шкале. Представлена аппрокемыция дапцых степнаной функциент с заявсямостям А = 0.0025(T_щ/5000)¹⁴ для звеля холялоние 5000 К и А = 0.0025(T_щ/5000)¹⁵ - для ясела горячее 5000 К. Крупные састые кружки и тонкая линик станые для Солина, ромбы - заящые [8], темпий кружко - данные [10] для XX Tri. с) Зависимость времени клини писні Т от эффективной температуры. Пунктирная и штриховая линия соответствуют случаям, когда активная область включает 10 и >50 пятен, соответственно (см. пояснение в текст): Крупные светлые кружки тонкая линия – заяные для Солица, ромбы – данные в текст): Крупные светлые кружки тонкая линия – заяные для Социца, ромбы – данные [8], темный кружко -данные [10] для XX Tri. d) Зависимость напряженности магнитного поля Н от эффективной температуры.

И.С.САВАНОВ

представляющих для нас особый интерес. В серии статей Л.Гаснона (см. ссидики в [11]) были приведены результаты, свидетельствующие о том, что пере осносно десека бозанного количества члест ранных спектральных классов по соему зарактеру подобна переменности блеска висля спектральных классов (с М, общащающих пятнами и локальными магнятными подями на своей поверхпости. В [11] также можно найти селлки на теорегические работы, в которых даны оценки применимости теория линамо для порячих звеза с разнативными оболочками и возможности существования пятен на поверхности звеза с температурами выше 7000-8000 К. По четорике [4] в [11] нами бъди изучены 312 объектов с хороно изпестными температурой атмосфоры и периодом рашения и определены для них величины параметра S. Принимая для исследуемых твези в качестве среднего значения размус R ранным 3 радиусам Солнца, можно установить, что площарь пятен на их поперхности создавляет.

3. Оценки времени жизни пятен. Если предположить, что к рассматриваемым нами данным о шионади нятен звезд применимо эмпирическое соотношение межну нараметром А и временем жизни иятна (соотношение Гневышева-Вальдмейсра (см. в [6,8])), то мы можем построить зависимость впемени жизни пятен для звеза с различными эффективными температурами (силонная кривая на рис. Іс). Времена жизни нятен у самых горячих и самых холодных объектов нашего исследования могут различаться до 104 раз (дианазон изменений - единицы и десятки лет и минуты). К сожалению, современные наблюдательные возможности (даже с учетом современных интерферометрических наблюдений [12]) не позволяют проследить эволюцию отдельного пятна на новерхности звези, как это возможно для Солина. Если пользоваться солнечной аналогией, то семейства близко расположенных пятен могут формировать группу, которая вместе с окружающим цятна флоккулом образует в фотосфере активную область. Возможно, по наблюлениям на ланный момент нам доступна информация о времени существования именно активной области, время жизни отдельного пятна может отличаться от него.

Современные методы картирования не позволяют разрешать на доплеровских картах общие протяженные области на отдельные пятна, поэтому в предположении о том, что область состоит из 10 или 50 индивидуальных лятен, мы лопознительно определили соответствующие зависимости времени существования пятен Т для таких случаев. Данные времени жизни пятен на Солнце и ряде звезд (также из табл.3 [8]) представлены на рис.1с. Отметим. что величина Т для XX Tri установлена в [6] по времени распада пятен. Теоретические оценки (например, [13]) достаточно хорошо согласуются с приведенной выше зависимостью. При расчете зволюции билолярных

204

ИЛОШАЛИ. ВРЕМЕНА ЖИЗНИ. МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ПЯТЕН 205

маниятных областей авторы [13] нашли, что для таких областей, имеющих размер, сопоставимый с чаксимальным для Солица, время жизни может составлять порядка месяна. Для больших областей, с площатью около 0.1 поверхности. быта прослежена зволюция вылоть до подярных областей, время жизни которых может быть более года.

Возвращаясь к звездам горячих спектральных классов, мы можем получить, что при найленном нами нарамстре А и при условии применимости соотношения Гневышева-Вальдиейера, время жизни пятен должно составлять 10⁵-10⁵ суток. Выполненный нами в [14] дстальный анализ переменности блеска I2 звезд спектрального класса А показал, что рассчитанные по всему доступному набору наблюдательных данных спектры мощности этих объектов содержат характерные особенности, включающие узкий пик, а также на меньших частотах - широкий пик из многочисленных деталей. Как правило, все ники претерпевали эволюцию, они появлялись и исчезали на характерных временах, равных, или меньших продолжительности сета (90 суг.) и сопоставимых с нижной границей нашей оценки.

4. Напряженность магнитного поля. Мы воспользовались установленной для Солнца связью маскимальной напряженности магнитного поля. Н с плопалью иятен или их групп [6,15]. Применение зависимости из [15] приводит к оценкам Н, лежащим в лаялазоне 0.8 - 4.5 кГс (рис.1d). Естественно, что получаемые результаты даже при анализе поверхностного магнитного поля звезд методом зееман-доллеровского картирования приводят к значениям напряженности магнитного поля, меньшим на порядки по величине (см. [16]), вследствие нелостаточного пространственного разрешения.

5. Заключение. В работе представлены результаты применения разработанной нами методики определения параметра занятненности А к данным для 34030 объектов по наблюдениям коемического телескопа Кеплер и получена аппрокенящия степенной функцией зависимости А от Т_{жб}. В предположении о применямости эмпирического соотношения между параметром А и временом жизни пятна (соотношения Гневыщева-Вальдмейера) построена и рассмотрена зависимость времени жизни пятен для звеза с различными эффективными температурами, а по установленной для Солнца связи максимальной напраженности магнитного поля Н с площадью пятен получены оценки Н для изучаемых объектов. Выполнены сопсставления с наблюдательными данными. Как предельная ситуация, рассмотрены возможные провяления патененой активности у горячих А звезд. Особо отметим, что сделанные нами заключения получены в предположении о возможности применения на изучение активности ных при исследованиях Солнца и преренеенны на изучено кативности накивания к сакивальных классов. Одна и задач вылониений, найденных при исследованиях Солнца и перенесенных на изучено какивносто нами

И.C.CABAHOB

песледования и работ подоблюто типа состоит в изучении применимости солненных аналогий при анализе часный активности. В случае использования общих улипрических закономерностей для широкого круга объектов кожно еделать предналожения о полоблюсти пропессов, ответственных за проявления активности этих объектов. Определения плописаей пятет, времети их жизни и матнитных свойств тесню связаны чежну собой, значения всличин этих параметров необходимы для разработки теорегических моделей генератии и эволюции матнитных полей эчеза (так, например, колстана, в соотношения Гневыцева-Вальдовейся и и прочес).

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

Институт астрономия РАН, Москва, Россия, c-mail: igs231@mail.ru

AREAS, LIFETIMES AND MAGNETIC FIELDS OF STARSPOTS

I.S.SAVANOV

We present the results of the application of the technique developed by us for determining the spotting parameter A to the data on the variability of the brightness of 34030 objects from observations with the Kepler space telescope. An upproximation for the power function of the dependence of A on $T_{\rm eff}$ is obtained. Under the assumption of an empirical relationship between the parameter A and the lifetime of the spot (the Gnevyshev-Waldmeier rule), the dependence of the lifetime for stars with different effective temperatures is constructed and the values of the magnetic field strength H for spots is investigated. The applicability of solar analogies is discussed in the analysis of the activity of stars of different spectral classes, which would indicate the similarity of the processes responsible for the phenomena of activity of these objects. Comparisons with observational data are done. As a limiting situation, possible manifestations of spot activity in hot A stars are considered.

Keywords: stars: activity: spots: photometry: variability: lifetime: magnetic field

ЛИТЕРАТУРА

- 1. S.V. Berdyugina, Living Reviews in Solar Physics, 2, 8, 2005.
- 2. K.G.Strassmeier, Astron. Astrophys. Rev., 17, 251, 2009.
- I.S.Savanov, Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium, 294, 257, 2013.
- 4. I.S.Savanov, Astron. Rep., 58, 478, 2014.
- 5. A.McQuillan, T.Mazeh, S.Aigrain, Astrophys. J. Suppl., 211, 24, 2014.
- В.И.Обридко, Ю.А.Наговицын, Солнечная активность, шикличность и методы прогноза, СПб, ВВМ, 2017, 466С.
- 7. E.S.Dmitrienko, I.S.Savanov, Astron. Rep., 61, 122, 2017.
- 8. S.J. Bradshaw, P. Hartigan, Astrophys. J., 795, 79, 2014.
- 9. Y.A.Nagovitsyn, A.A.Pevtsov, Astrophys. J., 833, 94, 2016.
- 10. A.Kunstler, T.A.Carroll, K.G.Strassmeier, Astron. Astrophys., 578, A101, 2015.
- 11. I.S.Savanov, Astron. Rep., 2019, (в печати).
- 12. R.M.Roettenbacher, J.D.Monnier, H.Korhonen et al., Astrophys. J., 849, 120, 2017.
- 13. E.Isik, M.Schlussler, S.K.Solanki, Astron. Astrophys., 464, 1049, 2007.
- 14. I.S.Savanov, Astron. Rep., 2018, (в печати).
- 15. Y.A. Nagovitsyn, A.A. Pevtsov, A.A. Osipova, Astron. Nachr., 338, 26, 2017.
- V.See, M.Jardine, A.A.Vidotto et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 462, 4442, 2016.



АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ, 2019

ВЫПУСК 2

НЕОБЫЧНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА HD83058 В ОВ АССОЦИАЦИИ SCO-CEN

М.А.ПОГОЛИН¹, Н.А.ДРАКЕ³, <u>ЕГЖИЛИНСКИИ⊡</u> К.В.ПЕРЕЙРА¹, Г.А.ГАЛАЗУТДИНОВ^{1,42}, А.ХЕРРЕРА¹, Дж.ТЕЛТИН⁷, А.Ф.ХОЛТЫГИН⁴, Ю. К.АНАНЬЕВСКАЯ¹ Поступкта 22 цовбра 2018 Принята к печяти В мирра 2019

Представлены результаты спектросконии с высоким слектральным разрешением двойной системы ПD83058, расположенной в OB ассоциалии Sco-Cen. Наблюдения были проведены в обсерваториях ESO⁴и Сьерра Армазопес (Чили) в течение 3-х сезопов в марте 1998г., в 2007-2009гг. и в мае 2013г. Всего был получен 41 спектр объекта. На основе анализа лучевых скоростей линий обоих компонентов системы были получены элементы орбиты и определен орбитальный нериод P = 2.3650804 ± 0.0000034 дней. Используя модели звезиных атмосфер. мы разделили спектры двух компонентов системы и определили их параметры T = 25700 ± 400 K, logg = 4.27 ± 0.05 и T = 19200 ± 600 K, logg = 4.03 ± 0.20 для компонснтов А и В, соответственно. Мы подтвердили наличие движущихся локальных деталей на профилых дилий Sill в слектре компонента А, которые могут быть связаны дибо с пульсационной активностью звезды, либо с вращением пятноподобных неоднородностей на ее поверхности. Мы установили, что линии в снектре компонента В показывают другой тип переменности, при которой ширина и глубина практически всех атмосферных линий в отдельные даты изменяются в противофазе. Было показано, что система является в значительной степени асинхронной. Мы предполагаем, что десинхронизация могла возникнуть вследствие гравитационного взаимодействия системы с каким-либо третьим телом, так как плотность зясат внутри OB ассоциации должна быть гораздо выше обычной.

Ключевые слова: двойные системы: элементы орбиты: разделение спектров компонентов: спектральная переменность: HD83058

1. Введение. Яркая В2 звезда HD83058 (LVel, HIP 46950, V = 5^{*0}.03) из OB ассоциации Sco-Cen в начале 2000-х стада объектом программы поиская и хо сязи с мальом подгруппами объектов внутри самой ассоциации. Конечной целью этого исследования была локализация мест возможных вепышек сверхновых, которые и могли бы быть причиной "убегания" этих звезд. Сама процелура поиска закточалась в анализе: а) параллаксов, б) собственных движений и в) лучевых скоростей отдельных объектов и восстановдении их з-мерных траекторий пвижения по методу, первоначально писанному Хутерверфом и др. в [1]. Лучевые скорости нескольких объектов из деятков из зехзд-канадавена, сама везд-канадавена, свельсков събъектов из деятков взехд-канадизе в). Почевые скорости нескольких объектов из деятков взехд-канадизе бъектов из деятков из деятков.

обсерватории (ESO) в Чили с эпискис-спектрографом FEROS (см. подробнее раздел 2 "Наблюденов"). Обтор публиканий по этой программе приваден в работе Жилинского и др. [2], В этой работе быль также следан напод, что одна из ввезд программы HD83058 может представлять интерес и для дутих астрофизических исследований. Аторами было установлено, что HD83058: ад не инявется "убетающей" (гиламау) пездюй; б) представляет собой двой ную систему, осотоящую из двух честу раннего сисктрального казесае сорбитальным периодом около 2.3 дней; в) профили линий се более массивного компонента содержат локальные динжущиеся дставля; г) профили линий менес массивного компонента в отдельные даты становятся шире. По отдельности, некоторые свойственность этого объекта была отмечена еще в 90-х годах в работе [3], а наличие переменности профилей спектральных линий главато компонента систему, особужаднось Тентингом и др. в [4].

Задачами нашей работы были: а) существенное уточнение нараметров орбяты системы; б) определение основных фундаментальных параметров каждого из компонентов системы и в) предложение возможных выводов об особенностях спектральной переменности обоях компонентов.

 Наблюдения. В основу пастоящей работы были положены результаты наблюдений, которые были проведены на трех телескопах в течение трех наблюдательных периодов.

В марте 1998г. 16 спектров в области триплета SIIII 4553, 4568, 4575 были получены на спектрографе CES (Coude Echelle Spectrometer), установленном на 1.4-м телескопе CAT (Coude Auxiliary Telescope) обсерватории ESO (Чили). Спектральное разрешение аппаратуры соответствовало R = 50000.

С июня 2007г. по декабрь 2009г. 16 сисктров HD83058 были получены на 2.2-м телескопе обсерватории ESO (Чкли) с эшелле-сисктрографом FEROS (Fiberfed Extended Range Optical Spectrograph). Спектральный диапазон прибора окватыват 3.2.3800 –9200 АА при разрешении R = 48000.

В мае 2013г. наблюдения проводились на 0.84-м ИК телескопе обсерватории Сегго Агтаголев в Чили со спектрографом BESO (Bochum Echelle Spectroscopic Observer, R = 45000, диапазон длин волн λλ3600 - 8500 ÅÅ). Всего было получено 9 спектров.

Для работы были использованы лучевые скорости атмосферных линий в спектрах обоих компонентов системы. Эта скорость определялась как центр тяжести части нормированного профиля абсорбционной линии, окружающего минимум ее интенсивности Im на уровне интенсивности ниже Im = 0.1 (1-im). Таким образом, уменышалось влияние малоамплитулной переменности в центральной части профиля на имеряемую величину лучевой скорости. В сезоне 1998г. использовались линии тринета SiHI, в 2007-2009гг. - 5 линий: SiHI 4552 и 4568; MgII 4481 и HeI 5876. 6618. Область спектральной

Таблица 1

Дата	MJD	V _A (KM/C)	V _g (KM/c)	Спектрограф
15.03.1998	50887.021	66.4±0.7	-70.4 + 1.2	CES
18.03.1998	50890.012	-52.9 ± 1.4	126.0 ± 3.7	CES
18.03.1998	50890.056	-57.0±1.6	131.0 ± 0.1	CES
18.03.1998	50890.098	-60.3±1.0	139.0±0.3	CES
18.03.1998	50890.139	-61.6 ± 1.2	143.8±0.3	CES
19.03.1998	50891.025	55.0 ± 1.6	-59.2±2.7	CES
19.03.1998	50891.062	60.7±1.7	-67.2±2.2	CES
19.03.1998	50891.114	72.4±0.3	-80.4 ± 0.5	CES
20.03.1998	50892.144	-14.2±0.5		CES
21.03.1998	50893.047	-17.8±1.0	-	CES
22.03.1998	50894.051	77.5±0.5	-90.4 ± 2.4	CES
23.03.1998	50894.991	~61.0±1.2	144.0±1.2	CES
23.03.1998	50895.051	-59.8 ± 0.7	141.1±2.1	CES
23.03.1998	50895.102	-58.4±1.6	133.2±0.9	CES
24.03.1998	50896.000	92.4±0.2	-114.3 ± 5.2	CES
24.03.1998	50896.047	98.3±1.2	-126.2 ± 1.0	CES
01.06.2007	54252.986	-34.8 ± 2.5	91.4±2.9	FEROS
02.01.2008	54467.327	93.4 ± 2.2	-121.2±2.6	FEROS
23.02.2008	54519.012	35.0 ± 2.7	-	FEROS
24.05.2008	54610.975	-1.4±0.6		FEROS
23.12.2008	54823.320	-67.0 ± 2.4	152.0 ± 3.7	FEROS
09.03.2009	54899.185	-54.4±2.7	138.8 ± 3.4	FERÓS
12.05.2009	54963.957	86.6±2.7	-117.0 ± 2.2	FEROS
24.12.2009	55189.145	58.2 ± 3.4	-63.2 ± 2.5	FEROS
24.12.2009	55189.272	21.2 ± 3.4	-	FEROS
24.12.2009	55189.346	12.4±1.1	-	FEROS
25.12.2009	55190.121	-59.6±3.6	133.0±4.2	FEROS
25.12.2009	55190.158	-56.2±3.4	129.2 ± 2.9	FEROS
25.12.2009	55190.362	-20.0 ± 3.1	68.0±3.1	FEROS
26.12.2009	55191.132	95.8±2.2	-128.2 ± 1.3	FEROS
26.12.2009	55191.204	94.6±2.7	-124.8 ± 0.8	FEROS
26.12.2009	55191.360	81.2 ± 2.5	-106.4±3.3	FEROS
03.05.2013	56416.008	77.5±0.5	-93.7 ± 0.4	BESO
04.05.2013	56416.061	85.7±3.9	-101.2 ± 2.8	BESO
05.05.2013	56417.162	-50.5 ± 0.5	131.7±3.7	BESO
06.05.2013	56418.073	23.0±1.5	÷	BESO
06.05.2013	56418.109	27.8±2.3		BESO
06.05.2013	56418.996	60.5±0.5	-60.0 ± 0.1	BESO
07.05.2013	56419.038	49.1±0.5	-46.3 ± 0.5	BESO
08.05.2013	56421.001	96.5±1.6	-120.5 ± 1.3	BESO
09.05.2013	56421.043	95.2±3.9	-120.1 ± 2.0	BESO

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ КОМПОНЕНТОВ СИСТЕМЫ А И В

М.А.ПОГОДИН И ДР.

чувствительности телескова обсервятории Сото Аглаголов была склано смонена в красную сторону, и точно измерить удалось только лучевые скорости лиций ILC 5876 и 6618.

Результаты напиях измерений приведены в табл.1, гле указаны: дата, модифицированная полианская дата MID, дучевые скорксти обвих комполентов систехы с указанием опибки измерения и использованный спектрограф.

3. Определение параметров орбиты. В настояние время для определения орбитальных нараметров двойных систем обычно используются специализированные программы FOTEL [5] и KOREL [6,7]. Мы в работе использовали напу собственную программу, которая проста в унотреблении, а по точности определения параметров, как оказалось, не уступает тралиционным математическим методам.

Метод наших расчетов основан на сравнения наблядаемой фазовой кривой для предварительно определенного значения орбитального периода Р с теоретической кривой для орбитального дижесния:

$$V_r = K[e\cos(\omega) + \cos(0 + \omega)] + \gamma, \qquad (1)$$

где K - полуамплитула изменения V_a, е - экспентриситет, о - положение периастра, у - лучевая скорость пентра тяжести системы, а 0 - истипная аномалия.

Истинная аномалия может быть разложена в ряд по степеням экспентриситета по известной формуле:

$$\theta = M + 2e \sin M + 1.25e^2 \sin 2M - 4/3e^3 \sin M [1 - 13/4\cos 2M] + ...$$
 (2)

где $M = 2\pi(\Phi + \Phi_a)$ - средняя аномалия, Φ - фаза орбитального лвижения ($\Phi \in [0,1]$), Φ_a - фазовый двиг, между теоретической и наблюдаемой криными V_i , определяемый при расчетах. При небольших значениях экспентриситета бывает достаточно ляух-трех первых членов разложения.

Аппроксимация наблюдаемой фазовой кривой теоретической осуществляется путем минимизации суммы квадратов певязок для разных значений орбитальных элементов. При вычистениях каждого орбитального параметра использовался метод последовательных итераций, костда вначале фиксируются значения всех параметров кроме одного, значение которого и определяется на данном этале. После этого выбирается ужк следующий параметр и уточняется его значение. На каждом этале вычислений фиксироваными значениями для остальных параметров становятся те, что были сосчитаны на предылущим этапах. Процесс повторяется "по кругу" до наступления сколимости, т.е. когда сумма квадратов невязок доститает минимума. Окончательный набор параметров орбиты, полученный при такой процедуре, и будет решением. При малом экспентриситете и уданном выборе начальных изначения поределяемых параметров, сходимость наступает достаточно быстро (3-4 цикла итераций).

На следующем этане производится минимизация суммы невязок уже для разных значений орбитального периода *P*, что позводяет его существенно уточнить.

Точность определения всех орбитальных нараметров оненивалась путем проведения всех процедур вычислений по отдельности для всех четных и нечетных дат наблюдательного ряда. Для нараметров, общих для обоих компонентов системы (период, начальная фаза), дополнительной ощенкой зочности являлось также сравнение значений, полученных отдельно для обоих компонентов.

В начале расчетов мы произвели проверку на возможное существование в системе третьего тела, а также оценили некоторые орбитальные параметри, значения которых были затем использованы при точных расчетах в качестве первого приближения. Для этого была построена зависимость наблюдаемых лучевых скоростей спектральных линий для пвух компонентов системы А и В (A - более массивный), при этом использовались такие линии, ках SiII 4553, 4568; MglI 4481; НеI 5876, 6678 и др. Полученная зависимость похазанная на рис.1, носит чисто линейных характер и не показывает



Рис. 1. Зависимость амплятуя измещения пучевых скоростей линий а снестрая комнонентов системы А и В. На рисутке приведены вначения, усредненные для каждой даты по всем линим с указанием опибки среднего (см. табл.1). Пересчение полинома 1-й степени, апирокскимрующего зависимость, с биссектрисой примого угла (диния X = Y) соответствует собстаенной лучевой скорости системы у.

М.А.ПОГОДИН И ДР.

Таблица 2

Параметр	Зпачение	
Р (сутки)	2.3650804 ± 0.0000034	
	(1.7 ± 0.1) - 10'	
MJDo (сутки)	54000.8983 + 0.0071*	
K(B) (км/с)	137.3 + 1.5	
K(A) (KM/C)	81.1±1.4	
K(A)/K(B)	0.591 ± 0.010	
γ (KM/C)	14.5±0.5	

ОЦЕНКИ ОРБИТАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

• - для момента, когла $V_1(A) = V_2(B) = \gamma$, после чего $V_2(A)$ становится больше $V_2(B)$;

присутствие в системе какого-либо третьего тела. Пересечение этой линии с биссектрисой прямого угла (линия X = Y на рисунке) позволяет следать опенку параметра $\gamma = 13.9 \pm 0.5$ км/с, а по наклону прямой можно определить в первом приближении отношение амилитуд изменения лучевых скоростей компенентов A и B, а значит и отношение их масс $M_g/M_c = 0.592 \pm 0.010$.

Окончательные результаты определения нараметров орбиты приведены в табл.2.

Точность определения орбитального периода сильно зависит от длитель-



Рис 2. Лучевые окрости личий обокх компонситов считская А и В на фазовой зависныхсии, построенной для орбитального нериода P = 2*3550804 с нулевой фазой на MUD = 54000. Данные апрокомированы соответствующоми орбитальных кривами. Каждая точка на графике соответствует всплениям, усреднендым для данной даты по ражных линном, наблюдаемых в лу дату (ск. таб.1). Вертикстыные бары оболявают опибук усмерения каждой владичных. пости ряда наблюдений. Так, при использовании только данных, полученных в ESO в 2007-2009гг., точность определения периода была существенно пиже: P=2.56102 ±.000165 суток (см. нашу предварительную работу [8]).

Итотовые орбитальные кривые изменения лучевых скоростей обоих компонентов системы показаны на рис.2. Как можно видеть, орбита практически круговая.

Мы сравнили точности определения орбитального периода σ_p и эфемериды σ₁ с результатами подобных орбитальных решений, опубликованных в [9,10]. На рис.3 показаны зависимости всличины опиблико от величины периода, аппрокеммированные полиномами 2-й степени с указанием среднеквадратического отклонения от среднего. Видно, что наши результаты вполне соответствуют точности определения параметров, доститаемой в других работах, где применялись современные математические методы расчетов.



Рис.3. Зависимость ошибок определения орбигального периода с, и эфемерилы MDIO0, а, от величины нериода Р по данным работ (9,10) (темпае кружки) в сравнения с результатами, получешьски в настоящей работе (бользов светлый кружки). Зависимости, полученные в других работах, аппрокеммированы полиномами 2-8 степени (сплоиная линия) с указанием среднекондратического отклюниця (итриковае линия).

4. Определение фундамситальных параметров компонентов системы. К полобным параметрам компонентов системы относятся: эффекницая температура T_{ab} ускорение склы эжести logg, проекнионтая скорость раненных Кийт и скорость микротурбузенним И.

В настоящее время существует песколько специализированных програмы, полновнощих разделять на отдельные компоненты спектры люст – лизийных систем [7,11]. Мы в данной работе предсожили и использовали наш собствонный метод разделения спектров, основанный на построении и анализе сигтетических спектров компонентов системы в области расцичных спектральных лиций

В процессе исследовники мы столкнулись со сложностью, связанную с тем, что профила линий менее массилного композента В показывают в отдельные даты крупномаснитабные изменения. Встал вопрос о выборе недходитей даты, когда профили этого комполента можно было бы считать невозмущенными. Сравнение профилей линий этого комполента с синтетическими снектрами, постреенными для разных наборов параметров звезды новъздати, что паклучное соответствие достизается для снектров, полученных в новъздати, что паклучное соответствие достизается для снектров, полученных в новъздати. Будет показано ниже, подобные профили линий в спектре компонента В наблюдались во все даты наблюдатсялого сезона 2007-2009гг., кроме ляух цаг 02.01.2008 и 23.12.2008, когда эти профили были сильно искажены. Они и были использованы в нашем исследования.

Оненка величины Изілї была сделана по ширине профилей узких неглубоких линий, которая оказалась практически нечувствительной к остальных параметрам модели, втиянопия только на глубину линий. Используя линии MgII 4481.220 и ОII 4452.375 во всех спектрах, полученных в 2007-2009гг. в ESO (кроме лат 02.01.2008 и 23.12.2008), мы полученных в 2007-2009гг. в ESO (кроме лат 02.01.2008 и 23.12.2008), мы полученных в 2007-2009гг. в ESO (кроме лат 02.01.2008 и 23.12.2008), мы получения Изілі=57.4±1.0 км/с (А) и 27.0±1.4 км/с (В), которые хорошо соответствуют оценкам, приведенным в [2]: 64±2 км/с (А) и 24±2. (В).

Наша программа разделения спектров основана на предположении о сферичности звезд в этой системе. Наблюдаемый нормированный спектр всей системы состоит из суммы двух спектров для А и В, а интенсивности спектральных линий равны:

lobs = (Imod + a)/(1 + a) – для линий компонента A и lobs = (almod - 1)/(1 + a) – для линий компонента B, гдс lobs и Imod - наблюдаемая и модельная остаточная интенсковность линий обоих компонентов, а нараметр $a = [F_i(B) F_i(A)]$ ($R_g/R_g)^2$ – отношение наблюдаемого потока в непрерывном спектре компонентов B и A в области линии на длине волны A, при этом F_i – это энергетический поток в непрерывном спектре на единиц глощади поверхности звезды (берется из стандатных моделей Куруца), а R_i – разиус звезды.

По ходу работы было рассчитано более 600 синтетических спектров на основе ЛТР моделей по программе Пискунова SYNTH + ROTATE [12],

солержаних профили 7 линий, не показывающих признаки штарковских крыльев: MgII 4481.220; OII 4452.375, 4590.974, 4596.172; SiIII 4552.616, 4567.823.4574.759. При молелировании были охвачены стелующие диапазоны параметров звелл:

Т : от 20000 до 30000 К (А) и 14000-20000 К (В); logg: 3.50-4.50; Vt: 2-10 км/с.

Для кажлого молельного профиля вычислялся параметр a по формулам: a = (lobs - lmod)/(l - lobs) для A и a = (1 - lobs)/(lobs - lmod) для B. Все 7 используемых линий имсют близкие значения длины волны, в пределах которых зависимость a от длины волны оказывается незаметной.

По результатам для всех 7 линий строился график (см. рис.4), для каждой пары $T_{g'}$ и И, осями которого были logg и а. Если все 7 линий пересекались в одной точке с точностью по а не хуже ±0.02, соответствующие значения а и logg считались решением, найленным для данной пары $T_{g'}$ и И. На рис.4 показан пример найленного решения для компонента А, при котором для $T_{g'} = 26000$ К и M = 6.0 км/с были определены встичины a = 0.26 ± 0.01 и logg = 4.38 ± 0.10.



Рис.4. Зависимости царамстра о от нараметра log для данной пары парамстро T_o и Vi (модель для компонента A) для каждой из 7 выбращаща линий (3 дляния SiIII, 3 лиция OII) и линия A(gII, см. текст) Каждая точка на зависимости соответствует сояпадению центральной интенсивности данной линия в наблодаемом и синтетическом спектре. Пересечение всех 7 зависимости в одной точке позводяет парти истинную сентичник рамства.

Примеры модельной аппроксимации профилей триплета SiIII 4552, 4568, 4575, наблюдаемых на разных фазах орбитального движения, показаны на рис.5.



Рис.5. Пример модельной аппрокемчании наблюдаемого спектра НГЛ83058 для 2-х дат, соответствующих ранным орбитальным фехам. Данный участок спектра вслючает узме: линии триплета SiIII и 2 линии ОП. Верхиме нанели демонстрируют наблюдаемый спектр, а писяние - его аппрокеммацию ЛГР-модельным спектром, правчеты которого указывы на рисуще:

Оказалось, что наблюдаемые глубокие линии с широкими штарковскими крылькии (линии водородной серии Бальмера и линии гелия) значительто глубже тех же линий на синтетических спектрах, рассчитаных на основе ЛТР моделей. Для молельной аппроксимации мы использовали более современную программу TLUSTY, учитывающую также и не-ЛТР эффекты [13]. На рис 6-8 показаны примеры модельной аппроксимации профилей линий На, Нβ. и нескольких линий гелия, наблюдавщихся в дату MDD = 5519.204.

Более 80 моделей было рассчитано и в результате была достигнута хоронная точность аппроксимации всех наблюдаемых профилей линий. Область значений модельных параметров T_{ep} logg и Vi, при которых была достигнута удовлетворительная аппроксимация наблюдаемых спектров синтетическими. приведена на рис.9.

В результате нашего исследования были получены следующие параметры звезд - компонентов системы (см. табл.3).

Параметр *а* (для $\lambda = 4500$ Å) был определен как 0.255 ± 0.005 . Это, в свою очередь, приводит к оценке отношения радиусов компонент: $R_p/R_p = 0.66 \pm 0.03$.

НЕОБЫЧНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА HD 83058



Рис.6. То же, что рис.5, но для наблюдаемого спектра, содержащего линии На и Нβ с пирокими питарховскими крытыямо модольные спектра рассчитывались с использованием программы. П.USTY, учитывающей ис.ЛТР эффекты.



Рис.7. То же, что рис.6, но для области спектра, содержащей голубые лиции НеІ и линию MgII 4481.

219



Рис.8. То же, что рис.6, но для области спектра, содержащей линии НеІ 5876 и 6678.



Рис.9. Область значений модельных пареметров T_{ijk} logg и V_i , при которых быта зостигнута удожеторительная анпроскомация наблюдаемых сцектров сидтетическими. Пунктирными линиями отраничена область допустиках уличений парачетров, опредсиенныя только по 7 базовых линиям без широках играровских крыльев. Точки с барами ошибок соогветствуют линиям со впаровскими крыльями.

Таблица З

Параметр	A	В	
T	25700 ± 400 K	19200 ± 600 K	
logg	4.27 ± 0.05	4.03 ± 0.20	
VI	5.5±0.5 км/c	5.5±0.5 KM/c	
Vsini	57.4 ± 1.0 км/c	27.0 ± 1.4 км/с	

ПАРАМЕТРЫ КОМПОНЕНТОВ СИСТЕМЫ HD83058

Из уравнения функции масс:

 $[M_{A}/(M_{A} + M_{B})]^{2} M_{A} (\sin t_{ab})^{2} = (K_{B}^{1} P_{ab})/(2\pi G)$ (3)

нытскает:

 $M_{\rm A}(\sin l_{\rm orb})^3 = (1.36 \pm 0.014) M_{\odot}$.

При ожилаемой массе $M_{\rm A}$ от 15 до 20 M_{\odot} получается угол наклона орбиты $i_{\rm A}$ от 24° до 27°.

Эти ощенки позволнот определить скорость орбитального движения компонентов системы: V_{A}^{-} от 180 до 190 км/с и V_{B}^{-} от 300 до 330 км/с. Учитывая, что ожилаемые радиусы компонентов радусы орбит компонентов в логях радиусов звезд: r_{A} от 1.15 до 1.55 R_{A} и r_{B} от 3.1 до 3.8 R_{B} . Расстояние между компонентами r_{A} + r_{g} будет от 2.25 до 24.3 R_{B} . Используя известную формулу Интитона для радиусов полостей Роша [14], получаем $R_{mete}(A) = 1.4 + 1.8 R_{A}$ и $R_{maxe}(B) = 1.6 + 2.0 R_{B}$. То есть, заполнения полостей Роша у HD83058 нет.

5. Переменность спектральных линий у компонентов системы. Быстрая переменность профилей линий у основного компонента А наблюдается во все апохи. Сильнее всего она наблюдается у линий триглета SIIII 4552, 4568, 4575, но заметна также и у других линий, например, у MgII 4481. Пример такой переменности показан на рис.10 для 2-х линий SIIII 4552, 4568, по спектрам, полученным в 2 даты в декабре 2009г. На профилях видны бегупцие волны с характерным временем изменений порядка часа. Подобная переменность наблюдается у мний порядка часа. Подобная переменность наблюдается у мнотих звезд раннего спектрального класса. Она сяязывается, как правило, с двумя типами процессов: а) нерадиальные пульсации в атмосфере звезды и б) существование на поверхности звезды локальных заимулатылы неопнорациостей (магнитовитовиты в тиктен?), вращающихся вместе со звездой. В этом случае будет происходить так называемая вращательная модуляция профилей линий. Картина переменности в виде бегущих волн может быть достаточно сложной. Оба процесса могут приводить к очень похожим наблюдаемсям зфоектам, что затрупкет опнозначкую интерпретацию.



Рис.10. Примеры движущихся локальных деталей на профилях линий триллета SiIII, наблюдающиеся в спектре компонента А, в течение отдельных почей.

подобных явлений. Наблюдательный материал, представленный в настоящей работе, пока недостаточен для квалифицированного анализа переменности этого типа. Для его проведения требуются дополнительные наблюдения HD83058 с высоким спектральным и временным разрешением.

Совершенно другой тип спектральной переменности лехонстрировал второй компонент В во разные даты наблюдений. Еще в статье [2] было отмечено, что в отдельные даты ликии компонента В меняют свою ширину. Используя тот же наблюдательный материал, но расширив количество исследуемых ликий, мы полностью подгвердили этот первоначальный вывод, сделанный в [2]. На рис.11 показано, как по-разному выглядит профили 6 ликий в слектре HD83058, полученном в две разные даты наблюдений MJD54467.327 и MD55191.204. У некоторых ликий наблюдается блецпирование профили линии компонента В широком шпарковским крылом этой же ликив в спектре компонента А. На рисунке видно, что в первую дату профили ликий НЕОБЫЧНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА HD 83058



Рис.11. Изменения профилей спектральных личий компонента В, наблюдающиеся в отдельные даты. Профили, полученные в дату MID54467.327 приклюстрированы сплощными личиями, а в дату MID55191.204 - штриховыми личиями.

