

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ՏՈՄ 66

ՄԱՅ, 2023

ՎԵՐԱՀԱՅՐ 2

2023

ՎԵՐԱՀԱՅՐ 2

ՏՈՄ 66

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

Կ 100-ԼԵТНЕМУ ЮБИЛЕЮ Л.В.МИРЗОЯНА ОБ УНИФИЦИРОВАННОЙ СХЕМЕ γ -ИЗЛУЧАЮЩИХ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК СО СТРУЯМИ <i>Ա.Ի.Ասդու, Փ.Կ.Օծո, Է.Ս.Ինդա, Օ.Օկիկե, Ա.Ա.Սահակյան</i>	167
ЗАВИСИМОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ ЦВЕТОВ РОДИТЕЛЬСКИХ ГАЛАКТИК АКТИВНЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДЕР (АЯГ) ОТ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ <i>Կ.Սին-Փա Ջանգ, Չյսի-Յոն Վահագին</i>	169
МНОГОВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ИЗБРАННЫХ БЛАЗАРОВ С БОЛЬШИМ КРАСНЫМ СМЕЩЕНИЕМ <i>Հ.Արդյունյան</i>	185
ЗАТМЕННЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ TYC 1417-891-1 И TYC 1478-742-1. GAIA EDR3 И TESS ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ <i>Կ.Կ.Գրիգորյան, Կ.Ս.Գրիգորյան, Ա.Սարգսսան, Մ.Մեփտա, Գ.Բ.Կոստանդյան, Փ.Դ.Ռախմատուլլաևա</i>	195
АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ GI 414A С ДВУМЯ ПЛАНЕТАМИ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ПОТЕРИ МАССЫ АТМОСФЕРОЙ ПЛАНЕТЫ GI 414A b <i>Ի.Ս.Սավանով</i>	211
(Продолжение на 4-й стр. обложки)	223

ԵՐԵՎԱՆ

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կողեզրական

Գլխավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրինին (Ուստաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)

Ժ.Ալեքսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովայի-Կոգան (Ուստաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ուստաստան),
Տ.Յու.Մաղարյան (Հայաստան), Ա.Մ.Օդրայելյան (Հայաստան), Բ.Ա.Շուտով (Ուստաստան),
Յու.Ա.Շենկով (Ուստաստան), Ա.Ա.Չերեպաշով (Ուստաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ուստաստան),
Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեշետնիկով (Ուստաստան), Գ.Ն.Սարգսյան (Վրաստան),
Ա.Ա.Սահարյան (Հայաստան), Գ.Տ.Տեր-Ղազարյան (Հայաստան), Մ.Տուրատտո (Իտալիա),
Ա.Ռ.Օղինցով (Իսպանիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)

Заместители главного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия)

Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)

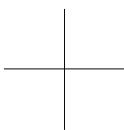
Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),
Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), С.Д.Одинцов (Испания),
Е.П.Павленко (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), В.П.Решетников (Россия),
А.А.Саарян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Г.Т.Тер-Казарян (Армения),
М.Туратто (Италия), А.М.Черепашук (Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Щекинов
(Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2023



АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-169

ON THE UNIFIED SCHEME OF γ -RAY EMITTING JETTED ACTIVE GALACTIC NUCLEI

A.IAUDU^{1,2}, F.C.ODO¹, E.U.IYIDA¹, O.OKIKE³, A.A.UBACHUKWU¹

Received 23 December 2022

Accepted 22 May 2023

The discovery of γ -ray emitting Seyfert galaxies has opened a new unified scheme of active galactic nuclei (AGN) in which jetted Seyfert galaxies are viewed as young counterparts of radio loud AGN. In this paper, we investigate the relationship between gamma-ray (γ -ray) properties of jetted Seyfert galaxies and those of traditionally radio galaxies, radio quasars and BL Lac objects. Results show that jetted Seyfert galaxies appear as low luminosity tail of the radio loud AGNs on the luminosity redshift ($L_{\gamma} - z$) plane, indicating an evolutionary link between them. Nevertheless, narrow-line Seyfert galaxies (NLS1s) do not share similar characteristics with Seyfert galaxies as they possess higher luminosities and redshift than Seyfert galaxies, suggestive that NLS1s are more evolved sources. Analyses of γ -ray and radio core-dominance show that for each subclass of jetted AGN, the beaming angle is wider for radio than for γ -ray emissions. While Seyferts and radio galaxies, on average, have similar low inclination to the line of sight, NLS1 objects have orientations similar to quasars and BL Lacs. There is a significant correlation ($r \sim 0.7$) between the γ -ray core dominance and γ -ray luminosity. The results are consistent with the revised unification scheme and suggests that NLS1s are highly beamed sources whose parent populations can be found among the regular Seyferts and/or radio galaxies.

Keywords: *galaxies: active galaxies: Seyferts: jets: gamma-rays*

1. *Introduction.* Active galactic nuclei (AGNs) are classified according to their appearance, luminosity and spectra, yielding a zoo of different names. The differences among the various classes and subclasses of AGNs have been studied [1-4], and several unification frameworks have been put forward to explain the underlying similarities and/or differences [1,4]. In the context of the unification frameworks, appearance of an AGN strongly depends on the viewing angle of the complex arrangement of the torus-disk-jet system [5], and was pointed out that all the different classes of AGNs are the same objects whose different manifestations are caused by effects such as orientation, relativistic Doppler boosting, and view-dependent probability due to torus obscuration. In the traditional AGN classification, radio-brightness categorizes AGNs into two broad classes, namely radio-loud AGNs (RL-AGNs) and radio-quiet AGNs (RQ-AGNs). However, a more fundamental physical difference between the traditional radio-loud and the radio-quiet AGNs has been proposed [6] which is dependent on presence or lack of strong relativistic jet in their structural morphologies. Consequently, the large

AGN family is generally divided into two broad classes, namely jetted AGN and non-jetted AGN. The jetted AGNs are characterized by strong relativistic jets, while their non-jetted counterparts display jet-like collimated outflows that are small, weak, and slow compared to those of jetted sources [7]. Jetted AGNs appear to be more clustered, undergoes mergers, reside in more massive galaxies, and spin faster than their non-jetted counterparts [6].

It is important to note that among traditional radio-quiet class of AGNs are Seyfert galaxies, with radio-loudness parameter $f(4400\text{\AA})/f(6\text{cm}) < 10$. Two broad categories of Seyfert galaxies have been identified based on the width of nuclear emission lines, namely, Seyfert 1 and Seyfert 2. Seyfert 1 galaxies have a set of broad emission lines, while Seyfert 2 galaxies have narrow emission lines. However, a minority class of Seyfert 1 with narrow emission lines (NLS1s) which have been detected in recent observations [9] pointed to a considerable overlap in spectral properties of the two classes of Seyfert galaxies [10]. In general, radio-loud Seyfert galaxies are believed to harbor powerful relativistic jets, with extended radio structures [11-14]. Thus, the new unified scheme of AGNs supposedly, embraces these jetted Seyfert galaxies as young counterparts of traditional radio-loud AGNs or instead a part of a larger AGN class observed under particular geometry and inclinations of the line of sight [15].

The discovery of powerful γ -ray emitting narrow-line Seyfert 1 (NLS1) galaxies [9,16,17] and γ -ray emitting compact steep spectrum sources (CSS) provides a substantial evidence that jetted-AGNs are not formed by massive black holes alone [18]; even low-mass AGNs with lower jet power can also launch relativistic jets [16,19]. It has been pointed out [20] that the lack of small-mass jetted AGN in the traditional radio-loud/radio-quiet AGN dichotomy was due to bright-source selection bias. The relations between Eddington ratio and Eddington-scaled jet power [21] divide jetted AGNs into two populations: one population comprises low-power radio galaxies, low-excitation FR IIs (LERGs) and young radio sources, in which their jet power dominates accretion power, while the other population is made up of flat-spectrum radio quasars (FSRQ), NLS1s and high excitation FR II radio galaxies (HERGs) in which accretion power dominates jet power. Padovani et al. [22] pointed out that BL Lacs and FSRQs are jetted AGN, both belonging to blazar class, and subsequently argued that the spectral energy distributions of blazars could serve as representative of all jetted AGN sources. On the basis of different accretion modes; weak accretion disc for BL Lacs, and strong disc for FSRQs [23,24], both hitherto associated with FR 1s and FR 2s radio galaxies respectively, are presently being accurately associated with FR (LERGs) and FR (HERGs) respectively [23-25].

Interestingly, Foschini [26] identified low-mass sources among FSRQ population and argued that NLS1 galaxies are the most prominent AGNs in the low-mass class using $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 2000 \text{ km s}^{-1}$, and the ratio between $[\text{OIII}]/\text{H}\beta < 3$.

Bertone et al., Foschini et al. [7,27] outlined some of the characteristic features of NLS1 galaxies relative to quasars to include small-mass central black hole, high accretion luminosity, prominent optical emission lines and relatively weak jet power, consistent with [19] who showed via jet-disk luminosities that NLS1 galaxies are small-mass highly accreting compact objects whose physical characteristics appear to be consistent with FSRQs.

The search for parent population of NLS1 sources revealed a connection with Compact Steep Spectrum (CSS) sources that are characterized by signs of young age [28] such as radio lobe structure of not more than 10^5 years, small linear size and very fast variability [30]. Therefore, NLS1 radio galaxies might be young radio sources that are still growing and evolving [28,29]. Although, there is still an ongoing debate in the literature about the true nature of these NLS1s, there is increasing evidence that NLS1s might be extreme objects on the evolutionary path from radio-quiet Seyfert galaxies to radio-loud quasars [31] and as such, may be low-mass analogues of high-redshift quasars [10,32-34]. In fact, Bertone et al. [7] pointed out that the radio-luminosity function of flat-spectrum NLS1 galaxies suggest strongly that they might be the low-luminosity tail of FSRQs, suggesting that there might be some forms of evolutionary link between radio-loud quasars and NLS1s [31]. Furthermore, similarities between the nuclei of Seyfert galaxies and radio-loud AGNs have often been pointed out [35-37] and numerous efforts have been made to demonstrate a continuity in overall distributions of observed properties of the jetted Seyfert galaxies and traditional radio-loud AGNs [33,38-41]. In this regard, several authors [33,38] argued that in general, jetted Seyfert galaxies, BL Lac objects and radio galaxies could share similar characteristics in terms of jet luminosity-redshift ($L-z$) relation, suggestive of similar underlying environment. Thus, the shift in AGN evolutionary unification paradigm might be from a small-mass highly accreting and low-redshift jetted Seyfert galaxies (analogous of early quasars) through radio galaxies and moderate-mass highly accreting radio-loud quasars to large-mass, poorly accreting black hole BL Lac objects - a sequence of Young-Adult-Old scenario [42].

In lines with the predictions of the revised unified scheme for RL-AGN, Bertone et al. [14] investigated the different manifestations of young jetted AGNs with a strong accretion disk and photon rich environments, and argued that when the young object is observed along its relativistic jet, it appears as NLS1, but as the inclination angle increases, the same object would appear as CSS or HERG. However, when the same object is viewed along the line that intercept with the molecular torus surrounding its nucleus, it then appears as a type-2 AGN in optical band, and as a CSS in radio band. The scheme fits in nicely with the usual unified model for older jetted-AGNs, in which HERGs form the parent population of FSRQs [25]. In fact, Pei et al. [43] alluded to a possible unification of quasars

with jetted Seyfert galaxies via relativistic beaming and source orientation as the authors found that the radio core-dominance parameter is strongly correlated with luminosity in a sample of quasars and Seyfert galaxies. Hence, the exercise to search for links between jetted Seyfert galaxies and traditionally radio-loud AGNs is a worthy one and is partly the motivation for current investigation. In this paper, we investigate these effects using observed γ -ray properties of a well-defined sample of jetted AGNs.