выплядели: a) болсе мелкими, б) более широкими, в) показывали заметное смещение в красную сторону. Они сильно отличались от профилей тех же линий в синтетическом спектре звезды. Но во вторую дату соответствие наблюдемых и теоретических профилей было хорошее.

Мы попытались исследовать временной масштаб этой переменности. На рис.12 ноказано изменение профилей 2-х линий HeI 5876 и 6678 от даты к дате в течение 2007-2009гг. (12 дат). Оказалось, что: а) в течение одной ночи переменность практически незаметна, б) от даты к дате она проявляется только как небольшие изменения глубины линии, в) и только в перевые 2 даты профили демонстрировали масштабные изменения, описанные выше.

Мы также проверили, наблюдалась ли такая картина переменности в другие эпохи (в 1998 и 2013гг.). Рис.13 (левый) иллюстрирует зависимость ширины профиля линии SiIII 4552, измеренной на уровне непрерывного спектра от ее глубины, построенную для всех трех эпох наблюдений (1998, 2007-2009, 2013гг.). Обращает на себя внимание то, что: а) ширина и глубина линии демонстрируют единую зависимость в разные эпохи на протяжении



Рис.12. Изменения профилей линий HeI 5876 и 6678 от даты к дате в спектре компонента В в сезон наблюдений 2008-2009гг. Тонкой линией показаны модельные профили



Рис.13. Левая лашен. Зависимость между шириной профики тинии SIII 4552 в спектре комонента В на уровне непрерывного спектра и его остаточной витенскивностью, наблюдавшаем в течение всего цериода наблюдений с 1998 по 2013гг. Правая паселе. Изменения ширины профикия линии SIII 4552 в спектре компонента В на уровне непрерывного спектра от даты к дате по двитикы 2013г.

более 15 лет, б) если в 2007-2009гг. появление широких и при этом мелких липий было отмечено только в 2 первые даты (см. рис.12), то в 1998г. они паблюдались во все даты, а в 2013г. практически не были вилны вообще.

Чтобы определить характерное время изменений профиля в 1998г., когда искаженный профиль наблюдался во все даты, мы построяли рис.13 (правый), илнострирующий временные изменения ширины профиля лиции S111 4552 в течепие 10 суток. По данным, полученным в данную эпоху, можно сделать вивод, что характерное время изменений должно быть порядка суток.

6. Обсуждение результатов и заключения. В результате нащей работы, где был использован итерационный метод, мы определили орбитальные изаранстры системы HD83058 с точностью σ_p = ±0.000034 (для периода P), и σ_τ = ±0.0011 для момента MJD(о). Как показало сравнение с подобными результатами других работ, где использовались традиционные математические методы, нами была доститнута не меньшая точность.

Используя метод сравнения наблюдаемых и теоретических профилей, мы разлелили спектры обоих компонентов системы А и В и определили их такие паракетры, как: T_{op} = 25700 ± 400 K (A) и 19200 ± 600 K (B); logg = 4.27 ± 0.05 (A) и 4.03 ± 0.20 (B); Vi=5.5 ± 0.5 (для обоих компонентов) и Vsini=57.4 ± 1.0 км/с (A) и 2.7.0 ± 1.4 км/с (B).

При этом мы смогли также вычислить отношение радиусов компонента В и компонента A ($R_{\rm b}/R_{\rm a} = 0.66 \pm 0.03$), оценить угол наклона орбиты к лучу зрения (от 24° до 27°), а также определить ожидаемые размеры орбит компонентов и скорости их орбитального движения. Оценка размеров полостей Роша показала, что звезды их не заполняют. Были также получены свидетельства, что система не является синхронизованной, хотя этот результат оказался достаточно неожиданным для системы с такими массами компонентов и таким коротким периодом. Для синхронизованной системы периоды вращения каждого из компонентов должны быть равны орбитальному периоду, а углы наклона их осей вращения будут совпалать с осью орбиты. В этом случае лолжно выполняться соотношение: $R_o/R_i = V \sin i(B) / V \sin i(A)$. Но, по нашим расчетам, отношение радиусов компонентов равно 0.66 ± 0.03, а отношение проекционных скоростей равно 0.47 ± 0.03. Этот результат противоречит необходимым признакам синхронизации системы. Причиной этого могли быть гравитационные взаимодействия системы с другими звездами из ОВ ассоциации Sco-Cen. где плотность звездного населения должна быть выше обычной. Эти же взаимодействия могли стать причиной спектральной переменности, наблюдающейся у обоих компонентов системы.

Мы подтвердили, что профили некоторых линий (главным образом линий триплета Silll 4552, 4568, 4575) в спектре более массивного компонента А демонстрируют быструю переменность, проявляющую себя как двяжение но профило докальных спектральных деталей. Это яндение может быль как провистияем перациальных пульсарий, нак и вранательной модуализии профилсй магнитоактилными образованиями на поверхности лисцы. Оба процесса могу привести к похожей картине переменности, и для их ядентификации требуетса дополнительный спектральный материал, полученный с высоким временным и спектральным разрешением.

Мы попытались систематизировать изменения, паблюдающиеся в лициях второго компонента В. По результатам анализа могут быть следащы следующие выводы:

 В отличие от переменности линий компонента А, у компонента В он наблюдается практически у всех атмосферных линий.

2. Характер неременности - это уменьшение в отдельные даты глубины линии, сопровождающееся унедичением ширины ее профиля. В такие даты профиля линий симыю искажены и по форме отличаются от профилей этик же линий на синтетических спектрах, построенных для разных параметров атмосферы. В остальные даты соотистствие наблюдаемых и теоретических профилей линий внолне удовсятворительное.

3. В разные эпохи наблюдений эта переменность проявлялась по-разному. В 1998г. почти во все даты линии были аноматьно широкими и мелкими. В 2007-2009гг. искаженные профили наблюдались только в две даты наблюдений в 2008г. (2 января и 23 декабря). В 2013г. подобные изменения профилей не наблюдались совсем.

 Во все сезоны наблюдений в течение 15 лет (с 1998 по 2013гг.) зависимость между шириной и лубиной отдельных атмосферных линий сохраняла свой характер.

5. Анализ временного масштаба изменений по данным 1998г. показал, что характерное время может составлять порядка суток. А переход объекта из обычного в активное состояние и наоборот может происходить на временном масштабе от месяцев до лет.

 Как и для компонента А, для дальнейшего исследования спектральной переменности компонента системы В требуются новые спектроскопические наблюдения высокого спектрального и временного разрешения.

Результаты настоящей работы интересно сравнить с результатами аналогичного исследования двойной системы Alpha Virginis (Спика), содержащей две звезды класса В с характеристиками, ближими к параметрам компонентов системы HD83058, также вращающихся по мало эксцентрическим орбитам с периодом около 4-х дней [15].

Участники работы из ГАО РАН (Погодин, Галазутдинов, Ананьевская)

выражают благодарность Программе Презилиума Российской академии наук (РАП) № 28 "Космос: исследование фундаментальных процессов и их взаимосвязей" за поддержку при выполнении этого исследования. Н.А.Драке благодарит фонды РФФИ № 18-02-00554а и № 18-52-06004_ Аз_а за финансових поддержку.

Мы также благодарим А.Е.Тарасова (Крымская АО) за полезные замечания при обсуждении работы на стадии се подготовки.

- Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, e-mail: mikhailpogodin@mail.ru
- ² Лаборатория наблюдательной астрофизики, Санкт-Петербургский государственный университет, Россия
- ⁹ Observatório Nacional/MCTIC, Rua General José Cristino 77, CEP 20921-400, Rio de Janeiro, Brasil
- ⁴ Instituto de Astronomia, Universidad Catolica del Norte, Av. Angamos 0610, Antofagasta, 1270709, Chile
- ⁵ Nordic Optical Telescope, Rambla José Ana Fernandez Peréz, E-38711, Breca Baja, Santa Cruz de Tenerife, Spain
- ⁶ Кафедра Астрономии, Санкт-Петербургский государственный университет, Россия
- Специальная Астрофизическая Обсерватория РАНЮ пос. Нижний Архыз, Карачаево-Черкесская Республика, 369167, Россия
- ⁸ Astronomy Center, University of Antofagasta, 02899, Av. Universidad de Antofagasta, Chile

THE UNUSUAL BINARY SYSTEM HD83058 IN THE OB ASSOCIATION SCO-CEN

M.A.POGODIN¹, N.A.DRAKE¹³, <u>E.G.JILINSKI¹³</u>, K.V.PEREIRA³, G.A.GALAZUTDINOV¹⁴⁰, A.HERRERA⁴, J.TELTING³, A.F.KHOLTYGIN⁶, Yu.K.ANANJEVSKAJA¹

We present results of high-resolution spectroscopy of the binary system HD83058 situated in the region of the Sco-Cen OB association. The observations were carried out in observatories ESO and Sierna Armazones (Chile) during three observing sets in March 1998, during 2007-2009, and in May 2013. 41 spectra have been obtained. On the base of radial velocity-curve solution we have determined the elements of the orbit and derived the period P = 2.3650804 ± 0.000034 days. Using stellar atmosphere models we have distentangled the spectra

of the two components of the system and derived the following parameters, $T_{g}=25700\pm400$ K, $\log g=4.27\pm0.05$ and $T_{eg}=19200\pm600$ K, $\log g=4.03\pm0.20$ for primary (A) and secondary (B) components respectively. We have confirmed the presents of local moving features in the SIIII line profiles seen in the spectrum of the A component, which can be connected with either pulsation activity of the star or the rotation of spot-like inhomegeneities on the stellar surface. We have also found that the lines in the spectrum of the B component show another type of variability, where the depth and the width of the profile of practically all atmospheric lines in certain dates are changed in counterphase. This double system is likely non-synchronized. We assume that the desynchronization can be the result of an interaction of the system with a third body because it located in a place of the OB association with star volume density higher than usual.

Keywords: binary systems: orbital elements: disentangling spectra of components: spectral variability: HD83058

ЛИТЕРАТУРА

- 1. R.Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, P.T. de Zeeuw, Astron. Astrophys., 365, 49, 2001.
- 2. E.Jilinski, V.G.Ortega, N.A.Drake et al., Astrophys. J., 721, 469, 2010.
- 3. L.O.Loden, A.Sundman., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 112, 9, 1995.
- 4. J.H.Telting, C.Schrijvers, I.V.Ilyin et al., Astron. Astrophys., 450, 1149, 2006.
- 5. P.Hadrava., Contr. Astron. Obs. Skalnate Pleso, 20, 23, 1990.
- 6. P. Hadrava, Astrophys. J. Suppl. Ser., 114, 323, 1995.
- 7. P.Hadrava, Astrophys. J. Suppl. Ser., 122, 581, 1997.
- 8. M.A.Pogodin, N.A.Drake, E.G.Jilinski et al., Proc. Symp. IAU, 302, 315, 2014.
- 9. F. Carrier, P.North, S.Udry et al., Astron. Astrophys., 394, 151, 2002.
- 10. K.Yakut, A.E.Tarasov, C.Ibanoglu, Astron. Astrophys., 405, 1087, 2003.
- C.P.Folsom, O.Kochukhov, G.A.Wade et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 407, 2383, 2010.
- N.Piskunov, in: "Stellar Magnetism", eds. Yu.V.Glagolevskij & I.I.Romanyuk. "Nauka", St. Petersburg, p.92.
- I.Hubeny, T.Lanz, NASA/GSPC, Code 681, "TLUSTY A USERS GUIDE", 1997.
- 14. P.P.Eggleton, Astrophys. J., 268, 368, 1983.
- 15. D.Harrington, G.Koenigsberger, E.Olguin et al., Astron. Astrophys., 590, A54, 2016.

АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАИ, 2019

ВЫПУСК 2

INVESTIGATION OF LONG-PERIOD VARIABLES IN THE CATALINA SOUTHERN CATALOG: NEW CARBON STARS AND FALSE OBJECTS

N.MAURON¹, K.S.GIGOYAN², K.K.GIGOYAN³, L.P.A.MAURIN⁴, T.R.KENDALL⁵ Received 5 December 2019 Accepted 13 March 2019

As part of our ongoing study of the evolved giants in the galactic halo, we consider the sample of 1286 (ong-period variables (LPV)) in the southern hemisphere provided by the Catalina Sky Survey experiment. These LPVs have periods P > 80 days and amplitudes >0.2 mag. First, by using the Hamburg/ESO spectral urvey, we aim to determine the spectral type as either M-type or C-type for objects located in the imprint of this survey, $N > 30^\circ$. Of 135 LPVs obeying this selection, we classified 93, and found only 2 new cathons tars. Secondly, we consider faint LPVs. We discovered that many lie at -1 arcmin from a bright Mira catalogued in the General Catalog of Variable Stant (GCVS) with identical period. We study these superious cases in detail, and conclude that, for as many as 56 faint Catalina LPVs, their variability is due to contamination by tight from the bright, neighbouring GCVS Mira an instrumental attrafact. We conclude that when dealing with divant, faint Miras in the Catalina catalog, researchers should pay attention to the polluting effects of neighbourng BCVS with divable beingt.

Keywords: Catalogs-Galaxy: surveys: late-type stars: carbon stars: M stars

1. Introduction. The galactic halo is one of the major components of our Galaxy. Although considerable attention has been given to its component stellar populations and their properties, the populations of asymptotic giant branch (AGB) stars located in the halo deserves more attention. One method to find AGB stars is to search for carbon (C) stars. Huxor and Grebel [1] synthesized our knowledge on the subject and list -200 C stars in the halo. The origin of the majority of them is the Sagittarius dwarf galaxy, which is tidally disrupted in its orbital path around the Milky Way. Another method, adopted in this work, is to consider samples of variable stars for which light periodicity is obvious, and long periods (>100 days) are measured. In this work, we consider the recent Catalina Catalog (Catalina Sky Survey - CSS) of Southern Periodic Variables [2].

In order to better know the sample of the 1286 LPVs presented in the Catalina survey, we performed two distinct investigations: firstly, examination of spectra of a small subsample of these objects, located at high galactic latitude ($|b| > 30^\circ$). For these objects, a spectrum can often be found on the plates of the Hamburg/ESO

N.MAURON ET AL.

objective prism survey [3,4]. This investigation is carried out to determine if the list of HG is complete, or if it is still possible to find numerous new carbon stars. The second investigation aimed to focus on faint stars of the Drake et al. LPV sample. Because some of them are very faint (V = 17.0), and assuming that they are Mira or SRa variables, their distances can be considerable, typically 100 kpc or more. Our approach and results are described below in more detail.

2. Classification of Catalina Southern LPVs Lying at $|b| > 30^{\circ}$. Before spectral classification is described, some properties of the Southern Catalina catalog [2] are worth pointing out. The catalog of 1286 LPVs represents 3.4 percent of the total 37745 variables of all types in the complete database. It is interesting to note that in the release of the Catalina DR1 northern catalog [5], there were 512 catalogued LPVs. This indicates that either the southern experiment is more sensitive, or that the galactic plane has been covered to a greater extent than in the north, or both.

Fig.1 is a map showing the distribution of the 1286 southern LPVs, shows as small circles. All have $\delta < -20^\circ$. Many Catalina LPVs are closer to the Milky Way plane than $|b| = 20^\circ$. Thus, this sample is dominated by the galactic disc stars, with a small fraction being actually at high galactic latitude. A large number of stars are detected in the Large Magellanic Cloud, and also in the Fornax and Sculptor dwarf galaxies. This demonstrates that this sample reaches distances as great as 140 kpc (Formax).

Among the 1286 LPVs, many are relatively bright. For example, for a Catalina magnitude V_{css} < 13.0, there are 579 stars. But there are also many faint stars:



Fig. 1. Equatorial mag R.A. - Dec. of 1286 Catalina long-period variables (circles). Dotted lines indicate b= 2^{-1} of and - 2^{-0} L cong datade lines show the average location of the Sg tidal arms To the right, F and S mark the position of the Formax and Sculptor dwarf galaxies, respectively. At lower right, the chump is due to the Lange Magellandic Cloud. This pito shows that a considerable number of the Catalina LPVs are located close to the Milly Way, but that this expension probes up to 150 kpc away, the distance of Formax. The 2 new carbon stars are indicated by large filled hexanos:

230

315 have $V_{css} > 15.0$, with 67 as faint as V_{css} 17.0 to 19.0. With the assumption that these stars are Miras, or periodic semi-regulars, their absolute magnitude is around $M_V \approx -3.0$ [5], and the distances of these 67 fainter stars would be of the order of 100 kpc or greater.

2.1. Spectral Classification. In order to determine spectral classification, we use the Hamburg/ESO (HES) survey. This survey is online at https://www.hs.uni-hamburg.de/DE/For/Exg/Sur/hog/online/index.html/. These plates are deep since the survey reaches B_j =18.0. However, this survey is restricted to high galactic latitude ($b > 30^\circ$). In addition, HES spectra are centered in the blue region from $\neg 3200$ Å to 5300 Å, and this may induce a bias against the reddest objects. When examining HES spectra, the M-type classification is based on the presence of TiO bands at 5167, 4954, 4854, 4762, and 4584 Å. In contrast, C-type classification is based on C₂ bands at 5165 and 4737 Å. Although the linear resolution is 15Å at Hy, the separation C or M-type is quite clear when the tSL arises (Reference online e.g. for Data Release 12 http://www.sds.org/ dr12/spectra/).

Fig.2 illustrates the HES spectra for stars KG-21 (a C-type star) and KG-40 (an M-type star). In the field covered by the HES survey, there are 135



Fig.2. HES low-resolution spectra in the range 3200-5300 Å for the stars KG-21 (a C-type star, left panel), and for KG-40 (an M-type star, right panel). The molecular bands of the C₂ at 4737, 5165 Å, and TiO at 4954, 5167 Å are indicated. Both fields are 15'×15'.

Catalina LPVs. Of these 135 objects, our examination on the plates yielded 93 objects. The catalog of these objects, named KG-01 to KG-93, will be made available at CDS.

2.2. Carbon Stars. Although most are M-type, five C-type stars were found.

They cannot be dwarf carbon stars since dwarf stars are not large amplitude periodic variables. Here, we examine these peculiar objects individually. Coordinates are from 2MASS [6]. Periods P, time-average V-band magnitude V₆₅₅ and amplitude AV are from the Catalina catalog.

1) KG-03: $\alpha = 00^{9}50^{m}SR^{*}93$, $\delta = -33^{*}2R^{*}35^{*}.1$, P = 196.0 days, $V_{\rm GW} = 16.23$, $\Delta V = 1.1$ mag. This star is in the Sculptor dwarf galaxy (ALW 3 in SIMBAD) found by [7].

2) KG-05: $\alpha = 01^{h}01^{m}53^{s}.40$, $\delta = -65^{o}18'23'.4$, P = 162 days, $V_{cys} = 15.71$, AV = 0.5 mag. This star is a known C-type star in the halo of the Magellanic Clouds, namely [KID97] 079-024 [8].

3) KG-21: $\alpha = 04^{h}56^{m}31^{*}.15$, $\delta = -31^{o}29'32^{*}.7$, P = 147 days, $V_{cos} = 14.26$, AV = 1.4 mag. This star was already known [9]. It is not yet present in the SIMBAD database (CDS). Since the Mauron et al. paper was published recently [9], it is also not in the HG list.

4) KG-62: $\alpha = 21^8 26^m 50^3.92$, $\delta = -37^803'50^4.0$, P = 225 days, V_{rSS} = 14.29, AV = 1.5 mag. This is a new carbon star discovery. It is not in the listing of HG, nor in CDS.

5) KG-67: $\alpha = 21^h 43^m 41^s$, 14, $\delta = -34^o 14'31^s$, 1, P = 158 days, $V_{css} = 14.78$, $\Delta V = 0.47$ mag. This is a new carbon star discovery, neither in the listing of HG, nor in CDS.

We note that KG-62 and KG-67 are separated by a few degrees, and that there is no dwarf galaxy in this field. Comparison of their positions with the main locus (displayed in Fig. I) of the tidal arms of the Sagittarius dwarf galaxy strongly suggests that these two new C stars originate in the Sgr dwarf. Confirmation with radial velocities is necessary.

2.3. Peculiar M-type Stars. We discuss here three cases of M-type stars, before treating in the next section the subject of light contamination by bright, angularly close objects. The first star KG-08 is member of Fornax, and is useful for obtaining a typical absolute magnitude. The others are KG-63 and KG-83.

KG-08: When cross-matching the Catalina coordinates with the point-source catalog of 2MASS [6], the only 2MASS object within 4 arcseconds is at $\alpha = 02^{h_3}9^{m_15'.33}$, $\delta = -34^{o_1}5'08'.3$, and this identification is secure. This star was named F25006 by Whitelock et al. [10], when they performed a near-infrared JHK monitoring of stars in Formar. They find F25006 variable, but period is given. The 2MASS single-epoch catalog provides $K_s = 13.62 \pm 0.049$ while Whitelock et al. give a time-averaged $K_s = 13.74 \pm 0.25$, in good agreement. Catalina finds it to be periodic with P = 196 days, and its phased light curve is of satisfactory quality. The 2MASS J - K_s is 1.18, which is consistent with our M-type classification. Because the distance of Formax is known (147 kpc), this star allows

us to derive an absolute magnitude for this period: one finds $M_x = -7.1$.

KG-63: The J2000 coordinates in the Catalina catalog are $\alpha = 322^{\circ}.63795$, $\delta = 53^{\circ}.96635$ (in degrees). An interrogation of the USNO-B1.0 catalog [11] shows that within 10 arcsec, there is only one matching object, located at 0.39 arcsec from the Catalina position, and at $\alpha = 21^{\circ}30^{--}33^{\circ}.14$ and $\delta = -53^{\circ}5748^{\circ}.8$ (J2000), Examination of the POSS Digital Sky Survey images confirms this identification (see Fig.3). The R-band magnitude of this USNO-B1.0 object is 18.9. The DR2 Catalina light-curve data are good and a value P = 223 days is given by the DR1 [5] catalog. The mean V-band Catalina magnitude is V=17.5, and the amplitude is 1.5 mag. If this stat is in fact a semi-regular SRa variable, it is at a considerable distance. This star has a faint counterpart on the 2MASS survey images, and the 2MASS point-source catalog gives at the above coordinates an object with K = 15.60 \pm 0.2, clearly seen in the 2MASS images. Adopting this K and the K-band absolute magnitude of KG-08 (since periods are nearly equal), we obtain a distance 350 kpc, This is astonishingly large and requires further study.



Fig.3. Finding charts with size 300 arcsec, North is up, East to the left, from red Palomar Sky Survey digitized images. On the left panel, KG-63 is indicated by ticks and the Mira X Ind is the brightest star in the field (angular separation 51°). On the right panel, KG-83 is indicated by ticks and the Mira DS Gru is the third brighter star in the field and is indicated by the letter M (angular separation 46°).

By interrogating the General Catalogue of Variable Stars [12] for which we did not find any error in the coordinates, it is very intriguing that there exists a bright Mira located 51 arcsec North-East from KG-63 and with the same period: the Mira is X Ind. Its V-magnitude is between 8.0 and 13.0 as given in the GCVS, with a period 226 days, with $\Delta V = 5.0$ mag. This Mira is clearly seen on the POSS plates (see Fig.3), but it is not present in the Catalina catalog because of saturation.

KG-83: In Catalina, the dataset is of satisfactory quality, with $V_{css} = 16.8$, period of 225 days, and amplitude 0.9 mag. This star is in 2MASS at

N.MAURON ET AL.

 $\alpha = 22^{h}43^{m}11^{*}.06$ and $\delta = 41^{m}31^{*}12^{*}.0$ (J2000), $K_{n} = 15.25$, $J - K_{n} = 0.71 \pm 0.16$. The same position is found in USNO-BL0, where a R-hand magnitude $R_{1} = 18.3$ is given. There is no doubt of the identification of KG-83, which would be at a considerable distance if a true AGB star. Again, in the GCVS, we find a Mira at 46[°] from this object. This Mira is DS Gru, period 259 days, amplitude from 9.8 to 15.0 in the V-hand. These two cases, where the faint periodic Catalina star is found in the vicinity (at -1 arcmin) of a bright GCVS Mira with both having the same period, suggest that variability of these faint objects is an artefact. We think that the variability of the faint Catalina star is due to the bright nearby Mira which saturates the Catalina detector and has a strong polluting halo. In other words, the faint Catalina star is a false long-periodic variable, although it does correspond to a star catalogued in USNO-B1.0. In order to know more about this effect, we investigate below its frequency and characteristics in the whole (north and south) Catalina LPV catalog.



LPV IN THE CATALINA CATALOG

3. Artefacts. We consider on one hand the northern and souther Catalina long-period variables. On the other hand, we consider the GCVS, and we search for GCVS neighbours (within 200 arcsec) of Catalina LPVs. There are of course objects which are in both catalog and at the same coordinates, within -3" which is the precision of coordinates from Catalina. GCVS coordinates are excellent, in general better than 1 arcsec, when a comparison is made with USNO-B1.0 or 2MASS or Gaia coordinates. We found as many as 56 Catalina cases where a bright LPV is in the 200" field. All these but one are Miras. They lie at -1 arcmin of the Catalina object, and with near-identical period.

In Fig.4, we show the histogram of angular separation (left panel). It is seen that it peaks at -50° , and very few pairs have separations between 100° and 200°. In the middle panel, we show the α , δ offsets, and again the odd angular distribution suggests an instrumental effect. The right panel displays the histogram of period differences. Most of them are <5 days, a value close to the typical error in the period determination. These panels show that it is a relatively frequent occurrence to find such false long-period variables. Several cases occur where 2 or 3 false LPVs surround the same bright Mira. For example, there are 4 false LPVs around AQ Cen, with separations of 135, 107, 92, and 59 arcsec.

4. Discussion and Conclusion. Our original goal was to perform spectral classification of Catalina southern LPVs. The method is to scrutinize objective-prism spectra offered by the Hamburg/ESO digital survey. Because this survey is based on blue plates and is limited to high galactic latitude (|b| > 30), only a fraction of Catalina objects can be studied. Neverthless, we could surely classify 83 cases out of 135 Catalina LPVs located in this region of the sky. We found 5 carbon stars. Two are new discoveries. The rest are M-type. Fig.1 shows that they are not concentrated along the location of the Sagittarius tidal arms, but instead are found in the $\alpha = 300$ to 360° region of RA. The origin of these M-type LPV stars is therefore not explained with the available information. We cannot distinguish a thick disk or a halo membership. Further attention should also be paid to the 52 unclassified stars.

While scarching for very distant Catalina LPV stars, as faint as K=15.0, which corresponds to 250 kpc if $M_{\rm K}^{-.7.0}$, we found a large number of catalogued LPVs relatively close (-1 arcmin) to bright Miras of the GCVS, and with the same period. The best explanation that we propose is that the variability of faint objects is due to contaminating light.

In conclusion, we find that the overwhelming majority of LPVs in the southern hemisphere and at $|b| > 30^{\circ}$ are M-type stars. We also recommend researchers to take into account the polluting effect described here when seeking to identify very distant LPVs, and to verify that no large amplitude bright LPVs

are located within -3 aremin.

Acknowledgments. The authors thank our refere for many remarks that greatly improved the manuscript. We also thank Dr. D.Engels for help in using the Hamburg database, and Dr. G.Rudnitskij for writing the Russian abstract. K.S.G. thanks CNRS, LATMOS, University of Versailles Saint Quentin en Yvelines, and LAM (Marseille) for supporting this study. This research has made use of the 2MASS and USNO-B1.0 catalogs, the SIMBAD and VizieR Databases operated at CDS (Strasbourg, France) and the Catalina sky survey database supported by the U.S. National Science Foundation and NASA.

- ¹ University of Montpellier, LUPM UMR 5299 (UM/CNRS) CC 72, 34095 Montpellier, France, e-mail: nicolas.mauron@umontpellier.fr
- ² NAS RA V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory (BAO), Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am
- ¹Yerevan State University, Armenia
- ⁴ Observatoire des Ifs, 6 impasse des Ifs, 84000 Avignon, France
- ¹ Northampton, NN1 4RG, United Kingdom

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ В ЮЖНОМ КАТАЛОГЕ CATALINA: НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ И ЛОЖНЫЕ ОБЪЕКТЫ

Н.МОРОН¹, К.С.ГИГОЯН², К.К.ГИГОЯН³, Л.П.А.МОРЕН⁴, Т.П.КЕНДАЛЛ³

В рамках продотжения исследования прозвелюционированиях звезд-гигантов в галактическом гало рассмотрена выборка 1286 долтопериодических переменных (ДПП) южного поущария из Обзора Неба Catalina. Эти ДПП имеют переменных Р>80 суток и амплитуду >0.2 mag. Целью работы было, во-первых, определить, используя спектральный обзор Натобигу/60, спектральные классы звезд как Мили С дия объсктов, расположенных в области обзора, [b]>30°. Из 135 ДПП выборки были классифицированы 93, и были найлены только 2 новые уллеродные звезды. Во-вторых, были расстоятные клабаке ДПП. Найдено, что многие из них находятся на расстоянии ~1 мин дуги от яркой звезды типа Миры из Общего Каталога Переменных Звезд (ОКПЗ), имеющей такой же период. Были исследованы эти подозрительные случаи и сделан вывод, что по крайней мере у 56 слабых из ДПП обзора Catalina переменность вызваны примесью света от яркой соседней Мириды из ОКПЗ (инструментальный).

236

аргефакт). Следан вывол, что при исследовании далеких слабых Мирил из капалона Сякыйна следует обращать внимание на эффекты светового загрязнения от соселних ярких переменных объектов.

Ключевые слова: Каталоги-Галактика: обзоры: звезды поздних классов: углеродные звезды: М звезды

REFERENCES

- 1. A.P.Iluxor, E.K.Grebel, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 453, 2653, 2015.
- A.J.Drake, S.G.Djorgovski, M.Catelan et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 469, 3688, 2017.
- 3. D.Engels, H.J.Hagen, N.Christlieb et al., ASP Conference Ser., 232, 326, 2001.
- 4. N. Christlieb, D. Reimers, L. Wisotski, The Messenger, 117, 40, 2004.
- A.J.Drake, M.J.Graham, S.D.Djargovski et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 213, 9, 2014.
- 6. M.Strutskie, R.M.Cutri, R.Steining et al., Astron. J., 131, 1163, 2006.
- 7. M.Azzopardi, J.Lequeux, B.E.Westerlund, Astron. Astrophys., 161, 232, 1986.
- 8. W.E.Kunkel, M.J.Irwin, S.Demers, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 122, 463, 1997.
- 9. N. Mauron, K.S. Gigoyan, G.R. Kastandyan, Astrophysics, 61, 101, 2018.
- P.A.Whitelock, J.W.Menzies, M.W.Feast et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 394, 795, 2009.
- 11. D.G.Monet, S.E.Levine, B.Casian et al., Astron. J., 125, 984, 2003.
- 12. N.N.Samus, E.V.Kazarovets, O.V.Durlevich et al., Astron. Rep., 61, 80, 2017.


АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ, 2019

ВЫПУСК 2

ЗАМЕЧАНИЯ О СВОЙСТВАХ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДЫ НD37776

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ, А.Ф.НАЗАРЕНКО Поступила 28 ноября 2018 Призтята к печати 13 марта 2019

Рассмотрены результаты исследования магнитного пода и его структуры у звезды НD37776, выподпенные разными авторами. Отмечаются значительные протизорения между орудоватами, копорые пе позводнайт считиять, что звезда конмательно музчена. Основная причина опибочных результатов состоит в сложности структуры магнитного пода. В результяте этоно возникают прудностя кимперений магнитного пода ис ок интерперации.

Ключевые слова: магнитные поля звезд: модели: звезда HD37776

1. Веедение: Злесь мы еще раз рассматриваем магнитное поле уникальной магнитной звезды HD37776, потому что результаты ее исследования очень прогиворечивы. История ее исследований довольно болгат. Нас интересует в первую очередь внутренняя структура магнитного поля этой звезды, потому что поверхностная структура существует не сама по себе. Химически пекулярные (CP) звезды обычно имсют силяные поверхностные магнитные поля субер собычно имсют силяные поверхностная структура существует не сама по себе. Химически пекулярные (CP) звезды обычно имсют силяные поверхностные магнитные поля собычно имсют силяные поверхностные магнитные поля субер очисываются наклоненными к оси вращения виртуальными магнитными диполями. Кривая изменения продольной составляющей магнитното поля Ве исслестиче вращения выдсты в таких случахи похожа на синусокцу. Звезды НD37776 (как и звезды HD18078, 149438 [1]) является исключением из этой общей тенденции. Она имсет многоволновую вращательную модуляцию продольной сонястичног толя, что указывает на сложную поверхностную и внутренною структуру поля.

2. Результаты предыдущих исследований. Томпсон и Ландстрит [2] внервые получили фазовую кривую изменения продольного магнитного поля Ве(Ф) звезды НD37776 с помощью Нβ поляриметра. Достоинством этих измерсний является то, что ови получены по линими водорода и не полвержены атиянию неравномерного распределения разных химических элементов по поверхности. Фазовая кривая имеет необъчную форму, за один период врашеющи наблюлаются два положительных и два отришательных максимума магнитного поля, а фактически шесть, как будет видно из дальнейших результатов. Авторы ренниця, что наиболее нермятна структура квадрунольного подя. Преднодатается, что внутри звезны имеются две токовые нели, создающие два наманиченных объема, приводните к поухлигольной структуре магнитного подя. Таким образом, впервые была найдена звезда со сложной структурой магнитного поля, отличной от обычно паблюданникся простых однодипольных систем, и предсказава реальная мнутренняя структура поля.

Болендер [3] описал изменение магнитного подя НD37776 нутем предноложения дипольно-квадрупольно-ситупольной структуры магнитного подя. Таким образом, впервые выполнено математическое описание формы (не физическое объяснение!) фатовой зависимости изменения продольного магнитного подя *Be*(0) заемы HD37776.

Болендер и Ландстрит в [4] снова обсулили сложную модель магнитного поля НD3776, которая хорошо описывает фаховую зависимость магнитного ноля 8е(Ф). В отличие от работы [2], в которой распределение магнитного поля поверхности определяется лаумя виртуальными магнитными ликоляхи внутри звезды, в данной работе распределение ноля на поверхности описывается математической комбинацией диполя, квадрунови и октупкать. Важно отметить, что модель предсказывате маскимальную величину магнитного поля на поверхности порядка 60 кГс. При этом получаются три величины магнитного поля, которые относятся, соответственно, к динолю, квалрунолю и октуполю. Очевидно, что они не имеют физического съысла и не указывают на то, что на поверхности везды имеются точки с такой напряженностью. Опыт использования этой методики показывает, что величины магнитного поля, соответствующие диполю, квадруполю и октуполю, всегда получаются очень большими (см. Заключение), но иногда исследователи принимают их за реальные величины на поверхности.

В работе [5] для звезды HD37776 сделана опенка угла наклона звезды $i = 90^\circ$ и построена модель магнитного поля, состоящая из коллинеарных диполя+квадруполя+октуполя, соответственно имеющих величины магнитного поля 3.4, -59, 44 кГс. Полутно заметих, что знание углов і при моделировании и при исследовании происхождения и зволюции магнитных звезд, имест первостепенное значение, но величина угла $i = 90^\circ$ для этой звезды в дальейшем не подтвердилась. Относитсльно нереальности многополюсного метода описания поверхностной структуры магнитного поля делаем такое же замечание, как и в предыдущем примере.

Новая методика моделирования магнитных структур была разработана в [6-8]. Создана программа моделирования магнитных полей химически пекулярных (СР) звеза при предположении дипольного характера их структуры (раннее название - метод "магнитных монополей"). Таким образом, была поставлена задача не формального математического описания поверхностной

СВОЙСТВА МАГНИТНОГО ПОЛЯ HD 37776

структуры магнитного поля, а залача найти такую внутреннюю структуру магнитного поля, которая создавала бы наблюдаемое позерхностное распределение магнитного поля, как это было правильно сделано в [2]. Основания для такого предположения даны в Заключении. По этой методике позднее (2001г.) была исследована модель магнитного поля HD37776.