2. Theoretical modelling. Orientation based unified scheme (OUS) for extragalactic radio sources is often studied at any frequency band ν using an important orientation parameters, namely, the core-to- extended luminosity ratio expressed as a function of the viewing angle ϕ in the form [44,45]:

$$R_\nu = \frac{L_C}{L_E} = \frac{R_T}{2} \left[(1 - \beta \cos \phi)^{-n+\alpha} + (1 + \beta \cos \phi)^{-n+\alpha} \right], \quad (1)$$

where L_C and L_E are the core and extended luminosities respectively, $R_T = R(\phi = 90^\circ)$, n is a jet model dependent parameter ($n=2$ for continuous jet model and $n=3$ for blob model) while α is the spectral index ($S_\nu \sim \nu^{\pm\alpha}$). The distributions of observed R_ν for various samples have been shown by several authors in the past to be quite consistent with the OUS for both high-luminosity and low luminosity sources [46,47].

A coarse treatment of Eq. (1) suggests that once R_T is known, the mean value of the distribution of core-dominance parameter R_m can be used to estimate the mean viewing angle (ϕ_m) of a sample in the form [48]:

$$\phi_m \approx \cos^{-1} \left[1 - \left(\frac{2R_m}{R_T} \right)^{-1/n+\alpha} \right]. \quad (2)$$

In a two-component beaming model, the total spectral luminosity L_ν may be expressed as a sum of the core- and extended components: $L_\nu = L_C + L_E$. While L_C is assumed to be relativistically beamed, L_E is assumed to be isotropic [49]. Thus, following [45], the γ -ray core-dominance parameter R_γ defined as the ratio of the beamed to unbeamed luminosities can be expressed through equation (1) as

$$R_\gamma + 1 = \frac{L_\gamma}{L_E}. \quad (3)$$

Equation (3) above suggests that if L_E is isotropic, a correlation between R_γ and L_γ is envisaged in γ -ray emitting AGNs

However, the observed spectral luminosity L_ν of AGN is expected to depend on its redshift z , due to luminosity selection effect/evolution and is related to its spectral flux density S_ν according to the relation:

$$L_v = S_v d_L^2 (1+z)^{\alpha-1}, \quad (4)$$

where d_L is the luminosity distance which depends on the present Hubble constant H_0 and the present density parameter Ω_0 according to the relation [50]:

$$d_L = \frac{2c}{H_0 \Omega_0^2} \left\{ \Omega_0 z + (\Omega_0 - 2) \left[(\Omega_0 z + 1)^{1/2} - 1 \right] \right\}. \quad (5)$$

In flux limited sample with flux density cut-off at $S_v = S_f$, equation (4) can be written in the form [51]:

$$L_v = 4\pi d_L^2 S_v H(S_v - S_f) (1+z)^{\alpha-1}, \quad (6)$$

where $H(S_v - S_f)$ is the Heaviside step function defined by:

$$H(S_v - S_f) = \begin{cases} 0 & \text{if } S_v < S_f \\ 1 & \text{if } S_v > S_f \end{cases}.$$

Eq. (6) can be used to show a simple power law $L-z$ relation [52] as

$$\log L_v = \log L_c + \beta \log(1+z), \quad (7)$$

where $\log L_v = \log L_{v,z} + \beta \log(1+z)$ and β is the slope of the $L_{v,z}-z$ data.

However, for low density universe, it has been shown [51,53] that the slope of the $L-z$ relation β is not a constant over all values of z . In this scenario, β is expected to decrease monotonically from ∞ at $z=0$ down to some critical value, β_c at $z=z_c$ and thereafter remains fairly constant. Thus, there should be a critical luminosity L_c above which the sources would be detected as a function of z . This should correspond to a given radio luminosity at $z=z_c$. Nevertheless, it has been demonstrated observationally [52] and theoretically [53] that $z_c = 0.3$ is consistent with quasar/galaxy unification for popular radio source samples. In previous papers [52,53], these effects were studied for various samples in the radio band. In this paper, we extend the investigation to the γ -ray band for jetted AGNs in the context of the revised unification scheme.

3. Description of source sample. The current analysis is primarily based on a catalogue of 661 extragalactic radio jets compiled by [11]. According to the authors, a jet is a narrow radio feature that is at least four times as long as its breadth; separable from other extended structures by brightness contrast and aligned with the radio nucleus of its parent object. From this catalogue, [44] made a sample of 540 objects and calculated their 5 GHz radio core-dominance parameter R_κ .

However, it is well-known that many Seyfert galaxy samples are often contaminated by spurious radio-loud objects [54,55]. As such, several objects identified as Seyfert galaxies in the [44] compilation are known radio galaxies (for example, 2121+248 and 0238-084 sources are known radio galaxies). Since studies of this nature would require clean, bona-fide jetted AGN, this original sample

cannot provide a good platform for testing the unification scheme of jetted AGN. Nevertheless, this problem was palliated by [56], who by cross-correlating the [44] sample with third Fermi Large Area Telescope (Fermi-LAT) catalogue, compiled a sample of 80 gamma-ray emitting extragalactic radio jets from the [44] compilation. These 80 jets include 44 quasars, 22 BL Lac objects, 11 radio galaxies and 3 Seyfert galaxies. Arguably, most γ -ray emitting AGNs are jetted sources since the presence of powerful radio jets is of substantial importance for observing a significant γ -ray counterpart, even for misaligned sources [57]. Although flat-spectrum radio quasars and BL Lac objects are still the dominant populations in the Fermi LAT catalogues, there is a significant increase in the number of other objects. From the fourth Fermi LAT AGN catalogue, [58] has made a new sample of 1559 bona-fide γ -ray emitting jetted AGN, which include 4 Seyfert galaxies and 12 NLS1s. These objects were cross-correlated with a recent compilation by [43], where relevant derived data are readily available. 3 of the 12 NLS1s do not overlap with [43] and hence, do not have complete data and were excluded in current investigation. Altogether, there are 93 γ -ray emitting jetted AGN with complete relevant data for our investigation, namely 44 quasars, 22 BL Lacs, 11 radio galaxies, 7 Seyfert galaxies and 9 NLS1s.

Finally, we derive the γ -ray core dominance parameter of all objects in the sample using the empirical relations between it and radio core-dominance parameter given [45] by: $\log R_g = 2.1 \log R_R + 1$. Throughout the paper, we have adopted the cosmology with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and $\Omega_0 = \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ ($\Omega_m = 0.3$; $\Omega_\Lambda = 0.7$). For analyses in this paper, the degree of relationship between source parameters is deduced by Pearson Product Moment correlation coefficient r using PYTHON.

4. Data analysis and results. We show the distributions of the sample in redshift z in Fig.1a. There is considerable overlap in z for different subsamples of the extragalactic radio jets. The distributions yield mean z -values $z_{jm} \sim 1.06$ for quasars, 0.31 for BL Lacs, 0.47 for NLS1s, 0.18 for radio galaxies and 0.18 for Seyferts. Obviously, radio galaxies and Seyferts are almost indistinguishable in distribution of z . On average, the distribution of z is consistent with a sequence in which quasars > NLS1 > BL Lacs > Radio galaxies/Seyfert galaxies. NLS1s appear somewhat between radio quasars and Seyfert galaxies, suggestive that NLS1s could be an evolutionary phase between the Seyfert galaxies and quasars [32]. Simple Kolmogorov-Smirnoff (K-S) test shows that at 5% significance, the hypothesis that the underlying distributions of the subsamples in z are same is not rejected with probability ($p > 0.08$) in each case, which suggests that the distributions of the objects in the parameter is continuous for the different subclasses of objects. The cumulative z -distribution curves are shown in Fig.1b.

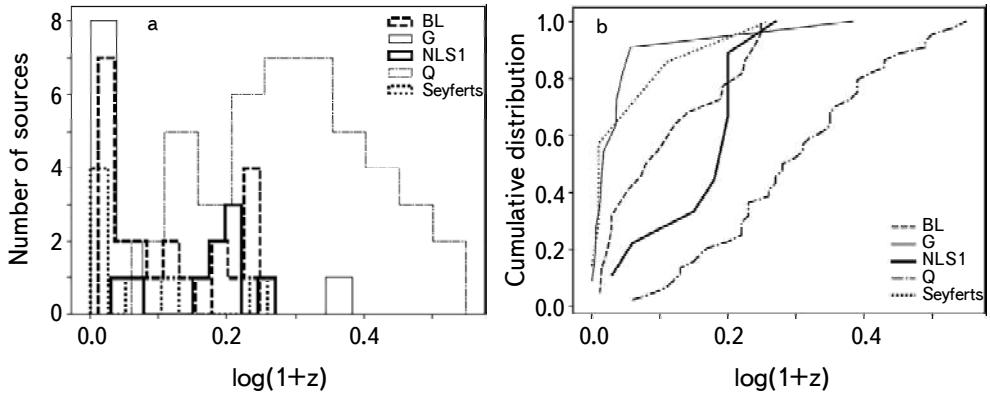


Fig.1. Distributions of the 93 gamma ray objects in redshift.

Similarly, the distribution of logarithmic values of the γ -ray luminosity L_γ of the different subsamples of the jetted AGNs is shown in Fig.2a. Apparently, while Seyferts and radio galaxies are almost indistinguishable, occupying the low L_γ regime, BL Lacs, NLS1 and quasars are displaced to higher L_γ . Nevertheless, the Seyfert galaxies are observed to extend to the lowest L_γ regime below the bounds of radio galaxies in a continuous distribution. The distributions yield mean $\log L_\gamma$ values of 43.82 erg/s for Seyfert galaxies, 43.81 erg/s for radio galaxies, 46.98 erg/s for quasars, 45.69 erg/s for NLS1s, and 45.48 erg/s for BL Lacs. Thus, on average, the L_γ distribution appears to be consistent with a sequence in which quasars > BL Lacs > NLS1 > radio galaxies/Seyfert galaxies. Apparently, the distribution is continuous from Seyfert/radio galaxies at lowest L_γ through NLS1 and BL Lacs to quasars at highest L_γ regime. Similarly, we carried out K-S test on the L_γ data of NLS1 and Seyfert galaxies and at 5% significance, the hypothesis that

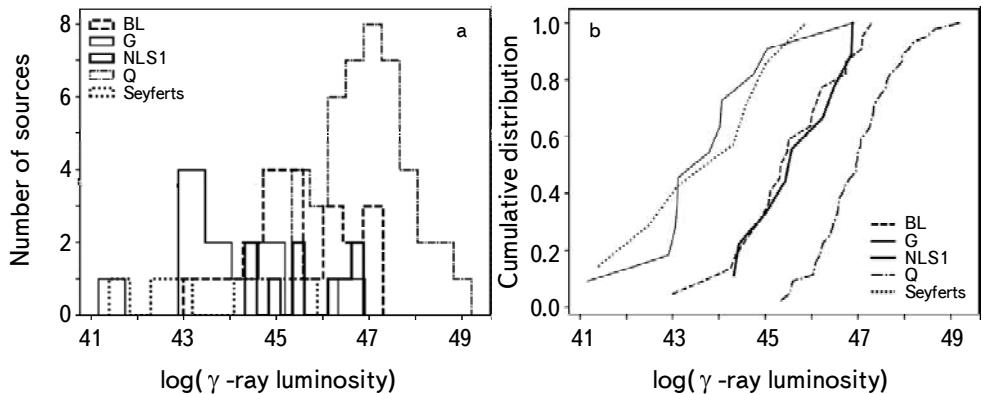


Fig.2. Distributions of the 93 objects in gamma ray luminosity.

the distribution of L_γ is same is rejected with $\rho < 10^{-5}$. On the other hand K-S test on the L_γ data of NLS1 and quasars shows that at 5% significance, the hypothesis that the distribution of L_γ is same is not rejected with $\rho \sim 0.1$. The probability of the K-S test between radio quasars and BL Lacs, as well as between BL Lacs and NLS1 is $\rho \sim 0$ at 5%. The cumulative distribution curves of L_γ are also shown in Fig.2b.

Furthermore, we show the distributions of our sample in γ -ray core dominance parameter (on logarithm values) in Fig.3. The distributions yield mean values R_m of 69.6 for quasars, 31.7 for BL Lacs, 780.4 for NLS1s, 0.1 for radio galaxies and 1.5 for Seyfert galaxies. This nicely compares with mean values obtained for radio core-dominance $\sim 9.8, 4.1, 16.6, 0.5$ and 0.98, for quasars, BL Lacs, NLS1, radio galaxies and Seyfert galaxies, respectively, with some scaling factors. A summary of the results of all distributions is shown in Table 1.