Романюк и соавторы [9] описали историю исследований звезды HD37776, привели се основные параметры и представили результать спектральных наблюдений. Оказалось, что продольное магнитное поле *Be*, измеренное по линиям гелия, изменяется не в предстах ±2 кГс, как в работе [2], а как ±20 кГс. Акторы обращают внимание на рекордно сильное локальное поле, достигающее 60 кГс при измерении линий некоторых химических эзементов (более подробно результаты рассмотрены далее), а также на то, что этот результат понтверживает предсказания мультипольных моделей [3,4]. В работе Романюка и соавторов [9] приведена зависимость изменения интенсивности W₈ линии гелия "5875.7 с фазой периода вращения. В фазах Ф = 0.5 - 1 наблюдается широкий максимум, а в Ф = 0.3 узкий минимум. Зависимость будет провлализирована в разделе 3.

В работе [10] тоже была сделана попытка найти конструкцию, состоящую из диноля, квадруполя и октуполя для описания наблюдаемой фазовой зависимости Be(Ф) для HD37776. Такая математическая конструкция была найдена, но, как говорилось выше, не имеет физического смысла (см. Закисичене).

Хохлова и соавторы [10] исследовали конфигурацию магнитного поля HD37776 с использованием метода доплер-зеемановского картирования по спектрам, полученным на 6-м телескопе [9]. При этом было найдено, что угол *i* = 90°, оцененный в работе [5], является ошибочным, на самом деле его величина находится в пределах 30 - 50°. При решении обратной задачи конфигурация магнитного поля искалась в виде комбинации диполя,



Рис.1. Распределение магнитного поля по поверхности HD37776, полученное методом доплер-зеемановского картирования.

квадруполя и октуполя с произвольной ориспрацией, помещенных в пентре звезды. Распределение магнитного поля по поверхности изучено по линиям пазных химических элементов. Отмечается, что таким образом внервые выполнено доплер-зеемановское картирование быстро вращающейся магнитной твезны HD37776. На рис.1 показана полученная карта распределения магнитного поля по поперхности HD37776 с использованием зесмановских спектров гелия. Это распределение совершенно не соответствует зависимости Ве(Ф) из работы [2]. По диниям других химических элементов результат оказался таким же. Как видно из дальнейших работ по моделированию распределения магнитного поля по поверхности HD37776, полученное в [10] распределение не имеет с ними ничего общего, в том числе при использовании того же наблюдательного материала. В работе [4] определению фиксируется сложная топология магнитного поля вследствие того, что фазовая зависимость имсет два положительных и два отрицательных экстремума. Тем не менее, в этой модели указанный факт сонершенно не проявляется. Авторы акцентируют внимание на том, что на поверхности звезды существуют области с экстремальным магнитным полем Be = 60 кГс, что полтверждает результат в [4].

В работе [11] постросна модель магнитного поля звезды HD37776 методом "магнитных диполей (мононолей)" с использованием фазовых зависимостей продольного поля Ве(Ф) из [2] и среднего поверхностного магнитного поля $Bs(\Phi)$ (mean magnetic field modulus) из [9]. Моделирование с применением двух этих фазовых зависимостей позволяет обойтись без знания угла наклопа звезды і, который получается автоматически при построении моделей. В работе определенно показано, что магнитное поле формируется тремя магнитными липолями, а не одним, как обычно бывает. Угол принят как i = 90° на основании vsini из [9], подтверждая оценку, сделанную в [5]. В результате оказалось, что магнитное поле имеет структуру, похожую на однодипольную, с осью, параллельной оси вращения. Экстремумы Вз приходятся на фазы Ф = 0.1 (минимум) и 0.62 (максимум). Диполи располагаются под небольшими углами к плоскости экватора. Таким образом, структура HD37776 оказывается довольно необычной (см. раздел 3). Впоследствии была рассчитана другая модель при предположении угла i=45°, которая значительно отличается от обсуждаемой в рассматриваемой работе.

Кочухов и др. [12] выполнили новое исследование структуры магнитного поля HD37776 с применением магнитной доплеровской техники при анализе профилей спектральных линий методом DI Invers10, описанным Пискуновым и Кочуховым [13] и Кочуховым и Пискуповым [14]. Угол наклона оси вращения к лучу зрения принят как *i* = 45°, который найден в работе [10].

В начале работы авторы пересмотрели мультипольную модель Болендера [5]. В этой модели сила магнитного поля и его структура определяются

неличинами поля на полюсах от диполя B_{e^*} квадруполя B_{i} и октуполя B_{i} , которые оказались, соотнестственно, равными -1, -4.3 и 97 кГс. В результате такой комбинации получается, что поле на поверхности изменяется от 35 до 100 кГс. Среднее поверхностное поле изменяется от 43 до 49 кГс. Авторы работы [12] посчитали этот результат неправльным.

Следующим шагом была реконструкция топологии магнитного поля HD 37776 с помощью метолики DI Invers10, которая позволяет найти поверхностное распреление вектора малнитного поля и химического состава с помощью олновосменного использования спектрополяриметрических данных из [9] и кривой продольного малнитного поля из [2]. Ценность такого подхода состоит в его физичности, по сравнению с применявшимся ранее мультипольным методом. Новый способ моделирует отдельные профили линий. При моделировании карта новерхности была разбита на 1176 яческ (см. рис.5с в [12]), поляризованный синтетический снектр вычислен для линии HeI 5876 Å. В результате получено распределение магнитного поля по поверхности, показанное на рис.2а, взятое из [12]. Хорошо видно наличие нескольких магнитных областей. Штриховыми эллинсами обозначены "магнитные" области, черными кружками показано положение магнитных полюсов, полученных путем моделирования "метолом линолей" [6-8]. Более подробно об этом булет сказано в разделе 3. В цервом приближении характер распределения магнитного поля в обоих случаях совпадает. Это естественно, потому что исходный материал один и тот же. Таким образом, получено распределение магнитного поля по поверхности, коренным образом отличающееся от результата в работе [10].

В отличие от неудовлетворительных результатов, получаемых с помощью многополюсной модели поля, реконструкция DI Invers10 магнитной геометрии поля дает, как считают авторы, превосходное соответствие круговой поляризации спектров и адекватного описания фазовой зависимости Ве(Ф), полученной в работе [2] (рис.1 в рассматриваемой статье [12], верхняя панель). Кроме распределения магнитного поля по поверхности, полученного из анализа линии HeI 5876 Å, была также определена концентрация гелия в разных участках поверхности. Гелий сконцентрирован в двух "пятнах", отмеченных на рис. 2а белыми кружками. Положение центров двух гелиевых "пятен" в фазах Ф = 0.3 и 0.7 взято из [12]. Оказалось, что его содержание изменяется от умеренной недостаточности, по отношению к химическому составу Солнца, до избытка в 100 раз. Проблема состоит в том, что концентрация гелия оказывается никак не связана ни с распределением продольного поля Ве, ни среднего поверхностного магнитного поля Вз (рис.1 в [12]). Гелиевое "пятно" в фазе 0.3 совпадает с минимумом Bs, другое гелиевое пятно на фазе 0.7 совпадает с максимумом Bs [12]. Это свидетельствует о том, что нет связи содержания гелия с силой магнитного поля, что противоречит известному свойству гелия

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ, А.Ф.НАЗАРЕНКО



Рис.2. Распределение манитиото поза по поверхности HD3776 a) Распределение матитиото поза по поверхности HD3776 a) Распределения с помощью кода InvestI0 на основе исползования спектроподрижирических данных и кривой изменения В«О». Шприховой литией обозначены области мацититого пода, получения упутем молелирования истотом "магнитиных липлаей". Крузков - положение техневах Глатей , b) распределение манититого пода, получение честорах "магнитиных".

и других химических элементов. Если обратиться к результатам работы [9], то можно сденать такое же заключение. Из серии нашки исстадований известно, что содержание гелия в магнитных Не-г звездах пропорционально величине магнитного поля. В этом состоит большая проблема.

Далее авторы отмечают, что примененный метод DI Invers10 показывает поразительно другую картину распределения магнитного поля по поверхности у HD37776 по сравнению с предложениями предылуших многополярных моделей. Топология поля сложна и особенно неосесимметрична. Существует шесть различных областей с положительной и отридательной магнитной поляриотых, ото полтерждает результат, полученный в работе [11]. Следует

особо отметить, модель DI Invers10 дает существенно более слабую напряжепность поля. чем преднолагалось ранними авторами ([4,9,10] Bs=60 кГс) на основе многонолюсного молелирования (мы уже отмечали выше, что величины магнитного поля, получаемые мпогополюсными молелями, не имеют физического смысла, об этом булет сказано в Заключении). Изменения напряженности поля оказываются в пределах от ≈5 кГс до ≈30 кГс по поверхности звезды, что все силе много по сравнению с типичными магнитными звездами В-типа, но. безусловно, меньше, чем поле на нескольких наиболее экстремальных представителях СР звезд. Средний молуль магнитного поля HD 37776 колеблется от 13 до 16 кГс. Это существенно ниже прогнозируемого молуля поля ≈46 кГс по многополюсной модели и данных непосредственных измерений в работе [6] (см. рис.1, нижняя панель в рассматриваемой статье). Данное исследование изменения продольного магнитного поля HD 37776 ясно продемонстрировало фундаментальное ограничение моделей многополюсного поля, основанных на использовании тодько кривой Be(Ф). В то время как для многополюсной модели требуется рекордное поле, для воспроизведения измерений Ве, магнитный DI Invers10 лает на порядок более слабое магнитное поле, причем средняя напряженность поля равна Bs=14.5кГс. Но это больше, чем получается при моделировании "методом диполей" (см. разлел 3), где Bs=3.76 кГс. Это меньше среднего поверхностного поля, непосредственно измеренного с помощью эсемановского расщепления во многих СР звездах.

Модель Кочукова и соавторов [12] описывает только видимую полусферу звелы, поэтому магнитные области на рис.2а занимают преимущественно верхнюю часть карты, ниже экватора их нет. Применяемая методика не может точно описать распределение магнитного поля по всей поверхности. Резюмируя это отметим, что необходимо повторить эту работу с использованием зависимости $Be(\Phi)$ из работы [9], где амплитуда Be, полученная по линиям область с разными величинами и знаками магнить влияние переналожения областе с разными величинами и знаками магнитного поля. Методика DI Invers10 создана для однодипольной структуры магнитного поля. Методика DI Invers10 создана для однодипольной структуры магнитного поля. Туруно область с разным знаком и разной величиной магнитного поля. Туруно предсказать, как это влияет на профиль и распределение позвризация в нем, но очевидно, что используемая зависимость $Be(\Phi)$ из работы [2] подвержена влиянию этого эффекта. Она определение по закризуда. Следовапотьно, результаты работы [12] следует считать несколько исхаженными.

В данной работе авторы обращают внимание на результаты численного моделирования, выполненного в работе [15], которое продемонстрировало, что как тороидальные, так и полоидальные магнитные поля сравнимой силы должны присутствовать в звезде, чтобы поддеживать глобальную стабильность епруктуры реликтового поли. По с этой точки трения нельзя объяснить сложные многорянальные магнипнае поля и структуры с значаельным ожещением диноля из негитра, также как у ПО3776 и других звоер [6,17].

3. Наше исследование.

1 вариант. В работах [18,19] построена модель крупномасштабной состав лношей магнитного поля ПD37776 мстодом "магнитных диполей (моноподей)". Лля этого, как и в предылущем случае, использованы фазовые зависимости Ве(Ф) из работы [2], причем модель была вычислена при предноложении угла наклона звезды к лучу эрения (= 45°, найденного в работе [10]. Наша современная оценка всличины кллі приводит к і 65°, но результаты молелирования не сильно различаются. Параметры молели приведены в табл.1 в первых стоябцах, обозначенных как "Н". Величина виртуального маллитного заряда обычно измеряется в сдиницах максимального значения, но в данном случае все они оказались примерно одинаковы и приняты равными 1. Обозначения в таблице следующие: $\lambda = долгота и \delta = широта монополя. <math>\Delta a$ - расстояние монополя от центра звезды в единицах радиуса, Δl - расстояние между монополями в единицах радиуса звезды. Подтвержден наш предыдущий результат []]], что магнитное поле формируется тремя магнитными диполями. находящимися практически в плоскости экватора воащения, но с разными расстояниями между монополими. Расстояние монополей от центра звезды Аа оказалось одинаковым, порядка ~0.5 радиуса звезды. Распределение магнитного поля по поверхности показано на рис.2b и схематически на рис.2a. Магнитище липоли располагаются вблизи экватора (табл.1). На рис.3 показано располедение сидовых линий внутри звезды, белый круг в центре обозначает положение конвективного ядра, внутри которого, вероятно, нет сильного магнитного наблюдаемая (точки) и модельная (сплошная линия) фазовые зависимости Ве(Ф) показаны на рис.4а, а модельная фазовая зависимость среднего поверхностного магнитного поля Ва(Ф) представлена на рис.4b. Отклонение

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ, ВЫПОЛНЕННЫХ ПО "ВОДОРОДНЫМ" (Н) И "ГЕЛИЕВЫМ" (Не) ИЗМЕРЕНИЯМ

N	Заряд		λ, °		ð,°		$\Delta a, R$		Δl , R.	
	Н	He	H	He	H	He	H	He	H	He
1	+1	+1	355	20	0	0	0.5	0.5	0.42	0.38
2	-1	-1	55	75	0	-3	0.5	0.5		
3	+1	+1	145	137	+5	-3	0.5	0.5	0.35	0.50
4	-1	-1	185	198	+3	0	0.5	0.5		
5	+1	+1	255	259	0	-6	0.5	0.5	0.22	0.54
6	-1	-1	280	324	+15	-6	0.5	0.5		

СВОЙСТВА МАГНИТНОГО ПОЛЯ НД 37776

опледыных измерений от модельной зависимости оказывается в пределах 3 ог. Зависимость ВиФ ию форме противоноложна той, которая получена в работе [12]. Среднее поверхностное малиитное поле оказалось равным Bs = 3760 Гс [6], максимальные модельные подирные величины Bp равны = 10358 и = 10733 Гс. Обращаем внимание на то, что везда HD37776 относится к магнитыми нестам с гелиевыми апомалиями, которые имеют поле в среднем Bs = 2.5 кГс, что кноем еньние, чем у звезд Si и SrCrEu-типа [20]. По нашим оценкам это



Рис.3. Распределение силовых линий в плоскости экватора внутри звезды HD37776, полученное по методу "магнитных диполей".

происходит вследствие малого возраста звезд с гелиевыми аноматиями, у которых крупномасштабное дипольное магиятное ноле не успело сформироваться в лостаточной степени. Кроме того, невозможно представить себе структуру мапититного поля, при которой продольная составляющая равнялась бы $B = 2 \kappa \Gamma c$, а среднее поверхностное поле при этом $Bs = 60 \kappa \Gamma c$. Выше мы отмечали, что амплитуда $Be(\Phi)$, по-видимому, несколько занижена вследствие переналожения областей с разным знаком и величикой магнитного поля. Есть основания считать, что поле Be следует увеличить в 1.5-2 раза, но не болес. Следовательно, вероятное значение $Bs \approx 6-7 \kappa \Gamma c$.

Наша модель, основанная на гипотезе дипольных магнитных структур, позноляет предсказать распределение магнитного подя по всей поверхности (рис.2a, b). Черныхи точками на рис.2a отмечено положение магнитных полюсов в соответствии с нашей моделью, штриховые кружки скематически показывают положения магнитных областей, белые кружки - положения центров гелиевых "пятен", взятых из работы [12]. Вблизи A = 0° находится положи гельный полсе, далее ки знаки чередичется. Славнивая рис.2a и 2b, мы видим. Ю.В.ГЛАГОЛІ-ВСКИЙ, А.Ф.НАЗАРЕНКО



Рис.4. Рекультата моделирования методом 'магнитных янголом'; а) Именение магнитноо поля по "водородным" измерениям, точим – иммерения, сплонная, анияи – модель, b) Модельная заявсимость изменения среднего новерхностного магнитного поля №(0) с фахой первода вращения Ф

что по долготе $\lambda = 0^{\circ}$, 25°, 60° и 180° магнитные области, в обнием, совпальют, хотя имеются некоторые различия. Так, область поля с отришательном полириостько ($\lambda = 25^{\circ} = 30^{\circ}$) находится значитслько выше украстора, ан нашей карте магнитный полюс находится на экваторе. Это первая особенность. На этом же рисунке имеется область с большой величиной магнитного поля в точке ($\lambda = 205^{\circ}$, $\delta = 30^{\circ}$), которой на нашей карте нет, у нас там находится область между положительным и отрицательным магнитными полосами. Это вторая особенность. Если бы эта область была на самом деле, то в этой фазе должен был бы быть на зависимости $Be(\Phi)$ пик значительной величины.

2 вариант. В данной работе мы попытались промоделировать структуру

манитното подя лекды HD3776, используя измерсники манитното подя по линии нелия 3.5876Å из работы [9]. Угол $i = 45^\circ$, как и в предыдущем случае. На рис.5а точками показная наблодаемая зависимость, сплошной линией модельная. По форме она такая же, как и "водородная", т.е. наблюдаются три положительных максимума и три отрицательных, но амплитуда изменений "слиевою" заялитного полов болше в**десть раз**!! На рис.5 показана модельная зависимость $B(\Phi)$, которая противоположна "водородной" зависимости на рис.4b, она имеет сдвит по фазе "гедневой" зависимости по отношению к "водородной" на величину $\Delta \Phi = 0.5$. Основные параметры модели, выполненной после смещения зависимость $B(\Phi)$ на $\Delta \Phi = 0.5$, приведены в табл.1 во вторых столбнах, обозначенных как "He". Согласие параметров такой модели, кроме величин B_{e_1} похученных по "водороду" и "гелию галя и ПОЗгито, удовлетворительное, это показывает, что структура магнитного поля определятель тем и же трем магнитьство.



Рис.5. Моделирование магнитного поля методом "динолея" по измерениям лични телия 2.5876 Å. а) Наблюдения - точки, модель - сплошная диния; b) модельная зависимость Ва(Ф).

динолями. Распределение магнитного поля по поверхности у них практически одинаховое. Учитывая сказанное, проднолагаем, это внутренния структура, представленная на рис, а циранедника для обеки моделей.

Выше мы уже обсуждаля непонятное явление, когда распределение телия совершенно не связано с манитным полем. На рис.2а приведена карта паспределения маниятного поля из работы [12], причем на нес наложена схема распределения манитного поля, которос получатся одинаковым по "водоводным" и "телисвым" измерениям. Сведнее поверхностное "телисвое" матнитное поле оказывается неправдоподобно большим $B_3 = 66 \, \mathrm{kTc}$. Это больше, чем предсказывают результаты детального расчета [12] Вз = [4,5 кГс. или определенные нами по "водородным" измерениям Bs = 3.76 кFc. Таким образом, мы столкнулись с проблемой, заключающейся в том, что маниятное поле, определяемое по гелию, ровно в десять раз больше, чем по водородным лициям. Этот поразительный результат, заведомо переальный, и его надо как-то объяснять. Частично это событие может возникнуть в результате особенностей методики измерсний. Чтобы пытаться понять, в чем может быть дело, рассмотрим результаты измерений магнитного поля по смещению центров тяжести той же спектральной линии. Зависимость на рис.5а построена по измерениям центральных областей линий, а рис.6 по измерению центров тяжести линий гелия, взятых из [9]. Хорошо видно, что наблюдается большой разброс в пределах в среднем около 2кГс и зависимость ничего общего с рис.5а не имеет. Возникает предположение, что сильное магнитное поле заметно только при измерении центральной области спектральных лиции, остальная



Рис.6. Изменение магнитного поля Be(Ф), полученного по измерению центра тяжести линий Не < 5876 Å.

СВОЙСТВА МАГНИТНОГО ПОЛЯ НД 37776

часть спектральной линии практически не показывает зеемановского эффекта. Вероятно по этой же причине "волородные" измерения оказываются на порядок ченыше "слеиевых". Если это гак, то возможно, что измерения по центрам водородных линий приеди бы тоже к большой всличине поля, всличина манинного поля, измеренная по 4-м линиям Si, оказалась такого же порядка, как и по линиям He, если исключить одно измерение, равное 6 h кГе [9]. Очевидно, в этом эффекте может состоять одна из причин сильнейних разногласий между результатами, т.е. одна из причин разногласий закночается в разночи четодык измерения. Этот пример показывает, что от способа наведения на линию результат измерения всличным магнитного поля может различаться в 10 раз. Совершенно понятно, почему подучается слишком больщая всличина поля, оцененная многополярным математическим методом. По пенонятно различие результатов, получаемых по линиям водорода и ислия.

Очевидно, что кроме описанного эффекта существует явление переналожения областей с разной полярностью на видимой полусфере, которое должно приволить к уменьшению амплитуды и "водородной" и "сялкевой" фазовых винесимостей Ве(Ф). В таком случае мы должны предположить соответствующее уменьшение амплитуд фазовых зависимостей Ва(Ф). Выше мы уже упоминали, что учет переналожения может привести к уведичению Вз в 1.5-2 раза. В таком случае "водородная" дипольная модель приведет к Вз -6-7 кГс, а "гелиевая" к 100 - 120 кГс. Очевидно, что метод DI Invers10, используя фазовую зависимость Ве(Ф), полученную по линиям водорода, не учитывает влияние перекрытия положительных и отрицательных областей на величину Ве и она тоже приводит к уменьшенным величицам матнитного поля.

4. Заключение. В начальный период исследований некоторые авторы пытались описать фазовые зависимости Ве(Ф) и распределение магнитного поля по поверхности с помощью сферических гармоник. Рассматривается рад полиномов Лежандра разных порядков - диполя, квадруполя, октуполя и т.д. Таким путем можно удовлетворительно описать наблюдаемую фазовую зависимость Ве(Ф) с разными коэффициентами, которые подбираются опытным путем. Но эти коэффициенты не имеют физического емысла. В физике магнитное поле описывается виртузаным магнитным диполем, аналогично электрическому диполю. Физического смысла не имеет также описание фазовых зависимость й с помощью синусова. Наблюдаемое магнитное поле не является исто поверхностным явлением, оно связано с глубокими структурами. Дипольное представление структур магнитного поля имеет физическую основу.

Рассмотрев представленные выше результаты исследований магнитного поля HD37776, мы видим, что они полны противоречий. В первую очередь

мы должны обосновать реальность нания модельных расчетов. В настоящее премя общенринята реликтовая тинотеза происхожления магнитных звезт [2]. 221. Сжатое вместе с протозвездным облаком полоидальное магнитное поле, отелицио. иногла имеет сложнию структуру, особенно в результате прохожления нестапионалной фазы Хаянии. Существует мнение, что поде в таких протозвездах концентрирустся в отдельных слоях, ячейках, маничных жгутах, волокнах и т.л. [23.24]. В результате в фазе НАсВе будущие магнизные звезлы имеют очень слабое, запутанное поле. Тем не менее, в объеме булущей маниятной звезды сохраняется некоторый общий крупномасипабный вектор, или два-три всктора полокдального магнитного поля. Поэтому суммарное магнитное поле звезды перед выходом ее на Главную последовательность состоит из двух фракций - крупномасштабной реликтовой (полоилальной) и мелкомасштаблой (запутанной). После формирования магнитной лучистой звезды мелкие магнитные структуры относительно быстро исчезают вследствие омической лиссипации за время $t = 4\pi\omega r^2$, гле ω - проводимость (слазмы, r - характерный размер намагниченной плазмы. Кроме этого магнитные силовые линии претерпевают изменения под действием силы натяжения $T = AB 4\pi$, гле A поперечное сечение малитной трубки и В - напряженность малитного поля. Эту возможность, очевидно имел в виду Мосс [23], когда говорил, что мелкомасштабное поле должно диффундировать в более однородную форму. Таким образом, сложные магнитные системы оказываются неустойчивыми и со временем разрушаются. Вследствие больших возрастов магнитных звезд, в них, в конце концов, остается только крупномасштабная полоилальная составляющая, которая в первом приближении хорошо описывается виртуальным магнитным диполем. Это показали наши результаты моделирования около 120 магнитных звезд [20]. Уже в самом начале своих исследований Бэбкок обнаружил. что профили спектральных линий не содержат признаков присутствия магнитных "иятен" в исследованных звездах. Звезда намагничена целиком и структура магнитного поля дипольная. Матисс и др. [25] акцентирует внимание на том. что среди расщепленных магнитным полем линий не заметно наличия несмещенной компоненты, которая возникла бы, если бы на поверхности звезды были бы области без поля или с другой величиной поля. Престон [26] тоже отмечает, что если мультиполя высокого порядка и присутствуют, то они имеют очень небольшой интегральный эффект, преобладающий компонент в магнитных звездах всегда дипольный. Эти и другие соображения привели к созданию метода моделирования магнитных полей химически пекулярных звезд, называемого "методом диполей" [6-8].

Звезда HD37776 молодая, ес возраст logt=7.00 лет [27], поэтому на се поверхности возможно наличие сохранившихся неоднородностей магнитного поля. Частично этим можно объяснить "клочковатость" магнитных областей.

СВОЙСТВА МАГНИТНОГО ПОЛЯ HD 37776

которая заметна на рис.3. На рис.7 показана зависимость возраста звезд Него их положения на Главной последовательности. Звездочкой показано место везды HD37776 [27]. Вероятно, всличина *R/Rz* завышена, скорее звезда паходится ближе к ZAMS. На рис.8 ноказано распределение гелисых звезд но величинам *Bs*, взятых из работы [27]. Вилно, что средние поверхностные величины магиитного поля находятся в узмки пределах 0-10 кГс. По величине *Bs*, определенной из "водоролных" измерений, звезда HD37776 находится в пределах, занимаемых другими звездами с гелиевыхи аномалиями, она на



Рис.7. Положение звезды HD37776 среди других звезд такого же типа некулярности на диаграмме Герципрунга-Рессела.



Рис.8. Распределение звезд с аномальными пиниями телия по величине Вз. Звездочка - звезда HD37776, по модети [18,19], кружок - то же по модети [12], правая точка - по измерениям линии геля.

рисунке отмечена звездочкой. Но в соответствии с результатом моделирования но "гелиевыми" измерениями она отскакивает сильно вправо. Результат Кочукова с соавторами находится в предслах, занимаемых звездами с голисвыми аномалиями. Из рассмотрения этого распределения можно следать предноложение, что в измерениях магнитного поля в работе [9] либо заключена какаято ошибка, дибо мы имеем дело с выдающимся явлением. Наше мнение, основанное на опыте многочисленных исследований структур манилных полей химически некулярных магнитных звезд, состоит в том, что измерения ноля HD37776 следует увеличить в 1.5-2 раза, чтобы учесть влияние переналожения областей с разными знаками магнитного поля, по и в этом случае звезда окажется в наблюдаемых пределах. Если же сделать такую же поправку для измерения поля по линиям He, то окажется, что величина Bs > 100 кГс. Обращаем особое внимание на то, что в работе Хохновой и др. [10] отмечается. что "ширина спектральных линий достигает 5 А и она обусловлена зеемановским расщеплением, однако вследствие быстрого вращения наблюдаемые компоненты замыты и не разрешены". В то же время в работе с уверенностью говорится о поле, равном 60 кГс. Но тогда величина изпі=132 км/с в каталоге [28]. оцененная несколькими авторами, не соответствует ширине лиции 5 Å.

Сложная структура профилей звезды HD37776 обсуждается в работе [29], где упоминаются признаки эмиссии в Па. Если это так, то реальность измерения поля по пентрам спектральных линий оказывается сомнительной Переналожение эффектов от магнитных областей с разным знаком трулно учесть при измерениях поляризации и формы профилей спектральных линий. Наша дипольная модель это учитывает, но не учитывают сами узмерения.

В отличие от рис.3 магнитные полюса, в соответствии с результатами нашего модегирования, располагаются ваоль экватора звелы (рис.2b). Преимушественно малый угол с у магнитных звеля представляет собой известное свойство магнитных звеза. Оно объясняется тем, что в магнитных протозвелаях преимущественные направления магнитных полей вдоль плоскости экватора возникают в результате лействия избирательной селекции в процессе "магнитного торможения". Максимальная потеря момента вращения и, затем, отделение от немагнитных нормальных протозвеза, происходит среди тех магнитных протозведных облаков, которые имеют малый наклон магнитной оси к плоскости и и вращения [30]. Таким образом, предположение о липольном характере структур магнитного поле момента вращения подтвердили это. Малая вероятность того, что потеря момента вращения произошла в фазе НАсВе, обсумается в работе [31].

В настоящем анализе мы предполагаем, что сильные различия магнитного

СВОЙСТВА МАГНИТНОГО ПОЛЯ HD 37776

поля на поверхности звезды HD37776, обнаруживаемые разными методами. объясняются сложной структурой крупномасигтабного магнитного поля, а также присутствием мелкомасштабной фракции, отдельные фрагменты которой могут иметь сильное поле. Как говорилось выше, на наблюдаемую "водородную" фановую зависимость Ве(Ф) (рис.4а) влияет эффект переналожения разных маглитных областей, имеющих разный знак, которые располагаются одновременно на видимой полусфере. Это обстоятельство должно приводить к искоторому уменьшению амплитуды изменения магнитного поля Ве. Поэтому очевилно, что после учета этого эффекта величины Ве и молельное среднее новерхностное магнитное поле Вз должны были бы увеличиться. Вероятно. отскок измерений вверх в Ф = 0 на фазовой зависимости рис.4а происходит именно по этой причинс. Но, очевидно, учет этого эффекта не увеличит поле до 30, и тем более до 60 кГс. Такой же вывод, как мы видели, сделан в [12]. Мы полагаем, что учет "эффекта переналожения" увеличит среднее поверхностное магнитное поле, определяемое "методом диполей", не более чем в 1.5-2 раза. Таким образом получаем Вs ≈ 6-7 кГс. Методика DI Invers10 тоже не учитывает эффект переналожения. Третий эффект заключается в том, что мелкомаештабная фракция магнитного поля состоит из ячеек с положительным, отринательным и с нулевым магнитным полем. Суммарный эффект должен приводить к расширению спектральной линии, увеличивая фиктивно vsini. В фазах положительного поля на видимой полусфере больше ячеек с сильным положительным полем (или их плошаль больше), и наоборот. Очевилно, что расшепленные в сильном поле зеемановские компоненты накладываются на расширенный несколькими эффектами профиль и становятся заметными. С возрастом мелкомасштабные магнитные структуры релаксируют в крупномасштабную полоидальную форму, в результате среднее магнитное поле гелиевых звезл Вз должно стремиться с возрастом к увеличению, как у Si и SrCrEu-звезд. Не-strong звезды на два порядка более молодые, чем звезды SrCrEu-типа. Следовательно, их магнитное поле содержит значительную долю мелкомасштабной фракции, которая после фазы НАеВе не успела еще достичь такой же степени релаксации в крупномасштабную структуру, какая наблюдается у звезд SrCrEu-типа. По этой причине звезды с аномальными линиями гелия имеют в среднем вдвое меньше магнитное поле [20]. По этой же причине еще более молодые звезды НАеВе имеют величины поля только порядка десятков, иногда сотен, гаусс. Возможно, пример звезды HD37776 показывает, почему звезды НАеВе имеют только очень слабое поле. Запутанное поле может иметь небольшие ячейки с очень высокими величинами поля [23,24]. Они должны хорошо выделяться на фоне сложного профиля, если занимают достаточно большую площадь. Но среди узких спектральных линий металлов зесмановское расщепление от самых намагниченных ячеек легче

отленить от яческ с другой величиной поля, чем при использовании более широких линий водорода. По-лому манитное поле, определяемое по уихим диниям гелия, больше соответствует полю в ячейках. Пока это только предисложение. Предстаит более подробное исслеование этой месша. Таким образом, сисныме развичия малитного поля на поверхности лесцы. П1237776, общаруживаемые разными методами, можно объяснить сложной структурой крупноментибного матитного поля на также присуствием мецкомасниябной фракции, отдельные ячейки которой могут иметь сильное поле. Та же методика измерения матитного поля но линиям ПВ, примененная для неследования звези «2СVn и 53Сат, у которых магнитися поле имеет более простую конфитурацию, принела к прекрасным результатам [32].

Работа [12] тоже дает искаженные данные, потому что не учитывает влияние перекрытия на фазовую зависимость Be(Ф) из работы [2].

В заключение следует сделать следующее замечание. В настояннее время в литературе обсуждается мнение, что теоретически устойчикы только иклюндалью-тороидавные малиятые структура [15]. В нашки исследованиях магнитных структур мы неоднократно пытались обсуждать проблему несоответствия наблюдаемых свойсть с этими теоретическими предсказаниями. Создается впечатление, что упомянутая полоидально-торокдальных теория устойчивости магнитных структур чело-то не учитывает.

В связи с обсуждаемыми проблемами наметим основные залачи дальнейшего исследования звезды HD37776:

 В чем причина столь колоссального различия результатов "водородных" и "гелиевых" измерений магнитного поля?

2) Почему распределение телия по поверхности звезды не связано с распределением магнитного поля?

3) Каково влияние областей с разным знаком магнитного поля на видимой полусфере звезды на фазовую зависимость магнитного поля Be(Ф)?

Специальная астрофизическая обсернатория РАН, Россия, с-mail: glagol@sao.ru

СВОЙСТВА МАГНИТНОГО ПОЛЯ НД 37776

REMARKS ON THE PROPERTIES OF THE MAGNETIC FIELD OF A STAR HD37776

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ. A.F.NAZARENKO

The results of the investigation of the magnetic field and its structure in star HD37776, performed by different authors, are considered. There are significant contradictions between the results, which do not allow us to assume that the star has been finally studied. The main reason for the erroneous results is the complexity of the structure of the magnetic field. As a result, there are difficulties in measuring to the magnetic field and its interpretation.

Keywords: magnetic field stars: models: star HD37776

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Yu.V.Glagolevskij, A.F.Nazarenko, Astrophys. Bull., 72, 2017.
- 2. I.B. Thompson, J.D.Landstreet, Astrophys. J., 289, L9, 1985.
- 3. D.A. Bohlender, PhD Thesis, Univ. Western Ontario, Canada, 1988.
- 4. D.A. Bohlender, J.D.Landstreet, Science News, Jan. 27, 1990.
- D.Bohlender, in Pulsation, rotation and mass loss in Early-type stars, IAU Symp. No 162, eds. L.A.Bolona, H.F.Henrichs, J.M. Le Contel, 1994, p.155.
- E. Gerth, Yu.V.Glagolevskij, G.Scholz, in Stellar magnetic fields, ed. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, Moscow, 1997, p.67.
- E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, in Magnetic fields of chemically peculiar and related stars, Moscow, 2000, p.151.
- 8. E. Gerth, Yu. V. Glagolevskij, Bull. SAO, 56, 25, 2003.
- 9. I.I.Romanyuk et al., Bull. SAO, 45, 93, 1998.
- 10. V.L. Khokhlova et al., Astron. Lett., 26, 177, 2000.
- 11. Yu. V. Glagolevskij, E. Gerth, Bull. SAO, 51, 84, 2001.
- 12. O.Kochukhov et al., Astrophys. J., 726, 24, 2011.
- 13. N.Piskunov, O.Kochukhov, Astron. Astrophys., 381, 736, 2002.
- 14. O.Kochukhov, N.Piskunov, Astron. Astrophys., 388, 868, 2002.
- 15. J.Braithwait, A.Nordlund, Astron. Astrophys., 450, 1077, 2006.
- 16. Yu. V. Glagolevskij, A.F. Nazarenko, Astrophys. Bull., 72, 411, 2017.
- 17. Yu. V. Glagolevskij, Astrophys. Bull., 73, 201, 2018.
- 18. Yu. V. Glagolevskij, Astrophys. Bull., 71, 43, 2016.
- 19. Yu.V. Glagolevskij, Astrophys. Bull., 68, 356, 2013.
- 20. Yu. V. Glagolevskij, Astrophysics, 59, 321, 2016.