To estimate the mean cone angle for observing γ -ray emission of the different subclasses of the jetted AGNs, the choice of R_T plays a key role [46,47]. Although the community consensus appears to favour a unification of BL Lacs and FR I radio galaxies, the discovery of some FSRQs with very low energies [59,60] and BL Lacs with high energies in γ -ray band by the Fermi-LAT [9] appear to break the simple dichotomy between traditional low and high luminosity sources and suggests that BL Lacs and FSRQs are a continuum in distributions of observational properties. R_T should thus be a constant for all classes of the AGN. In fact, several authors [61] have argued that $R_T < 0.1$ is satisfied by most objects. Hence, using $R_T = 0.024$, which appears to be consistent with the general unification of radio loud AGNs across different frequency bands [45,49,61], we estimate the mean cone angles for γ -ray and radio emissions of each subsample using equation (2). A summary of the results is also shown in Table 1.

In line with equation (1), the distribution of the cone angles of different subsamples as shown in Table 1 seems to suggest that the difference between the different subclasses of jetted AGN arises due to varying orientation of their emission axes to the line of sight. Perhaps, orientation effect can be playing a

Table 1
DISTRIBUTION OF CONE ANGLES OF JETTED AGNs

Objects	Number	z	$\log L_\gamma$ erg/s	R_g	R_r	Φ_g°	Φ_r°
Quasars	44	1.06 ± 0.01	46.98 ± 0.02	69.6 ± 4.2	9.8 ± 0.6	18.27	27.13
BL Lacs	22	0.31 ± 0.01	45.48 ± 0.05	31.7 ± 4.2	4.1 ± 0.3	21.87	30.68
NLS1	9	0.47 ± 0.03	45.69 ± 0.09	780.4 ± 13.2	16.6 ± 2.1	12.84	24.50
Galaxies	11	0.18 ± 0.04	43.81 ± 0.13	0.1 ± 0.5	0.5 ± 0.1	59.54	44.77
Seyferts	7	0.18 ± 0.04	43.82 ± 0.08	1.5 ± 3.2	1.0 ± 0.2	36.87	39.65

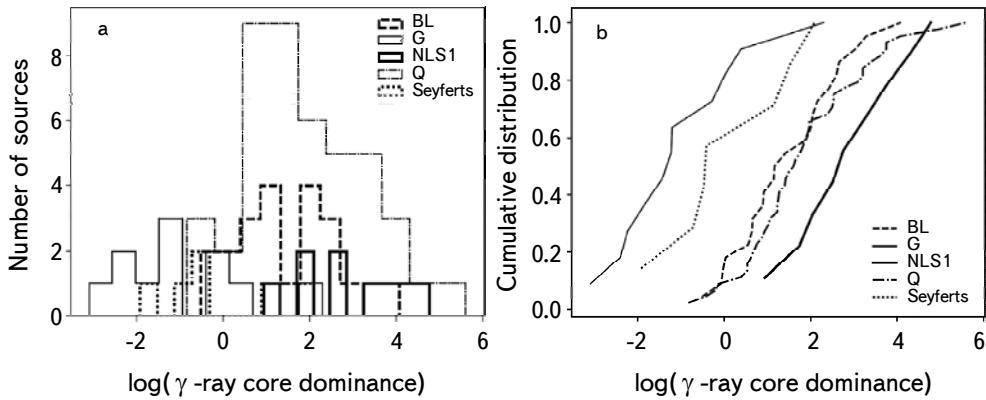


Fig.3. Distribution of gamma ray core-dominance parameter.

significant role in explaining the underlying connection between the subclasses of jetted AGN.

To investigate the evolution of γ -ray luminosity of the different subsamples of the jetted AGNs the scatter plot of $L_\gamma - z$ data is shown in Fig.4. There is a tight correlation ($r > 0.7$) for the entire sample taken together. Radio quasars apparently occupy the highest $L_\gamma - z$ range. Although the NLS1s possess higher luminosities and redshift than the Seyfert galaxies, their position in the plot is such that they form the lower luminosity counterpart of the radio quasars. When the different subclasses are considered separately, the following results were obtained: $\log L_\gamma = 5.01 \log(1+z) + 45.47$, with correlation coefficient $r \sim 0.7$, for quasars;

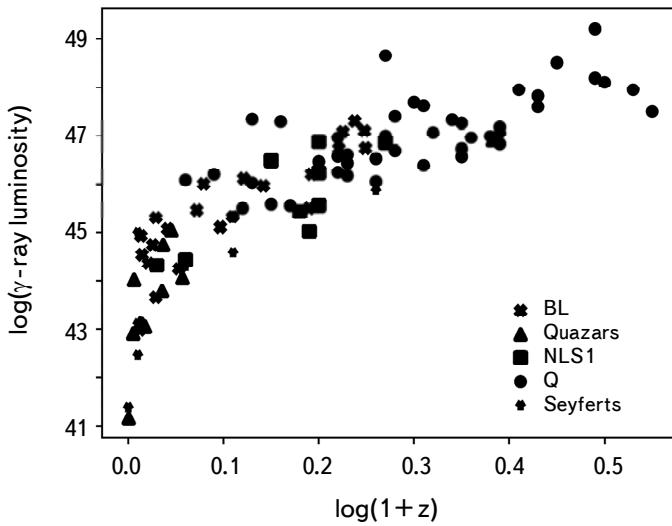


Fig.4. Scatter plot of γ -ray luminosity L_γ against redshift z for the 93 objects.

$\log L_\gamma = 1.18 \log(1+z) + 44.87$, with $r \sim 0.9$ for BL Lacs; $\log L_\gamma = 10.37 \log(1+z) + 43.23$, with $r \sim 0.8$ for radio galaxies; $\log L_\gamma = 12 \log(1+z) + 43.04$, with $r \sim 0.7$ for Seyfert galaxies, and $\log L_\gamma = 10.28 \log(1+z) + 44.02$, with $r \sim 0.8$ for NLS1s. These correlations suggest that the samples follow similar evolutionary track from jetted Seyfert galaxies at lowest $L_\gamma - z$ regime, to quasars at highest $L_\gamma - z$ range.

To investigate the effects of relativistic beaming in the sample, the scatter plot of γ -ray core-dominance parameter R against γ -ray luminosity of the different subsamples is shown in Fig.5a. There is a somewhat positive trend in the $L_\gamma - R_g$ relation of the entire sample. Regression analysis of the data yields $\log L_\gamma = -0.42 \log R_g + 9.73$ with correlation coefficient $r \sim +0.5$. However, when considered separately, the results are as follows: $\log L_\gamma = -0.23 \log R_g + 12.73$ with $r \sim +0.1$ for quasars; $\log L_\gamma = -0.23 \log R_g + 12.73$ with $r \sim 0.1$ for BL Lacs; $\log L_\gamma = 0.68 \log R_g - 30.92$ with $r \sim +0.1$ for radio galaxies; $\log L_\gamma = 0.36 \log R_g - 15.71$ with $r \sim 0.2$ for Seyfert galaxies and $\log L_\gamma = 0.82 \log R_g - 34.48$ with $r \sim 0.5$ for NLS1s. It is thus arguable from current analyses that NLS1s are more highly beamed than quasars and BL Lacs.

To investigate the parent population of the highly beamed NLS1s, which appears to be more relevant in recent investigations [43], we re-plotted the $L_\gamma - R_g$ data, excluding quasars and BL Lacs in Fig.5b. The scatter is substantially reduced

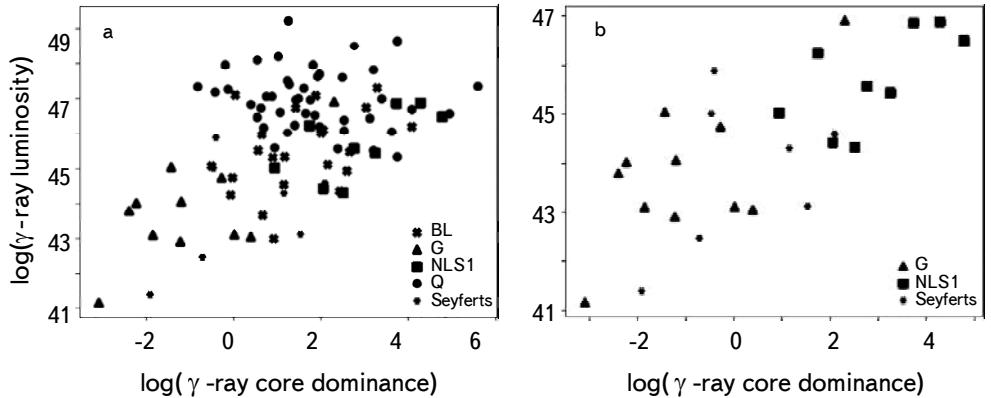


Fig.5: Scatter plot of γ -ray luminosity against γ -ray Core-dominance parameter of 93-jetted AGN.

and there is a clear correlation with correlation coefficient $r \approx +0.7$. Thus, the $L_\gamma - R$ data of current sample suggests that relativistic beaming and orientation effects may be necessary in explaining the underlying connection between NLS1s and jetted Seyferts and/or radio galaxies. We interpret this result to mean that the misaligned parent population of NLS1s could be found among Seyfert galaxies and/or radio galaxies.

5. Discussion. Seyfert galaxies present rich and multifaceted astrophysical phenomena where emission and absorption lines provide diagnostics for composition of the surrounding torus. Only a small fraction of Seyfert galaxies are radio-loud and exhibit core-jet radio structures. The detection of GeV gamma-ray emitting radio-loud Seyfert galaxies, with a beamed relativistic jet in Fermi LAT observations in 2008, was remarkable for AGN phenomena [9]. Thus, they could be considered a distinct subclass of AGNs emitting GeV gamma-rays under evolutionary and/or orientation interpretations.

We have shown in our results that the γ -ray luminosity L_γ distribution of the sample is continuous with jetted Seyfert galaxies somewhat occupying the lowest L_γ regime while quasars occupy the highest L_γ regime of the distribution. Since γ -ray emission is strongly believed to originate from the jets, the lower jet power of Seyfert galaxies is suggestive of a very weak accretion mode [26,7], typical of young jetted sources [14]. It is interesting to observe that NLSIs possess much higher luminosity (being up to 2 orders of magnitude more luminous in the γ -ray band) than the other jetted Seyfert galaxies. The result supports the supposition that NLS1s are a distinct subclass of AGN and are the most prominent AGNs in the low-mass class [26]. Perhaps, the high luminosity of NLS1 can be interpreted in terms of strong relativistic beaming effect at small orientation angles to the line of sight [12].

Another important aspect of our results is the high γ -ray core-dominance parameter exhibited by NLS1s in the sample. In fact, it has been argued that the detection of extended radio emissions in γ -ray-emitting NLS1s is of primary importance for understanding the jet activities of the NLS1 class in the framework of the unified scheme of jetted AGN since NLS1s with kpc-scale radio structures exhibit a core with significantly higher luminosity than that of extended emissions [12]. Nevertheless, three of the nine NLS1s, namely: PMN J0948+0022, FBQS J1644+2619 and 1H 0323+342 are known to exhibit two-sided radio structures at kpc scales with high radio-core dominance parameter [12] comparable to those of radio quasars. The popular physical explanation to the origin of the high core dominance is relativistic Doppler boosting of the cores [49] and this suggests that relativistic beaming is playing a significant role in NLS1s. It can thus be argued that the low jet luminosity of Seyfert and radio galaxies could have arisen due to their larger cone angles to the line of sight, leading to de-beamed jet luminosity. Perhaps, the γ -ray emitting NLS1s are analogous to early (low z) quasars whose parent populations could be found among regular Seyfert or radio galaxy populations.

Actually, it can be argued from the distributions of the average cone angles derived from current analysis that when the young object is observed along its relativistic jet, it appears as NLS1, but as the inclination angle increases, the same

object would appear as a Seyfert galaxy or a radio galaxy. The distributions of average cone angles for the different subclasses of AGNs apparently show that in the context of the revised unification scheme, NLS1s are observed at significantly higher inclinations than Seyferts and radio galaxies. Perhaps, the very narrow beam angle for observation of γ -ray emission from NLS1s could account for the yet small number of γ -ray emitting NLS1s so far detected by the Fermi-LAT [58]. On the other hand, the distributions of average viewing angles do not apparently show that Seyfert galaxies are observed at significantly different inclinations from radio galaxies. Thus, current results suggest that orientation effect may not be the major difference between Seyferts and radio galaxies and that relativistic beaming is less important in these objects.

It is obvious from the distribution of the objects in z that there is no tendency for jetted Seyfert galaxies to be located at high redshifts, which is consistent with the supposition that jetted Seyfert galaxies are nearby low-luminosity versions of the same phenomenon observed in quasars. The low L_γ -low z result for Seyfert galaxies can be interpreted to mean that jetted Seyferts are young growing sources [62]. If this is actually the case, then the evolutionary connection between jetted Seyferts and quasars is suggested in which the γ -ray source starts out at lowest redshifts as Seyfert galaxy and evolves into a quasar as the source ages [15,42].

6. Conclusion. We have investigated the relationship between jetted Seyfert galaxies and other subclasses of radio loud AGNs using observed γ -ray properties of a sample of jetted AGN. We showed from the distributions of γ -ray luminosity that jetted Seyfert galaxies form the low luminosity tail of traditionally radio loud AGN which is consistent with the scenario that jetted Seyfert galaxies are young growing objects. Furthermore, distributions of the objects on luminosity-redshift ($L-z$) plane shows that different subclasses of jetted AGN possess similar evolutionary histories. In particular Seyfert galaxies and radio galaxies are located in similar environments. NLS1 sources are, however, more evolved sources compared to Seyfert galaxies. There is a significant $L_\gamma - R$ correlation ($r \sim 0.7$) in NLS1 objects, which has been interpreted in terms of a connection via relativistic beaming and orientation. In all subclasses of jetted AGN, the beam angle for radio on average, is wider than that of γ -ray emission. All these results suggest that in addition to evolutionary link between jetted Seyfert galaxies and other radio loud AGNs, relativistic beaming and orientation effects can also be playing a significant role.

¹ Department of Physics and Astronomy, University of Nigeria, Nsukka, Nigeria, e-mail: ismihudu@gmail.com

² Department of Physics, Federal College of Education, Katsina, Katsina State, Nigeria

³ Department of Industrial Physics, Ebonyi State University, Abakaliki, Nigeria

ОБ УНИФИЦИРОВАННОЙ СХЕМЕ γ -ИЗЛУЧАЮЩИХ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК СО СТРУЯМИ

А.И.АУДУ^{1,2}, Ф.К.ОДО¹, Э.У.ИИДА¹, О.ОКИКЕ³, А.А.УБАЧУКВУ¹

Открытие сейфертовских галактик с гамма-излучением позволило представить новую унифицированную схему активных ядер галактик (АЯГ), в которой сейфертовские галактики со струями (джеты) рассматриваются как молодые аналоги радиогромких АЯГ. В этой статье исследована взаимосвязь между свойствами гамма-излучения сейфертовских галактик со струями и свойствами радиогалактик, радиоквазаров и лацертидов. Результаты показывают, что на диаграмме светимость - красное смещение ($L_{\gamma} - z$), сейфертовские галактики со струями выглядят как хвост низкой светимости радиогромких активных ядер, что указывает на эволюционную связь между ними. Однако сейфертовские галактики с узкими линиями (NLS1) не имеют схожих характеристик с сейфертовскими галактиками, поскольку они обладают большей светимостью и красным смещением, чем сейфертовские галактики, что позволяет предположить, что NLS1 являются более развитыми источниками. Анализ параметров доминирования ядер (γ -излучения и радиоизлучения) показывает, что для каждого подкласса AGN со струями угол излучения шире для радиоизлучения, чем для γ -излучения. В то время как сейфертовские галактики и радиогалактики в среднем имеют одинаковое малое наклонение к лучу зрения, объекты NLS1 имеют ориентацию, аналогичную квазарам и BL Lacs. Существует значимая корреляция ($r \sim 0.7$) между параметром доминирования ядра γ -излучения и светимостью γ -излучения. Результаты согласуются с пересмотренной унифицированной схемой и предполагают, что NLS1 представляют собой сильные лучевые источники, чьи родительские популяции можно найти среди обычных сейфертовских галактик и/или радиогалактик.

Ключевые слова: галактики: активные галактики: сейферты: джеты: гамма излучение

REFERENCES

1. M.J.A.Oort, P.Kartgert, R.A.Windhorst, Nature, **328**, 500, 1987.
2. V.K.Kapahi, Astrophys. J., **97**, 2, 1989.
3. A.A.Ubachukwu, S.E.Okoye, L.I.Onuora, Proc. Of Nig. Acad. Of Sci, **5**, 63, 1993.

4. *C.I.Onah, A.A.Ubachukwu, F.C.Odo et al.*, RMAA, **54**(1), 271, 2018.
5. *C.M.Urry, P.Padovani*, Astron. Soc. Pacif., **107**, 803, 1995.
6. *P.Padovani*, Nature Astron., **1**, 0194, 2017.
7. *M.Berton, A.Caccianiga, L.Foschini et al.*, Astron. Astrophys., **591**, A98, 2016.
8. *K.I.Kellermann, R.Sramek, M.Schmidt et al.*, Astron. J., **98**, 4, 1989.
9. *M.Ackermann, M.Ajello, W.B.Atwood et al.*, Astrophys. J., **810**, 14, 2015.
10. *D.V.Lal, P.Shastri, D.C.Gabuzda*, Astrophys. J., **731**, 68, 2011.
11. *F.K.Liu, Y.H.Zhang*, Astron. Astrophys., **381**, 757, 2002.
12. *A.Do i, H.Nagira, N.Kawakatu et al.*, Astrophys. J., **760**, 41, 2012.
13. *S.Mathur, D.Fields, B.M.Peterson et al.*, Astrophys. J., **754**, 2; 146.1, 2012.
14. *M.Berton, L.Foschini, A.Caccianiga et al.*, Front. Astron. and Space Sci., **4**, 8, 2017.
15. *V.Singh, C.H.Ishwara-Chandra, P.Kharb et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **480**, 1796, 2018.
16. *L.Foschini*, Astron. Astrophys., **11**, 1266, 2011.
17. *F.D'Ammando*, arXiv: 1911.03500v1, 2019.
18. *J.Zhang, H.-M.Zhang, Y.-Y.Gan et al.*, arXiv:2005.11535v2, 2020.
19. *S.Heinz, R.A.Sunyaev*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **343**, 59, 2003.
20. *P.Marziani, A. Del Olmo, M.D'onofrio et al.*, Astron. Space Sci., **5**, 29, 2018.
21. *S.Abdollahi, F.Accero, M.Ackermann et al.*, Astrophys. J. Suppl., **247**, 33, 2020.
22. *P.Padovani, D.M.Alexander, R.J.Assef et al.*, Astron. Astrophys., **25**, 2, 2017.
23. *P.N.Best, T.M.Heckman*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **421**, 1569, 2012.
24. *P.Giommi, P.Padovani, G.Polenta et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **420**, 2899, 2012.
25. *T.M.Heckman, P.N.Best*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **52**, 589, 2014.
26. *L.Foschini*, Conference series of American Institute of Physics, **1505**, 574, 2012.
27. *L.Foschini, M.Berton, A.Caccianiga et al.*, Proceedings of 28th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Geneva. arXiv:1602.08227, 2016.
28. *C.Fanti, R.Fanti, C.P.O'Dea et al.*, Astron. Astrophys., **231**, 333, 1990.
29. *C.P.O'Dea, S.A.Baum, C.Stanghellini*, Astrophys. J., **380**, 660, 1991.
30. *J.C.Ezeugo, A.A.Ubachukwu*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **408**, 228, 2010.
31. *A. Doi M. Kino, N.Kawakatu, K.Hada*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **496**, 1757, 2020.
32. *S.Mathur*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **314**, 17, 2000.
33. *L.Foschini, M.Berton, A.Caccianiga et al.*, Astron. Astrophys., **575**, A13
34. *L.Foschini*, Universe, **66**, 136, 2020.
35. *O.Dahari, M.M. De Robertis*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **67**, 249, 1988.
36. *L.C.Ho, J.S.Ulvestad*, Astrophys. J. Suppl., **133**, 77, 2001.
37. *H.Falcke, N.M.Nagar, A.S.Wilson et al.*, Astrophys. J., **542**, 197, 2000.
38. *L.C.Ho, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent et al.*, Astrophys. J. Suppl., **112**, 391, 1997.
39. *N.M.Nagar, H.Falcke, A.S.Wilson et al.*, Astrophys. J., **542**, 186, 2000.
40. *S.Komossa*, In Proceeding of Revisiting NLS1-2018; 15, 2018.

41. S.N.Zhang, G.J.Fishman, B.A.Harmon *et al.*, Nature, **366**, 245, 1993.
42. L.Foschini, arXiv:1705.10166v1, 2017.
43. Z.Pei, J.Fan, D.Bastieri *et al.*, Astron. Astrophys., **19**, 70, 2019.
44. J.H.Fan, J.S.Zhang, Astron. Astrophys., **407**, 899, 2003.
45. Z.Pei, J.Fan, J.Yang *et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **132**, 114102, 2020.
46. A.A.Ubachukwu, A.E.Chukwude, JOAA, **23**, 235, 2002.
47. F.C.Odo, A.A.Ubachukwu, A.E.Chukwude, JOAA, **33**, 279, 2012.
48. F.C.Odo, A.A.Ubachukwu, A.E.Chukwude, Astrophys. Space. Sci., **357**, 1, 2015.
49. M.J.Orr, I.W.A.Browne, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **200**(4), 1067, 1982.
50. S.E.Okoye, L.I.Onuora, Astrophys. J., **260**, 37, 1982.
51. J.A.Alhassan, A.A.Ubachukwu, F.C.Odo, Astron. Astrophys., **34**, 61, 2013.
52. A.A.Ubachukwu, J.N.Ogwo, Australian J. of Phys., **51**, 143, 1998.
53. F.C.Odo, A.E.Chukwude, A.A.Ubachukwu, Astrophys. Space Sci., **349**, 939, 2014.
54. G.Kauffmann, T.M.Heckman, S.D.M.White *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **341**, 33, 2003.
55. N.A.Levenson, K.A.Weaver, T.M.Heckman, Astrophys. J., **550**, 230, 2001.
56. J.K.Liu, Z.Z.Wu, M.H.Gu, RAA, **16**, 118, 2016.
57. R. de Menezes, R.A.Amaya-Almazan, E.J.Marchesini *et al.*, Astophys. Space Sci., **365**, 12, 2020.
58. L.Foschini, M.Lister, S.Antyn *et al.*, Universe, **7**, 37, 2021.
59. E.Perlman, P.Padovani, P.Giommi *et al.*, Astron. J., **115**, 1253, 1998.
60. C.M.Raiteri, A.Capetti, Astron. Astrophys., **587**, A8, 2016.
61. J.-H.Fan, G.E.Romero, Y.-X.Wang *et al.*, ChJA&A, **5**, 457, 2005.
62. P.Rani, Ph.D Thesis, Indian Institute of Astrophysics, 2019.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-185

ENVIRONMENTAL DEPENDENCE OF DIFFERENT COLORS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEUS (AGN) HOST GALAXIES

XIN-FA DENG, ZHI-YONG WU

Received 21 February 2023

Accepted 22 May 2023

Using the apparent-magnitude limited active galactic nucleus (AGN) host galaxy sample of the Sloan Digital Sky Survey Data Release 12 (SDSS DR12), we investigate the environmental dependence of the $u-r$, $u-g$, $g-r$, $r-i$ and $i-z$ colors of AGN host galaxies. We divide the whole apparent-magnitude limited AGN sample into many subsamples with a redshift binning size of $\Delta z = 0.01$, and analyze the environmental dependence of all five galaxy colors of subsamples in each redshift bin. It turns out that overall, all five galaxy colors of AGN host galaxies are weakly correlated with the local environment.