Ю.В.СІАГОЛЕВСКИЙ, А.Ф.ПАЗАРЕНКО

- 21. Yu. V. Glagolevskij, Astrophysics, 57, 204, 2014.
- 22. Yu.V. Glagolevskij, Astrophys. Bull., 72, 334, 2017.
- 23. D.Mass, IAU Symp., 224, 245, 2004.
- A.E.Dadarov, in Itogi nauki i techniki, Ser. Astronomiya, ed. G.M.Rudnitskii (VINITI, Moskva, 1990), 39, p.77.
- G.Mathys, S.Hubrig, J.D.Landstreet et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 123, 353, 1997.
- 26. G.Preston, Publ. Astron. Soc. Pacif., 83, 571 1971.
- Yu. V. Glagolevskij, Astrophys. Bull., 74, 66, 2019.
- Yu. V. Glagolevskij, Astrophys. Bull., 72, 457, 2017.
- 29. I.I.Romanyuk et al., IAU Symp. No176, Vienna, 1995, p.153.
- 30. T.Ch. Mouschovias, E.V. Paleologou, Astrophys. J., 230, 204, 1979.
- 31. Yu. V. Glagolevskij, Astrophysics, 61, 413, 2018.
- 32. E.F.Borra, J.D.Landstreet, Astrophys. J., 212, 141, 1977.

АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ, 2019

ВЫПУСК 2

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ХРОМОСФЕРЕ

Э.А.БАРАНОВСКИЙ, О.С.ГОПАСЮК, Н.И.ШТЕРЦЕР Поступила 14 июля 2018 Принята к нечати 13 марта 2019

По наблюдениям в линиях НеI 10830 А и На исслепованы фикрические условия в поларной корональной прис Корональная адарь неблюдатьсь в свереном полупария с имона 2015г. по март 2017г. Диалазон изменения интенсивностий в корональной даре в линии НеI 10830 А сострават 1.0466-1.0355 и в линии На - 0.9676-0.9753 от интенсимности неополупенного Сонтив. Ди объемения наблюдаемых особенности и провежены вычисления интенсивностей корональной дара для разлотных моделей тромосферы. Определены интенсивностия в дозмости и в каке зависности и провежены вычисления постоят в кромосфер. Вычисления прокадены на основания речечов профиней линий (110 10830 А нас помощью не-ТТР погразимы. На уровне хромосферы тенпература в коропальной дире ниже на 500-1500 К по сравнению с невозмущенной хромосферой, цототост в крава.

Ключевые слова: Солнце:хромосфера:корональные дыры: физические условия

1. Введение. Корональные дыры (КД) являются областями самой низкой плотности в солнечной атмосфере. Их низкая плотность и температура по сравнению с внешней короной приводят к уменьшению излучения в ультрафиолете (EUV) и мягком ренитене (SXR). Поэтому в изображениях EUV и SXR они выглядят как темные структуры, их интенсивность в 2-3 раза ниже интенсивности окружающей короны. Кроме того, КД обычно характеризуются больших количеством "открытого" магнитного потока, который замыкается на больших расстояниях от Солица. Открытый магнитный поток КД быстро расширяется над основаниями коричальных дияр. На расстояния 1-10 рациусов Солица над поверхностью солнечной фотосферы плазма ускорется водь открытых линий магнитного поля с образованием высокоскоростных потоки солнечного встра, т.е. сверхвуковых потоков пламы, которые пересекают нащу солнечного встра яльнотся основной причиной малых и сселных геомогнистных бурь а Земле.

В фотосфере и нижней хромосфере КД практически не отличимы от окружающей атмосферы. Температура и плотность в основании КД отличаются от значений окружающей атмосферы незначительно. Как правило, не видно какого-либо значительного контраста интенсивности между областями К/I и окружающей их апмосферы до тех пор, пока температура не превыдят 6=7 · 10⁵ K [2]. В верхней хромосфере К/I наблюдаются в лигии полношения HeI 10830 Å [3,4]. В той лигии полношение сосяблено и интенсивность К/I повышена на 1-4% по сравнению с окружающей апмосферой. Начиная с высот десятков тысяч километров над уровнем фотосферы, температура в К/I спыновится заментю пиже температуры окружающей короны и составляет порядка 1=1.5·10⁶ К. Плотность К/I на этих высотах также ниже. Однако существующие оценки расходятся [5].

Число, размеры, гелиографические местоположения КД варыируются в зависямости от фазы пикла солнечной активности [4,6]. Болыние полярные дары наблюдовтся примерно в течение 7 лет иблия солнечного минимузы и отсутствуют около 3-4 лет вблизи солнечного максимума. Однако в период симения активности, вскоре после максимума, можно наблюдать постененный рост полярных КД повой полярности. Это происколи по мере того, как ряд небольших высокоширотных лир собираются вместе на полюсах [4,7]. Рост повык полярных КД на фазе снала пикла продолжается примерно в для раза дольше, чем их меченовение на фазе нарастания столующего максимума [8,9]. По данным 22 и 23 циклов было получено, что полярных КД в течение этого периода развивались первоначально на более низихи широтах около 50-60 градусов и распространялись на полюса в течниких широтах около 50-60 градусов и распространялись на полюса в течниких възведующих ращений, подолжитствность их жизни составила 8.3-8.7. лет [4].

Текущий солнечный шихл открывает эпоху пониженной солнечной активности, когда фоновые и средние значения общего магнитного поля значимо упали [10]. По сравнению с предылущими шихлами произощли изменения магнитных полей всех магнитных структур на Солнце, в том числе, заметное уменьшение всличилы магнитного поля КД [11], что, с большой вероятностью, ослабило геоэффективность их высокоскоростных потоков. В периол минимума 24 шихла активности плошаль КД была максимальна, а папряженность и поток магнитного поля казались миникальными за весь период наблюдений КД [11]. Долгоживущая КД 2015-2017гг. существенно понизила магнитный поток на большом участке Солнца во временном интервале почти полтора года [12].

Однородные эмпирические модели атмосфер спокойного Солнца и К.Д. построенные на основе данных в радио, оптическом и ультрафиолеговом диапазонах [13], отражают раличие температур и плотностей в основании короны. Согласно этим моделям существенное отличие температуры в К.Д начинается на уровне с Т>10⁶. По сравнению со спокойным Солтнем на этих высотах в К.Д. градиент температур ниже в 5-6 раз, плотность в основании короны в К.Д. в 2 раза ниже и имеет величину 20-10⁶ см³. По ланным инструмента Coronal Diagnostic Spectrometer (CDS) [14], установленного на борту SOHO, в период минимума активности 1996-1997г. значения плотности в КД в основании короны составили 1.8 - 2.5-10⁸ см⁻² [15]. Меньщий граднент температур цриводит к суписствованию более широкой переходной области в атмосфере КД, что также подтверждают димбовые наблюдения.

В настоянией работе мы предтагаем возможный вариант физических условий в хромосфере, которые объясняют наблюдаемые проявления в основании КД, наблюлавшиеся в 2015-2017гг.

2. Данные наблюдений. Нами были использованы данные наблюдений в линии 193 А, полученные с помощью космического инструмента Atmospheric Imaging Assembly (AIA) [16], установленного на борту Solar Dynamics Observatory (SDO), данные в линии На паземных солнечных обсерваторий, вхолящих в Global Oscillation Network Group' (GONG), и наблюдения в линии Hel 10830 А, полученные на Бащенном солнечном телескопе БСТ-2³ Крымской астрофизической обсерватории РАН (КрАО РАН).

SDO/AIA получает изображения полного диска Солнца в UV и EUV ллинах волн, соответствующих различным уровням солнечной атмосферы, с пространственным и временным разрешением 0".6 пиксель" и 12с, соответственно. Для идентификации корональных дыр были использованы изображения в верхних слоях солнечной атмосферы, полученные на SDO/AIA в линии 193 Å. Из-за их высокого контраста между КД и спокойными областями Солнца эти изображения часто используются для идентификации КД на изображениях EUV с помощью различных методов сегментации (например, [17-22]). В линии 193 А наблюдается излучение ионов FeXII в корональной плазме при температуре около 1.6 · 106 К. Наземные хромосферные наблюдения в линии нейтрального водорода На (6563 Å), полученные солнечными обсерваториями сети GONG, имеют пространственное разрешение ~1" пиксель". В КрАО РАН изображения полного диска Солнца в инфракрасной линии Hel 10830 A. которая образуется в хромосфере и переходной области при температурах 1.0-2.5-10⁴ К, получают с универсальным спектрофотометром БСТ-2 [23]. Участок спектра, покрывающий один кадр ПЗС-камеры, в первом порядке решетки составляет 10 А, спектральное разрешение 0.025 А. При наблюдении в третьем порядке эти величины равны 3.3 Å и 0.008 Å, соответственно. Высота спектра в калре ПЗС-камеры 64" и на 1 пиксель приходится 0".22.

Исследования физических условий в основании КД проведены по данным наблюдений полярной КД, существовавшей в северном полушарии 24 кэррингтоновских оборота в июне 2015г. – марте 2017г. В этой работе мы

¹ https://gong2.nso.edu

^a http://solar.craocrimea.ru/eng/observations.htm

Э.А.БАРАПОВСКИЙ И ДР.

анализировали наблюдения КД, полученные 17.08.2015, 18.05.2016 и 09.07.2016. олновременно в спектральных линиях ПеГ 10830 А, Но. и 193 А. Для язображений в линиях HeI 10830 Å и Ца, проводился утет потемпения диска к краю. Границы КД были определены по изображениям в линии 193А с помощью алгоритмов, предложенных в работах [18,24]. Согласно исследованиям [12], разница в площадях КД на уровне хромосферы и короны в выбранные латы составила от 5 до 25%. Границы КЛ, определенные по наблюдениям интенсивностей в линиях Hel 10830 Å и 193 Å, очень близки как в направлении Восток-Запад, так и в направлении Север-Юг [25]. Это позволило нам перенести границы КД, определенные в линии 193 Å, на изображения в Hel 10830 А и Па. Изображения Солнца в каждой из линий были приведены к уровню невозмущенного Солнца. Выделение областей спокойного Солнца на изображениях в линии 193 А было проведено с помощью набора процедур сегментации [19]. Площадь невозмущенных участков, которые были использованы в далынейшем, примерно соответствовала площади КД. Весь массив данных кажлого изображения делился на соответствующее среднее значение интенсивности невозмущенного Солица. КД на разных этапах эволюнии показана на рис.1. Средние относительные интенсивности в каждой динии определялись для участка КД, соответствующего 40° + 43° по широте и





Таблица 1

СРЕДНИЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ КД

Дата	<i>I</i> (193)	/(HeI)	Ι(Ηα)		
17.08.2015	0.3034±0.0085	1.0046±0.0013	0.9753±0.0017		
18.05.2016	0.2094±0.0071	1.0355±0.0016	0.9726±0.0008		
09.07.2016	0.2146±0.0059	1.0208±0.0026	0.9676±0.0013		

-10° 4 · 10° по долготе. В табл. 1 даны средние интенсивности КД в каждой лиции, выраженные в интенсивностях издучения невозмущенного Солнца. Из таблицы выцию, что в лициях 193 А и 11α интенсивность КД понижена. И ссли в короле полижение составило 70-80%, то в хромосфере, на высотах образования На, оно составило всего 2-3%. В то же время в хромосфере на уровне образования Не 10830 А интенсивность КД выше на 1-4%.

3. Метод вычаслений. Для объяснения наблюдаемых интенсивностей КД в кромосфере были проестены вычасления яркости КД в центре выбранных иний. Креличение яркости в центре выбранных иний. Времсти в шентре линий означает соответствующее изменение профиля линии. Профили линий вычислялись для различных физических условий в атмосфере Солтна от области температурного минимузы, по верхней хромосферы. Модель определялась ходом параметров - температуры, цотонсти, турбулентной и лучевой скоростей, с изменение колонковой плотности. По вычисленным профилям определялась интенсивность в центре линии, которая сравнивалась с наблюдаемым распределением интенсивность в центре линии, которая сравнивалась с наблюдаемым распределением интенсивность в интерлины кад образом, подбирались модели кромосферы, в которых вычисленные интенсивности соответствовали наблюдаемым. Для построения каждой молели и использовался набор интенсивностей, полученных одновременно в линиях 10 и Не1 10830 А.

Построение моделей проводилось по наблюдениям в линиях На и Hel 10830 Å с помощью не-ЛТР программы, алгориты которой представлен в работе [26]. При расчетах использовалась модель агома водорода с 9 уровнями и модель атома гелия с 11 уровнями. Для корональной дыры была использована обычная схома полубссконечной среды.

Восстановив профили линий по наблюдаемым интенсивностям мы получили температуру, *T*, и плотность, *n_g*, в основании КД в хромосфере. На рис. 2, 3 представлен ход температуры и плотности в моделях хромосфере, объясняющих наблюдаемые интенсивности КД в линиях На и НсI 10830 Å, в зависимости от колонковой плотности в хромосфере. Линия НсI 10830 Å, в образуется при значениях колонковой плотности log $m = -5.8 - -5.27/cs^4$, На образуется при вачениях колонковой плотности log $m = -1/cs^4$ соответствуют уровню температурного минимума. Поятность представлена логарифмом числа атомов водорода. Сплошными кривыми показан ход изменения параметров *T* и *n_g* в невозмущенной хромосфере. Штриховыми и пунктирными кривыми показаны изменения параметров при наблюдаемых интенсивностях КД в линиях На и HeI 10830 A, полученных 1/08.2015 и 18.05.2016, соответственно.

Модели характеризуются увеличением температуры в КД с уменьшением колонковой плотности. Диапазон изменения температур в КД составил 4580-8150 К. С уменьшением колонковой плотности (с увеличением высоты в

Э.А.БАРАНОВСКИЙ И ДР.

хромосфере) наютность в КД нонижается от log n_H 14.8 в области температурного минимума до значений log n_H 9,8 в верхней хромосфере. Как водно из рисе. 2 темпериура в коронкальной лире ниже но сравнению с невозмущенной хромосферой на 500-1500 К. Самые былыше различия лости тавтем в верхней хромосферой 1.1 аопность в КД (рис.3) ниже по сравнению с е цевозмущенной хромосферой в 2.3 раза.

Таким образом, мы получили, что в основании КД температура и плотность



Рис.2. Изменеция немлературы XI в хромосфере в зависямости от колонковон плотисти. Следовника кривая – ход темлературы в невохмузненной хромосфере. Штраковая кривая (модесь 1) - имменения темлературы в хрокосфере при паблодеемых интенсияностих и XI Aftel = 1.0046, *I*(Ha) - 0.9753. Пунктирная кривая (модель 2) - изменения температуры в хромосфере при наблюдаемых интенсияностих в XI AHE(1) = 1.0055, *I*(Ha) - 0.9756.



Рис.3. Изменения плотности КД в хромосфере в заякимости от колонковой плотности. Силошная хривая - код плотности в невозмущенной хромосфере. Штриховая кривая (модель 1) - изменения плотности в хромосфере при наблодаемых интепсияностих в КД (Hel) = 1.0046, *(*Hel) = 0.9753. Пупттарива кривая (модель 2) - измененов плотности в кромосфере при наблюдаемых интенсиянностих в КД (Hel) = 1.0355, *(*Hel) = 0.9756.

корональные дыры

ниже значений невозмущенной хромосферы по всей хромосфере.

4. Заключение. По данным наблюдений в линиях Нα. Нс1 10830 А и 193А проведены исследования физических условий в основании КД на уровне хромосферы. Полирная корональная дыра наблюдалась в северном подунарии в 2015-2017г. в течение 24 коррингоновских оборотов. Относительные интенсииности КД менядись в пределах 0.2094-0.3034 для линии 193А, 1.0046-1.3355 для линии Нс1 10830 А и 0.9676-0.9753 для линии 193А, 1.0046-1.3355 для линии Нс1 10830 А и 0.9676-0.9753 для линии 193А д. 1.0046-1.0355 для линии Нс1 10830 А и 0.9676-0.9753 для линии 193А д. 1.0046-1.0355 для линии Нс1 10830 А и 0.9676-0.9753 для линии 193А д. 1.0046-1.0355 для линии Нс1 10830 А и 0.9676-0.9753 для линии 193А д. помощью посли ровонсорание подляхие изберение и нейподаемы построены на основании расчетов профилей линий На и Нс1 10830 А с помощью пе-ЛТР порграммы. Увеличение температуры и уменьшение плотности в КД происходит с уменьшением колонковой плотности (с умеличением высоты в кромосфере). Различие атмосфер КД и спокойного Солниа происходит уже на уровне верхней фотосферы при T > 4-10³ К. Температура коропальной дыры на уровне хромосферы иниже на 500-1500 К, чем в некозмушенной хромосферей в 2-3 раза.

SDO является проектом программы NASA Living With a Star. Данные SDO/AIA были предоставлены центром Joint Science Operation Center (JSOC). В этой работе используются данные GONG NSO под управлением AURA в соответствии с соглашением о сотрудничестве с NSF и при дополнительной финансовой поддержке NOAA, NASA и BBC США.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ и Совета Министров Республики Крым в рамках научного проекта № 17-42-92017.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, 298409, пгт. Научный, Крым, Россия, e-mail: olg@craocrimea.ru

CORONAL HOLES FROM CHROMOSPHERE OBSERVATIONS

E.A.BARANOVSKII, O.S.GOPASYUK, N.I.SHTERTSER

Based on the HeI 10830 Å and H α lines observations we investigated the physical conditions in the polar coronal hole. The coronal hole was observed in the northern hemisphere from June 2015 to March 2017. The range of intensity variations in the coronal hole in the HeI 10830 Å line was 1.0046 - 1.0355 and in the H α line it was equal to 0.9676 - 0.9753 of the intensity of the undisturbed Sun. To explain the observed features computation of the coronal hole intensities for various models of the chromosphere have been carried out. The temperature and density in the contral hole are determined as the dependence of these values on the column density in the chromosphere. Computation were estimated by calculating the profiles of the HeI 10830 Å and Ha lines for the corresponding models in a non-LTE approximation. At the chromosphere the temperature in the coronal hole is lower by 500–1500 K compared with the unperturbed chromosphere, the density is 2 - 3 times lower.

Keywords: Sun: chromosphere: coronal holes: physical conditions

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.L.Kohl, G.Noci, S.R.Cranmer et al., Astron. Astrophys. Rev., 13, 31, 2006.
- 2. K.Stucki, S.K.Solanki, C.D.Pike et al., Astron. Astrophys., 381, 653, 2002.
- J.Harvey, A.S.Krieger, A.F.Timothy et al., Osserv. Mem. Oss. Astrolis. Arcetri, 104, 50, 1975.
- 4. K.L. Harvey, F. Recely, Solar Phys., 211, 31, 2002.
- 5. S.R.S.Cranmer, Living Rev. Solar Phys., 6, 3, 2009.
- 6. Y.-M.Wung, Space Sci. Rev., 144, 383, 2009.
- 7. A.F.Timothy, A.S.Krieger, G.S.Vaiana, Solar Phys., 42, 135, 1975.
- 8. M. Waldmeier, Solar Phys., 70, 251, 1981.
- 9. R.Fisher, D.G.Sime, Astrophys. J., 285, 354, 1984.
- V.Ishkov, Proceedings of the International Conference "Gringauz 100: Plasmas in the Solar System", 128, 2018.
- 11. S.J.Hofmeister, A.Veronig, M.A.Reiss et al., Astrophys. J., 835, 268, 2017.
- O.A.Andreeva, Z.S.Akhmetov, V.M.Malashchuk et al., Geomagnetism and Aeronomy, 57, 916, 2018.
- 13. V.N. Borovik, M.S. Kurbanov, M.A. Livshits et al., Sov. Astron., 34, 522, 1990.
- 14. R.A. Harrison, E.C.Sawyer, M.K.Carter et al., Solar Phys., 162, 233, 1995.
- R.Esser, S.R.Habbal, in: Cosmic wind and the heliosphere. Eds. J.R.Jokipii. C.P.Sonett, M.S.Giampapa, UoIA Press, p.297, 1997.
- 16. J.R.Lemen, A.M.Title, D.J.Akin et al., Solar Phys., 275, 17, 2012.
- 17. L.D.Krista, P.T.Gallagher, Solar Phys., 256, 87, 2009.
- 18. T.Rotter, A.M. Veronig, M. Temmer et al., Solar Phys., 281, 793, 2012.
- 19. C. Verbeeck, V. Delouille, B. Mampaey et al., Astron. Astrophys., 561, A29, 2014.
- 20. C.Lowder, J.Qiu, R.Leamon et al., Astrophys. J., 783, 142, 2014.
- 21. R.M. Caplan, C. Downs, J.A. Linker, Astrophys. J., 823, 53, 2016.
- 22. L.E. Boucheron, M. Valluri, R.T.J. McAteer, Solar Phys., 291, 2353, 2016.
- N.N.Stepanian, E.V.Dolgopolova, A.I.Elizarov et al., Bull. of the Crimean Astrophys. Obs., 96, 171, 2000.
- 24. M.A. Reiss, M. Temmer, A.M. Veronig et al., Space Weather, 14, 495, 2016.
- О.А.Андреева, В.М.Мазащук, Труды конференции "Солнечная и солнечноземная физика 2018". Санкт-Петербург, 31, 2018.
- 26. E.H.Avrett, R.Loeser, SAO, Special Report, 303, 1969.

АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ. 2019

ВЫПУСК 2

ОСОБЕННОСТИ ВЫСВЕЧИВАНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В АТМОСФЕРАХ КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД

О.М.БЕЛОВА¹, К.В.БЫЧКОВ² Поступила 14 декабря 2018 Принята к нечати 13 марта 2019

Выполнены пасчеты высвечивания газа за фронтом станионарной улапной волны гля условий в агмосферах красных карликовых звезд в дианазоне скоростей и, от 30 км/с до 100 км/с. Учтены обмен энергией между электронной и атомно-ионной компонентами при упрунка улапах, своболно-своболные, связанно-связанные, связанно-своболные улапные и рализнионные переходы водорода и поле излучения фотосферы звезды. Включено охлаждение следующими химическими элементами: С. N. O. Me. Si, S. Ca. Fe. Получены следующие результаты. Газ позади фронта остается прозрачным в оптическом диапазоне непрерывного снекта в течение всего воемени высвечивания, поэтому он не может быть источником чернотельного излучения, временами возникающего во время вспышек. Поток рекомбилационного и тормозного излучения прозрачного газа, а также поток в диниях бальмеровской серии составляют несколько процентов от истока энсргии вещества через вязкий скачок. Отношение потоков в спектральных линиях и в континууме зависит от величины и, и от цапамстров атмосферы. Эти результаты согласуются с представлениями о многокомпонентной природе издучения вельшики, а именно, эмиссия в диниях определяется ударной волной в налфотосферных слоях, а чернотельное излучение дает фотосфера, прогреваемая потоком налтенловых частин.

Ключевые слова: ударная волна: красные карлики: звездные атмосферы

 Введение. В предлагаемой работе мы поставили цель - выяснить возможную роль гипотезы высясчивания ударной волны при объяснении излучения в линиях и в непрерывном спектре во время вспышек в атмосферах холодных карликовых звеза.

Спектры вспышех показывают практически одновременное возрастание интенсивности как эмиссионных линий, так и континуума. Источником излучения в континууме может быть как прозрачный, так и оптически илотный газ. Это следует из того, что в некоторых случаях часть непрерывного спектра хорошо аппроксимируется планковской кривой (оптически плотный газ), оно также наблюдается бальмеровский скачок в эмиссии (прозрачный газ). Оновременность появления чернотельного излучения, спектральных линий и бальмеровского скачка свидетельствует о пространственной неодпородности излучающей области. А именно, слои, дающие планковский спектр, находятся в состоянии, близком к термодинамическому равновесию, в то время как появления е спектре эмиссионной компоненты означает отсутствие ранновесия. Таким образом, но вельшке одновременно проявляят себя как ранновесные, так и перанновесные области тата. Начнем с черпотельной компонстия излучения.

Впервые тинотезу черкотельного и стучения высказыти Gordon&Kron 111 лля объясления своих фотомстрических наблюдений вспышки звезды RD + 20°2465 класса dM4e, выполненных 30 апреля 1949). Авторы предложили молель небольшого горячего пятна и рассмотрели зависимость размера нятна от его температуры. Гриниц и Соболев [2] в рамках лицолезы докального тенстового равновесия рассчитали излучение в переходной области между фотосферой и хромосферой газа, прогретого в результате взрыва в верхних слоях атмосферы. Авторы ноказали, что в предельном случае мощных вспытиск излучение близкое к чепнотельному получается при нагрене глубоких слоен атмосферы звезлы, а при меньшей мощности таз только частично непрозрачен за бальмеровским скачком. В этой работе была впервые проведена аналогия между механизмами образования звездных вспышек и белых испышек на Солине, а также пролемонстрирована роль отринательного иона водорода. Гринин и Соболев [3] показали, что возможным источником нагрева может быть поток наленловых протонов с энергией порядка 10 МоВ. В дальнейшем Гринин, Лоскутов и Соболев [4] учли вклад надтепловых электронов с энергиси около 100 кэВ. Перейдем к излучению компоненты газа, прозрачной в континууме.

Излучение в линиях, по-вилимому, впервые обнаружено Joy& Humason [5] в спектое звезды 1, 726-8 (спектоальный класс dM5.5c) во время вспышки 25 сентября 1948г. В их спектрах отчетливо видны эмиссионные динии: Но водорода, 4026 и 4471 нейтрального гелия и 4685 HeII. Гершберг и Чугайнов 16 выполнили одновоеменные фотоэлектоические и спектральные наблюдения нескольких вспышек AD Leo. "Замывание" эмиссией полос окиси титана и динии 4227 Cal, видимой в поглощении, свидетельствует о значительном усилении непрерывного спектра. Общее увеличение светимости звезды сопровожлалось усилением эмиссионных линий На-H11 водорода и 4471 Hel. Попытки объяснения близкого по времени усиления континуума и линий бальмеровской серии водорода предпринимались с начала семидесятых годов. причем первые модели оперировали двумя гипотетическими компонентами излучающего газа - прозрачной и непрозрачной в континууме. Kunkel [7] предложил, что относительно слабый чернотельный спектр и более сильные линии водорода образуются в разных областях атмосферы звезды. Первый объясняется импульсным нагревом фотосферы, а вторые являются следствием рекомбинации расположенного над фотосферой ионизованного газа. прозвачного в непрерывном спектре оптического диапазона. Населенности возбужденных уровней водорода предполагались равновесными, соответствующими электронной температуре. Идея двухкомпонентной структуры излучения

вспылики была развита Mochnacki&Zirin [8]. Их наблюдения показали, что бальмеровский скачок меньше предсказываемого рекомбинационной теорией, поэтому черногельная компонента может быть не малой величиной, но таже ломинантой излучения. Наблюдения Чутайнова [9] звезлы EV Lac в полосах 3350-3650 AA, 4155-4280 AA и 5120-5320 AA также оказались невозможными объяснить в рамках одного механизма: чернотельного изтучения либо свечения онтически тонкой водородной плазмы. Его выводы подтверанли Абранин и пр. [10] в результате кооперативных наблюдений вспышки EV Lac в сентябре 1993г. и вспышек 1994 и 1995гг. [11]. С 1996г. в КрАО на телескопе АЗТ-П проволился мониторинг EV Lac в UBVRI-лиапазоне с временем накопления 0.1 с. Ловкая и Жиляев [12] по наблюдениям вспышки 14.09.2004 и Ловкая 13 по испышкам 15.10.1996 и 10.10.1998 показали, что звезда до максимума блеска проявляет свойства оптически тонкой в континууме водородной плазмы. излучает как черное тело в максимуме блеска и как онтически толстая в бальмеровском континууме сразу после максимума. Аналогичный вывод сделан Лонкой [14] на основании наблюдений звезды AD Leo во время вспыники 04.02.2003. Kowalski et al. [15] выполнили одновременные фотометрические наблюдения в полосе U и спектральные в полосе 3350-9260 ÅÅ с разрещением R=625 (на длине волны 4000 Å) и R=980 вблизи На. Они показали, что форма голубого континуума "мегавельники" (терминология авторов) 16 янваля 2009г. засзды YZ СМі класса dM4.5с в диапазоне от 3350 Å до 4800 Å может быть представлена как сумма двух компонентов: бальмеровского континуума и чернотельного излучения с температурой около 10000 К.

Для объяснения природы излучения прозрачного в континууме газа и его свечения в линиях оказатась полезной гипотеза ударной волны, предложенная Климишицым [16]. Впоследствии ее применили Ворр&Moffett [17] при анализе иссоответствия расчетов Кункеля с результатами своих фотометрических и слектроскопических наблюдений вспышки UV Cet. Вполне возможно, что излучение в линиях объясняется не только ударной волной в хромосфере. Так, Соболев и Гринин [18] показали, что штарковские крытья линий атома нолорода могут формироваться вместе с континуумом в веряних слоях фотосферы. Подробный анализ роли штарковского уширения в спектрах вспышек карликовых звезд выполнен Коwalski et al. [19].

Ился объединения двух подходов - ионизации и нагрева надтепловыми частящами и скечения за фронтом ударной волцы - пришта из теории солнечных вспышек. Косток и Пикетьер [20] поставили и решили задачу об ионизации и нагреке хромосферы потоком двикушихся из короны надтепловых электронов. По газу распространиется температурный скачок, связанный, главным образом, с теплопроводностью. Впереди температурного скачка разпространяется ударная воліа, нагрекающають о жимающая таз. Скорость двикемня уменьшается с

стубниой. Результаты расчетов объясняети основные наблюдаемые особенности активной фазы солнечных вспышек. Канова и др. [21,22] выполнили апалогичные расчеты для условий в хромосфере красной карликовой звезлы. Основное внимание было уделено вспышкам средней силы, где поток эпертии надиспловых частин F, не превышал 3-10¹¹ эргсм² с¹. Работа [21] была выполнена в однотемпературном приближении, то есть считалось, что все компонситы газа имеют одно и то же значение температуры, а в [22] учитывалось различие между темнературами электронов Т, и атомно-ионной компоненты Т., Состояние иопизации водорода и населенности сго дискретных уровней вычислялись в стационарном приближении как функции локальных значений температуры и электронной плотности на основании расчетов Брусвич и Лившина [23]. В [21] сформулирована гиногеза "хромосферной конденсации", согласно которои чернотельное излучение исходит из области размером около 10км, находящейся на высоте примерно 15000 км и образованная газом, изобарически сжатым в результате радиационного охлаждения за фронтом ударной волны до температуры около 9000 К и концентрации 1015 см 1. Позинее расисты реакции атмосферы на поток налтенловых частиц были проделаны также Allred et al. [24] в однотемпературном приближении; рассматриналась песталионарлая населенность шести уровней атома водорода, девяти уровней атома гелия, четырся уровней иона Mg II и шести удовней Са II.

Перейдем к содержанию нашей статьи. Во втором разделе приведены постановка задачи и диапазоны значений основных параметров. В третьем разделе описаны уравнения нестационарного возбуждения и состояния ионизации водорода, често даесите состояния ионизации металов, в четвергом - уравнения для тепловой энергии и электронной температуры. В пятом разделе вычислена оптическая глубина высвечивающегося газа в континууме, в шестом - потоки в лионях несколькох спектральных серий атома водорола, в седьмом - дискуссия. В заключении оформулированы основные результаты работы.

2. Постановка задачи. Пусть невозмущенный газ натекает на фронт ударной волны, причем скорость натекания и₀ не замисит от времени. Нагретый на визком скачке газ, оттекая от фронта, ионизустся, оклаждается и рекомбинируст в поле излучения фотосферы звезды. Ставим задачу опроделить электронную температуру, степень ионизации и состояние возбуждения водорола как функции расстояния от фронта ударной волты. Полагаем, что прохожление иопов и атомов через вязкий скачок описывается адиабатоб Гютонко, а электроны нагреваются по адиабате Пуассона. В дальнейшем две эти компоненты газа обмениваются тепловой энергией путем упругих соударений.

Учитываем следующие неупругие процессы: ионизацию, рекомбинацию,

возбуждение и деактиванию водорода под действием электронного удара, происсы с участием и кнучения фотосферы: фотовозбуждение, фотоионизация, спонтанные и вынужденные фотолеактивация и фоторекомбинация, а также спонтанные радиационные цереходы.

Примем следующие диапазоны, в которых могут находиться основные нараметры задачи - скорость и₀, температуры газа T₀ и издучения T₁, конпецтрация цевозмущенного газа N₁ и напряженность магнитного подя H₆:

$$20 \text{ KM/c} < u_0 < 100 \text{ KM/c}, \quad 2700 < T_0, < 6000 \text{ K}, \\ 10^{12} \text{ cm}^{-3} < N_0 < 10^{14} \text{ cm}^{-3}, \quad 0 < H_0 < 5 \,\text{Fc}.$$
(1)

Помимо водорода и гелия включены следующие химические элементы: С, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca, Fe, предполагая их нормальное космическое содержание. Состояние ионизации перед фронтом вычисляем по формуле Саха при плотности N, и температуре T_n.

 Населенности уровней. Состояние ионизации и возбуждения водорода описывает система уравнений.

$$\frac{d'\upsilon_k}{dl} = -\left[f_{ik}\Phi_k + q_kN_e + \sum_{l\neq k} (q_{kl}N_e + A_{lk}^*(1+n_{\omega}^*)) + \sum_{a>k} (q_{la}N_e + B_{la}n_{\omega}^*)\right]\upsilon_k + \sum_{a>k} (q_{ak}N_e + A_{ak}^*(1+n_{\omega}^*))\upsilon_k + \sum_{l\neq k} (q_{ik}N_e + B_{lk}n_{\omega}^*)\upsilon_l + \left(\frac{I_k}{1+\eta_k} + \gamma_k N_e\right)N_e x,$$
(2)

гле $u_k = N_k/N_{II}$ относительная населенность атома водорода, $x = N_p/N_{II}$ - состояние ионизации водорода по отношению к подной концентрации водорода N_{II} Зассь и ниже везде в суммировании по дискретным уровням подразумевается, что верхний предел K берется из критерия Инглиса-Теллера. Для рассматриваемого класса звезд примем K = 15. Дифференцирование в левой части уравнений выполняется по лагранжевой координате I – времени, протекцему с момента пересечения фронта данным элементом газа. Всличина удаления от фронта I связана с переменной t соотношением dl = u(t)dt. Опицем физические процессы, которым соответствуют слагаемые в правой части (2).

 Скорость фотоионизации из k-го уровня дилютированным тепловым излучением фотосферы в расчете на один атом в состоянии "k" равна

$$\Phi_k = 4\pi W \int_{v_k}^{\infty} \sigma_k^{(pk)} \frac{B_r(T_*)}{hv} dv.$$

Множитель

$$f_k = \begin{bmatrix} e^{-\eta_1}, & k=1 \\ 1, & k>1 \end{bmatrix}$$

учитывает поглощение поничующего излучения агомами водорода в основном состояния, $B_r(T_r)$ - функция Планка, $\sigma_h^{(p-1)}$ - сечение фотоконизания, n_p онтическая глубица по фотоконизании; излагаемые ниже расчеты показыни, что водород програчен по фотоконизании из возбужденных состояний. Метод расчета несобственного интеграла Φ_p приведен и [25].

Коэффиниситы для скоростей ионизации q_pN_a, нозбуждения (*i* ′ j), деактивании (*i* > j) электронным ударом q_pN_a и тройной рекомбинании у. N² к виты из работы [26].

Скорость фотодеактивации (*i*>*j*) равна A_{i} (*i*+*n*). Злесь и далее верхний иниске ** обозначает учет рассеяния в линики: $A = A_{i}$, $n_{\alpha} = n_{\alpha}$, $n_{\alpha} = 0$, $(a_{\alpha} = 0) + (a_{\alpha} = 0$

Скорость фотовозбуждения (j < i) издучением фотосферы определяется произведением $I\!I_{\mu} n_{\mu}^{*}$, в котором $B_{\mu} = i^2 A_{\mu} / j^2$.

В выражении хN_e/_k/(1+ η_k) лля скорости фоторскомбинании знаменатель 1+ η_k приближенно учитывает рассезянное излучение на пороговой частоте. Козффициент фоторскомбинации _k равен сумме коэффициентов спонтанного r_k^(a) и вынужленного r_k^(b) пропессов. Метол расчета коэффициенто вынужденной рекомбинации в приближении Крамсрса описан нами в [29]. Ранее алгоритм расчета коэффициента вынужденной фоторскомбинации быт предложен Соболевым и Ивановым [30] для случая раненства температур электронов и фотосферы. Наш алгоритм учитывает, что T_e и T, могут различаться.

Сумма относительных паселенностей v_k и степени ионизации х равна единице:

$$\sum v_k + x = 1.$$
 (3)

Состояние ионизации металлов вычисляем в предноложении, что за фронтом ударной волны присутствуют атом и первые два иона при $u_0 \le 60$ км/с или первые четыре иона при $u_0 > 60$ км/с. Напишем уравнение ионизации для относительной концентрации атома $x_1^{(m)}$:

$$\frac{d\mathbf{x}_{1}^{(m)}}{dt} = -\left(\Phi_{1}^{(m)} + q_{1}^{(m)}N_{s}\right)\mathbf{x}_{s}^{(m)} + \left(r_{1}^{(m)} + d_{1}^{(m)} + \gamma_{1}^{(m)}N_{s}\right)N_{c}\mathbf{x}_{2}^{(m)}.$$
(4)

Здесь $x_{2}^{(m)}$ - концентрация первого иона, $q_{1}^{(m)}$ - козффициент ударной ионизации из основного состояния [31], $r_{1}^{(m)}$, $d_{2}^{(m)}$ - полные козффициенты фотос, диэлектронной рекомбинации [32], $\phi_{1}^{(m)}$ - скорость ионизации фотосферным излучением, вычисленная по скорости фоторекомбинации при

7. Скорость тройной рекомбинации определяется, главным образом, насоковозбужденными состояниями [33], положение которых близко к уровням атома водорода с теми же значениями главного квантового числа. Поэтому для скорости тройной рекомбинации бразось ее значение для атома водорода уравнение для нервого иона (а также второго и третьего) имеет вид:

$$\frac{f x_k^{(m)}}{dt} = \left(\Phi_k^{(m)} + q_k^{(m)} N_k \right) x_k^{(m)} - \left(\left(r_k^{(m)} + d_k^{(m)} + \gamma_k^{(m)} N_k + q_k^{(m)} \right) N_k + \Phi_k^{(m)} \right) x_k^{(m)} + \\ + \left(r_k^{(m)} + d_k^{(m)} + \gamma_k^{(m)} N_k \right) N_k x_{k-1}^{(m)}, \quad k = 2, 3, 4.$$
(5)

Замыкает систему уравнений условие нормировки

$$\sum_{k} x_{k}^{(m)} = 1.$$
(6)

Зпая относительные концентрация $x^{(a)}$ ионов всех химических эдементов, нычисляем безразмерную электропную плотность $z_e = N_e/N$:

$$z_e = \sum_{el} Z_{el} \sum_k (k-1) x_k^{(el)},$$

4. Тепловая энергия и электронная температура. Тепловая энергия Е ныражается через z_e, T_e и T_e:

$$E = c_v (T_{au} + z_e T_e), \qquad (7)$$

где c_i - тенлоемкость газа при постоянном объеме $c_i = 3/2$. В расчетах удобнее величина $S = E/c_{e_i}$, которой мы будем пользоваться в дальнейшем и также называть "тепловой эпергией". Напишем уравнение для S с учетом работы соселних слоев, свободно-свободных, связачно-связанных и связанно-свободных рагианионных и ударных переходов водорода и охлаждения при возбуждении металлов:

$$\left(\frac{3}{2} + \frac{d \ln(v(S))}{d \ln S}\right) \frac{dk_B S}{dt} = Z_H \left(S_{phim} + xN_e^2 S_{max} + N_e S_{daut}\right) - - Z_H N_e \left(xS_{phave} + S_{cus} + S_{daut} + S_{daut} + S_{daut} + N_e M\right), \quad (8)$$

где Z_{μ} - содержание водорода по числу частии, k_{p} - постоянная Больцмана. В стационарной ударной волце позади фронта законы сохранения импульса и массы связывают безразмерную скорость у = u/u_{μ} и S убйческим уранением

$$v^{3} - \left(1 + \frac{c^{2}}{\gamma} + \frac{a^{2}}{2}\right)v^{2} + sv + \frac{a^{2}}{2} = 0, \qquad (9)$$

где $c = C_a/u_a$ и $a = V_a/u_a$ - равны, соответственно, скорости звука C_a и альфеновской скорости V_a перед фронтом, нормированным на скорость натекания u_a . Уравнение (9) при c < 1 и a < 1 имсет три действительных корня: один отрицательный и два положительных, оба меньше единицы. При

О.М.БЕЛОВА, К.В.БЫЧКОВ

одном и том же значения тепловой эперіям бёльший корень соответствует газу перед фронтом, меньний - позади фронта. При известных значениях з п у логарифизическия прозводная начисляется по формуле

$$\frac{d \ln v(S)}{d \ln S} = \frac{s}{s - v^2 + a^2/v^2}$$
(10)

она описывает работу но сжатию данного слоя наза соседними, менее высветивнимися споями. Выпишем явные выражения для индексированных величил S в порядке их появления в правой части (7) с пояснением описываемого ими процесса. Спанала рассмотрим процессы, обеспечивающие приобретение тепловой эпертии:

фотоионизация

$$S_{\text{placen}} = \sum_{k} f_{k} (\Psi_{k} - I_{k} \Phi_{k}) \upsilon_{k},$$

где

$$\Psi_{k} = 4\pi W \int_{v_{k}}^{\infty} \sigma_{k}^{(pk)} B_{v}(T_{*}) dv,$$

а I₄ - работа выхода с k-го уровня;

тройная рекомбинация

$$S_{\text{true}} = \sum_{k} I_k \gamma_k$$
;

$$S_{\text{deact}} = \sum_{u} \upsilon_k \sum_{u \geq d} q_{ul} E_{lu} ,$$

где $E_{l_{0}} = I_{l} - I_{u}$,

Перечислим механизмы потерь тепловой энергии:

фоторскомбинация

$$S_{\text{phrec}} = \sum_{k} \frac{R_k - I_k r_k}{1 + \eta_k},$$

где

$$R_k = \int_0^\infty s_k(\varepsilon) uh \vee f(\varepsilon)(1+n_{\omega}) d\varepsilon,$$

є и и - энергия и скорость свободного электрона, s_{k} - сечение спонтанной фоторекомбинации; метод вычисления $R_{k}^{(i)}$, как и $r_{k}^{(i)}$ с учетом двух температур - T_{k} и T_{k} издожен нами в [29];

ионизация электронным ударом

$$S_{cion} = \sum_{k} I_k q_k v_k;$$
возбужление электронным ударом

$$S_{\rm m} = \sum_{i} \upsilon_i \sum_{k=n} q_{ik} E_{ik} ;$$

- тормозное излучение В вычислено в приближении Крамерса;
- возбуждение металлов с последующим излучением

$$M = \sum_{u} Z_{u} \sum_{ijm} x_{ijm} \sum_{u} y_{u} \sum_{i} A_{ui} E_{iu} ,$$

сте Z_{a} - содержание химического элемента по числу частиц; \mathbf{x}_{gec} - относительная концентрация атома или иона; E_{a} - энерегическая шель между уровнями, y_{c} - относительная насленность уровня "и". Населенности дискретных уровней металлов вычисляем в стационарном приближении при текуших значениях T_{c} и N_{c} . Возможность такого подхода в случае металлов определяется низким значения и тотнция. Дов возбуждения их дискретных переходов.

Урамение для электронной температуры, кроме указанных выше процессов, содержит также обмен энергией между атомно-ионной и электронной компоцентами газа:

$$e_{\pi} \frac{dk_{B}T_{\pi}}{dt} = -\frac{T_{\pi}}{S} \frac{d\ln v(S) dk_{B}S}{d\ln S} + k_{B}(T_{m} - T_{\pi})N(\psi_{m} + \psi_{m}) + Z_{H}N(xT_{phrce} + xN_{\pi}T_{rrec} + S_{dact}) - Z_{H}N\left(\frac{1}{z_{\pi}}T_{phrce} + T_{con} + S_{ac} + xB\right),$$
(11)

Вышищем основные процессы, влияющие на изменение температуры электронов.

 Первое слагаемое в правой части описывает нагрев электронов при сжатии, обусловленном высвечиванием.

 Скорость обмена энергии между атомно-ионной и электронной компонентами плазмы определяется функциями у (34) и у (35):

$$\begin{split} \Psi_{se} &= 8 \sqrt{\frac{2}{\pi}} f_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{Ry}} \left(4 + \frac{24}{(1 + 0.23 T_e (9B))^3} \right) \left(Z_H (1 - x) + \frac{Z_{He}}{4} \right), \quad f_e = \frac{m_e}{m_H} \pi a_0^2 v_0 , \\ \Psi_{se} &= \frac{8}{3\sqrt{3}} f_e \Lambda \left(\frac{Ry}{k_B T_e} \right)^{3/2} x, \quad \Lambda = 2 \ln \left(\frac{3}{4\sqrt{4\pi}} \right) + 3 \ln \left(\frac{Ry}{k_B T_e} \right) - \ln \left(N_e a_0^3 \right), \end{split}$$
(12)

гле *m_e* и *m_H* - массы, соответственно, электрона и атома водорода, *v₀* - скорость электрона на первой боровской орбите.

Охлаждение при фотоионизации

$$T_{phion} = \sum_{k} (c_{v} k_{B} T_{e} + I_{k} \Phi_{k} - \Psi_{k}) \upsilon_{k};$$

Охлаждение при ионизации электронным ударом

$$T_{cion} = \sum_{k} q_{k} \upsilon_{k} (I_{k} + c_{v} k_{B} T_{e});$$

Нагрев при гройной рекомбинации

$$T_{\text{max}} = \sum_{k} \gamma_{k} (I_{k} + c_{v} k_{B} T_{r}),$$

Скорость изменения температуры в результате фоторекомбинания;

$$T_{phree} = \sum_{k} \frac{c_{k}k_{k}T_{k} + I_{k}r_{k} - P_{k}}{1 + \eta_{k}}.$$

Реление приведенных выше уравнений дает зависимость от времени всех характеристик газа: злектронной T_{μ} и атомно-ионной T_{μ} температур, нассленностей дискретных уровней водорода u_{k} , состояния ионизации х, тепловой онергии $c_{\mu}S_{\mu}$ а вместе с ней - скорость наза и и его пЕгопость N. Эти ведичилы определяют отлическую слубину таза и сискгральный поток их турсира.

5. Оптическая глубина в непрерывном спектре водорода. Нация расчеты поквади, что нопород остается програзным по фотомолизация из постбужленных уровней. Это демонстрирует таба. 1, в котором приведеныя десятичные погарифмы оптической глубины в пороге фотомонизация из первых двух возбужленных состовний: k=2 (леный стодбец) и k=3 (праный столбец) для кажлой плотности; расчеты выполнены при T₀.= 3500 К лля концентраций (од м₀ = 12 и 14, м₀ в км/с. Расчеты выполнены для двух значений концентрации газа: N₀ = 10¹⁰ см³ и N₀ = 10⁴ см³. Для учета возможного влявням манитного поля и M = 5 Гс.

Таблица 1

u _o		$H_0 =$	0 Гс		<i>H</i> ₀ =5 Γc				
	1	2	1	4	1	2	1	4	
30	-2.68	-4.13	-1.95	-2.75	-2.18	-3.93	-1.95	-2.76	
50	-2.70	-3.95	-1.74	-2.33	-2.07	-3.47	-1.74	-2.35	
70	-2.74	-3.94	-1.68	-2.23	-2.05	-3.36	-1.68	-2.24	
90	-2.78	-3.94	-1.63	-2.14	-2.05	-3.33	-1.63	-2.17	

ДЕСЯТИЧНЫЙ ЛОГАРИФМ ОПТИЧЕСКОЙ ГЛУБИНЫ

Данные таблицы показывают некоторое влияние магнитного поля на оптическую глубниу, причем это влияние растет с уменьшением плотности невозмущенного газа. Главная причина заключается в том, что одно и то же магнитное поле более эффективно ослабляет необратно, то диссипацию энерпат на фронте ударной волны при меньшей плотности газа. При меньших значениях температуры ионизация электронным ударом замедляется сильнее, чем возбуждение. Это приводит к увеличению числа атомов волорода на луче зрения и, следовательно, оптической глубины по фотоионизации.

Перейдем к тормозному поглошению. В табл.2 приведены десятичные дозарифны оптической глубины в лианазоне длин волн от 3700-18000 ÅÅ, при $T_{a,-}$ 3500 K, log N_{a} = 13, H_{a} = 2 Гс, u_{a} в км/с. Все оптические глубины оказываются меньше слигины.

Таблица 2

2. A 4.	3700	5000	7000	9000	14000	18000
30 50 70	-6.07 -5.41 -5.20	-5.68 -5.01 -4.80	-5.24 -4.58 -4.37 -4.25	-4.91 -4.25 -4.04 -3.93	-4.33 -3.67 -3.46 -3.35	-4.01 -3.35 -3.14 -3.02

ДЕСЯТИЧНЫЙ ЛОГАРИФМ ОПТИЧЕСКОЙ ГЛУБИНЫ ПО ТОРМОЗНОМУ ПОГЛОЩЕНИЮ

Сопоставление данных двух табляц показывает, что относительный вклад тормозного поглощения в оптическом диапазоне меньше, чем в случае перемодинамического равновесия. Это является следствием существенной пестанионарности высвечивания за фронтом ударной волны. Она проявляется в том, что степель иопизации водорода в течение длительного (по масштабам выснечивания) промежутка версени остается малой при высоком значении улектронной температуры. Количественно это выражается в больших значениях мнокичеты Мензела для основного состояния. Будем характеризовать изменение переменных задачи в зависимости от остаточной тепловой энергии $\varsigma(t)$, равной отношению текущего значениях S(t) к первоначальной величине непосредственно за вязким скачком S(0):

 $\varsigma(t) = S(t)/S(0).$

В табл.3 и 4 приведены логарифмы множителей Мензел
а $b_k(\varsigma)$ для $k=\!1\!+7$ Таблица 3

ДЕСЯТИЧНЫЙ ЛОГАРИФМ МНОЖИТЕЛЕЙ МЕНЗЕЛА КАК ФУНКЦИЯ ОСТАТОЧНОЙ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ $\log N_0 = 12$, $u_0 = 50$ в км/с, $T_{a_1} = 3500$ К, $H_a = 2$ Гс

<u></u>										
5	$T_{al}(\mathbf{K})$	T, (K)	x	1	2	3	4	5	6	7
0.99	72634	21510	0.00	11.95	9.76	7.24	6.30	5.88	5.64	5.47
0.8	53428	28046	0.20	8.25	6.58	5.50	4.66	4.08	3.65	3.31
0.6	32494	26847	0.45	7.12	5.41	4.38	3.60	3.03	2.58	2.24
0.4	18211	18097	0.67	4.93	3.47	2.53	1.79	1.24	0.83	0.56
0.3	12946	12946	0.77	2.87	1.77	1.00	0.44	0.17	0.07	0.03
0.2	8616	8616	0.77	-0.14	0.63	0.32	0.09	0.02	0.01	0.00

Таблица 4

ς	$T_{ai}(\mathbf{K})$	$T_{e}(\mathbf{K})$	x	1	2	3	4	5	6	7
0.99	75157	21860	0.01	8.12	6.52	5.53	4.76	4.19	3.75	3.40
0.8	52730	29227	0.30	5.93	4.13	3.12	2.37	1.80	1.37	1.04
0.6	31006	27014	0.59	4.72	2.97	1.97	1.24	0.73	0.41	0.23
0.4	17020	16999	0.87	1.91	0.60	0.14	0.03	0.01	0.00	0.00
0.3	12526	12526	0.90	-0.03	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
0.2	10602	10602	0.48	-0.03	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

TO WE, 4TO B TAELS, log N = 14

вместе с текущими значениями T_a, T_c и х. Из ланных таблицы хороно вилно, что в течение первой половины процесса выскечивания нассленности приведенных уровкей существенно превыпают их равновесные значения при текущим значениях T_a и N_c Большое значение множится м Мензела для k = 3 объясняет уменьшение зофективности торманого половнения за фронтом ударной волны.

Сумынруя результаты этого раздела, приходим к вынолу о прозрачности в непрерывном снектре газа за фронтом уларной волны в условиях надфотосферных слове звезлных атмосфер.

6. Абсолютные потоки в слектральных линиях и в континууме. По известным населенностям уровней $\upsilon_{\omega}(i)$, вероятностям находа кванта $\xi_{uk}(i)$, электронной цлотности $N_i(i)$ и степени ионизации водорода x(i) вычисляем поток излучения в линиях водорода $F_{\omega}(u > l)$ и в континууме путем фоторекомбинации F_i и тормозного излучения F_i сумму $F_i + F_i$ бозначия. Реше, Все нотоки выражаем в единицах эргсм³ с⁻¹.

Выполненные нами расчеты позволяют сделать следующие выводы:

 Основной вклад в излучение (> 80%) дают бальмеровская и пашеновская серии.

 Относительный вклад лаймановской серии не превышает 10% в плотном газе (N_n ≥ 13 см³) и 20% в разреженном (N_n < 13 см³).

 Вклад в частотах спектральных линий сопоставим с рекомбинационным излучением.

Первые два пункта произдюстрированы данными табл.5. В таблице приведены потоки излучения F_i по отношению к полному излучению в линиях F_{bea} при $T_{a,c} = 3500$ К, $H_0 = 2$ Гс; вторая строка - u_a в км/с, обозначения спектральных серий (Ly – Lyman, H – Balmer, P – Pashen, Br – Brackett), просуммированные отдельно для каждой спектральной серии,

$$F_l = \sum_{k=l+1}^{K} F_{kl}$$
, $l = \overline{1, K-1}$

и нормированные на полный поток излучения в линиях, просуммированный

Таблица 5

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СЕРИЯХ ВОДОРОДА F

$\log N_{c}$		1.	2		14				
ш	Ly	Н	Р	Br	Ly	н	P	Br	
30	0.11	0.62	0.20	0.04	0.01	0.71	0.21	0.05	
50	0.12	0.62	0.20	0.04	0.03	0.76	0.17	0.03	
70	0.15	0.61	0.18	0.04	0.05	0.77	0.15	0.02	
9()	0.20	0.60	0.16	0.03	0.08	0.77	0.13	0.02	

по всем переходам:

$$F_{loner} = \sum_{l=1}^{k-1} F_l$$
.

Выразим F_{beet} и F_{cont} в безразмерной форме как доли потока энергии вспестна через фроцт F:

$$F_{lines, cont} = f_{lines, cont} F, \quad F = \frac{1}{2} \rho_0 u_0^3.$$

Смысл ввеления коэффициентов $f_{\rm beak}$ заключается в том, что в случае полного выскечивания бесконечно сильной ударной волны без изменения состояния ионизации, суммарный поток излучения равен F [36]. Хотя при учете изменения состояния ионизации, давления невозмущенного газа, упругости вмороженного магнитного поля и влияния фотосферного излучения, точного равенства нет, тем не менес безразмерные величины $f_{\rm beak cont}$ могут быть полезным инструментом для анализа относительного вклада разных механизмов излучения.

Третий пункт выводов этого раздела иллюстрируют данные табл.6. Во второй и четвертой строках для каждой нары "скорость-плотность" записан поток вещества F при $T_{0,*} = 3500$ К, $H_{0,*} = 2$ Гс; u_{0} в км/с. Под каждым значением F (записа типа 2.9+7 означает 2.9-10⁷ эрг см² с²) находятся для числа: с.тева

Таблица б

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИЯХ ВОДОРОДА / И КОНТИНУУМЕ / НОРМИРОВАННЫЕ НА ПОТОК ЭНЕРГИИ ВЕЩЕСТВА F

log No	N _a 30		50		70		90	
12	2.9+7		1.3+8		3.7+8		7.8+8	
	0.41	0.20	0.34	0.40	0.20	0.34	0.13	0.21
14	14 2.9+9 1.3+10 0.13 0.69 0.08 0.86		1.3+10		3.7+10		7.8+10	
			0.05	0.61	0.03	0.38		

- f., справа - f.

Мы водим, что суммарная мониность липий по порядку величины сравнима с изучением в континууме. При заданной исполности вскал липий уменьнается с увеличением скорости, а при заданной скорости он палает с увеличением плотности. В обоих случаях причиной янляется более сильная иопизация газа за фронтом ударной волны. Замисимость от испотности определяется иопизацией из вообужденных состояний, описанной пами в [37].

Приложение к проблеме яспышек. Материал, изложенный в лику последних разделах, показывает, что модель ударной водпы, распространяющейся в газе хромосферы, может быть применима при обласнении двух компонентов изгучения ветышки: эмиссконных линий породка и свечения подородной глазмы, прозрачной в частотах непрерывного спектра. Суммарный поток в линиях балькеровской серии состакиет порядка (0.02 + 0.25) *F*. Аналогичный двиделон имеет место и для изгучения в пепрерывном спектре, причем соотпонение двух потоков зависит от плотности таза и от скорости ударной волны.

7. Дискуссия. Наши расчеты, показавшие, что в условиях хромосферы газ за фронтом ударной волны остается прозрачным в непрерывном снектре оптического диапазона, не подтверждают выдвинутую в [21] гипотезу яркой оптически плотной в континууме "хромосферной конденсации", образующейся во время вспышки за счет высвечивания газа. Авторы [21] справедливо нишут, что сильное сжатие за фронтом движущейся вниз ударной волны связано с радиационными потерями, и наши численные расчеты лишь полтвержнают известную формулу Каллана [23]; $\rho_2/\rho_1 = m_{\mu\nu}v^2/kT \sim 100$ (ν - скорость за фронтом волны)". Но эта ссылка на книгу С.А.Каплана "Межзвездная газодинамика", отражает только один аспект проблемы. Второй состоит в том, что изобарическое увеличение плотности происходит за счет потери тепловой энергии (ссылаемся на ту же книгу С.А.Каллана). Численную оценку s = v легко получить из (9) при a=c=0 и v<<1 (сильное сжатие, как в [21]). Таким образом, сжатие газа пропорционально потерям энсргии, поэтому поток чернотельного изтучения от гипотетической конденсации, равный 2.32 - 1011 эрс см⁻² с⁻¹ при остаточной температуре T = 8000 К, должен составлять только проценты от полного потока изтучения вспышки, в то время как в [21] он практически совпадает с F. К тому же, для вычисления коэффициента поглощения авторы [21] пользуются расчетами [38], справедливыми для звездных атмосфер, находящимися в условиях термодинамического равновесия. в то время как ситуация позали фронта уларной волны является не только неравновесной, но и нестационарной. В рамках модели [39] стационарного однородного слоя Морченко [40] получен вывод о малой оптической глубине хромосферной конленсалии.

Высвечивание само по себе не может привести к достаточно массивному образованию, которое дает чернотельное издучение значительной мошности. По-вилимому, необходимо сочетание нескольких механизмов. Коуавкі еt al. [41] сообщили, что они и молети мета-испынки (*F* = 10¹¹³ ргсм² с²) подучили конденсацию с необходимыми нараметрами как результат взаимодействия нескольких процессов, обусловленных прогревом разных областей хромосферы электронами из разпых диалазонов эпертии (от 25кэВ до 125 къВ), сопровождесмым изобрическим сжатием газа между двумя горячими областями.

8. Заключение. Выполнены расчеты потока излучения в частотах спектральных линий водорода и в непрерывном спектре оптического диапазона при высвечивании газа за фронтом ударной волны для условий в атмосферах красных карликовых звезд. В рамках модели ударной волны для диапазона скоростей 20 км/с < щ < 100 км/с получены два результата.</p>

 Газ, высвечивающийся позади фронта ударной волны, остается прозрачным в оптическом диацазоне непрерывного спектра.

 Показано, что теоретические значения потоков излучения в линиях икорода, его рекомбинационное и тормозное излучение находятся в диапазоне (0.30 + 0.95) F, причем отношение между потоками в линиях и в континууме зависит от и, и N_p.

Авторы благодарны Р.Е.Гершбергу и В.П.Гринину за плодотворные дискуссии. Работа поддержана грантом Программы развития МГУ "Ведущая научная школа", "Физика звезд, релятивистских объектов и галактик".

¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия, e-mail: whitecanvas05122010@mail.ru ¹ Московский государственный университет мм. М.В.Ломонасова, Астороновический институт мм. П.К.Штериберга, Москва,

Poccus, e-mail: bychkov@sai.msu.ru

PROPERTIES OF RADIATIVE SHOCK WAVES IN ATMOSPHERES OF RED DWARF STARS

O.M.BELOVA¹, K.V.BYCHKOV²

Calculations have been made of emission of gas behind the front of a stationary shock wave for conditions in red dwarf atmospheres in the velocity range u_{a} from 30 km/s to 100 km/s. They are taken into account the exchange of energy between

О.М.БЕЛОВА, К.В.БЫЧКОВ

the electron and the atomic-ion components under classic collisions, free-free, bound-bound, bound-free impact and radiative transitions of hydrogen in the radiation field of the star photosphere. It is included cooling by the following chemical elements C, N, O, Mg, Si, S, Ca, Fe. The following results are obtained. The gas behind the front remains transparent in the optical range of the continuous spectrum during the entire time of emission, so it can not be a source of blackbody radiation, which occasionally arises during flares. The input of the Balmer series and transparent gas recombination and bremsstrahlung, is several percent of the gas energy flux through a viscous jump. The ratio of the fluxes in the spectral lines and in the continuum depends on the value of u_0 and the parameters of the atmosphere. These results agree with the concept of the multicomponent nature of a flare emission, namely, the line emission is determined by the shock wave in the above-photospheric layers, and the blackbody radiation is provided by the photosphere heated by the flow of suprathermal particles.

Keywords: shock waves: red dwarfs: stellar atmospheres

ЛИТЕРАТУРА

- 1: K.C.Gordon, G.E.Kron, Publ. Astron. Soc. Pacif., 61, 210, 1949.
- В.П.Гринин, В.В.Соболев, Астрофизика, 13, 587, 1977, (Astrophysics, 13, 348, 1977).
- В.П.Гринин, В.В.Соболев, Астрофизика, 28, 355, 1988; 31, 527, 1989, (Astrophysics, 28, 208, 1988; 31, 729, 1989).
- 4. В.П.Гринин, В.М.Лоскутов, В.В.Соболев, Астрон. ж., 70, 350, 1993.
- 5. A.H.Joy, M.L.Humason, Publ. Astron. Soc. Pacif., 61, 133, 1949.
- Р.Е.Гершберг, П.Ф.Чугайнов, Астрон. ж., 1, 934, 1967.
- 7. W.E.Kunkel, Astrophys. J., 161, 503, 1970.
- 8. S.W.Mochnacki, H.Zirin, Astrophys. J., 239, L27, 1980.
- 9. П.Ф. Чугайнов, Изв. КрАО, 44, 3, 1972.
- 10. E.P.Abranin et al., Astrophys. Space Sci., 257, 131, 1998.
- 11. E.P. Abranin et al., Astron. Astrophys. Trans., 17, 221, 1998.
- 12. М.Н.Ловкая, Б.Е.Жиляев, Изв. КрАО, 103, 158, 2007.
- 13. М.Н.Ловкая, Изв. КрАО, 108, 157, 2012.
- 14. М.Н.Ловкая, Астрон. ж., 90, 657, 2013.
- 15. A.F.Kowalski et al., Astrophys. J. Lett., 714, L98, 2010.
- 16. И.А.Климишин, Циркуляр ШАО, 6, 13, 1970.
- 17. B.W.Bopp, T.J.Moffett, Astrophys. J., 185, 239, 1973.
- В.В.Собалев, В.П.Гринин, Астрофизика, 38, 33, 1995, (Astrophysics, 38, 15, 1995).

ВЫСВЕЧИВАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

- 19 A.F.Kowalski et al., Astrophys. J. Lett., 837, 125, 2017.
- 20. П.Л.Костюк, С.Б.Пикельнер, Астрон. ж., 51, 1002, 1974.
- М.М.Кацова. А.Г.Косовичев, М.М.Лившиц, Астрофизика, 17. 285, 1981, (Astrophysics, 17, 156, 1981).
- 22. M.M.Katsova, A.Ya.Boiko, M.A.Livshits, Astron. Astrophys., 321, 549, 1997.
- 23. Е.А.Бруевич, М.А.Лившиц, Астрон. ж., 70, 1054, 1993.
- 24. J.C.Allred et al., Astrophys. J., 809, 104, 2015.
- К.В.Бычков, Е.С.Морченко, Вестник МГУ Серия 3 Физика Астрономия, 66, 298 2011.
- 26. I. C. Johnson, Astron. J., 174, 227, 1972.
- 27. J.P.Apruzese et al., JQSRT, 23, 479, 1981.
- 28. Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов, М., Наука, 1982.
- О.М.Белона, К.В.Бычкав, Астрофизика, 61, 255, 2018, (Astrophysics, 61, 224, 2018).
- 30. В.В.Соболев, В.В. Иванов, Труды астрономической обсерватории, 19, 3, 1962.
- 31. V.Arnaud, R. Rotheflug, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 60, 425, 1985.
- 32. M.J.Shull, M. Van Steenberg, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 55, 15, 1982.
- О.М.Белова, К.В.Бычков, Астрофизика, 60, 127, 2017, (Astrophysics, 60, 111, 2017).
- 34. S. Narita, Progress of Theoretical Physics, 49, 1911, 1973.
- 35. Л. Спитцер, Физика полностью ионизовалного газа, Изд. иностр. лит., 1957.
- 36. С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер, Мсжэвсэдная среда, М., Физматгиз, 1963.
- О.М.Белова, К.В.Бычков, Астрофизика, 60. 219, 2017, (Astrophysics, 60, 200, 2017).
- 38. G.Bode, Kontinuerliche Absorption von Sternatmospheren, Kiel, 1965.
- E. Morchenko, K.Bychkov, M.Livshits, Astrophys. J. Suppl. Ser., 357, Issue 2, article id. 119, 2015.
- 40. Е.С.Морченко, Астрофизика, 59, 535, 2016, (Astrophysics, 59, 475, 2016).
- 41. A.F.Kowalski et al., Astrophys. J. Lett., 852, 61, 2018.



АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ, 2019

ВЫПУСК 2

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ОТ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР: ПОТОКИ НА ЗЕМЛЕ И ВНЕГАЛАКТИЧЕСКОЕ ДИФФУЗНОЕ ГАММА И НЕЙТРИННОЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В.УРЫСОН

Поступила 5 ноября 2018 Принята к нечати 13 марта 2019

Обсуждаются космические лучи ультравысоких энергий (E > 4 · 10¹⁹ эВ), ускоренные электрическими полямя сверхмассивных черпых дыр. Рассматриваются две модели ускорения: когда частицы ускоряются электрическим полем в аккреционном лиске, и когда они ускоряются нолем, индунируемом иблизи черной дыры. Преднолагается, что в обсуждаемых моделях равновероятно рождение частиц любой энергии в диапазоне 4-10¹⁹ -10²¹ эВ, кроме того, возможен моноэнергетический спектр инжекции частип. В последнем случае рассматриваются черные дыры с массой ~10° солнечных масс. Получено, что космические лучи с обсуждаемыми исходными спектрами дают малый вклад в поток частиц, регистрируемых наземными установками. Однако частищы создают в межгалактическом пространстве заметный поток диффузиого гамма-излучения в сравнении с данными. полученными с помощью прибора Fermi LAT (на борту космической обсерватории Fermi). Вычислена также интенсивность нейтрино, образующихся при распространении космических лучей в межталактическом пространстве. Получено, что модельная интенсивность каскалных неитрино намного ниже измеренной интенсивности астрофизических нейтрино. Сделан вывод, что космические лучи, ускоренные в рассматриваемых процессах, дают малый вклад в поток частии на Земле, но эти космические лучи необходимо учитывать пли анализе компонентов внегалактического диффузного гамма-излучения.

Ключевые слова: космические лучи ультравысоких энергий: активные ядра галактик: внегалактическое диффузное гамма-излучение: внегалактическое диффузное нейтринное излучение:

 Введение. Источники космических лучей (КЛ) ультравысоких энергий (УВЗ), E>410¹⁹ аВ, пока не установлены. В настоящее время общепринята точка зрения, что КЛ УВЗ имеют внегалактическое происхождение и излучаются активными апрами галактик.

КЛ УВЭ исслелуются с помощью наземных установок Pierre Auger Observatory (PAO) и Telescope Аггау (TA). Информация, которую получают на установках - это направления приходов падающих частип, их энергия и массовый состав (протоны или ядра).

Илентификация источников по направлениям приходов частиц не была результативной. Ес затрудняют, в основном, два фактора. Во-первых, иденти-

A.B. YP5ICO11

фикатовя проводится в предположения, что КЛ УВЭ распространяются в межатактическом пространение практический прямонитейно. По частяны, поноцимому, отконовносте межитактическими зааннитыми подами. Во-порак, опцибка в направления прихода частии составляет =1°, так что в область вокруг паправления прихода частии составляет =1°, так что в область вокруг паправления и прихода частии составляет =1°, так что в область податизмрикровать источник КЛ.

В межгалактическом пространстве КЛ УВЭ взаимодействуют с фоновами издучениями. В результате якаимодействий частии с микроволновым космическим фоном эпергегический спектр частии, "обрезается" - в нем отсутствуют частиць с эпергией E > 10⁶⁵ зВ, ссти КЛ легит с расстояний, превыпающик -100 Мик (ГЗК-эффект: [1,2]). Эпергетические спектры, полученные на установках РАО и ТА, обрезаны. Однако они не согласуются по форме в области $E \ge 5 \cdot 10^{16}$ зВ, и это различие интерпретируется как разный массовый состав КЛ УВЭ: по данным РАО это ядра, по данным Т.

Взаимодействие КЛ с фоновыми излучениями приводит, помимо ГЗКэффекта, к образованию в межнатактическом пространстве электроманитных каскадов [3,4]. В каскадах образуется тамма-излучение, и оно, в состаже внегалактической одиффузного излучения, измеряется с помощью прибора LAT (Large Area Telescope), размешенного на борту космической обсерватории Fermi [5].

Поэтому теперь КЛ исследуют, привлежая не только их эпергетические спектры, но и данные по каскадному гамма-излучению. Вследствие этого рассматриваемые модели КЛ УВЭ должны упольтеворять двум критериям. Воперваю, как и прежде, требуется, чтобы вычислепные энергетические спектры кЛ УВЭ описывали измеренный спектр. Во-вторых, модельная интенсивность каскадного тахма-излучения дожная быть меньше, чем измеренная интенсивность внегалактического диффузного излучения за вычесом вклада отдельных неразрешенных гамма-источников. По этой схеме проведен анализ данных о КЛ, например, в работах [6-9]. В статье [6] исследуется модель ускорения КЛ сверхмаесивными черными дырами (СМЧД), предложенная в [10]. Работы [7,8] посвящены составу КЛ УВЭ - только протоны или прогоны и ядра. В статье [9] исследуются модели темной материи: предполагается, что распалы частиц темной материи дают вклад в диффузиюс гамма-излучение и для оценки этого вклада необходимо выделить вклад всех других компонентов гимы-излучения.

В статье [6] в качестве возможных источников КЛ УВЭ рассматривается ансамбль СМЧД с монознергетическим спектром инжекции, зависящим от массы СМЧД, и сделан вывод, что модель корошо описывает измеренный спектр КЛ и не противоречит данным Fermi LAT о лиффузном гаммаизлученик. В [7-9] выучасленный спектр согласуют с измеренным, варькура

фюрму исколного спектра КЛ, а также зависимость пространственного распределения и мощности предполагаемых источников КЛ от красного смещения с (зокононно источников). Затем находат значения параметров исходного спектра и модели эволюции, с которыми измеренный спектр КЛ УВЭ описывается паміучним образом, а из найденных спенарисв отбирают ге, в которых инстисивность каскадного гамма-изтучения меньше измеренной ипснеивности внегалактического диффузного излучения (за вычетом вклата перазрешенных тамма-источников). В этих работах спектр инжекция КЛ преднолагается степенным, значения показателя начального спектра КЛ а, проднолагается степенными, значения показателя начального спектра КЛ а, при которых выполниются обсуждаемые критерии, составляют (в разных моделях эколюции источников) не менее 2.2: [α]≥2.2-2.6. Такие показатели спектра инжекции характерны, если частицы ускоряются на фронтах ударных коли, например, в джется а активных ядер талактик (см., напрамер, [11]).