Keywords: *galaxies:fundamental parameters - galaxies:statistics*

1. *Introduction.* For a long time, there have been many studies that focus on the issue of the active galactic nuclei (AGNs) [1-9]. Carter et al. [1] showed that the AGN fraction is insensitive to the local environment. Kauffmann et al. [2] showed that galaxies in dense environments are less likely to host a powerful optical AGN ($L[\text{OIII}] > 10^7 L_\odot$), but did not find the environmental dependence for the presence of weaker optical AGN. Using a large sample of local galaxies of the SDSS, Choi et al. [3] compared AGN host galaxies with non-AGN galaxies at matched luminosity, velocity dispersion, color, color gradient, or concentration index, to explore how AGN activity is related to galaxy properties. LaMassa et al. [4] studied a combined sample of 264 star-forming, 51 composite, and 73 active galaxies using optical spectra from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) and mid-infrared (mid-IR) spectra from the Spitzer Infrared Spectrograph. Manzer and De Robertis [5] explored possible environmental triggers of nuclear activity through a statistical analysis of a large sample of galaxy groups. Bufanda et al. [6] analyzed the fraction of galaxies in clusters hosting AGN as a function of redshift and cluster richness for X-ray-detected AGN associated with clusters of galaxies in Dark Energy Survey (DES) Science Verification data. By investigating 2727 galaxies observed by MaNGA, Wylezalek et al. [7] developed spatially resolved techniques for identifying signatures of AGNs. Comparat et al. [8] compiled an N-body simulation-based mock catalogue for X-ray-selected AGN samples. Liu et al. [9] presented a new,

complete sample of 14584 broad-line AGNs at $z < 0.35$.

As is well-known, galaxy colors strongly depend on the environment [10-16]. Brown et al. [10] and Zehavi et al. [11] demonstrated that clustering of galaxies strongly depends on color. Blanton et al. [13] observed that local density is a strong function of all colors. Blanton et al. [14] argued that galaxy color is the galaxy property most predictive of the local environment. Zehavi et al. [12] examined $g-r$ color dependence of the galaxy two-point correlation function, and claimed that redder galaxies exhibit a higher amplitude and steeper correlation function at all luminosity. Zhang & Deng [16] found that the redder galaxies preferentially inhabit the dense groups and clusters. Deng et al. [15] divided an apparent magnitude-limited Main galaxy sample [17] at redshift $0.02 \leq z \leq 0.2$ into subsamples with a redshift binning size of $\Delta z = 0.01$ and investigated the environmental dependence of the $u-r$, $u-g$, $g-r$, $r-i$ and $i-z$ colors of the subsamples in each redshift bin. It was found that strong environmental dependence exists in the redshift region $0.02 \leq z \leq 0.15$.

The primary goal of this study is to compare the environmental dependence of colors of AGN host galaxies with the one of general galaxies. Considering the comparison with the result of Deng et al. [15] we attempt to explore the environmental dependence of the $u-r$, $u-g$, $g-r$, $r-i$ and $i-z$ colors of AGN host galaxies. The outline of this paper is as follows. In Section 2, we describe the AGN host galaxy sample. The statistical method is described in Section 3. In Section 4, we present the environmental dependence of all five galaxy colors of AGN host galaxies. Our main results and conclusions are summarized in Section 5.

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

2. Data. SDSS Data Release 12 (DR12) [18] is the final public release of spectroscopic data from the SDSS-III BOSS. In this work, the data of the Main galaxy sample [17] was downloaded from the Catalog Archive Server of SDSS Data Release 12 [18] by the SDSS SQL Search (with SDSS flag: LEGACY_TARGET1 & $(64|128|256) > 0$). We extract 631968 Main galaxies with the spectroscopic redshift $0.02 \leq z \leq 0.2$.

The *galSpecExtra* table contains estimated parameters for all galaxies in the MPA-JHU spectroscopic catalogue. BPT classification in this table is based on the methodology of Brinchmann et al. [19]:

All. The set of all galaxies in the sample regardless of the S/N of their emission lines.

SF. The star-forming galaxies. These are the galaxies with $S/N > 3$ in all four BPT lines that lie below lower line in Fig.1 of Brinchmann et al. [19]. This

lower line is taken from equation (1) of Kauffmann et al. [20].

C. The composite galaxies. They are the objects with $S/N > 3$ in all four BPT lines that are between the upper and lower lines in Fig.1 of Brinchmann et al. [19]. The upper line has been taken from equation (5) of Kewley et al. [21].

AGN. The AGN population consists of the galaxies above the upper line in Fig.1 of Brinchmann et al. [19]. This line corresponds to the theoretical upper limit for pure starburst models.

Low S/N AGNs. They have $[NII] 6584/H\alpha > 0.6$ (and $S/N > 3$ in both lines) [20], and still are classified as an AGN even if their $[OIII] 5007$ and/or $H\beta$ have too low S/N . Miller et al. [22] called such AGNs the "two-line AGNs".

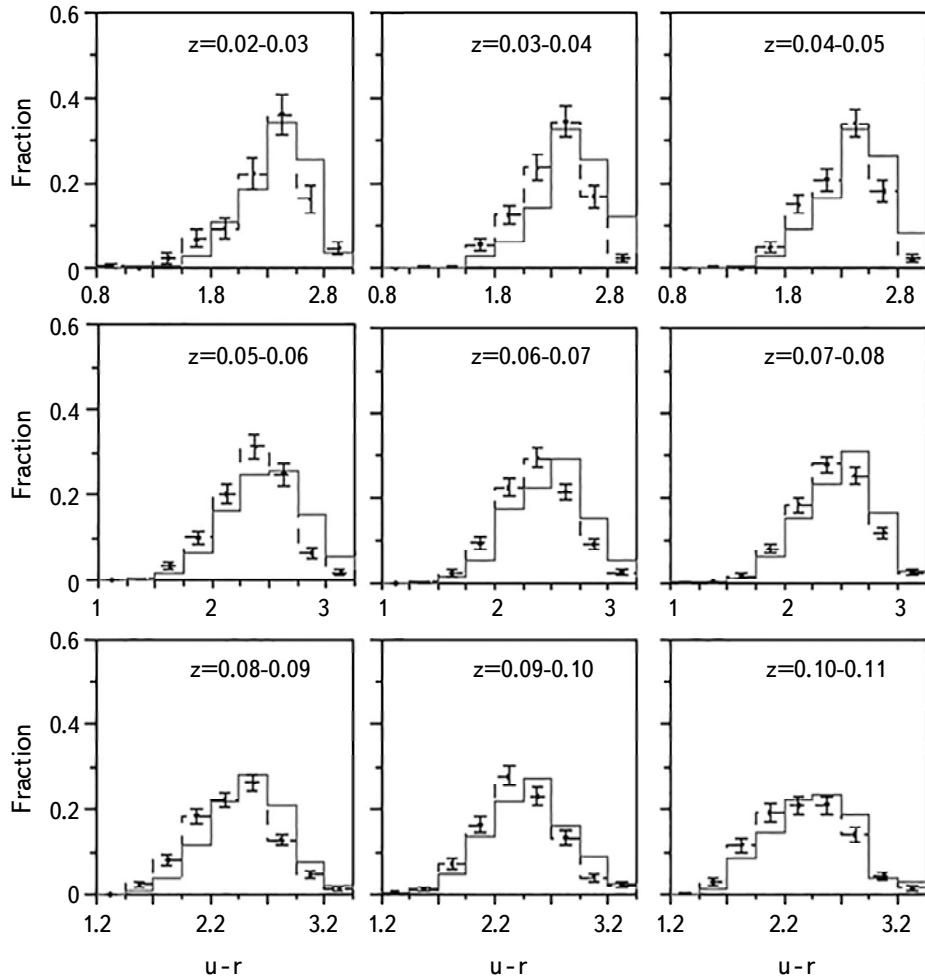


Fig.1. $u-r$ color distribution at both extremes of density in different redshift bins: solid line for the sample at high density, dashed line for the sample at low density. The error bars of dashed lines are 1σ Poissonian errors. Error-bars of solid lines are omitted for clarity.

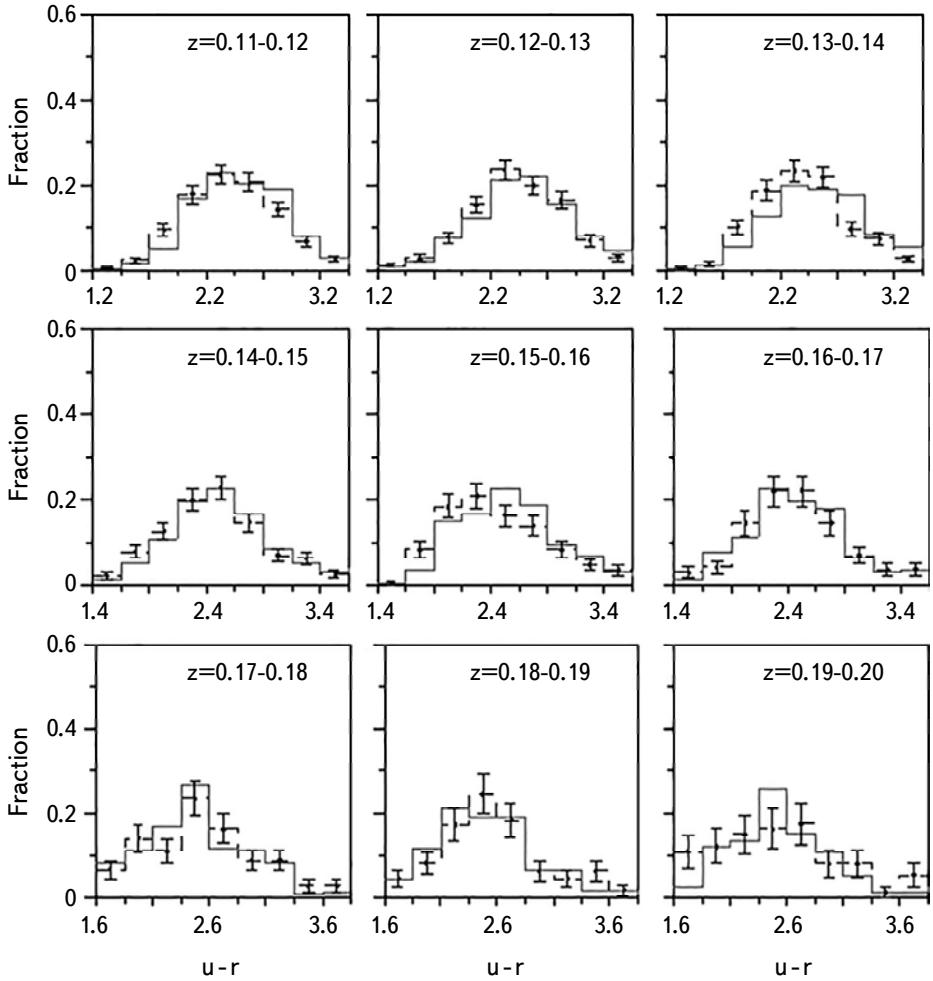


Fig.1. (The end).

Low S/N SF. The remaining galaxies with $S/N > 2$ in $H\alpha$ are considered low S/N star formers.

Unclassifiable. Those remaining galaxies that are impossible to classify using the BPT diagram. This class is mostly made up of galaxies with no or very weak emission lines.

Deng & Wen [23] selected C, AGN and Low S/N AGN populations and constructed an apparent magnitude-limited AGN sample which contains 122923 AGN host galaxies. In this work, we use this AGN sample.

Deng et al. [15] argued that when all analyses are limited in the redshift bin $\Delta z = 0.01$. K -corrections are less important and can be ignored. Following Deng et al. [15], we use the observed color (not apply K -correction).