В данной работе мы обсуждаем КЛ УВЭ, ускоренные в аккреционных дисках СМЧД [12] либо непосредственно в СМЧД. Мы рассматриваем по отдельности два вида спектра инжекции: 1) когда равновероятно рождение частии двобо знертии в дианазоне УВЭ; 2) моноэнергетический исходный спектр с эпергией $E_0 = 10^{21}$ эВ, асек предполагается, что все СМЧД имеют массу $-10^9 M_{\odot}$ (здесь M_{\odot} - масса Солпца). Модель, где протоны ускоряются до эпергии 10^{21} эВ, представатена в статье [13]. В этом экзотическом сценарии предполагается, что СМЧД с массо $\sim -10^9 M_{\odot}$ окружена сверхсильным магнитным подем величниой -10^{10} Гс [13-15].

В этой работе мы ноказываем, что процессы, в которых, возможно, рожлюются КЛ УВЭ с рассматриваемыми спектрами инжекции, дают малый вклал в поток частиц, регистрируемых наземными установками. К тому же молельный спектр КЛ, дошедших до установки, сильно отличается от измеренного спектра по форме. Однако, несмотра на незначительную интенсивность частиц на Земле, КЛ с такими спектрами инжекции моут создавять в межгалаксическом пространстве заметный поток диффузного гаммаизлучения в сравнении с данными, полученными с помощью Fermi LAT. Это необходимо учитывать, анализируя состав КЛ и их источники, а также молели темной материи, так как и касканое излучение от КЛ УВЭ, и распады частиц результатов мы делаем вывод, что данные о внегалактическом диффузном гамоа-излучении, возможно, могут быть использованы как источники информации о процессах рожденияу частиц УВЭ в СМЧД.

Во взаимодействиях КЛ УВЭ с фоновыми излучениями рождаются нейтрино, которые составляют один из компонентов потока нейтрино астрофизической природы (т.е. рожденных вне Земли и ее атмосферы). В настоящее время данные об астрофизических нейтрино получают на установке

А.В.УРЫСОН

LeeCube. Потоки нейтрино, рожденных во взаимодействиях KJI УВЭ с фоновыми издучениями, вычислены во многих работах, например, в уже упоминавникся [7-9], а также в [16,17]. В них ноказано, что ограничения на модели преднозаваемых источников KJ, полученные изданных о пейтрино, марте отраничений, податасмых данными о тамжа «ызучение.

В этой работе мы тоже вычислили эпергегические спектры пейтрипо, образующихся во вкаимодействиях КЛ УВЭ с фотовыми излучениями в межатактическом пространстве. Получено, что модельная интенсивность каскадных нейтрипо намного ниже измеренной интенсивности астрофизических нейтрино. (И цоэтому не противоречит данным lecCube).

Вычисления проводились по программе TransportCR [18].

2. Модель. Можганактические электроманиятные каскалы испликают следующим образов [3,4]. Распространяясь в межгалактическом пространстве, КЛ УВЭ взаимонействуют с микроволновым и разноихлучениями $p + \gamma_{rel} \rightarrow p - \pi^0$, $p + \gamma_{rel} \rightarrow n + \pi^-$.

Распады образующихся нионов дают начало гамма-квантам и мюонам: $\pi^0 \to \gamma + \gamma$, $\pi^* \to \mu^* + v_{\mu}$, а распады мюонов $\mu^* \to e^* + v_{\mu} + v_{\mu}$ – нозитронам и нейтрино. Рожденные гамма-кванты и позитроны генерируют электромагпитные каскады в реакциях с микроволновым изтучением и внегалактическим фоновым светом $\gamma + \gamma_b \to e^* + e^*$ (образование пар) и $e + \gamma_b \to e^* + \gamma'$ (обратный Комптон-эффект).

Предположения, принятые в модели, относятся к трем пунктам: это источники КЛ УВЭ - их спектры инжекции и эволюция, внегалактические фоновые излучения и внегалактические магнитные поля

Мы предполагаем, что источники КЛ УВЭ - точечные. Это СМЧД, в которых заряженные частицы ускоряются до УВЭ в аккреционных дисках [12], дибо электрическим полем СМЧД с массами ~10⁹ M_© и выше [13-15].

Возможные спектры инжекции КЛ выбирались, исходя из процессов ускорсния КЛ в СМЧД. Мы предполагаем, что при ускорения в аккретиюнном диске равновероятно рождение частиц с любой энергией в диапазоне УВЭ 4 · 10⁹ · 10²¹ · В. Тогда сцектр инжекции КЛ - стейенной, значение показателя спектра $\alpha = 0$. Модель [13] мы рассматриваем, не учитывая распределение СМЧД по массам, полагая, что все СМЧД имлеют массу - 10⁶ M_{\odot} и выше, и вследствие предложенного механизма ускорения в СМЧД формируется монознергетический спектр КЛ с знергией $E_{c} = 10^{21}$ зВ.

Таким образом, мы предполагаем, что при ускорении частиц непосредственно в СМЧД формируются следующие спектры инжекции: степенной с показателем а = 0 (ускорение КЛ в аккреционном лиске [12]) и монознергетический спектр с энергией E₆ = 10²³ зВ (ускорение КЛ в молели [13]).

Случай моноэнергетического спектра инжекции с $E_5 = 10^{21}$ эВ рассматривался в работе [19]. Злесь мы приводим полученные там результаты при обсуждении молслей.

Далее мы прелполагаем, что КЛ УВЭ состоят из протонов.

Мы нанаваем, что рассматриваемые источники КЛ УВЭ удалены на расстояния, соотнест пующие z > 0.05. Космологическая зволюция источников алияет на спектр КЛ у Земли (см., например, [8,19]). Космологическая зволюция СМЧД, по-видимому, связана с эволюцией их состояний (см., например, [13]). Она неясна, и здесь мы рассматриваем один из возможных сценариев зволюции мощных АЯГ (которые называются лацертилы), предложенный в работе [20] и обсуждаящийся в статьха [7,18].

Виспатактические фоновые излучения рассматривались следующим образом. Космическое микроволновое фоновое излучение имеет планковское распеределение по эпергии со средним значением $\varepsilon_r = 6.7 \cdot 10^{-4}$ эВ. Средняя цотность фотонов составляет $n_c = 400 \, {\rm cm}^3$.

Характеристики внегалактического фонового света были взяты из работы [21] Для онисания фонового радиоизлучения использовалась модель эволющии светимости радиогалактик [22].

Магнитное поле в межгалактическом пространстве, по-видимому, неодноролно [23,24]: существуют области, тде поле составляет $1 \cdot 10^{-17}$ Гс $B < 2 < 3 \cdot 10^{-47}$ с. и нитеандные участки, в которых поле сильнее - $B = 10^{-9} - 10^{-8}$ Гс. В таких полях каскадные электроны незначительно теряют энерткю на синкротронное изгучение [25]. Кроме этих оценок было найдено, что в областях скоптений галактик всличина магнитного поля, по-видимому, может составлять $B - 10^{-1} - 10^{-4}$ Гс [26]. Поле всличиной $B - 10^{-4}$ Гс нарушает развитие каскада. Здесь мы не рассматриваем такие поля и предполагаем, что каскадные электропы незначительно теряют энертию на синкротронное излучение в межгалактическом пространстве.

3. Результаты. Вычисленные энергетические спектры КЛ, а также спектр, полученный на установке РАО [27], показаны на рис. 1. Модельные спектры нормированы на спектр РАО при энергии 10³³ з В. Поэтому при энергии 10¹³⁵ З модельные спектры совпадают с измеренным. При других значениях энергии молельные спектры КЛ не описывают измеренный спектр: вычисленные спектры на несколько порядков ниже сисктра РАО и сильто отличаются от него по форме (столь же сильно они отличаются от спектра КЛ УВЭ, полученного на установке ТА). При энергиях выше 10¹⁶⁵ З спектр, вычисленный при монознергетическом спектре инжекции с энергией 10²¹ эВ, превышает спектр РАО, но превышение не больше ошибок измерений в этой области энергий.



Рис.1. Энергетический спектр КЛ УВЭ, полученный на установке РАО [27] - точки, и модельные спектры КЛ, полученные для разных спектров инжелини: для монодинергетического спектра сэмергией (10²): В - птруматулитктрава книжи, при степлитов соверги инжекими с показателем α = 0 - пунктирная линия. Модельные спектры пормировалы на слектр РАО пор элергия 10²³ 38.

Мы сопоставляем модельные спектры со спектром РАО, а не ТА (хотя в принятой моделя предполагается протонный состав КЛ УВЭ, а по данным РАО - это ядра). Причина выбранного сопоставления следующая. При эмертия 10⁰³ зВ (3.16¹⁰³ зВ), где модельные спектры нормированы на спектр РАО, различие в спектрах ТА и РАО невелико: 20-30%. При более низких энергиях измеренные спектры также различаются нелначительно. В области $E \gtrsim 10^{13}$ зВ значения интенсивности в измеренных спектра расходятся: по данным РАО ингенсивность в 8-9 раз ниже, чем по данным ТА [26]. Вследствие этого, получив, что модельные спектры лежат намного ниже спектра РАО, мы делаем вывол, что опит также заведомо ниже и спектра ТА. Поэтому сравнение модельных спектров со спектром РАО правомерно.

Таким образом, частипы, ускоренные в СМЧД в рассматриваемых процессах в принятых нами предположениях, дают малый вклал в поток КЛ, регистрируемых наземными установками.

Перейдем к интенсивности гамма-излучения, которое КЛ УВЭ инициируют в межгалактическом пространстве.

Спектры каскадного гамма-излучения подробно анализируются в статьях [26,28]. В них получено, что форма спектра праклически не зависит от начального спектра частиц, инициировавших каскад. Поэтому здесь мы не обсужлаем модельные спектры каскадного гамма-излучения.

В нашей работе мы сопоставляем величину гамма-излучения, полученную

в принятых моделях, с ланными измерений Fermi LAT. Для такого сопоставления мы используем интегральную интенсивность касхадного излучения в области E>50 ГоВ, как это делается в работе [8].

Дианазон энергии E>50 ГэВ элесь выбран потому, что для него получено значение вклада огдельных неразрешенных тамма-источников [29]. Этот вклад учитывается ниже при сопоставлении интенсивности каскадного гаммаизлучения с данными Fermi LAT.

Из дифференциальной интенсивности каскадного гамма-излучения, вычисленной с номощью программы TransportCR, была найдена интегратьная интенсивность каскадного гамма-излучения при энергии E > 50 ГэВ. Дзя сисктра инжедние с ножазателем с = 0 интегральная интенсивность составляет:

$$\alpha = 0: I_{\gamma}(E > 50\Gamma B) = 5.416 \cdot 10^{-10} (cm^{-2}c^{-4}cp^{-4}).$$
 (1)

Для моноэнергетического спектра инжекции интегральная интенсивность составляет:

$$E_0 = 10^{21} \, \Im \mathbf{B} : I_{\gamma} \left(E > 50 \, \Gamma \Im \mathbf{B} \right) = 1.002 \cdot 10^{-9} \, (\mathrm{cm}^{-2} \mathrm{c}^{-1} \mathrm{cp}^{-1}) \,. \tag{2}$$

Модельная интенсивность рожденных в каскадах нейтрино в области энергий $E \approx 10^{11} - 10^{15}$ эВ на несколько порядков ниже измеренной на установке lceCube [30].

4. Обсуждение. Модельная интенсивность каскадного гамма-излучения зависит от спектра мижекции протонов. Это обусловлено двумя причинами [31]: резонансом в энергетической завискмости сечения взаимодействия протона (31]: резонансом в энергетической завискмости сечения взаимодействия протона с реликтовым фотоном р - у_{mi}, и формой исходного спектра КЛ. На пути от источника протон взаимодействует с микроволновым фоновым излучением, пока его энергия не уменьшится примерію до 4-10¹⁹ эВ. Тогла свободный пробет протона составляет сотни Мпк, и вероятность его взаимодействия с фоновым излучением становится малой. Вследствие этого протоны с энергией выше 10¹⁸ эВ взаимодействуют с фоновым излучением примерно 10 раз на пути к Галактике, инициируя около 10 электромагнитных каскадов. Протоны меньших энергий дают начало -1-2 каскадам.

Поэтому, чем выше энергия протона, тем эффективней она перекачивается в энергию каскала, и, следовательно, в гамма-излучение. В результате у протонов с экспоненциальными начальными спектрами энергия перекачивается в энергию каскала тем лучше, чем жестче спектр. Наиболее эффективно энергия протонов перекачивается в гамма-излучение при моноэнергетических начальных спектрах.

Сравним модельную интегральную интенсивность гамма-излучения с данными Fermi LAT [5]. Внегалактический изотропный диффузный фон IGRB, измеренный с помощью Fermi LAT, равен:

A.B. YPEICOII

$$KGRB(E > 5015B) = 1.325 \cdot 10^{-9} (cm^2 c^3 cp^4).$$
 (3)

Эта величина включает излучение отдельных перазрешенных нама-источников. При энергии выше 50 ГоВ их вклад составляет 86 (-14, +16)% [29].

Исключая из IGRB вклад перазрешенных источников, равный 86%, получаем

$$[GRB_{without \ blazars} (E > 50 \ \Gamma_{2}B) = 1.855 \ 10^{-10} \ (cm^{-2}c^{-1}cp^{-1}).$$
(4)

В рассмотренных моделях вычисленная интенсивность каскадного таммаиздучения (1, 2) выше величины (4): в модели со степенных начальным спектром КЛ, $\alpha = 0$ - примерно в три раза, в модели с моноэнергетическим спектром имжекции, $E_{\mu} = 10^{24}$ св, на вить раз.

Сучетом оппибки, равной -14%, вклад неразрешенных гамма-источников составляет 72% (а не 86%, как принято в оценке (4)). Тогла получаем следующее значение IGRB_{ибест Карр} (E>50 ГъВ):

$$IGRB_{without \ blazars} (E > 501 \ B) = 3.71 \cdot 10^{-10} (cm^2 c^{-1} cp^{-1})$$
(5)

В [5] при обработке данных измерений используются сведения о гадактическом фоне, полученные в рамках трех моделей, обозначенных "А", "В" и "С". Учитывая опибки измерения, вклад неразрешенных гаммаисточников, равный 72%, а также неопределенность в данных о газактическом фоне в модели "А", получаем следующую полосу значений IGRB_{webnu} мала. (*E* > 50 ГэВ):

 $2.20 \cdot 10^{-10} (\text{cm}^{-2}\text{c}^{-1}\text{cp}^{-1}) \leq \text{IGRB}_{\text{without biazars}} \left(E > 50 \,\Gamma_{3}\text{B} \right) \leq 5.40 \cdot 10^{-10} \,(\text{cm}^{-2}\text{c}^{-1}\text{cp}^{-1}). \quad (6)$

В случае степенного спектра инжекции с показателем $\alpha = 0$, вычисленная интенсивность выше большего значения (6) на 0.3%.

Интенсивность каскадного гамма-излучения, полученная в модели с монознеристическим спектром инжеклим при $E_{\mu} = 10^{13}$.В. превышает верхнес значение (6) почти в два раза. В этой модели предполагается, что все источники КЛ УВЭ - это, во-первых, СМЧД с массой - $10^{9} M_{\odot}$, и вовторых, эти СМЧД окружены сверхсильным магнитным полем. Однако копшентрация СМЧД с такой массой в - 10 раз ниже коншентрации СМЧД, например, с массами 10^{4} . $10^{55} M_{\odot}$ [32], и по-вилимому, датеко не все СМЧД окружены сверхсилыкым магнитным полем. Поэтому приведенное здесь эначение интенсивности каскадного гамоа-излучения завылено. Данная модель испости дифлузирот гамма -излучения.

На интенсивность каскадного гамма-излучения влияет также эволюция источников КЛ: более сильная эволюция источников приводит к повышению интенсивности каскадного гамма-излучения (см., например, [19]). Мы не анализируем злесь спектр каскалного гамма-изтучения, т.к. его форма не зависит от спектра инжекнии КЛ УВЭ [26,28].

Модельная интенсивность нейтрино, образующихся в межталактическом пространстве во взамодействик КЛ УВЭ, в области энергий $E \approx 10^{-1} - 10^8$ зВ на несколько порядков ниже измеренной на установке leeCube [30]. При элергиях $E \sim 10^{-9}$ зВ форма и интенсивность модельного нейтринного спектра на Земле супнественно зависят от спектра инжемник КЛ, однако эта область энергии недоступна для исследований на имеющихся нейтринных телескопах. Поэтому данные о нейтринов в настоящее время трудно привлечь к анализу рассматриваемых моделей.

5. Заключение. Мы рассмотрели КЛ УВЭ, которые ускоряются электрическими полями в СМЧД: заряженные частицы могут ускоряться в аккреционном диске электрическим полем с взрывным ростом [12], либо электрическим полем в полярных областях СМЧД [13-15]. Предполагалось, что при механизмё ускорения [12] равновероятно рождение частиц любой элергии в диапазоне 4-10¹⁹ – 10²¹ эВ, в модели [13] возможен моноэнергетический спектр инжекции частиц.

Молель [13] мы рассматривали в упрошенном виде, предполагая, что источники КЛ УВЭ - это СМЧД с массой ~10⁹ М₀, и все они окружены сперхсильным магнитным полем. Олизако концентрацоя СМЧД с такой массой на порядок ниже концентрации СМЧД меньших масс [32], и по-видимому, лишь малую часть СМЧД окружают сверхсильные магнитные поля. Данная модель приведена как иллюстрация того, что низкий поток КЛ УВЭ может давать заметный вклад в поток диффузиого гамма-излучения.

Потоки КЛ УВЭ, ускоренных в СМЧД, и диффузное гамма-излучение, которое КЛ порождают в межгалактическом пространстве, ранее вычислялись в работе [6], гае был сделая вывол, что молель хорошо описывает измеренный спектра КЛ и не противоречит данным Ferni LAT о диффузном гаммаизлучении. В качестве возможных источников КЛ УВЭ рассматривался ансамбль СМЧД с моноэнергетическим спектром инжекции, зависящим от массы СМЧД [10].

В статье [6] и работах, которые мы упоминали во Веедении, анализируются модели источников, хорошо описывающие измеренный спектр КЛ УВЭ.

Из полученных нами результатов следует, что, возможно, существуют источники КЛ УВЭ, которые дают малый вклад в поток частиц, регистрируемых наземными установками. Эти источники изгучают КЛ наряду с теми, которые дают основной поток детектируемых частиц. Однако КЛ от рассмотренных источников создают в межталактическом пространстве заметный поток иффузиого гахма-изгучения в сравнении с данными, полученными с помощью

А.В.УРЫСОН

прибора Fermi LAT. Это обусловлено спектрами инжекции частин.

Таким образом, яклад КЛ в лиффузиое гамма-истучение может быть значительно выше, чем предполагалось, папример, в работах, перечисленных но *Введения*.

Это необходимо учитывать, исследуя состав КЛ и их источники, а закже модели темной материи, поскольку и каскалное изгучение от КЛ УВЭ, и распады частиц темной материи вност вклад и лиффузио гамма-изгучение. Кроме того, возможно, что данные о внегалактическом диффузном гаммаизгучении могут бать использованы как источник информации о процессах рождения частиц УВЭ в СМЧД.

Интенсивность нейтрино, которые рождают в межгалахтическом пространстве КЛ УВЭ от таких источников, на несколько порядков ниже измеренной на установке IeeCube [30]. Область более высоких эпертий переогупна для регистрации нейтрино на имеющихся нейтринных телесконах. Поэтому данные о нейтрино в настоящее время трудно привлечь к анатизу обсужлаемых моделей источников.

Полученные результаты зависят главным образом от вклада отдельных неразрешенных гамма-источников во внегалактическое диффузиое излучение. В настоящее время он определен с ошибкой около 15% [29]. Уточнение этого вхида возможно на приборах с лучшим угловым разрешением но сравнению с Fermi LAT (например, на космическом приборе ГАММА-400, угловое разрешение которого при энергии 100 ГэВ составляет -0°.01 [33], в то время как у прибора Fermi LAT угловое разрешение при этой же энергии составляет 0°.05-0°. [34]).

Автор благодарит О.Е.Калашева за обсуждение кода Transport CR и Н.П.Топчиева за обсуждение характеристик космических гамма-телескопов. Автор благодарит рецензента за замечания.

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия, с-mail: uryson@sci.lebedev.ru

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ОТ ЧЕРНЫХ ДЫР

COSMIC RAYS ACCELERATED IN THE ELECTRIC FIELDS IN SUPERMASSIVE BLACK HOLES: FLUXES ON THE EARTH AND EXTRAGALACTIC DIFFUSE EMISSION

A.V.URYSON

Cosmic rays at ultra-high energies ($E > 4 \cdot 10^{19}$ eV) accelerated in electric fields in supermassive black holes are discussed. Two models are considered: particle acceleration in electric field in accretion disc and their acceleration in the field induced in the black hole vicinity. It is assumed that in the models under consideration particles are generated at any energy in the range 4.10¹⁹-10²¹ eV with equal probability, and also a monoenergetic injection spectrum is possible. In the latter case black holes with a mass of ~105 solar masses are considered. It turned out that cosmic rays with injection spectra supposed contribute a little in the particle flux detected with ground-based arrays. But in the extragalactic space particles generate a noticeable flux of the diffuse gamma-ray emission compared with the data obtained with Fermi LAT instrument (onboard the Fermi space observatory). The intensity of neutrinos generated by cosmic rays propagating in the extragalactic space is also derived. The result is that the model intensity of cascade neutrinos is much lower than that of astrophysical ones. It is concluded that cosmic rays accelerated in processes under consideration contribute slightly to the particle flux detected on the Earth. But these cosmic rays should be taken into account analyzing components of extragalactic diffuse gamma-ray emission.

Keywords: ultra-high energy cosmic rays: active galactic nuclei: extragalactic diffuse gamma-ray emission: extragalactic diffuse neutrino emission

ЛИТЕРАТУРА

- I. K. Greisen, Phys. Rev. Lett., 16, 748, 1966.
- 2. G.T.Zatsepin, V.A.Kuzmin, JETP Lett., 4, 78, 1966.
- 3. S. Hayakawa, Prog. Theor. Phys., 37, 594, 1966.
- 4. O. Prilutsky, I.L. Rozental, Acta Phys. Hung. Suppl., 129, 51, 1970.
- 5. M.Ackermann, M.Ajello, A.Albert et al., Astrophys. J., 799, 86A, 2015.
- O.E.Kalashev, K.V.Pitisyna, S.V.Troltsky, Phys. Rev., D86 063005, 2012, [arXiv:1207.2859 [astro-ph.HE]].
- G.Giacinti, M.Kachelriess, O.Kalashev et al., Phys. Rev., D92, 083016, 2015, (arXiv:1507.07534 v2[astro-ph.HE], 2015).

А.В.УРЫСОН

- V. Berezinsky, A. Gazizov, O. Kalashev, Astropart. Phys., 84, 52, 2016, (arXiv:1606.09293v2 jastro-ph.HEJ, 2016).
- E. Gavish, D. Eichler, Astrophys. J., 822, 56, 2016, (arXiv:1603.040 [astroph.HE], 2016).
- A.Yu.Neronov, D.V.Semikoz, I.I.Tkachev, New J. Phys., 11, 065015, 2009, (arXiv: 0712.1737v2 [astro-ph], 2012).
- 11. A.V. Uryson, Astron. Lett., 27, 775, 2001.
- 12. C.D.Haswell, T.Tajima, J.-I.Sakai, Astrophys. J., 401, 495, 1992.
- 13. N.S. Kardashev, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 522, 205, 1995.
- 14. A.A.Shatsky, N.S.Kardashev, Astron. Rep., 46, 639, 2002.
- 15. A.F.Zakharov, N.S.Kardashev, V.N.Lukash et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 342, 1325, 2003.
- G. Decerprit, D.Allard, Astron. Astrophys., 535, A66, 2011, (arXiv:1107.3722v4 [astro-ph.HE], 2011).
- R.Aloisio, D.Bonciolic, A. di Matteo et al., arXiv:1505.04020v3 [astro-ph.HE], 2015.
- O.E.Kalashev, E.Kido, JETP, 120, 790, 2015.
- 19. A.V. Uryson, Astron. Lett., 44, 541, 2018.
- M. Di Mauro, F.Donato, G.Lamanna et al., Astrophys. J., 786, 129, 2014, (arXiv:1311.5708 [astro-ph.HE], 2013).
- Y. Inoue, S. Inoue, M. Kobayashi et al., Astrophys. J., 768, 197, 2013, (arXiv:1212.1683v2 [astro-ph.CO], 2013).
- 22. R.J. Protheroe, P.L. Biermann, Astropart. Phys., 6, 45, 1996; 7, 181(E), 1997.
- P.P.Kronberg, Cosmic Magnetic Fields. Ed.: R.Wielebinski, R.Beck, Springer, 2005, p.9.
- 24. W.Essey, S.Ando, A.Kusenko, Astropart. Phys., 35, 135, 2011.
- 25. A.V. Uryson, JETP, 86, 213, 1998.
- T.A.Dzhatdoev, E.V.Khalikov, A.P.Kircheva et al., Astron. Astrophys., 603. A59, 2017.
- Pierre Auger Collaboration: A.Aab, P.Abreu, M.Aglietta et al. JCAP, 06, 026. 2017, (arXiv:1612.07155 [astro-ph.HE], 2017).
- V.Berezinsky, O.Kalashev, Phys. Rev., D24, 023007, 2016, (arXiv:1603.03989v) [astroph.HE], 2016).
- 29. M. Di Mauro, arXiv:1601.04323v1 [astro-ph.HE], 2016.
- 30. IceCube Collaboration. arXiv:1705.07780v2 [astro-ph.HE], 2017.
- 31. A.V. Uryson, Astron. Lett., 43, 529, 2017.
- 32. B. Mutlu-Pakdil, M.S. Seigar, B.L. Davis, Astrophys. J., 830, 117, 2016.
- N.P.Topchiev, A.M.Galper, V.Bonvicini et al., J. Phys.: Conf. Ser., 798, 012011, 2017.
- http://www.slac.stanford.cdu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.htm.

АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ, 2019

ВЫПУСК 2

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СВОЙСТВА ТИЛЬТА ГРУПП ПЯТЕН И ЗАКОН ДЖОЯ ВБЛИЗИ СОЛНЕЧНОГО ЭКВАТОРА

К.М.КУЗАНЯН¹², Н.Т.САФИУЛЛИН¹³, Н.И.КЛИОРИН⁴³, И.РОГАЧЕВСКИ^{36,5}, С.В.ПОРШНЕВ¹ Поступка 7 ссптября 2018 Прицят к петант 19 марта 2019

Предложен финический механаты образования угла закрутки (гильта) групп социенцы, шигия и происсе образования активнах областво пао фотософора Солица. Цельтыю исследуются явления, сиязанные с клиянием сист Кормолиса из крупномаепитабные течения в суперпранульшению в ислиженного динамо сакланы опенном порадков величисы данного моди по монсы солнечного величейного динамо сакланы опенном порадков величисы данного аффекта и опенно тильтутол в доашахоне широт "корслеексой зоны" интенной активности. Эта и пакамо-медет, основаныя и па базане великомаецитабной и крупномаепитабной мативитить с спиральностей, описывает процес образование солнечных пятен за последиие пять цикло активност и мирот. Связа и подета саклания саконаетия и сокасе мативиты и произвения с 1967. С была дазиваемые динечных пятен за последиие пять цикло активност и визией по-ременные, развансимости среднето тильта за ти пать улюкеториториотиче закону Джоя, но также показывающие локазывае отколема отколе улюкеториотиче закону Джоя, но также показывающие локазываето техо.

Ключевые слова: солнечные пятна: солнечный цикл: солнечное динамо: турбулентность

1. Введение. К числу основных закономерностей, которым полчиняются солнечные пятна, относятся закон Джоя для пар ведущего и ведомого изтем. Этот закон проявляется в том, что угол наклопа этих пар относительно солнечного экватора (тильт) имеет характернос различие по полущариях: ведущие пятна в обоих полушарях находятся, как правило, ближе к экватору, чем ведомые, что означает изменение знака тильта. Тильт групп солнечных иляте является их важнёшией характеристикой, которая используется в построении феноменсологических молетей солнечной цисличности, типа модели Бабкока-Лейтона [1,2]. Хотя со времени открытия правила Джоя прошло около ста лет, о сих пор не существует однозначного объяснения этой закономерности.

Простейшее объяснение правила Джоя может быть связано с прямым воздействием сил Кориолиса на движущиеся магнитные трубки. На всех широтах, за исключением экваториальной зоны, это воздействие определяется параметром Кориолиса, который пропоршионаден симусу галом симуст. Таком образом, в периом приближении можно ожидать, что закон Джоя также будет пропорниопален свпусу телно-пироты. Тем пе менее наблюдаются более сложные соютеля крупноментибного распресенения лепла, конорые окало рассмирувать, как отклонения от явкона Джоя. В данной работе мы показнаем, что эти отклонения связаны с вляянием малитных сект (скла Ампера), порождаемых крупномасштабным, главным образом торомдальным, малитным полем. С одной стороцы, они требуют угочнения данной теория, а с другой, скла Кормолиса не входит непосредственно в уравление малитной индукции, полому ослается только удиавиться, почему закон Джоя имеет в первом приближении закую простую спиреоподобную форму.

Теория правила Джоя была ранес выдвинута, например, в статье [3] и развивалась в ряде последовавших работ. Важной особенностью этого никла работ является использование механизма неустойчивости Кельвина-Гельмольна. лля формирования солнечных пятен, а также гипотеза о существовании в глубинах конвективной зоны Солнца сгустков сильного магнитного поля с напряженностями порялка сотен кГс. Тем не менее, эта картина не согласуется с современными знаниями о Солнце и требует персомотра. Прежде всего, согласно данным гелиосейсмологии, полученным с помощью космических аппаратов SOHO и SDO за последние 20 лет (см. обзор Косовичева и др. [4]), на Солнце вряд ли возможно существование таких сильных полей. Недавно [5] было установлено, что процессы формирования активных областей на Солнце разворачиваются в непосредственной близости от поверхности Солнца, на глубинах ~20 Мм, едва превосходящих глубину залегания супергранул, что подтвердило ранние результаты [4]. Это открывает возможность постросния моделей пятен с локализованным закручиванием в процессе их эволюции и всплытия.

Кроме того, наблюдения магнитных полей на поверхности Солнца, т.е. магнитных полей солнечных пятен и актианых областей, ясно указывают на их спиральную природу. Количественное исследование этой спиральности имет многолетнюю историю, см., например [6-9]. Воссмь лет назад Жанг и др. [10] предприняли систематическое исследование токовой спиральности и закругки (твиста) фотосферных магнитных полей внутри солнечных активных областей. Полученные в [10] двухмерные баттерфляй-диаграммы (телионирота - время) построены для радиальной составляющей токовой спиральности *B*, [tot(**B**)], и твиста (скрученности) магнитных полей активных областей. Покуренных полей активных областей. Покуренных полей активных областей. Покуренных полей активных областей. Покуренных долисти, полей активных областей. Покуренных областей.

С другой стороны, в текущей литературе имеется значительная коллекция статей, посвященных наблюдениям общей закругки активных областей (пллэту). Эти наблюдения [11] показывают, что, с одной стороны, закон Джоя выполняется достаточно хорошо: тильт $\delta \propto sing (\phi - гелиографическая широта),$

СВОЙСТВА ТИЛЬТА ГРУПП ПЯТЕН И ЗАКОН ДЖОЯ 299

а с другой - на пизких пиротах наблюдаются заметные отклонения от этого закона [12,13]. Наконец, активные области малых размеров демонстрируют апит-джоевское поведение: б « - shop [14,15]. В данной работе мы попытаемся, дать теоретическое объяснение этим странностям в новедении тыла, используя результаты модели пелинейного динамо и элементарные соображения о закручивания полей активных областей склой Кориолиса.

Полученные результаты могут представлять интерес не только для описания свойсти закругки активных областей (тильта), но и возможно позводят оценить поток магнитной спиральности в хромосферу и корону и, тем самым, энергстический потенцика вспышечной активности Солнца.

2. Модель биполярной активной области. В данной работе мы рассмотрим в качестве модели простую биполярную активную область, в которой расстояние межлу областями противоположной полярности составляет L. и существующую в верхней части супергрануляционной ячейки турбулентную конвекцию глубиной L/2. Последнюю мы будем связывать с высотой равновесной фотосферы по плотности $L/2 \approx H_{a} = -[d \log p_{\theta}(r)/dr]^{-1}$, где p_{a} равновесная плотность солнечной плазмы на глубине формирования солнечных пятен H = 10⁹ см = 10 Мм. Согласно Чандрасскару ([16], гл. 16, с.48, рис.7а) совокупность трех систем ролов размером L/2 на L/2 с осями, повернутыми друг к другу под углом 120°, образуют систему гексагонов, каждый из которых имеет максимальный размер L и глубину L/2. Таким образом, кажлый гексагон может быть вписан в круг радиуса L/2. Следует, однако, имсть в виду, что, во-первых, реальные солнечные и звездные конвективные ячейки, согласно наблюдениям солнечной поверхности, имеют скорее форму неправильных пентагонов и гексагонов, чем абсолютно регулярных гексагонов, а, но-вторых, их горизонтальные размеры, по-видимому, превышают, примерно вдвос, размеры классических яческ Релся. Причина в том, что оптимальные ролы в сильно турбулентной конвекции имеют в сечении размер не L/2 на L/2, как в ламинарной конвскции, а приблизительно L на L/2 [17.18]. Таким образом, реальный размер супергранул должен быть порядка 2L, т.е. быть в 4 раза больше се глубины И, и составлять ≈ 40 Мм. Данные численные оценки носят, безусловно, иллюстративный характер и диапазон этих значений может варьироваться.

Рассмотрим теперь систему уравнений, описывающую поведение (в том числе, закрутку) магнитных полей активной области. Это уравнение движения (уравнение Навье-Стокса), уравнение ишукции и уравнение переноса энтропии в неутрутом приближении. Согласно [19], эта система уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \left(\frac{\vec{P}}{\rho_0} + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + \frac{H^2}{8\pi\rho_0} \right) - \mathbf{g} S + \Lambda \frac{H^2}{8\pi\rho_0} + \frac{1}{4\pi\rho_0} (\mathbf{H} \cdot \nabla)\mathbf{H} + \mathbf{V} \times (2\Omega + \mathbf{W}), \quad (1)$$

К.М.КУЗАНЯН И ДР.

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = (\mathbf{H} \cdot \mathbf{V})\mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \mathbf{V})\mathbf{H} - \mathbf{H}(\mathbf{V} \cdot \mathbf{A}), \qquad (2)$$

$$\frac{\delta S}{\delta t} + (\mathbf{V} \cdot \mathbf{V} S) = -\frac{\Omega_g^2}{g} V_g, \quad (3)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{V}) = \mathbf{A} \cdot \mathbf{V} = \frac{\nabla \rho_0}{\rho_0} \cdot \mathbf{V}, \qquad (4)$$

гле V. H. S. P - гидродинамическая скорость, магнитное поле, энтропия и давление плазмы активной области, соответственно. Здесь первый член в правой части (1) - сила полного давления, -gS и А Н²/8про - силы гидродинамической и магнитной плавучести соответственно, (П·V)H/4пр. - сила магнитных натяжений. V × (2Ω + W) - обобщенная сила Кориолиса, акцичающая в себя не только регулярное вращение Солица (звезды) Ω, но и локальную завихренность течения W = rot(V), Ω_{*}^{2} - кладрат частоты Брулга-Вяйседла. Напомним что в конвективных зонах $\Omega_B^2 < 0$, а в фотосфере и выше, где нет конвекции. $\Omega_{h}^{2} > 0$, а все силы, упомянутые здесь - на слицину массы. Поскольку нас интересует поведение этой системы в фотосфере Солнна и выше, где, повидимому, нет ни магнито-гидродиламической (MHD-) турбудентности, ни линамо. мы пренебрежем магнитной и кинематической вязкостью илазмы и коэффициентом диффузии энтропии. Будем искать решение системы (1-4) в видс V = u + v, H = B + b, S = S + s, P = P + p, гле u, B, S, P - решение системы (1-4) при Ω = 0. Поскольку тильт мал (он редко когда превосходит 10°), то можно считать поля v, b, s, p малыми возмущениями по сравнению с равновесными полями и, В, S, P. Тогда, вводя новую переменную с : v = 65 с1. имеющую смысл смещения плазменного элемента относительно равновесного положения, и интегрируя уравнения (2-3), получаем следующее элегантное уравнение относительно Е:

$$\frac{\partial^{2}\xi}{\partial t^{2}} = -\bar{\nabla} \left(\frac{P_{tet}}{\rho_{0}}\right) - \bar{\tau}\xi_{\pi} \left[\Omega_{\theta}^{\prime 2} + \Lambda^{2} V_{A}^{2}\right] + 2\left(\mathbf{u} + \frac{\partial\xi}{\partial t}\right) \times \Omega + \left(\mathbf{V}_{A} \cdot \nabla\right)^{2} \xi + \Lambda \mathbf{V}_{A} \cdot \left(\mathbf{V}_{A} \cdot \nabla\right)\xi, (5)$$

Здесь магнитне поле включено через альфвеновскую скорость $V_A = B_{-\sqrt{4\pi\rho_0}}$, $\Omega_B^{**} = \Omega_B^{**} + g(\xi, \nabla \overline{S})/(\xi, \tau_0^2)$, где $P_{\omega i}$ возмущение полного лавления. Заметим, что $\omega = \operatorname{rod}(\mathbf{v}) = \partial \operatorname{rod}(\xi)/\partial \tau \xi$. Введся вектор закрутки нашей билолярной активной области 5: $\omega = \operatorname{rod}(\mathbf{v}) = \partial \partial \partial (d = \partial \operatorname{rot}(\xi)/\partial \tau$, гогда: $\delta = \operatorname{rot}(\xi)$. При этом, физический смысл вектора 6 следующий: его величина - это малый угол, на который поворачиваются магнитные силовые линии магнитного поля В за время Δt в случае, если зависоренность $\omega = \operatorname{rot}(\mathbf{v})$ не равна нулю. Напраяление δ совпадает с направление ω , т.е. перпендикулярно плоскости поворота. Таким образом, искомый тивыт δ можно отождетевныть с радиальной с

СВОЙСТВА ТИЛЬТА ГРУПП ПЯТЕН И ЗАКОН ДЖОЯ 301

компонентой вектора à на границе фотосфера - конвективная зона: $\delta = \delta_{-}(0)$. Вичислим гоt от левой и правой части уравнения (5) и спроещируем получившесся векторное уравнение на равновесное поле **В**. т.е. найдем $\delta_{n} = \delta \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{A}$ то ласт:

$$\frac{\partial^2 \delta_B}{\partial t^2} = 2 \left\{ \operatorname{rot} \left[\left(\mathbf{u} - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) \times \Omega \right] \right\}_B + \left(\nabla_A \cdot \nabla \right)^2 \delta_B.$$
(6)

Здесь нижний индекс обозначает проекцию на вектор магнитного поля В. Это уравнение описывает скручивание поля под влиянием силы Кориолиса на конвективные течения. Рассмотрим своболное решение уравнения (6) в препебрежении малым слагаемым $2ral[(\bar{c}\bar{c}/\bar{\sigma}) \times \Omega]$. Его общее решение описывает стоячие альфяеновские волны; оно дает максимальную закрутку вблизи оснований магнитных пететь в виде:

$$\delta_B = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left(\frac{\pi(2n+1)}{L_n}\zeta\right) \cos\left(V_A \frac{\pi(2n+1)}{L_n}t + \varphi\right),$$

и описынает незатухающие колебания с периодами $T_a = 2L_g/(2n+1)V_A = 2\tau_D/(2n+1)$. Злесь ζ координата, отсчитанная даоль силовой линии длиной L_g , $\tau_D = L_g/V_A$. Взяв для оценки следующие параметры B = 300 Гс, $L_g \approx 2L = 40$ Мм, плотность плазмы $p_0 \approx 4.5 \times 10^{-7} r/cm^3$ [20], получим $V_A \approx 1.5$ км/с, $\tau_D = (2 + 4) \times 10^4$ с = 6 - 12 часов = 0.25 - 0.5 дня. Таким образом, для времени закручивания активной области получим: $\tau_g = 0.25 - 0.5$ дня $< T_{T_2}$, много короче (коррингтоновского) периода вращения Солнца вокруг своей оси. Поэтому снагаемое 2rot [($\partial \xi/\partial t$) × Ω] пренебрежимо мало. Предлоджим, что на границе конвективной зоны и фотосферы $I(\zeta_2) = 2rot_g [u \times \Omega]$ быстро обращается в ноль вне траница. Тогда источник в правой части уравнения (G) = 2rot, $[u \times \Omega] \times [\delta(\zeta) - \delta(-L_g + \zeta)]$, гле $\delta(\zeta) - функция Дирака. Раскиалывая источник (<math>\zeta_1$) в рая. Фурье на отрезже [0, L_g] в базисе $\pi(2n+1)/L_g$, получим $L_a = 4rot, [u \times 2] x = 1/\pi$. Подставляя это выражение в (6) и раскналывая источник в насточние L_a .

$$\frac{\partial^2 A_n}{\partial t^2} = \frac{I}{\pi} - \left[V_A \frac{\pi (2n+1)}{L_B} \right]^2 A_n \,. \tag{7}$$

Общее решение (7) с начальным условием А (0) = 0 имеет вид:

$$A_n = I \frac{\tau_D^2}{\pi^3 (2n+1)^2} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi (2n+1)}{\tau_D}t\right) \right].$$

Вычислим б_в

$$\delta_B = \frac{I\tau_D^2}{\pi^3} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi(2n+1)}{\tau_D}t\right) \right] \cos\left(\frac{\pi(2n+1)}{L_B}\zeta\right)$$

Подечитаем тълыт $\delta = \delta_B(0)$ (лигия пад $\delta_B(0)$ означает усреднение по времени):

$$\overline{\delta}_{B}(0) = 4\operatorname{rot}_{r} \left[\mathbf{u} \times \Omega\right]_{\pi}^{\frac{n}{2}} \sum_{m=0}^{\infty} (2n+1)^{2} - 4\operatorname{rot}_{r} \left[\mathbf{u} \times \Omega\right]_{\pi}^{\frac{n}{2}} \frac{\pi^{2}}{8} - \frac{\pi^{2}}{2\pi} \operatorname{rot}_{r} \left[\mathbf{u} \times \Omega\right].$$

Вычислим $rot, [u \times \Omega]$:

$$\operatorname{rot}_{r}\left[\mathbf{u}\times\mathbf{\Omega}\right] \approx \left(\mathbf{\Omega}\cdot\nabla\right)\mathbf{u}_{r}-\mathbf{\Omega}_{r}\operatorname{div}(\mathbf{u}) = -\mathbf{\Omega}\left[\cos(0)\left[\frac{u_{r}}{H_{\rho}}-\frac{\partial u_{r}}{\partial r}\right] - \frac{1}{r}\frac{\partial u_{r}}{\partial 0}\sin(0)\right]. \quad (8)$$

Для оценки поведения скорости в случае супертрануляции часто используют закон непрерывности потока импульса в следующей форме $\hat{v}(r^2 \rho_0 u_r)/\hat{v}r = 0$ (см., например, [21]). Это дает:

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{u_r}{H_o} - \frac{2u_r}{r} \approx \frac{u_r}{H_o}.$$

Подобная оценка, безусловно, справедлива у основания супергранулы, по не вблизи поверхности, где знак $\partial u_{e}/\partial r$ должен поменялься, поскольку скорость и, должна упасть до нуля. Поэтому, мы примем для оценки:

$$\frac{\partial u}{\partial r} \approx -k \frac{u}{H_{\rho}}$$

где k~1. Подставляя это в (8), нолучим:

$$\operatorname{rot}_{r}\left[\mathbf{u} \times \Omega\right] \approx -\Omega\left(1+k\right) \tau_{F}^{1}\left[\cos(\theta) + \frac{\tau_{F}}{(1+k)r} \frac{\partial u_{r}}{\partial \theta}\sin(\theta)\right], \quad (9)$$

где $\tau_F = H_\rho/\mu_e$. Вертикальная составляющая скорости имест, по крайней мере, два вклада: регулярный и случайный: $u_e = U_e + u_e^{(0)}$, соответствению. Регулярную составляющую следует связать с солнечной меридиональной циркуляцией, в том числе, зависящей от фазы пикла. Случайная составляющая порождается случайным движением плазмы супергранул. Мы оценим се вклад следующим образом: $\partial u_e^{(0)}/\partial 3 \times \varepsilon_e / r/(1 + k) \times u_e^{(1)/2} L(1 + k) \times H_\rho/[u_e^{(1)/2}] = H_\rho/\xi_L(1 + k) \times \xi_e^{(2)/2} (1 + k)$, где ξ_e случайная функция порядка сдиницы с нулевым средним $(\xi_e) = 0$. В результате вместо (9) вмесм:

$$\operatorname{rot}_{r}\left[\mathbf{u} \times \Omega\right] \approx -\Omega\left(\mathbf{l} + k\right) \tau_{F}^{-1}\left[\cos(\theta) + \left(\frac{\xi}{2(\mathbf{l} + k)} + \frac{\tau_{F} \ \hat{\sigma} u_{r}}{R_{\Theta} \ \hat{\sigma} \theta}\right)\sin(\theta)\right].$$
(10)

Подставляя (10) в выражение для тильта, порождаемого врашением, получим:

$$\delta = \frac{\tau_D^2}{2\pi} \operatorname{rot}_{\mathcal{F}} \left[\mathbf{u} \times \Omega \right] \approx - \frac{(1+k)\tau_D^2}{\tau_F T_{\Theta}} \left[\sin(\varphi) + \cos(\varphi) \left(\frac{\xi}{2(1+k)} - \frac{\tau_F}{R_{\Theta}} \frac{\partial U_F}{\partial \varphi} \right) \right].$$
(11)

Здесь мы перешли от ко-широты 0 к гелиоцентрической широте φ = π 2 - 0 и T₆₀ - период вращения Солнца вокруг своей оси. Оценим коэффициснт

перед скобкой в (11): от должен быть порядка 1/3. Течения, порождаемые средним полем, вычиелены в работе Клиорина и Рузмайкина [22]. Согласно их вычиелениям

$$U_r \approx \frac{\ell_0(z)}{4\pi\rho v_T R_{\odot}} \left[\frac{zH_0(z)}{R_{\odot}} + \frac{\ell_0(z)}{1-2\epsilon r^2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\hat{c}}{c\theta} (\sin \theta F(\theta)), \quad (12) \right]$$

гле функция F(0) имсет вил:

$$F(\mathbf{0}) = \int_{R_{\odot}-H_{\odot}}^{H_{\odot}} \left[1 + \frac{R_{\odot} \cdot r}{H_{\odot} - \ell_{\odot}(H_{\odot})} \right] \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \mathbf{0}} - \cot(\mathbf{0}) \frac{\partial}{\partial r} \right] B_{\odot}^{2} dr.$$

Действуя в рамках "по-г" модели [23], мы можем переписать это выражение следующим образом:

$$F(0) = \int_{R_0-H_0}^{R_0} \left[\left(1 + \frac{R_0 - r}{H_0 - \ell_0(H_0)} \right) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} - \cot(\theta) \frac{\mu}{R_0} \right) B_{\alpha}^2 \right] dr,$$

гле $\mu_{\odot} = R_{\odot}/H_{\odot}$, $\ell_{\circ}(H_{\odot})$, $\ell_{\circ}(z)$ - длина пути перемениявания на слубине конивстивной зоны H_{\odot} и на слубине z, соответственно. Можно принять, что $\ell_{\circ}(H_{\odot})$ = 80 Мм; толщина конвективной зоны H_{\odot} = 200 Мм; R_{\odot} = 700 Мм. Тогла $R_{\odot}/(H_{\odot}-\ell_{\odot}(H_{\odot}))$ = 5.9. Согласно (11), нас интересуют течения только у поверхности. Его можно переписать в виде:

$$U_{r} \approx \frac{\ell_{0}^{2}(0)}{4\pi\rho v_{r}(1-2\epsilon)R_{\odot}} \left[\frac{\partial^{2} f(\phi)}{\partial \phi^{2}} - \mu_{\odot} \tan(\phi) \frac{\partial f(\phi)}{\partial \phi} + \mu_{\odot} \frac{f(\phi)}{\cos^{2}(\phi)} \right].$$
(13)

Напомним, что мы перешли к гелиоцентрической широте $\phi = \pi/2 - 0$. Легко убедиться, что

$$f(\varphi) = \int_{H_{\varphi}} B_{\varphi}^{2} \frac{dr}{r} + \frac{R_{\varphi}}{H_{\varepsilon} - \ell_{\varrho}(H_{\varphi})} \int_{R_{\varphi}} \frac{\int_{H_{\varphi}} \left[\frac{R_{\varphi} - r}{R_{\varphi}} \right] B_{\varphi}^{2} \frac{dr}{r}.$$

Подставляя (13) в (12), получим:

$$\bar{\delta} \approx -\frac{(1+k)\tau_D^2}{\tau_F T_{00}} \left[\sin(\varphi) + \left(\frac{\xi}{2(1+k)} - \frac{\tau_F \ell_0^2(0)\Im(f)}{4\pi\rho v_T (1-2\epsilon)R_{00}^2} \right) \cos(\varphi) \right],$$

где функция имеет размерность квадрата магнитного поля:

$$\Im(f) = \frac{\partial^3 f(\varphi)}{\partial \varphi^3} + \mu_{\oplus} \tan(\varphi) \left(\frac{2 f(\varphi)}{\cos^2(\varphi)} - \frac{\partial^2 f(\varphi)}{\partial \varphi^2} \right)$$

Величина є связана с граничным условием для скорости U [22]:

$$\left[\epsilon \frac{\partial N}{\partial r} + \frac{N}{r}\right]_{r=R_0} = 0, \quad N = \rho(r)U_r(r, \theta). \quad (14)$$

Заметим, что $\varepsilon = 0$ соответствует "жесткому" граничному условию U_r , $\varepsilon = 0$, $\varepsilon = \infty$ - "плоское мягкое" граничное условие $\partial N/\partial r = 0$. Условие (14) Можно

переписать в виде:

$$\left. \frac{\partial N r^{1*}}{\partial r} \right|_{r=R_{n}} = \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1*} \rho(r) U_{r}(r, 0) \right] \right|_{r=R_{n}} = 0.$$

При в = 0.5 получается "сферическое мягкое" граничное условие:

$$\frac{\partial Nr^2}{\partial r}\Big|_{r=\theta_{\rm m}} = \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \rho(r) U_r(r,0) \right] \right\}_{r=\theta_{\rm m}} = 0.$$

Физически это соответствует тому, что радиальный ноток круппомасштабного импульса $N = \rho(r)U_r(r, 0) = 0$ "не замечает границы" раздела конвективной зоны и фотосферы. Очевидно, что в таком приближении второй член в (12) описывает свободный разлет плазмы Солнца в вакуум в почти гидростатическом неупругом приближении в присутствии стационарного магнитного поля и в почти станионарном, относительно скорости приближения. Этот член может дать только бесконечную станионарную скорость. С учетом ограниченности наших приближений можно быть уверенным, что скорость останется конечной из-за возникновения разрынов и ударных волн при приближении к альфисновской скорости и скорости звука. Оценим f(q). Несколько простых молелей (например [24], $B_{\varphi} \approx B_0(\theta)(R_{\odot}/r)^{\beta(0)}$, $\beta(58^{\circ}.5) \approx 3.5$, $B_{\varphi} \approx B_0 \cos(\pi(R_{\odot}-r)/(2H_{\odot}))$, Jakor $f(\varphi) = a_{\bullet} [B_{\bullet}(R_{\oplus} - H_{\oplus})]^2$, здесь $B_{\circ}(R_{\odot} - H_{\odot})$ - поле у основания конвективной зоны. Коэффициент а, может быть слегка больше единицы, если поле спалает мелленнее, чем г⁻¹, или заметно меньше, если поле спалает быстрее. чем r^{-1} . Поле $B_{o}(R_{\odot} - H_{\odot}) = B_{0} - \eta_{T} / R_{\odot} \sqrt{4\pi \rho_{R_{\odot} - H_{\odot}}} / \mu$ было оценено в работе [25]. Здесь параметр µ≈0.1 и связан с эволюционным уравнением для. мелкомасштабной магнитной спиральности, полученной из закона сохранения полной магнитной спиральности [25,26]. Будем считать, что турбулентная диффузия и вязкость равны [27] $\eta_T \approx \ell_0^2/3\tau_0$, $v_T \approx \ell_0^2/6\tau_0$, соответственно. Записывая

$$f(\varphi) \approx a_{\bullet} \left[B_{\varphi} (R_{\odot} - H_{\odot}) \right]^2 \approx a_{\bullet} \left(4\pi \rho_{R_{\odot}} - H_{\odot} / \mu \right) (\eta_T / R_{\odot})^2 b_{\circ}^2(\varphi),$$

и подставляя это в выражения для тильта получим:

$$\delta \approx \frac{(1+k)\tau_D^2}{\tau_F T_{\oplus}} \left[\sin(\varphi) + \left(\frac{\xi}{2(1+k)} \frac{2a_e}{3\mu(1-2\epsilon)} \frac{\rho_{\theta_e - H_e}}{\rho_e} \frac{\tau_F \ell_0^*}{\tau_o R_0^*} \frac{\hat{\sigma}^2 \left[b_o^2(\varphi, t) \right]}{\hat{\sigma} \varphi^3} \right] \cos(\varphi) \right]. \quad (15)$$

Здесь $b_{\varphi}(\varphi, t)$ - безразмерное магнитное поле у основания конвективной зоны Солнца, пормированное на $B_{0} \sim \eta_{T}/R_{0}\sqrt{4\pi\rho_{R_{0}-H_{0}}}$ и зависящее только от времени и широты. Заметим, что в (15) мы для простоты отброевли члены $\mu \tan(\varphi)(2 f(\varphi)/\cos^{2}(\varphi) - \sigma^{2} f(\varphi)/\partial\varphi^{2})$, обращающиеся в ноль на солнечном якваторе.

СВОЙСТВА ТИЛЬТА ГРУПП ПЯТЕН И ЗАКОН ДЖОЯ 305

3. Оценки величины тильта в солнечном цикле. В данном разделе мы провелем опенки величины тильта в солнечном цикле для реалистичного магнититого подя, полученного в ранее разработанной модели нелимейного самосопласованного динамо, основанной на балансе спиральностей, конторая особенно удачно описывает в детадях процесс образования солнечных питен за последние пить пиклов активности, начиная с 20-го солнечного пикла [28].

Мы считаем наблюдаемые пятна проявлением пороговой неустойчивости, физическая основа которой определяется, в основном, отридательным эффективным магнитным Лавлением, которое учитывает вклад турбулентности в крупномасплабное магнитмое поле (NEMPI) [29-33]. Эта неустойчивость перераспределяет магнитный поток, созданный механизмом динамо среднего поля. Недавно была постросна нелинейная динамо-модель, см. [33-36], которая принимает во внимание алтебраическую и динамическую части нелинейногти альфа-эффекта, онирающаяся на наблюдаемую магнитную спиральность. Эта дипамо-модель была откалибрована по длительным рядам наблюдений содпечных пятен, и опа позволила рассчитать помесячный прогноз соднечной активности [28]. Мы будем использовать ее для расчета крупномасштабного магнитного поля Солнца.

Используя (15), и усреднив по случайной функции ξ, получим следующее выражение для среднего тильта:

$$\delta^{(her)} \approx -\delta_0 [\sin(\varphi) - C_1 \phi_1 \cos(\varphi)]. \qquad (16)$$

Здесь

$$\delta_0 = 2\pi (1+k) \pi_D / \tau_F T_{\odot}, \quad C_1 = 2a_* \tau_F \ell_0 \rho_{R_o} H_o / 3\tau_0 R_{\odot} \rho_0 \mu (1-2\epsilon).$$

Проведем оценки данных величин по порядку величины. Время формирования и всплытия активной области т_р обычно составляет от нескольких часов до суток ($\tau_F \approx 10^4 - 10^5$ с), это время соответствует Глубине шкалы плотности при формировании супертранулы $H_p \approx 10$ Мм и средней скорости всплытия $u_c \approx 10^2 - 10^3$ м/с. Характерное время установления днижения супертранулы $\tau_0 = 2L/u_a$, гле $L \approx 20$ Мм, гле альфвеновская скорость вблизи поверхности $u_a \approx 1.1 \cdot 10^3$ м/с, таким образом $\tau_0 \approx 3.6 \cdot 10^4$ с, период вращения Солица по порядку величины для $\delta_0 \approx 0.25 - 0.5$ рад., или в градусной мере $\approx 25^6$.

Теперь ладим оненку величинам, входящим в C_i . Величина a_i порядка единицы, размеры элементарной ячейки грануляции $\ell_0 \approx 1$ Мм, и соответствующее характерное время, определяемое альфевновской скоростью, $\tau_0 \approx 900$ с. Таким образом, соотношение времен $\tau_F/\tau_0 \approx 10-100$. Оценим соотношение ціотностей у поверхности Солнца и на дне конзективной зоны $\rho_{B_c,m_s}/\rho_0$

К.М.КУЗАНЯН И ДР.

по модели Бойкера и Тамесвари [20]: вблити лна $\rho_{R_{e},H_{e}} \approx 2 \cdot 10^{-1} t/cm^{3}$, а на глубине 300 км $\rho_{0} \approx 8 \cdot 10^{-1} t/cm^{3}$, сведовятельно отношение плотностой $\rho_{R_{e},H_{e}} \rho_{0} \approx 2.5 \cdot 10^{5}$. Отношение масштабов гранулянии к ралиусу Солнца $\phi_{0} \rho_{0} \approx [-700 \text{ м, как носкано в работе [26], <math>\mu = 0.11$. Объединяя выше указанные оценки, получим $C_{l} \approx (0.7 - 7) \cdot 10^{-6} / (1 - 2c)$. Отножано в работе [26], $\mu = 0.11$. Объединяя выше указанные оценки, получим $C_{l} \approx (0.7 - 3) \cdot 10^{-6} / (1 - 2c)$. Отножа, въвы, например, смещанные граничные условия с = 0.33, мы можем для носледующих оценок использовать значение $C_{1} \approx (0.2 - 2) \cdot 10^{-5}$. Наконец, функция в рамках "по-т" модени [23,28] имеет вид:

$$\phi_{1}(0, t) = \begin{cases} \frac{\partial^{3}[B^{2}(0, t)]}{\partial 0^{4}}, & |B| > B_{0} \\ 0, & |B| \le B_{0}. \end{cases}$$
(17)

Следует принимать во внимание, что значения функции ϕ_1 в рамках модели номинально пормировань на B_0^2 . Из уравнения (16) следует, что полный тильт $\delta^{(m)}$ в наших предположениях имеет два вклада. Оба они происходят от силы Кориолиса, действующей на поднимающуюся на поверхность активную область, при этом второе слагаемое связано с силой Кориолиса, действующей на глобальную циркулянию. Коэффинистт у показывает, какая доля спиральности, существующей на границе конвективной зопы и фотосферы, выпосится в корону и хромосферу. Параметры и константы в (16), включая пороговое пале B_0 и долю спиральности у, плохо известны в контексте нашей "no-с" модели. Поэтому полезно считать их в нашей модели полночениям.

Для расчета вышеупомянутых вкладов в тилы мы используем значения магнятного поля, полученные в модели, разработанной в работе [28] и воспроизводящие широтно-временную динамику пятенной активности Солица, в сообенности детально за последние пять шиклов (20-24), а кизенно, начиная с 1964г. Однако при описании образования активных областей, мы булем учитывать не только возникновение пар пятен (для этого в работе [28] был предложен рехим отсечки по величине магнитного поля *B₀*), но и более инрокий класс магнитных прявлений, соопветствующий, помимо пятен, ещи и их полутенам, для чего мы снизим ислюстративный порог образования этих структур, например, на 60% от уровня пятен, по сравнению с формулой (17), а именно до 4.28, см.рис.1.

На основании разработанной модели с теми же самыми параметрали мы можем произвести расчет широтно-временной структуры функции вклала силы Кориолиса, лействующей на глобальную циркуляцию ϕ_1 , см. рис. 2. В структуре этой функции более отчетливо просматриваются постепенное нарастание со временем нарушения симметрии полущарий относительно экватора, как проявление вековой кварупольной компоненты глобального



Рис.1. Широтно-временная диаграмма (бабочки) по магнитному полю в модели Safullin et al. [28] с величниой норога всидытия 0.4*B*₆ от норога образования пятен.



Рис 2. Широтно-временная диаграмма (бабочки) по функции вклада силы Корнодиса, лействующей на глобальную циркуляцию ф (нормирована на 1). Черными линиями на бабочки особо выделены линии вуде.

магнитного поля.

Теперь мы можем рассчитать широтно-временную диаграмму бабочек по тильту с демонстрационным значением константы С, см. рис.3 (отнормировано на 1). При построении рис.3 использовалось демонстрационное значение



Рис.3. Широтно-временныя лиаграмма (бабочки) по тильту в долж от величины с., использовано демонстранионное значение константы С, с величиной пороза всилытия 0.4В от перога образования илени.

константы С,, которое дает такую нормировку ф, что по ныражению (16) мы получаем значения тильта, похожие на наблюдаемые. При этом нало иметь в вику, что на широтах выше 30°-40° пятен нет и тильт наблюдаельно



Рис.4. Величины тильта, усредненного по отдельным шиклам (20-24), от плироты вблизи экватора. определить невозможно.

Для сравнения результатов этих иллостративных молельных расчетов с наблюдениями, например, из [12], мы провелем осреднение значений тильта в течение кажлого из пиклов 20-24. Результаты см. на рис.4.

4. Обсуждение. Итак, основная идся нашей работы состоит в том, что, хои ктильт-утол в первом приближении объясняется действием сил Кориолиса (анти-симметричных но пирото), значитслыный вклад в тильть вносится за счет усредненного действия магнитных сил Ампера. Этот вклад имеет как симметричную по пироте, так и анти-симметричную части, и он зависит от глобального магнитного поля на Солнце, которое меняется в течение полного тлобального действия к анти-симметричную то пироте, так и анти-симметричную части, и он зависит от глобального магнитного поля на Солнце, которое меняется в течение полного импанитного 12-летнего солнечною цикла. При смене полярности в солнечном динамо каждые 11 лет меняется и эта симметричная по широте часть. Это примедит к тому, что вблияи экватора средний тильт может быть отличным от нуля, в четных шклах активности он как правило выше, чем в нечетных. Как показывают 'рис.3 и 4, значения тильта могут даке незначительных фазах солнечного шкла и в определенном диалазоне пироть знак на отдельных фазах солнечного бытия в определенном диалазоне пирот, при этом по усреднении, не меняя в среднем общих закономерностей закона Дхов.

Из приведенных клюстраций (см. рис.3 и 4) видно, что значения тильта суписственно варьируются вблизи экватора. Данный эффект паходится в соответствии с показанной в работе [12] вариацией среднего значения тильтуслов вблизи экватора от цикла к циклу.

Изменение параметра C, может даже иногла изменить значение осредненного тильта за весь цикл ца определенном диапазоне широт. Однако наща илнострация показывает, что при сделанном выборе цараметра C, можно избежать таких явлений. Данный результат согласуется, например, с работами [14,15].

5. Заключение. В данной работе мы пытались дать теоретическое объяснение особенностям в поведении тильта, используя результаты модели нелинейного "по-г" динамо, элементарные соображения о закручиващии полей активных областей силой Кориолиса н результатов расчета магнитного поля по модели динамо, основанного на законе сохранения магнитной спиральности.

Для простоты, а также для понимания физического механизма образования тильта, мы не учитывали наличие внутренней скрученности магнитного поля всплывающей активной области и связанным с ней законом сохранения магнитной спиральности, что будет сделано в последующих работах.

Наша модель даже в рамках самых общих предположений о действии силы Кориолиса на регулярную и случайную компоненты скорости как неоднородного вращательного, так и меридионального движения вещества и

К.М.КУЗАНЯН И ДР.

выплюдействия с магнитным новем, потволяста нолучить редлистичные оненки ведичны тильта, его никротно-временную тависимость и средние значения в сорестности указгора. Важно отхентны, что в редлигате рассматирения даже такой простейней модели мы получили основные закономерности особенностей новедения и инкротно-временной структуры тильта иблиги солненного указгора. Показано, что вблизи самога указгора могут существовать области заметного отконения тильта от закона Джов, которые, однако, в редлистичном умяналико, но заметны на достаточно полном сатистически богатом магериале современных исследований (см. 112-141).

Для понимания деталей поведения тильта но широте и фаче солнечного цикла потребуются дальнейшие исследования, которые булут представлены и последующих работах. Полученные реуклытаты могут представлять интерес не только для описания свойсть закрутки активных областей (тильта), по и возможно позволят оценить поток магнитной спиральности в хромосферу и корону и, тем самым, энергетический потенциал вспышечной активности Солица.

Исследования К.М.Кузаняна и Н.Т.Сафиуллина выполнены за счет гранта Российского Научного Фонда (проект РНФ 18-12-00131) в Крымской астрофизической обсерватории РАН. Авторы признательны Рецензенту за полезные замечания, на основании которых текст статьи быт существенно переработан и узучщем.

- Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: kuzanyan@gmail.com
- ² Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радковоли им. Н.В.Пункова Российской академии наук (ИЗМИРАН), Россия
- Департамент информационных технологий и автоматики Уральского федерального университета, Россия
- Флартамент Механики, Факультет инженерных наук, Университет им. Бен-Гуриона в Негеве, Израиль
- ⁹ Nordita, Королевский технологический институт КТН и Стокгольмский университет, Швеция
СВОЙСТВА ТИЛЬТА ГРУПП ПЯТЕН И ЗАКОН ДЖОЯ 311

LARGE SCALE PROPERTIES OF TILT OF SUNSPOT GROUPS AND JOY'S LAW NEAR THE SOLAR EQUATOR

K.M.KUZANYAN¹², N.SAFIULLIN¹³, N.KLEEORIN¹⁴, I.ROGACHEVSKII¹³, S.PORSHNEV²

We present a physical mechanism of formation of tilt angles of sunspots due to the process of formation of active regions below the solar photosphere. The effect of Coriolis force on large-scale flows of super-granular convection in turbulent media has been investigated in details. On the basis of earlier works we give physical estimates of orders of magnitude of the effect and estimate the tilt angles near the solar equator, in the "Royal" zone of solar activity. The above model is based on the balance of the small-scale and large scale magnetic helicities and describes in details the sunspot formation process over the last five solar cycles (since 1964). We adopt this model for a wider class of manifestations of solar activity. We present latitudinal dependence of the mean tilt over these five solar cycles and time-latitudinal diagrams over a limited range of latitudes and phases of the solar cycle.

Keywords: sunspots: solar cycle: solar dynamo: turbulence

ЛИТЕРАТУРА

- 1. H.W.Babcock, Astrophys. J., 133, 572, 1961.
- 2. R.B.Leighton, Astrophys. J., 156, 1, 1969.
- 3. S.D'Silva, A.R.Chaudhuri, Astron. Astrophys., 272, 621, 1993.
- 4. A.G.Kosovichev, T.L. Duvall, P.H.Scherrer, Solar Phys., 192, 159, 2000.
- N.K.Singh, H.Raichur, M.J.Kāpylā et al., Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., arXiv:1808.08904, 2018.
- 6. N.Seehafer, Solar Phys., 125, 219, 1990.
- 7. A.A.Pevisov, R.C.Canfield, T.R.Metcalf, Astrophys. J., 425, L117, 1994.
- 8. S.D. Bao, H.Q. Zhang, Astrophys. J., 496, L43, 1998.
- 9. M.Hagino, T.Sakurai, Publ. Astron. Soc. Japan., 56, 831, 2004.
- H.Zhang, T.Sakurai, A.Pevisov et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 402, L30, 2010.
- 11. A.G.Kosovichev, J.O.Stenflo, Astrophys. J. Lett., 688(2), L115, 2008.
- K.A. Tlatova, V.V. Vasil'eva, A.A. Pevtsov, Geomagnetism and Aeronomy, 55(7), 896, 2015.

К.М.КУЗАНЯШ И ДР.

- 13. K.A. Tlatova, A.G. Tlatov, A. Pevisov et al., Solar Phys., 293, 118, 2018.
- [4. A.Tlatov, E.Illarionov, D.Sokoloff et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 432, 2975, 2013.
- 15. E. Illarionov, A. Tlatov, D. Sokoloff, Solar Phys., 290, 351, 2015.
- S. Chandrasekhar, Plasma Physics, Chicago: The University of Chicago Press, 1960.
- 17. T.Elperin, I.Golubev, N.Kleeorin et al., Phys. of Fluids, 18(12), 126601, 2006.
- 18. M.Bukai, A.Eidelman, T.Elperin et al., Phys. Rev. E, 79(6), 066302, 2009
- Ю.В.Вандакуров, Конвекция на Солнце и П-летний никл, Наука, Ленингр. отд., 1976.
- N.Baker, S.Tamesvary, Tables of Convective Stellar Envelope Models, New York: NASA, 1966.
- 21. Э.Гибсон, Спокойное Солице, М., Мир, 1977.
- 22. N.I. Kleeorin, A.A. Ruzmaikin, Solar Phys., 131, 211, 1991.
- 23. Д.Д.Соколов, М.Фьок, Э.Нем-Риб, Магнитная Гидродинамика, 31, 19, 1995.
- 24. T.S. Ivanova, A.A. Ruzmaikin, Soviet Astronomy, 21, 479, 1977.
- 25. N.Kleeorin, I.Rogachevskii, A.Ruzmaikin, Astron. Astrophys., 297, 159, 1995.
- 26. Н.И.Клиорин, А.А.Рузмайкин, Магнитная гидродинамика, 2, 17, 1982.
- 27. N. Kleeorin, A. Ruzmaikin, Solar Phys., 131, 211, 1991.
- 28. N.Safiullin, N.Kleeorin, S.Porshnev et al., J. Plasma Phys., 84, 735840306, 2018.
- 29. N. Kleeorin, J. Rogachevskii, A. Ruzmaikin, Sov. Astron. Lett., 15, 274, 1989.
- 30. I.Rogachevskii, N.Kleeorin, Phys. Rev. E, 75(4), 046305, 2007.
- A.Brandenburg, I.Rogachevskii, N.Kleeorin, New Journal of Physics, 18, 125011, 2016.
- 32. J.Warnecke, I.R.Losada, A.Brandenburg et al., Astron. Astrophys., 589, A125, 2016.
- Ya. Kleeorin, N.Safiullin, N.Kleeorin et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 460. 3960, 2016.
- 34. N.Kleeorin, K.Kuzanyan, D.Moss et al., Astron. Astrophys., 409, 1097, 2003.
- H.Zhang, D.Sokoloff, I.Rogachevskii et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 365, 276, 2006.
- 36. H.Zhang, D.Moss, N.Kleeorin et al., Astrophys. J., 751, 47, 2012.

АСТРОФИЗИКА

TOM 62

МАЙ, 2019

ВЫПУСК 2

STRUCTURE OF HOT STRANGE QUARK STARS: AN NJL MODEL APPROACH AT FINITE TEMPERATURE

G.II.BORDBAR^{1,2,3}, R.HOSSEINI¹, F.KAYANIKHOO⁴, A.POOSTFORUSH¹ Received 29 June 2018 Acceeded 13 March 2019

In this paper, we investigated the thermodynamic properties of strange quark matter using Nambu-Jona-Lianino (NL) model at finite temperatures where we considered the dynamical mass as the effective interaction between quarks. By considering the pressure of strange quark matter (SQM) at finite temperatures, we showed that the equation of state of this system gets stiffer by increasing temperature. In addition, we investigated the energy conditions and stability of the equation of state and showed that the equation of state of SQM satisfy the conditions of stability. Finally, we computed the structure properties of hot strange quark stars (SQS) including the signitational mass, nduks, Schwarzschild radius, average density, compaterness and gravitational redshift. Our calculations showed that in this model, the maximum mass and radius of SQS increase by increasing temperature. Furthermore II was shown that the average density of SQS is greater than the normal nuclear density, and it is an increasing function of temperature. We also discussed the temperature dependence of the maximum gravitational mass calculated from different methods.

Keywords: Strange quark matter: strange quark star: NJL model: dynamical mass: finite temperature

 Introduction. By the mid-1970s, physicists realized that hadrons are made up of new particles later called quarks with a model first proposed by Gell-Mann and Zwieg [1,2]. Baryons at high enough densities (10¹⁵ gr/cm³) overlap and dissolve to their components, quarks.