3. Statistical method. Following Deng [24], we measure the projected local density $\sum_5 = N/\pi d_5^2$ (Galaxies Mpc⁻²), where d_5 is the distance to the 5th nearest neighbor within ± 1000 km/s in redshift [25-27] and divide this AGN sample into subsamples with a redshift binning size of $\Delta z = 0.01$. In each subsample, we arrange galaxies in a density order from smallest to largest, select approximately 5% of the galaxies, construct two samples at both extremes of density, and compare the distribution of the $u-r$, $u-g$, $g-r$, $r-i$ and $i-z$ colors of AGN host galaxies in the lowest density regime with those in the densest regime.

4. The environmental dependence of all five galaxy colors of AGN host galaxies. Fig.1 shows $u-r$ color distributions at both extremes of density in different redshift bins for the apparent magnitude-limited AGN sample. As seen from this figure, overall, $u-r$ color of AGN host galaxies is weakly correlated with the local environment. We also notice that other color indices demonstrate similar behavior.

The Kolmogorov-Smirnov (KS) test can show the degree of similarity or difference between two independent distributions in a figure by calculating a probability value. A large probability implies that it is very likely that the two distributions are derived from the same parent distribution. Conversely, a low probability implies that the two distributions are different. The probability of the two distributions coming from the same parent distribution is listed in Table 1, which is much larger than that obtained by Deng [24] (see Table 1 of [24]) and even is much larger than 0.05 (5%, is the standard in a statistical analysis). Such a result shows that two independent distributions in these two figures are very similar. This is in good agreement with the conclusion obtained by the histogram figures.

The redshift ranges of the AGN sample in this work is the same as one of the apparent-magnitude limited Main galaxy sample of the SDSS used by Deng et al. [15]. Using the same method, Deng et al. [15] investigated the environmental dependence of $u-r$, $u-g$, $g-r$, $r-i$ and $i-z$ colors in all redshift bins of the apparent-magnitude limited Main galaxy sample. It was found that overall, all the five colors strongly correlate with local environment: red galaxies tend to be located in dense regions, while blue galaxies tend to be located in low density regions. Deng et al. [15] also noted that with increasing redshift, the environmental dependence of galaxy colors becomes weak, especially in high redshift region $0.17 \leq z \leq 0.20$. Deng et al. [15] believed that this is likely due to these subsamples with high redshifts only containing luminous and red galaxies.

Deng [28] demonstrated that there still is a strong environmental dependence of galaxy age in faint volume-limited Main galaxy sample, but Deng & Wen [23]

reported that in the faint volume-limited AGN host galaxy sample, the environmental dependence of the age is fairly weak. Zheng et al. [29] presented the stellar age and metallicity distributions for 1105 galaxies on the SDSS-IV MaNGA (Mapping Nearby Galaxies at APO) [30] integral field spectra, and also found that the galaxy age depends on local density. Thus, Deng & Wen [23] believed that the environmental dependence of the age of AGN host galaxies is likely different from the one of general galaxies. Here, we again note that the environmental dependence of colors of AGN host galaxies is different from the one of general galaxies.

Table 1

K-S PROBABILITIES OF DIFFERENT COLORS THAT TWO
SAMPLES AT BOTH EXTREMES OF DENSITY ARE DRAWN
FROM THE SAME DISTRIBUTION

Redshift bins	Galaxy number	$P(u-r)$	$P(u-g)$	$P(g-r)$	$P(r-i)$	$P(i-z)$
0.02-0.03	3433	0.0845	0.353	0.0638	0.231	0.601
0.03-0.04	5105	1.854e-09	4.008e-07	1.036e-09	1.067e-06	0.000411
0.04-0.05	6281	0.000153	0.00206	5.935e-07	5.182e-05	0.000107
0.05-0.06	7757	6.633e-08	0.000115	6.239e-11	1.611e-12	0.000532
0.06-0.07	10503	1.081e-07	0.000116	1.545e-11	6.239e-13	3.256e-06
0.07-0.08	13062	0.000406	0.0108	5.291e-08	9.659e-05	0.0216
0.08-0.09	12860	7.808e-08	9.738e-07	7.808e-08	2.828e-07	0.0820
0.09-0.10	9824	4.376e-05	0.00918	2.531e-06	3.096e-09	0.00382
0.10-0.11	8186	0.00647	0.0550	0.000103	7.116e-06	0.000140
0.11-0.12	9109	0.110	0.151	0.0116	0.00934	0.00597
0.12-0.13	8136	0.0652	0.415	9.765e-05	3.324e-07	0.00299
0.13-0.14	7650	9.127e-06	0.000191	9.041e-09	1.246e-10	0.000477
0.14-0.15	6412	0.138	0.682	9.366e-05	6.631e-06	0.274
0.15-0.16	4787	0.00211	0.110	2.894e-05	8.245e-08	0.0326
0.16-0.17	3445	0.782	0.926	0.111	0.0256	0.601
0.17-0.18	2710	0.543	0.748	0.171	0.0174	0.0507
0.18-0.19	2190	0.506	0.0313	0.403	0.314	0.179
0.19-0.20	1473	0.879	0.961	0.961	0.616	0.879

5. Summary. In this study, we use the apparent-magnitude limited AGN sample of the SDSS DR12 [18] which contains 122923 AGN host galaxies and investigate the environmental dependence of the $u-r$, $u-g$, $g-r$, $r-i$ and $i-z$ colors of AGN host galaxies. Following Deng [24], we divide the whole apparent-magnitude limited AGN sample into many subsamples with a redshift binning size of $\Delta z = 0.01$, and analyze the environmental dependence of all five galaxy colors of subsamples in each redshift bin. The histogram figure and the (KS) test

show that overall, all five galaxy colors of AGN host galaxies are weakly correlated with the local environment.

Acknowledgements. This study was supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC, Grant 11533004, 11563005). Funding for SDSS-III has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, and the U.S. Department of Energy. The SDSS-III web site is <http://www.sdss3.org/>. SDSS-III is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS-III Collaboration including the University of Arizona, the Brazilian Participation Group, Brookhaven National Laboratory, University of Cambridge, University of Florida, the French Participation Group, the German Participation Group, the Instituto de Astrofisica de Canarias, the Michigan State/Notre Dame/JINA Participation Group, Johns Hopkins University, Lawrence Berkeley National Laboratory, Max Planck Institute for Astrophysics, New Mexico State University, New York University, Ohio State University, Pennsylvania State University, University of Portsmouth, Princeton University, the Spanish Participation Group, University of Tokyo, University of Utah, Vanderbilt University, University of Virginia, University of Washington, and Yale University.

Jiangxi University of Software Professional Technology, Jiangxi,
China, e-mail: xinfadeng@163.com

ЗАВИСИМОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ ЦВЕТОВ РОДИТЕЛЬСКИХ ГАЛАКТИК АКТИВНЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДЕР (АЯГ) ОТ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

КСИН-ФА ДЭНГ, ЧЖИ-ЮН ВУ

Используя ограниченную по видимой величине выборку родительских галактик активных галактических ядер (АЯГ) из Sloan Digital Sky Survey Data Release 12 (SDSS DR12), исследована зависимость цветов $u-r$, $u-g$, $g-r$, $r-i$ и $i-z$ родительских галактик АЯГ от окружающей среды. Вся выборка с ограниченной видимой величиной была разбита по красному смещению $\Delta z = 0.01$ на множество подвыборок и для каждой из них анализирована зависимость всех пяти цветов галактик (в каждом бине по красному смещению)

от окружающей среды. Оказалось, что в целом все цвета родительских галактик АЯГ слабо коррелируют с местным окружением.

Ключевые слова: *галактики: фундаментальные параметры - галактики: статистика*

REFERENCES

1. *B.J.Carter, D.G.Fabricant, M.J.Geller et al.*, *Astrophys. J.*, **559**, 606, 2001.
2. *G.Kauffmann, S.D.M.White, T.M.Heckman et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **353**, 713, 2004.
3. *Y.Y.Choi, J.H.Woo, C.Park*, *Astrophys. J.*, **699**, 1679, 2009.
4. *S.M.LaMassa, T.M.Heckman, A.Ptak et al.*, *Astrophys. J.*, **758**, 1, 2012.
5. *L.H.Manzer, M.M. De Robertis*, *Astrophys. J.*, **788**, 140, 2014.
6. *E.Bufanda, D.Hollowood, T.E.Jeltema et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **465**, 2531, 2017.
7. *D.Wylezalek, N.L.Zakamska, J.E.Green et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **474**, 1499, 2018.
8. *J.Comparat, A.Merloni, M.Salvato et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **487**, 2005, 2019.
9. *H.Y.Liu, W.J.Liu, X.B.Dong et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **243**, 21, 2019.
10. *M.J.I.Brown, R.L.Webster, B.J.Boyle*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **317**, 782, 2000.
11. *I.Zehavi, M.R.Blanton, J.A.Frieman et al.*, *Astrophys. J.*, **571**, 172, 2002.
12. *I.Zehavi, Z.Zheng, D.H.Weinberg et al.*, *Astrophys. J.*, **630**, 1, 2005.
13. *M.R.Blanton, D.W.Hogg, N.A.Bahcall et al.*, *Astrophys. J.*, **594**, 186, 2003.
14. *M.R.Blanton, D.Eisenstein, D.W.Hogg et al.*, *Astrophys. J.*, **629**, 143, 2005.
15. *X.F.Deng, C.H.Luo, Y.Xin et al.*, *Baltic Astron.*, **22**, 133, 2013.
16. *F.Y.Zhang, X.F.Deng*, *Astrophys. J.*, **58**, 21, 2015.
17. *M.A.Strauss, D.H.Weinberg, R.H.Lupton et al.*, *Astron. J.*, **124**, 1810, 2002.
18. *S.Alam, F.D.Albareti, C.A.Prieto et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **219**, 12, 2015.
19. *J.Brinchmann, S.Charlot, S.D.M.White et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **351**, 1151, 2004.
20. *G.Kauffmann, T.M.Heckman, C.Tremonti et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **346**, 1055, 2003.
21. *L.J.Kewley, C.A.Heisler, M.A.Dopita et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **132**, 37, 2001.
22. *C.J.Miller, R.C.Nichol, P.L.Gómez et al.*, *Astrophys. J.*, **597**, 142, 2003.
23. *X.F.Deng, X.Q.Wen*, *RMxAA*, **56**, 87, 2020.
24. *X.F.Deng*, *Astron. J.*, **143**, 15, 2012.

25. *T.Goto, C.Yamauchi, Y.Fujita et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **346**, 601, 2003.
26. *M.Balogh, I.K.Baldry, R.Nichol et al.*, Astrophys. J., **615**, L101, 2004.
27. *M.Balogh, V.Eke, C.Miller et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **348**, 1355, 2004.
28. *X.F.Deng*, BASI, **42**, 59, 2014.
29. *Z.Zheng, H.Wang, J.Ge et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **465**, 4572, 2017.
30. *K.Bundy, M.A.Bershady, D.R.Law et al.*, Astrophys. J., **798**, 7, 2015.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-195

MULTIWAVELENGTH PROPERTIES OF SELECTED HIGH REDSHIFT BLAZARS

G.HARUTYUNYAN^{1,2}

Received 15 March 2023

Accepted 22 May 2023

High-redshift blazars detected in the γ -ray band are the most powerful steady objects in the universe. Multiwavelength observations of these distant objects are of particular interest as they can help to understand the γ -ray evolution of blazars as well as the formation and propagation of relativistic jets in the early epochs of the Universe. In this study, we investigate the origin of broadband emission from 7 blazars with redshifts greater than 2.5 by analyzing the data accumulated with Swift UVOT/XRT and Fermi-LAT. We observe several flaring periods with significant increases in flux and hardening of the photon index in the high-energy γ -ray band for PKS 1830-211 ($z = 2.507$), LQAC 247-061 ($z = 2.578$), TXS 0536+145 ($z = 2.690$), and 4C+41.32 ($z = 2.550$). PKS 1830-211 was in an extraordinarily bright state on MJD 58596.49 when the 3-day averaged flux increased up to $(1.74 \pm 0.04) \cdot 10^{-5}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$. The X-ray emission of PKS 1830-211 is also strongly variable and is characterized by a hard photon index in the range of 0.34–0.94. To model the time-averaged broadband spectral energy distribution of the considered sources, we used a one-zone leptonic emission mechanism for the inverse Compton scattering, considering both synchrotron and external photons. We estimated the corresponding parameters of the emitting particles as well as the energetics of the jet.

Keywords: *radiation mechanisms: non-thermal: X-rays: gamma-rays: blazars*

1. *Introduction.* Blazars belong to the subclass of active galactic nuclei which have a jet that is making small angle in respect with the observer. The emission from blazars is observed in a broad range from radio to high energy (HE; >100 MeV) γ -ray bands [1]. This emission is most likely produced in a compact emitting region and is characterized by fast and significant variability in almost all wavelengths, with the most rapid changes occurring in the γ -ray band, often being order of minutes (e.g., [2–10]). A recent review by Padovani et al. [1] provides more information on blazars and their multiwavelength emission properties.

Blazars are typically classified into two subcategories: flat-spectrum radio quasars (FSRQs) and BL Lacertae objects [11]. FSRQs have strong broad emission lines in their optical spectrum, while BL Lacs show weak or no lines. The broadband spectral energy distribution (SED) of blazars has two broad peaks [1]. The low-energy component, which usually is explained as synchrotron emission by relativistic electrons, has a peak between the infrared and X-ray bands, and this peak is used to further categorize blazars as low, intermediate, or high

synchrotron peaked sources based on their synchrotron peak frequency v_s in the rest frame. When $v_s < 10^{14}$ Hz, blazars are referred to as low synchrotron peaked (LSP) sources, while intermediate synchrotron peaked (ISP) and high synchrotron peaked (HSP) sources have v_s values between 10^{14} and 10^{15} Hz and $> 10^{15}$ Hz, respectively [12,13].

Various models have been proposed to explain the double-peaked SED of blazars. While it is widely agreed that the low-energy component is due to the synchrotron radiation of electrons, the origin of the second component is a topic of ongoing debate. In conventional leptonic scenarios, this component is produced when synchrotron-emitting electrons inverse Compton scatter either internal photons (synchrotron self-Compton (SSC) [14-16]) or external photons (external inverse Compton (EIC) [17-19]). The nature of the external photon fields depends on the location of the emitting region, and can be dominated by photons directly emitted from the accretion disk [20,21], disk photons reflected from the broad-line region (BLR; [19]) or IR photons emitted from the dusty torus [17]. Recently, after the association of TXS 0506+056 with the IceCube-170922A neutrino event [22,23], the models involving energetic protons to explain the second component in the SED have become more favorable. The HE component can be caused by either proton synchrotron emission [24] or secondary particles resulting from pion decay [24-28]. In these hadronic or lepto-hadronic scenarios, also emission of very high energy neutrinos is expected [23,29-37].

Blazars are the dominant sources in the extragalactic γ -ray sky. Because of the relativistic amplification of their emission, sources even at high redshift are observed. For example, the Fermi Large Area Telescope (LAT) 12-Year Point Source Catalog (data release 3 (DR3) [38]) contains 38 blazars detected beyond $z=2.5$ and 11 beyond $z=3.0$. The investigation of the multiwavelength properties of these high redshift blazars is especially important as they are the most powerful non-explosive astrophysical sources and their study can be crucial for understanding the jet formation and propagation around supermassive black holes.

Table 1

LIST OF γ -RAY EMITTING BLAZARS WITH REDSHIFT BEYOND 2.5

Associated name	4FGL name	Class	z
PKS 1830-211	J1833.6-2103	FSRQ	2.507
LQAC 247-061	J1628.8-6149	FSRQ	2.578
4C +41.32	J1625.7+4134	FSRQ	2.550
PKS 2311-452	J2313.9-4501	BCU	2.884
PMN J0833-0454	J0833.4-0458	FSRQ	3.450
PKS 2318-087	J2320.8-0823	FSRQ	3.164
TXS 0536+145	J0539.6+1432	FSRQ	2.690

Sahakyan et al. [39] have already studied the multiwavelength characteristics of the majority of high redshift blazars (33) detected in the HE γ -ray band, with a redshift greater than 2.5. The selection of high redshift blazars in Sahakyan et al. [39] was based on the first eight years of Fermi-LAT observations, while the most recent available Fermi-LAT catalogue is now based on 12 years of data. Therefore, there are additional 7 sources which are newly classified as high redshift blazars. The list of these objects is given in Table 1, providing for each source its name, 4FGL associated name, its type and redshift. In order to investigate the multiwavelength properties of these newly classified high redshift blazars, the data accumulated from their observations in the optical/UV, X-ray and γ -ray bands was analyzed, and the results were modeled within a leptonic scenario.

The paper is structured as follows: The data analysis is presented in Section 2, the SED modeling and results are given in Section 3 and Summary is provided in Section 4.

2. Data analysis. In the γ -ray band the selected sources were continuously monitored with Fermi-LAT since 2008. Also, they were observed multiple times in the optical/UV and X-ray bands with Swift telescope. All the available data in the mentioned bands were analyzed to investigate the multiwavelength properties of the selected sources.

2.1. Fermi-LAT data analysis. Onboard the Fermi Gamma-ray Space Telescope, the Large Area telescope (LAT) is a pair-conversion telescope operating in the energy range from 30 MeV to 500 GeV. It scans the entire sky every \sim 3 hours, continuously monitoring the γ -ray emission from Galactic and extragalactic sources. More details on the LAT instrument are given in Atwood et al. 2009 [40].

In the current study, the data accumulated between 2008 August 04 and 2022 December 04 (MET 239557417-691804805) were analyzed using the standard Fermi Science Tools version 1.2.1. The data was processed using the P8R3_SOURCE_V3 instrument response function for the PASS 8 data. The events in the energy range from 100 MeV to 500 GeV were downloaded from a 12° region of interest (ROI) centered on the position of each source. In *gtselect* tool with a filter of "evclass = 128, evtype = 3", only the events which have high probability of being photons were selected. Also, a filter of a zenith angle of $>90^\circ$ was applied to remove contamination by photons from Earth's atmosphere. In the *gtmktime* tool a filter of "(DATAQUAL > 0) && (LATCONFIG == 1)" was applied to select good time intervals. Then the events are binned into a $16^\circ.9 \times 16^\circ.9$ square region into pixels of $0^\circ.1 \times 0^\circ.1$ and into 37 equal logarithmically spaced energy bins with *gtbin* tool. For each source, a model file describing the sources included in the region of interest was created using the Fermi-LAT fourth source

catalog Data Release 3 (4FGL-DR3) [38]. The significance of the source detection is quantified using test statistics TS defined as $TS = 2\log(L_1/L_0)$, where L_0 and L_1 are the likelihoods of the model without source (null hypothesis) and alternative likelihood (with source), respectively. The model file includes all the sources within $ROI+5^\circ$ around the targets; the spectral parameters of the other sources within the ROI were left free, while those outside the ROI were fixed to their catalog values. The model file includes also diffuse and isotropic backgrounds, which were modeled with standard `gll_iem_v07` and `iso_P8R3_SOURCE_V3_v1` models with the normalization considered as a free parameter. The entire data was initially analyzed using a binned maximum likelihood analysis implemented in `gtlike` tool.

After analyzing the data from the entire period, the γ -ray variability of the selected sources was investigated. Initially, the whole time period was divided into short equal periods and the unbinned likelihood analysis was applied to estimate the flux and the photon index. The duration of the time bin was selected based on the overall detection significance of the source. In general, several tens of days were selected to ensure that periods with source detection exceeded the periods for which only upper limits were observed. As a next step, in order to better investigate the evaluation of γ -ray flux in time, the light curves were computed with the help of the adaptive binning method. In this approach, the time bin widths are non-equal and are defined by requiring a constant relative flux uncertainty. This implies that during the low-flux state the time bins are wider, and they are narrower when the source is in a flaring state. So, these light curves are informative, allowing to investigate the flux variations in short time scales and identify flaring periods [41-44,7].

The γ -ray light curves of selected sources are shown in Fig.1. For each source, when the light curve generated with the adaptive binning method is with reasonable time bins, the light curves generated with fixed bins (circle) and with adaptive bins are shown. The light curves for PKS 1830-211 and LQAC 247-061 were downloaded from the Fermi-LAT Light Curve Repository, as the ROI around these sources contains a lot of objects, making the analysis difficult. The most variable source in the sample is PKS 1830-211 (Fig.1a) which shows high amplitude flux changes in the 3-day binned light curve. The γ -ray emission of this source increases time to time but the largest flare was observed during MJD 58572-58605 when the flux increased up to $(1.74 \pm 0.04) \cdot 10^{-5}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$ on MJD 58596.49. It should be noted that the average flux of γ -ray emission from this source is $(1.01 \pm 0.19) \cdot 10^{-6}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$, so the flux increases ~ 17.22 times. The time-averaged γ -ray spectrum of PKS 1830-211 is well explained with the index of $\Gamma_\gamma = 2.66 \pm 0.34$ but during the brightening the hardest index of $\Gamma_\gamma = 2.22 \pm 0.03$ was observed on MJD 58596.49. The γ -ray light curve of LQAC

247-061 with 7-day bins shows (Fig.1b) several flaring periods although with smaller amplitudes as compared to PKS 1830-211: the maximum weekly flux of this source was $(5.87 \pm 1.34) \cdot 10^{-7}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$ observed on MJD 59222.42. The adaptively binned light curve of TXS 0536+145 above 285.38 MeV (Fig.1c) shows that the source was in an active emission state between MJD 55872-56138 when the flux above 285.38 MeV increased up to $(1.81 \pm 0.39) \cdot 10^{-7}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$ on MJD 55945.22. On average, the γ -ray spectral index of this source is around $\Gamma_\gamma = 2.68$ but during the flares occasionally it hardens, for example, on MJD 56014.81 the index was $\Gamma_\gamma = 2.00 \pm 0.16$. Among the considered sources, the light curve generated with the help of the adaptive binning method shows that 4C+41.32 also has a variable γ -ray emission (Fig.1d); the averaged γ -ray flux of the source was $(3.24 \pm 0.94) \cdot 10^{-9}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$ which increased up to $(5.75 \pm 0.12) \cdot 10^{-9}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$ on MJD 56177.66. It should be noted that during this bright period the photon index hardened to $\Gamma_\gamma = 2.10 \pm 0.11$. For the other remaining three sources (PKS 2311-452, PKS 2318-087 and PMN J0833-0454), no flux changes

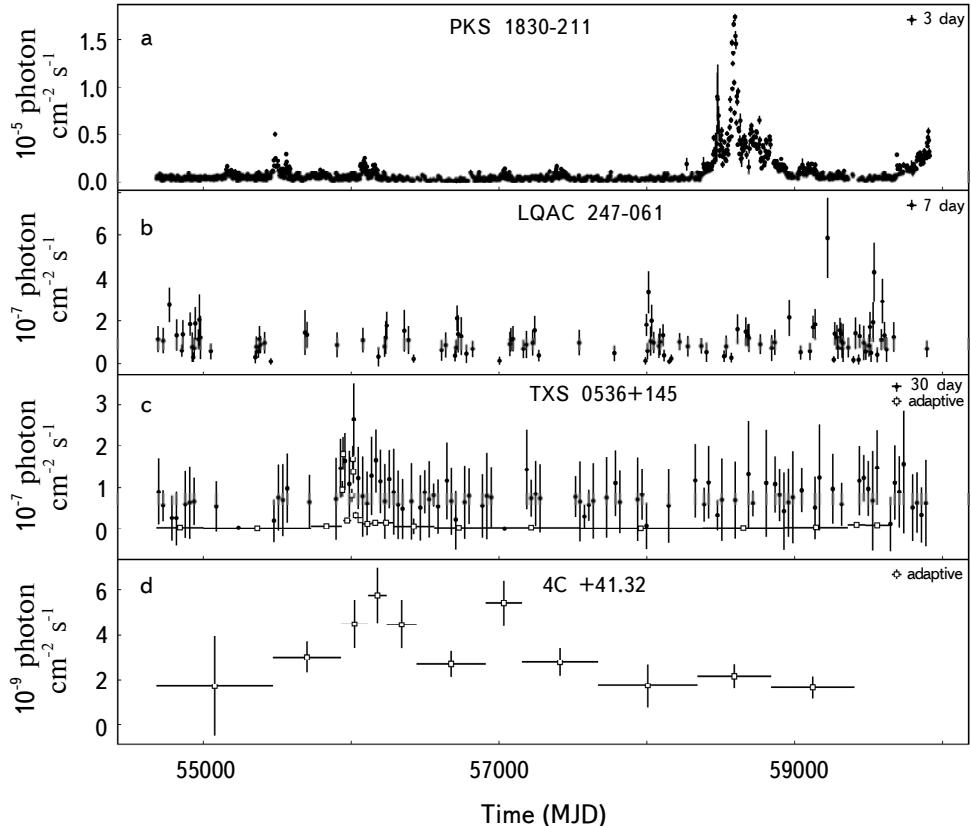


Fig.1. The γ -ray light curve of selected sources. The light curves generated with the help of adaptive binning are shown as empty squares while solid circles are regular/normal time binning.

were observed in long- and short-time scales.