The concept of strange quark matter (SQM), dates back to the works of Jaffe [3], Chin and Kerman [4]. SQM contains the light quarks (up, down and strange). In 1984, Witten [5] proposed that SQM might be absolutely stable, and might be the true ground state of baryonic matter.

Strange quark stars (SQS) are compact objects interesting for astrophysicists and physicists as the SQS is a great laboratory to study the properties of SQM due to the density of about 10¹⁵ gr/cm³. The composition of SQS was first proposed by Itoh |6| with the formulation of quantum chromodynamics (QCD). In 1971, Bodmer [7] discussed the possibility of forming a quark star after the collapse of a massive star, later the concept of SOS was also mentioned by Witten [5].

The collapse of a massive star could lead to the formation of a pure SQS by type IIa supernova (SNII) [8-10]. Also, a hybrid star which is a neutron star with a core consisting SQM, can be formed after neutron star, if the density of the core is high enough. The recent Chandra observations indicate that objects RXJ185635-3754 and 3C58 may be SQSs [11], as well as candidate for SQS is the object SWHFTJ1749.4-2807 [12]. Actually, a SQS or a hybrid star is denser than a neutron star. In other words, the mass of SQS is near that of a neutron star but with a smaller radius.

There are two main frameworks usually used to investigate the thermodynamic properties of SQM, Nambu-Jona-Lusinio (NJL) model [13] and MIT bag model [14,15], where theoretical foundations of both is QCD [16]. In recent years, we have investigated the thermodynamic properties of SQM and structure of SQS under different conditions using these frameworks. We have computed the structural properties of SQS at zero and finite temperatures, as well as the structure of a magnetized SQS using the MIT bag model with the fixed and density dependent bag constants at zero and finite temperatures in the presence and absence of magnetic fields [17–21]. We have also computed the maximum gravitational mass and other structural properties of a neutron star with a quark core at zero [22] and finite temperatures [23].

In our previous work, we have studied the effect of dynamical quark mass in the calculation of SQS structure using MIT bag model and NJL model at zero temperature [24]. In current paper, we extend NJL model for finite temperatures to survey the thermodynamic properties of a hot SQS. Furthermore, we show that the equation of state of SQM calculated according to NJL model satisfies the stability and energy conditions. We investigate the structure properties of SQS by calculating the structure parameters (mass, radius, Schwarzschild radius, average density, compactness and gravitational redshift) in the last section.

2. Calculation of energy and equation of state of hot SQM using NJL model.

2.1. Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model at finite temperatures. The NJL model is named after Nambu, Jona-Lasinio, who for the first time offered a theory about the dynamical model of elementary particles based on analogy with super conductivity in 1961 [25]. The NJL model is an effective lagrangian of relativistic fermions interacting through local fermion-fermion coupling. This model is a suitable approximation of QCD in the low energy and long wavelength limits [26,27], appropriate for the bound states of many-body systems [28] and EOS of compact stars [29]. At high temperatures and densities, interaction leads to spontaneously breaking of chiral symmetry. In NJL model, symmetry breaking is characterized by quarks dynamical mass [30,31].

Dynamical mass of quarks is calculated via,

$$M_{i} = m_{ij}^{2} - 4G q_{i} q_{i} + 2K q q_{j} q_{k} q_{k} .$$
(1)

where M is dynamical mass of quark i, m_0^i is mass of free quark i, G and K are the coupling constants, and q, q shows the condensation of quark-antiquark which is calculated as follows [28,32],

$$q_{i}q_{j} = -\frac{3}{\pi^{2}(hc)^{3}} \int_{p_{i}}^{c} \frac{M_{i}}{\sqrt{M_{i}^{2}c^{2} + p^{2}c^{2}}} f_{i}(p)p^{2}dp.$$
(2)

In the above equation, λ in the upper limit of integral is the cut-off value, p is momentum of quark, p_i^t is the Fermi momentum of each quark and

$$f_i(p) = \frac{1}{e^{\beta(n_i(p)-\mu_i)} - 1},$$
 (3)

where μ_i and ε_i are the chemical potential and single particle energy of quark *i*, respectively, and $\beta = 1/k_BT$ (k_g is the Boltzmann constant). We calculate the chemical potential, β_i by solving the Fermi-Dirac equation numerically. The NJL model is a renormalizable model, so we should choose a method to find the physical values. In the present paper, we use an ultra-violent cut-off that indicates restoring of chiral symmetry breaking, $\lambda = 602.3$ MeV [28,33].

2.2. Energy and EOS of hot SQM. The total energy density of SQM is defined as the sum of the kinetic energy of free quarks, ε_i , and the potential energy of our system, B_{eff} which is called the effective bag constant,

$$\varepsilon_{ios} = \sum_{i=u,d,s} \varepsilon_i + B_{eff}, \qquad (4)$$

where the kinetic energy of quark $i(\varepsilon_i)$ is calculated using the following constraint,

$$\varepsilon_{i} = -\frac{3}{\pi^{2}(\hbar c)^{3}} \int_{0}^{4} \sqrt{M_{i}^{2}c^{2} + p^{2}c^{2}} f_{i}(p)p^{2}dp. \qquad (5)$$

The effective bag constant is calculated by the following relation,

$$B_{eff} = B_0 + B_{tot} , \qquad (6)$$

where,

$$B_{int} = \sum_{i} B_{i} + \frac{1}{(\hbar c)^{3}} 4 K \langle \bar{u}u \rangle \langle \bar{d}d \rangle \langle \bar{s}s \rangle, \qquad (7)$$

and,

$$B_{i} = \frac{3}{\pi^{2} (nc)^{4}} \int_{0}^{2} \left[\sqrt{M_{i}^{2} c^{2} + p^{2} c^{2}} - \sqrt{m_{i}^{2} c^{2} + p^{2} c^{2}} - 2G \langle \bar{q}, q_{i} \rangle^{2} \right] p^{2} dp.$$
(8)

We need the Helmholtz free energy to calculate the equation of state (EOS) of the system, $\Psi_{nu} = e_{nu} - TS_{nu}, \qquad (9)$

where $S_{\mu\nu}$ is the total entropy of system,

$$S_{bot} = \sum_{i=a,d,s} s_{i,i}$$
(10)

and s, is entropy of quark i,

$$x_{i} = \frac{3}{\pi^{2}(\hbar c)^{3}} \int_{0}^{L} [f_{i}(\rho) \ln f_{i}(\rho) + [1 - f_{i}(\rho)] \ln[1 - f_{i}(\rho)] \} \rho^{2} d\rho.$$
(11)

To calculate EOS of our system, we use the following relation,



Fig.1. Dynamical mass of up quark versus baryon number density at different temperature



Fig.2. Dynamical mass of down quark versus baryon number density at different temperature.

$$P(n, T) = \sum_{n} n_{i} \frac{dT_{ni}}{dn_{i}} - T_{ni}, \qquad (12)$$

where n is the number density of quark i.

2.3. Results of thermodynamic properties of hot SQM. In Figs.1, 2 and 3, we have presented the dynamical mass of the up, down and strange quarks versus baryonic number density, respectively. We compare our results at different temperatures. As the plots show, the dynamical mass of each quark tend to the inertial mass $(m_1 = 140.7 \text{ MeV} \text{ and } m_1 - m_2 = 5.5 \text{ MeV})$ by increasing the baryonic density. Also, we can see for u and d quarks, the dynamical mass increases by increasing the temperature. These results hold for strange quarks as well, except for density of 0.5 - 1 fm⁻³. Our results are also consistent with the previous ones [24] and the results of Ruster et al. [34].



Fig.3. Dynamical mass of stronge quarks versus baryon number density at different temperature.

We have shown the total free energy per volume of hot SQM as a function of the baryonic density in Fig.4. By increasing the baryonic number density, the free energy increases. Also it is seen that the free energy decreases with increasing temperature.

The pressure of hot SQM at different temperatures has been plotted in Fig.5. This figure shows that the pressure of SQM increases by increasing the density. We can also see that the pressure increases by increasing the temperature. These results indicate that the equation of state of SQM becomes stiffer by increasing the temperature. In other words, the compressibility of the degenerate gas decreases by increasing temperature, therefore, the EOS becomes stiffer. In Fig.6 we have plotted the pressure of SQM versus mass density at different temperatures. Our

results show that the pressure increases by increasing mass density. Also, it is shown that the central pressure increases as a function of temperature.

Here, we show that in the considered version of the equation of state, the Bodmer-Witten hypothesis holds true. According to this hypothesis, the energy per particle of SQM should be lower than that of ⁵⁶Fe which is 930.4 MeV, so SQM is more stable than the nuclear matter [5,7]. To investigate this condition, we have investigated the energy per particle behavior at different temperatures (*T*). We have found that the minimum point of energy per particle versus baryon density which is corresponding to the zero pressure is equal to 408.77 MeV at T=30 MeV and is equal to 928.55 MeV at T=90 MeV which ensures the stability



Fig.4. The total free energy per volume of SQM as a function of the baryonic density at different temperatures.



Fig.5. The pressure of SQM at different temperatures.

STRUCTURE OF HOT QUARK STARS



Fig.6. The pressure of SQM versus mass density at different temperatures.

of SQM. We also study energy and stability conditions in next parts.

2.4. Energy conditions. There are four different energy conditions that we study in this work;

a) Null energy condition (NEC) $\rightarrow P_c + \rho_c c^2 \ge 0$,

b) Weak energy condition (WEC) $\rightarrow P_c + \rho_c c^2 \ge 0$ and $\rho_c \ge 0$,

c) Strong energy condition (SEC) $\rightarrow P_{e} + \rho_{e} c^{2} \ge 0$ and $3P_{e} + \rho_{e} c^{2} \ge 0$.

d) Dominate energy condition (DEC) $\rightarrow \rho_c c^2 \ge |P_c|$,

where ρ_e and P_e are mass density and pressure at the center of SQS (r=0). Results shown in Table 1 at different temperatures correspond to Fig.6 and the above four conditions. It is clear that all energy conditions are satisfied regarding the equation of state we calculated for SQM.

Table 1

ENERGY CONDITIONS OF SQS AT DIFFERENT TEMPERATURES

T MeV	10 ¹⁵ g/cm ³	P 10 ¹³ g/cm ³	NEC	WEC	SEC	DEC
30	7	0.969	+	+	+	+
45	7	1.315	+	+	+	+
70	7	2.007	+	+	+	+
90	7	2.630	+	+	+	+
150	6.5	4.153	+	+	+	+

2.5. Stability of equation of state. To verify the stability of EOS of SQM we use the extreme condition of sound velocity. The sound velocity is

calculated by $v_s = \sqrt{dP} d\rho$. It is clear that to have a physical model, the sound velocity must satisfy the condition of $0 \le v_b^3 \le c^2$. Here we have found that for all relevant densities and temperatures, the above condition is obeyed by the velocity of sound. This indicates that the stability of our EOS is confirmed for all temperatures and densities except densities less than $0.7 \cdot 10^{11} g/cm^3$ at temperature of 30 MeV. It is clear that the strange quark matter can be created at high enough temperature and density [35-37].

 Structure properties of strange quark star. The structure of stars is usually determined by their mass and radius, although there are some other parameters, such as Schwarzschild radius, average density, compactness and gravitational redshift, which we investigate.

3.1. Mass and radius of SQS. Since quark stars are relativistic objects we should use the relativistic equation of hydrostatic equilibrium for these systems.

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G[\epsilon(r) + P(r)/c^2][m(r) + 4\pi r^3 P(r)/c^2]}{r^2[1 - 2Gm(r)/rc^2]},$$
(13)

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon(r). \tag{14}$$

These equations are known as Tolman-Oppenheimer-Volkov equations (TOV) [38]. Using the equation of state which was obtained in the previous section and the boundary conditions $(P(r=0) = P_{a}, P(r=0) = 0, m(r=0) = 0$ and $m(r=R) = M_{a}$) we integrate the TOV equations to compute the structure of strange quark stars (SQS).

In Fig.7, we have plotted the gravitational mass of strange quark star (SQS)



Fig.7. The gravitational mass of SQS versus energy density at different temperatures.

versus energy density at different temperatures. We can see that for all temperatures, the gravitational mass increases rapidly by increasing the energy density, and finally reaches a limiting value (maximum gravitational mass). The maximum gravitational mass for different temperatures has been given in Table 2. Our results show that this maximum mass increases by increasing the temperature. We have shown the gravitational mass of SOS as a function of the radius (M-R relation) at different temperatures in Fig.8. This figure shows that by increasing the gravitational mass, till the maximum mass is reached, the radius increases. We can see that the increasing rate of gravitational mass versus radius increases by increasing temperature. The radius of SQS corresponding to the maximum mass has been given in Table 2 indicating higher radius for higher temperatures. Here, it should be noted that as it was seen from Fig.5, by increasing the temperature. the equation of state of SQS becomes stiffer. Now, we can conclude that in the finite temperature NJL model of SOS, the stiffer equation of state leads to the higher maximum gravitational mass for this compact object (Table 2). This behavior has been also reported by Chu et al. [39].



Fig.8. The gravitational mass of SQS as a function of the radius at different temperatures.

Table 2

STRUCTURE PROPERTIES OF SQS AT DIFFERENT TEMPERATURES

T (MeV)	$M_{au}(M_{\mp})$	R (km)	p (10 ¹⁵ g/cm ³)	σ	Ζ,
30	0.650	5.305	1.86	0.348	0.239
45	0.742	5.498	2.29	0.411	0.303
70	0.85	5.962	2.12	0.436	0.331
90	1.002	6.339	1.85	0.448	0.346

3.2. Average density. We can calculate the average density of the star using maximum mass (M) and radius (R) by,

$$p = \frac{3M}{4\pi R^3},$$
 (15)

The results of this calculation are shown in Table 2. The minimum average density regarding Table 2, $p = 1.85 \cdot 10^{13}$ g/cm², is related to temperature of 90 MeV which is larger than the normal nuclear matter density, $p_a = 2.7 \cdot 10^{14}$ g/cm³. Furthermore, the central density of SQS regarding Table 1 is about 7 \cdot 10^{13} g/cm³, which is larger than average density of SQS at all temperatures.

3.3. Compactness. The compactness is a parameter to show the strength of gravity. It is calculated using the ratio of Schwarzschild radius to radius of star $(\sigma = R_{acb}/R)$ where $R_{acb} = 2GM/c^2$). As it is shown in Table 2, σ is almost the same at all temperatures for SQS.

3.4. Gravitational redshift. The gravitational redshift is calculated as,

$$Z_{s} = \frac{1}{\sqrt{1 - 2GM/c^{2}R}} -1,$$
 (16)

where M is the maximum mass and R is the radius of SQS. We have plotted the gravitational redshift of SQS versus the gravitational mass at different temperatures in Fig.9. Obviously, it can be seen that for all temperatures, the gravitational redshift increases by increasing the gravitational mass to the value of the maximum limit. Also, it is clear that the gravitational redshift increases by increasing temperature. The results of gravitational redshift of SQS corresponding to maximum



Fig.9. The gravitational redshift of SQS as a function of the gravitational mass at different temperatures.

STRUCTURE OF HOT QUARK STARS

mass and temperature have been shown in the last column of Table 2. It can be seen that the gravitational redshift increases as a function of maximum mass. The maximum gravitational redshift is calculated, z = 0.346, at temperature of T = 90 MeV, that is about 59.34% less than critical value of gravitational redshift $(Z_{e}^{\ell_{L}} = 0.8509)$ [40]. Furthermore, the gravitational redshift at temperature of T = 90 MeV ($Z_{e} = 0.346$) is about 0.004 less than the observational result that is reported for quark star candidate RX1185635 - 3754 ($Z_{e} = 0.35 \pm 0.15$) [11].

3.5. The mass of SQS in term of Planck mass. In this section, we show that the mass of SQS can be expressed in term of the fundamental value of Planck mass, then we derive the relevant relation. The repulsive nuclear force and the degeneracy pressure of fermions both are against gravity to avoid the collapse of compact stars. As we have mentioned, by phase transition of nucleons, the density of SQS is near and above the normal nuclear matter density. Therefore, using these facts, in the maximum value, we can consider the average density of SQS equal to the nuclear density, where the nuclear density is approximately defined as follow,

$$\rho_{nuc} \simeq \frac{3m_p}{4\pi\lambda_-^3},$$
(17)

where m_p is the proton mass and $\lambda_n = \hbar/m_n c$ is the Compton wavelength of pion. From previous sections, we use R_{n} and p to derive the following equation,

$$M \simeq \left(\frac{hc}{G}\right)^{3/2} \frac{1}{m_p^2} \left(\frac{\eta_\pi}{2\eta_p}\right)^{3/2} \simeq M_{CR} \left(\frac{\eta_\pi}{2\eta_p}\right)^{3/2} \simeq m_{pl} \eta_p^2 \left(\frac{\eta_\pi}{2\eta_p}\right)^{3/2},$$
(18)

where M_{Ch} is the Chandrasekhar mass $\approx (\hbar c/G)^{3/2} [1/m_p^2]$, m_{pl} is Planck mass, $\eta_p = m_{pl}/m_p$ and $\eta_n = m_{pl}/m_n$ [41].

4. The temperature dependence of gravitational maximum mass of SQS. In this section, we want to look at the behavior of the maximum gravitational mass of SQS which is calculated with use of different methods at finite temperature.

We have calculated the thermodynamic properties and structure of SQS at finite temperature using MIT bag model with the fixed bag constant and density-dependent bag constant [18]. It has been shown that the EOS of the system in both cases (fixed bag constant and density-dependent bag constant) becomes stiffer by increasing temperature. Then, we have shown that the maximum gravitational mass and the corresponding radius decrease as a function of temperature in both mentioned cases. For B = 90 MeV, the maximum gravitational mass and the corresponding radius have been calculated to be $1.228 M_{\odot}$ and 7.073 km at T = 30 MeV and $1.04 M_{\odot}$ and 6.14 km at T = 80 MeV. Also for density dependent bag constant the maximum

gravitational mass has been changed from 1.34 to $1.12 M_{e_0}$ where temperature changed from T=30 MeV to T=80 MeV. In the same way the radius of SQS decreases from 7.44 to 6.57 km.

We have also investigated the structure of spin-polarized strange quark star at finite temperature using MIT hag model with B = 90 MeV [17], and with a density-dependent hag constant [19]. The EOS and the maximum gravitational mass and midus in Refs. [20,21] were similar to the previous work [18]. The maximum gravitational mass decrease from 1.171 M_{\odot} at T = 30 MeV to 1.16 M_{\odot} at T = 70 MeV using B = 90 MeV, and the radius decreased from 7.27 to 7.21 km. By considering a density dependent hag constant the maximum gravitational mass and the corresponding radius decreased from 1.15 M_{\odot} and 7.1 km at T = 30 MeV to 0.77 M_{\odot} and 6.89 km at T = 70 MeV.

The structure of SQS has been calculated by Alaverdyan and Hajyan [42]. They have considered the ultrarelativistic quarks in SQS and have calculated the EOS of the system using MIT bag model. As they have reported, the EOS becomes stiffer as the temperature increases, where the radius of SQS versus temperature has been plotted. It can be seen from this figure that the radius and the corresponding gravitational mass increase from 7.23 km and 0.49 M_☉ to 8.27 km and 0.77 M_☉ when temperature increases in a range from zero to 80 MeV.

Compact strange stars with a medium dependence on gluons at finite temperature have been studied by Bagchi et al. [43]. Properties have been calculated using large color approximation with built-in chiral symmetry restoration in that paper. Their calculations have shown that the stiffer EOS has been achieved at higher temperatures. Similarity, the maximum gravitational mass and the corresponding radius are larger at the lower temperatures.

As we have shown in the section 3.1 of the present paper, using NJL model creates a different behavior in gravitational mass as a function of temperature. We can see from Table 2, the maximum gravitational mass and radius increase by increasing temperature, although the EOS of the system becomes stiffer by increasing temperature.

A similar behavior with our current work also has been reported in Ref. [39]. They have used NJL model as in our current paper. They have plotted the equation of state at three different temperatures. It has been shown that EOS becomes stiffer by increasing temperature as we have shown in Fig.5. Furthermore, the gravitational mass as a function of temperature has been plotted and it has been reported that when temperature rises to 50, 80, and 100 MeV, the maximum mass of quark stars will reach 2.13 M_{\odot} , 2.46 M_{\odot} , and 2.71 M_{\odot} , respectively.

In another work [44] the authors have compared the properties of the protoquark star from different methods (Quark-mass density-dependent (QMDD) model, MIT bag model, and NJL model) at finite temperature. They have reported the

maximum gravitational mass which is calculated from QMDD and MIT bag models at different temperatures. Their results show that investigation of the protoquark star gives different behavior for massradius results as the function of temperature by MIT hag model. Where they have considered the same conditions as in Ref. [18], different behavior has been achieved for mass and radius in the temperature range. The gravitational mass increases from 1.62 to 1.65 Ma and the corresponding radius increases from 9.01 to 9.15 km. So, when the conditions are such as in Refs. [20,21], although the gravitational mass decreases from 2.02 to 1.93 Me, the radius increases from 9.04 to 9.08 km by increasing temperature. Using QMDD, they have considered two versions: 1) where the pressure at the density corresponding to the minimum of the free energy per baryon could be non-zero, depending on the matter studied (SM or 2QM) is noted as version 1 (OMDDv1) 2) presenting a remedy to the thermodynamical inconsistency, in such a way that the minimum of the energy per baryon corresponds to the point of zero pressure, is noted as version 2 (QMDDv2). In both versions, they have considered different masses for strange quarks (150 and 100 MeV/c2). Using OMDDv1, it has been shown that the maximum gravitational mass and the corresponding radius increase by increasing temperature for both strange quark masses (from 2.28 to 2.33 Mo and 12.05 to 12.19 km for the first strange quark mass and from 2.26 to 2.29 Mo and 11.75 to 11.76 km for the second strange quark mass). Using QMDDv2 when they have used strange quark mass equal to 150 MeV/c² the maximum gravitational mass and corresponding radius increases by increasing temperature (from 1.60 to 1.62 Me and 8.42 to 8.46 km), but when they have considered the strange guark mass equal to 100 MeV/c2 there is an inverse behavior for the maximum gravitational mass and radius in the temperature range (the gravitational mass decrease from 1.59 to $1.58 M_{\odot}$ and the radius decrease from 8.22 to 8.16 km).

5. Summary and conclusions. In this paper, we have calculated the thermodynamic properties of the strange quark matter (SQM) at finite temperatures using NLL model, and we have investigated the structure of strange quark stars (SQS). We have calculated free energy and equation of state (EOS) of SQM by considering the dynamical mass. We have shown that free energy increases the corresponding baryonic density. In addition, free energy decreases by increasing temperature at a specified density. Also, our results indicate that pressure increases proportional to the density and EOS of SQM becomes stiffer as a function of temperature. Furthermore, we have investigated the energy conditions and stability of EOS. We have shown that EOS of our system satisfies both energy conditions

Further, we studied the structure of SQS using the general relativistic TOV

equations and boundary conditions. We calculated the maximum gravitational mass and the corresponding radius of SQS at different temperatures. Follow up on the structure of the star, we have calculated other parameters such as the Schwarzschild radius, average density of SQS, compactness and gravitational redshift. We have shown that the gravitational mass and radius of SQS rapidly increases by increasing temperature and we have compared the behavior of temperature dependent maximum gravitational mass for different methods. We have shown that the average density of SQS is more than the normal nuclear matter density. In addition, our calculations show that the compactness of SQS is almost the same at all temperatures. We have also investigated the gravitational redshift (2) of SQS at different temperatures and found that Z, increases by increasing temperature. Comparison with the observational results clarify that the gravitational redshift of RXJ185635 - 3754. Finally we have derived the relation between mass of SQS and Plank mass.

Acknowledgements. This work has been supported by Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha. We wish to thank Shiraz University Research Council. G.H.Bordbar wishes to thank A.Broderick (University of Waterloo) for his useful comments and discussions during this work. G.H.Bordbar also wishes to thank Physics Department of University of Waterloo for the great hospitality during his subbatical.

Department of Physics and Biruni Observatory,

Shiraz University, Shiraz 71454, Iran, e-mail: ghbordbar@shirazu.ac.ir

- ¹ Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha,
- P.O. Box 55134-441, Maragha, Iran
- ¹ Department of Physics and Astronomy, University of Waterloo, 200 University Avenue West, Waterloo, Ontario, N2L3G1, Canada
- ' Department of Physics, University of Birjand, Birjand, Iran

СТРУКТУРА ГОРЯЧИХ СТРАННЫХ КВАРКОВЫХ ЗВЕЗД: NJL МОДЕЛЬНЫЙ ПОДХОД ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Г.Х.БОРДБАР^{1,2,3}, Р.ХОСЕИНИ¹, Ф.КАЙАНИХОО⁴, А.ПООСТФОРУШ¹

В этой статье мы исследовали термодинамические свойства странного кваркового вещества, используя модель Намбу-Йона-Лазинио (NJL) при

конечных температурах, где мы рассматривали линамическую массу как эффективное взяимодействие между кварками. Рассматривая давление странной кварковой материи (SQM) при конечных температурах, мы показали, что уравнение состояния этой системы ужесточается при повышении температуры. Кроме того, мы исследовати эпергетические условия и устойчивость уравнения состояния и показали, что уравнения состояния SQM удодстворяют условиям устойчивости. Наконец, мы вычислизи структурные свойства горячих страных кварковых знезд (SQS), включая гравитационную массу, радиус, радиус Шварлиистда, среднико плотность, компактность и гравитационное краеное смещение. Напи расчеты показали, что в этой модели максимальная масса и радиус SQS увеличиваются при увеличении температуры. Кроме того, было показано, что средняя плотность SQS больше, чем нормальная ядерная цютиость и яклется возрастающей функцией температуры. Мы также обсудяли температурную заямсимость максимальной гравитационной массы, рассчитациую различными методами.

Ключевые слова: странная кварковая материя: странная кварковая звезда: модель NIL: динамическая масса: конечная температура

REFERENCES

- I. M. Gell-Mann, Phys. Lett., 8, 214, 1964.
- 2. G.Zweig, Cem-Reports, TH-401, TH-412, 1964.
- 3. R.L.Jaffe, Phys. Rev. Lett., 38, 195, 617E, 1977.
- 4. S.A.Chin, A.K.Kerman, Phys. Rev. Lett., 43, 1292, 1979.
- 5. E. Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
- 6. N. Itoh, Prog. Theor. Phys., 44, 291, 1970.
- 7. A.R. Bodmer, Phys. Rev., D4, 1601, 1971.
- 8. K.Sato, H.Suzuki, Phys. Rev. Lett., 58, 2722, 1987.
- 9. H. Suzuki, K.Sato, Perprint, UTAP, 53/87, 1987.
- 10. T. Hatsuda, Mod. Phys. Lett., A2, 805, 1987.
- 11. M. Prakash, J.M. Lattimer, A.W. Steiner et al., Nucl. Phys., A715, 835, 2003.
- 12. H.W.Yu, R.X.Xu, Res. Astron. Astrophys., 11, 471, 2010.
- 13. J.D.Carroll, D.B.Leinweber, A.W.Thomas et al., Phys. Rev., C79, 045810, 2009.
- 14. A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson et al., Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
- 15. M.Alford, M.Brahy, M.Paris et al., Astrophys. J., 626, 969, 2005.
- 16. B. Freedman, L. Mclerran, Phys. Rev., D16, 1130, 1977.
- 17. G.H.Bordbar, A.Peivand, Res. Astron. Astrophys., 11, 851, 2011.
- 18. G.H.Bordbar, A.Poostforush, A.Zamani, Astrophysics, 54, 277, 2011.

- 19. G.H.Bordbar, H.Bahri, F.Kayanikhoo, Res. Astron. Astrophys., 12, 1280, 2012.
- 20. G.II. Bordhar, F.Kayanikhoo, II. Bahri, Iranian J. Sci. Tech., A37, 165, 2013.
- 21. G.H. Bordhar, Z.Alizadeh, Astrophysics, 57, 130, 2014.
- 22. G.H.Bordbar, M.Bigdeli, T.Yazdizadeh, Int. J. Mod. Phys., A21, 5991, 2006.
- 23. T.Yazdizadeh, G.H.Bordhar, Res. Astron. Astrophys., 11, 471, 2011.
- 24. G.H.Bordhar, B.Ziaei, Res. Astron. Astrophys., 12, 540, 2012.
- 25. Y.Nambu, G.Jona-Lasinio, Phys. Rev., 122, 345, 1961.
- 26. S.P.Klevanski, Rev. Mod. Phys., 64, 3, 1992.
- 27. U. Vogl, W. Weise, Prog. Part. Nucl. Phys., 27, 195, 1991.
- M. Buballa, Phys. Rep., 407, 205, 2005.
- 29. K.Schertler, S.Leupold, J.Schaffner-Bielich, Phys. Rev., C60, 025801, 1999.
- 30, G.X.Peng, H.C.Chiang, J.J.Yang et al., Phys. Rev., C61, 015201, 1999.
- 31. G.Y.Shao, M. Di Toro, B.Liu et al., Phys. Rev., D83, 094033, 2011.
- 32. M.R.Pennington, J. Phys. Conf. Ser., 18, 1, 2005.
- 33. S. Raha, AIP Conference Proceedings, 508, 226, 2000.
- 34. S.B.Ruster, V.Werth, M.Buballa et al., Phys. Rev., D73, 034025, 2006.
- 35. K.Nakazato, K.Sumiyosh, S.Yamada, Phys. Rev., D77, 103006, 2008.
- 36. K.Nakazato, K.Sumiyosh, S.Yamada, Astrophys. J., 721, 1284, 2010.
- 37. K.Nakazato, K.Sumiyosh, S.Yamada, Astron. Astrophys., A50, 558, 2013.
- 38. J.R. Oppenheimer, G.M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
- 39. P.Chu, X.Li, B.Wang et al., Eur. Phys. J., C77, 512, 2017.
- P.Haensel, A.Y.Potekhin, D.G.Yakovlev, Neutron stars 1: Equation of state and structure. Springer, 2007.
- 41. A. Burrows, J.P. Ostriker, Proc. Nat. Acad. Sci., 111, 2409, 2014.
- 42. A.G.Alaverdyan, G.S.Hajyan, J. Phys. Conf. Ser., 496, 012005, 2014.
- 43. M.Bagchi, S.Ray, M.Dey et al., Astron. Astrophys., 450, 431, 2006.
- 44. V. Dexheimer, J.R. Torres, D.P. Menezes, Eur. Phys. J., C73, 2569, 2013.

"Астрофизика"

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

 Рукописи могут быть представлены в печатном виде (hard copies) в ляух экисициярах, отпечатанные на одной сторогие листа формата A4, вместе с соответствующей электронной версией. Один из экземпляров должен быть полнисан всеми авторами. Указываются сведения об авторах: фамилия, имя, отчество, название учреждения, электронный адрес.

 Рукопись может быть набрана в виде файла с расширениями .doc, .docx, .rtf, через 1.5 интервала, используя Font 12pt.

3. Рисунки полкны быть выполнены предельно аккуратно с разборчивыми наликами. Необходимые объяснения даются в подписях к рисункам, которые не лолжны повторяться в тексте. Рисунки необходимо отправить в виле .jpg, .bmp, wmf, .eps файлов. С учетом формата журнага размеры рисунков реалкцией 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 позможны обозначеният типа рис.la или рис.la, b.

 Таблицы должны иметь номера и информативные названия. Примечания должны быть сведены к минимуму и пронумерованы надетрочными арабскими нифрами.

 Цитирование литературы. Цитируемая литература дается порядковым номером в строкку в квалратных 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 курсинным шрифтом (в оригинальной транскрипции), название журнала в принятом сокрашении (сокращения для некоторых наиболее часто встречаемых журналов, применяемых в "Астрофизикс", дается в сайте журнала), номер тома жирным шрифтом, номер первой страницы, год издания. Для русскоязычных журналов, которые переволятся на английский язык, в скобках приволятся 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 странине дается название статыя (по возможности кратко и информативно), ининалы, фамилия кажлого антора и аннотания карскова и порой странине приновятся название статы, инициалы, фамилия каждого автора и текст аппотании на английском языке, который должен полностью соответствовать русскому. В аниотании должны быть изтожены ставные результаты работы бет ссилки на натературы, Максимальный объем анготании на должны полностью соответствовать субекому. В аниотании должны быть изтожны ставные результаты работы бет ссилки на натературы. Докаков премышать 5% основного техста. Таблицы, пецеха и премышать 5% основного техста. Таблицы, сенсовной техст, список литературы и наблями должны иметь одну общую нумерацию страница. Суммарный объем не должен превышать 16 стандартных страница. Объем краткого сообщения - не более 4 странин.

Статья состоит из пронумерованных разделов, начиная с "1. Введение". Названия разделов нечатаются 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.

 В случае представления двух или более статей одновременно необходимо указать желательный порядок их публикании.

8. Рукописи авторам не возвращаются.

 Авторам статьи (независимо от их количества) представляется 10 оттисков бесплатно.

CONTENTS

Activity types of galaxies selected from HRC/BHRC sample	
G.M. Paronyan. A.M. Mickaelian, G.S. Harutyunyan.	
H.V.Abrahamyan, G.A.Mikayelyan	169
Photometric study of Seyfert galaxies NGC 3516, NGC 5548, NGC 3227, NGC 4051, NGC 4151 AND NGC 7469	
S.A. Shomshekova, E.K. Denissyuk, R.R. Valiullin,	
I.V. Reva, A.V. Kusakin	187
Areas, lifetimes and magnetic fields of starspots	
I.S.Savanov	201
The unusual binary system HD83058 in the OB association SCO-CEN	
M.A. Pogodin, N.A. Drake, E.G. Jilinski, K.V. Pereira,	
G.A. Galazutdinov, A. Herrera, J. Telting, A. F. Kholtygin, Yu K. Ananiewskaja	209
Investigation of long-period variables in the Catalina southern catalog	207
New carbon stars and false objects	
N. Mauron, K.S. Gigoyan, K.K. Gigoyan,	
L.P.A. Maurin, T.R. Kendall	229
Remarks on the properties of the magnetic field of A star HD37776	
Yu. V. Glagolevskij, A. F. Nazarenko	239
Coronal holes from chromosphere observations	
E.A. Baranovskii, O.S. Gopasyuk, N.I. Shteriser	259
Properties of radiative shock waves in atmosperes of red dwarf stars	
O.M. Belova, K.V. Bychkov	267
Cosmic rays accelerated in the electric fields in supermassive black holes: Fluxes on the earth and extragalactic diffuse emission	
A.V.Uryson	285
Large scale properties of tilt of sunspot groups and Joy's law near the solar equator	
K.M.Kuzanyan, N.Safiullin, N.Kleeorin,	
I. Rogachevskii, S. Porshnev	297
Structure of hot strange quark stars: an NJL model approach at finite	
G.H.Bordbar, R.Hosseini, F.Kayanikhoo, A.Poostforush	313

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ЗАМЕЧАНИЯ О СВОЙСТВАХ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДЫ	
HD37776	
Ю.В.Глаголевский, А.Ф.Назаренко	239
КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ХРОМОСФЕРЕ	
Э.А.Барановский, О.С.Гопасюк, Н.И.Штерцер	259
ОСОБЕННОСТИ ВЫСВЕЧИВАНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В АТМОСФЕРАХ КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД	
О.М.Белова, К.В.Бычков	267
КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ОТ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР: ПОТОКИ НА ЗЕМЛЕ И ВНЕГАЛАКТИЧЕСКОЕ ДИФФУЗНОЕ ГАММА И НЕЙТРИННОЕ ИЗЛУЧЕНИЯ	
А.В.Урысон	285
КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СВОЙСТВА ТИЛЬТА ГРУПП ПЯТЕН И ЗАКОН ДЖОЯ ВБЛИЗИ СОЛНЕЧНОГО ЭКВАТОРА	1
К.М.Кузанян, Н.Т.Сафиуллин, Н.И.Клиорин,	
И.Рогачевский, С.В.Поршнев	297
СТРУКТУРА ГОРЯЧИХ СТРАННЫХ КВАРКОВЫХ ЗВЕЗД: NJL МОДЕЛЬНЫЙ ПОДХОД ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ	
Г.Х.Бордбар, Р.Хосеини, Ф.Кайанихоо, А.Поостфоруш	313