2.2. *Swift observations of selected sources.* With three instruments - UVOT, XRT and BAT, the Swift satellite launched in 2004 is a good instrument to study the multiwavelength emission from blazars because of its wide energy coverage. These observations are especially crucial for high redshift blazars which typically have the peak of the HE component at the sub-MeV band, so the X-ray observations can help to constrain the increasing spectrum of the HE component.

Among the considered sources, TXS 0536+145, PMN J0833-0454, LQAC 247-061 and PKS 1830-211 have at least once been observed with the Swift satellite. All the data acquired from the XRT and UVOT observations were downloaded and analyzed. The XRT data were all processed using the *Swift_xrtproc* automatic tool [45]. This tool automatically downloads the Swift data either from SSDC archive¹ or from Swift UK archive² and processes them applying the standard analysis methods. In particular, the Level1 raw data was processed using the XRTPipeline script, which included reduction, calibration and cleaning of the data, using standard filtering criteria and the latest CALDB calibration files. The sources' counts were obtained from a circular region of a 20-pixel radius (47") centered on the sources' position, while background counts were taken from an annular ring centered at the source. Finally, the ungrouped data was loaded into XSPEC version 12.11 for spectral fitting, where the source spectrum was modeled as a power-law with Galactic absorption column density obtained from the N_H HEASARC tool³ [46-48].

The Swift XRT data analysis results are presented in Table 2. TXS 0536+145 and LQAC 247-061 each have only 3 observations when the count rate was above 20, so the spectral analysis was executed, and PMN J0833-0454 has only 2. The 2.0-10 keV X-ray flux of PMN J0833-0454 is at the level of $1.86 \cdot 10^{-13}$ erg cm⁻² s⁻¹, instead, the spectral index is $\Gamma_X = 1.90 \pm 0.53$ and $\Gamma_X = 2.17 \pm 0.47$ which is unusually soft for FSRQs. However, it should be noted that the peak of the synchrotron component of PMN J0833-0454 at higher frequencies is 10^{14} - 10^{15} Hz, which is not typical for FSRQs. Similarly, the 2.0-10 keV X-ray flux of TXS 0536+145 and LQAC 247-061 is $(0.91 - 2.28) \cdot 10^{-12}$ erg cm⁻² s⁻¹ and $(1.00 - 1.79) \cdot 10^{-12}$ erg cm⁻² s⁻¹, respectively, and their indices are 1.45-1.88 and 1.05-1.39, respectively. PKS 1830-211 is the most variable source in the X-ray band; the variation of 2.0-10 keV X-ray flux and photon index is shown in Fig.2. In different observations the change of the flux is evident, the highest flux of

¹ <https://www.ssdc.asi.it>

² <https://www.swift.ac.uk/archive/>

³ <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>

Table 2

SWIFT XRT ANALYSIS RESULTS

Object	Observation ID	Date	$F_{(2.0-10)}$ keV ¹	Index	C-Stat(d.o.f.)
PMN J0833-0454	00034962002	2017-12-13	0.17±0.37	2.17±0.47	0.98(34)
PMN J0833-0454	00034962003	2017-12-17	0.19±0.23	1.91±0.53	0.87(26)
LQAC 247 -061	00085339012	2015-05-08	1.78±0.7	1.05±0.47	0.83(37)
LQAC 247 -061	00085339014	2015-05-13	1.36±0.47	1.39±0.36	0.88(55)
LQAC 247 -061	00085339020	2015-06-03	1.02±0.38	1.08±0.4	0.77(55)
TXS 0536+145	00032331001	2012-04-04	2.28±0.6	1.49±0.32	1.14(75)
TXS 0536+145	00032331002	2012-04-18	0.91±0.4	1.88±0.36	0.99(58)
TXS 0536+145	00032331003	2012-11-15	1.4±0.6	1.45±0.31	0.62(79)
PKS 1830-211	00081222001	2015-04-25	17.01±2.12	0.64±0.08	1.77(461)
PKS 1830-211	00038422024	2016-05-18	16.68±2.0	0.57±0.09	1.56(438)
PKS 1830-211	00038422016	2016-04-19	18.55±1.85	0.54±0.1	1.23(424)
PKS 1830-211	00038422022	2016-05-06	17.79±1.85	0.66±0.1	1.57(390)
PKS 1830-211	00038422028	2016-06-05	15.69±1.65	0.55±0.11	1.22(374)
PKS 1830-211	00038422014	2010-10-27	17.27±3.15	0.54±0.11	1.37(357)
PKS 1830-211	00038422021	2016-05-04	18.81±2.19	0.53±0.11	1.7(354)
PKS 1830-211	00038422023	2016-05-11	17.64±1.61	0.6±0.11	1.29(348)
PKS 1830-211	00038422070	2019-06-02	16.94±1.84	0.64±0.12	1.39(347)
PKS 1830-211	00038422013	2010-10-26	15.51±1.69	0.62±0.11	1.38(347)

¹ XRT flux in units of 10^{12} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$

$(2.41\pm0.44)\cdot10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ was observed on MJD 58583.10. The spectral index in the X-ray band is relatively hard, changing from 0.34 ± 0.14 to 0.94 ± 0.25 (lower panel in Fig.2), so it defines the rising spectrum of the HE component.

Along with XRT observations, the considered sources were observed also in the optical/UV bands with the UVOT instrument. The Swift-UVOT data in six different filters, including three optical (V , B , and U) and three ultraviolet (W1, M2, and W2), was processed using the latest version of HEAsoft, 6.29, and the HEASARC CALDB. A 5-arcsec radius region centered at the source was used to extract the source counts, while the background counts were obtained from a region of 20-arcsec radius located away from the source. The *uvotsource* tool was used to determine the magnitude of the data, which was then corrected for the effects of reddening and galactic extinction, using the $E(B-V)$ reddening coefficient available from the Infrared Science Archive⁴. Among the considered sources, TXS 0536+145, PMN J0833-0454 and LQAC 247-061 are relatively weak in the optical/UV bands and no measurements are available.

Instead, from PKS 1830-211, even being observed more than 90 times at its position of RA = 278.42, Dec = -21.06, no significant counts are observed, however

⁴ <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>

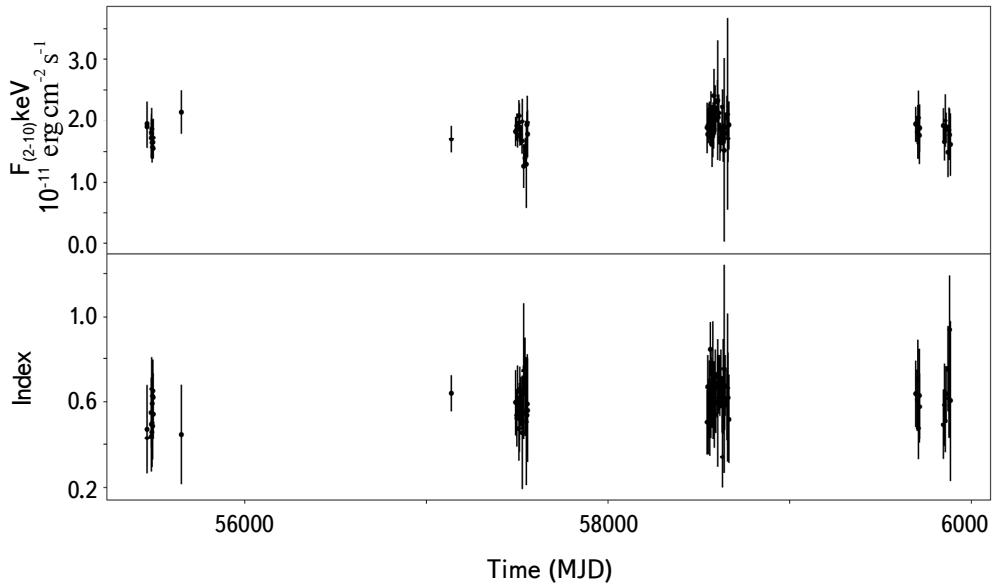


Fig.2. The variation of 2.0-10 keV X-ray flux and 0.3-10.0 keV X-ray photon index of PKS 1830-211.

a significant source at the position of RA = 278.42, Dec = -21.059 is present; however, no obvious association with PKS 1830-211 is available. Considering the complex nature of PKS 1830-211 and the region of the sky (it is possible microlensing/milli-lensing substructures with two foreground lensing galaxies), in order to avoid possible miss-association of the UVOT observations, we dropped the UVOT data for this object.

3. Modeling of multiwavelength SEDs. In order to investigate the origin of broadband emission from the considered sources, the data analyzed here were combined with the archival data retrieved using VOU-blazar tool [49]. This tool accesses over 70 catalogs and databases world-wide and returns all the available multifrequency data. The SEDs composed with data retrieved from VOU-blazar tool and analyzed here, are shown in Fig.3. Since no X-ray measurements are available for PKS 2311-452 and PKS 2318-087, they were not considered during the modeling.

All the considered sources show the characteristic double peaked structure which is modeled within a leptonic one-zone scenario. In this scenario, the electrons are injected and interact with a spherical region of radius R . The emitting region contains a tangled magnetic field of intensity B . This magnetized region moves along the jet with a bulk Lorentz factor of Γ_{jet} making an angle of θ relative to the observer's line of sight.

For a small viewing angle, the emission is amplified by a beaming factor of $\Gamma_{jet} = \delta$. It is assumed that the emitting electrons have a power-law with an exponential cutoff energy distribution in the form of

$$N(\gamma_e) = N_0 \gamma_e^{-p} \exp(-\gamma_e/\gamma_{cut}), \quad \gamma_e > \gamma_{min} \quad (1)$$

where p is the power-law index of electrons, γ_{cut} is the cut-off energy and γ_{min} is the minimal energy. The total electron energy (consequently, N_0 as well) is considered as a free parameter during the fitting.

In this interpretation, the first peak in the SED is accounted for by synchrotron radiation produced as a result of the interaction between the relativistic electrons and the magnetic field within the emitting region. The second peak, ranging from X-rays to HE γ -rays, arises from the inverse Compton scattering of synchrotron (SSC [14-16]) and broad line region (BLR [50,51]) photons. The BLR is modeled as a spherical shell with a lower boundary of $R_{in} = 0.9 R_{BLR}$ and an outer boundary of $R_{in} = 1.2 R_{BLR}$ where $R_{BLR} = 10^{17} L_{BLR}/10^{45}$ erg s⁻¹ [52]. It is assumed that L_{BLR} corresponds to 10% of the disk luminosity L_{disk} . The disk emission is approximated as a mono-temperature black body which is estimated by modeling the blue bump in the optical/UV band, if visible. An upper limit is derived by ensuring that the disk emission does not exceed the non-thermal emission observed from the jet, when the additional UV component is not distinguished.

During the SED modeling the free parameters to estimate are N_0 , p , γ_{min} , γ_{cut} , δ , R and B . These parameters were optimized, i.e., to find the optimal values of the parameters best describing the data, the publicly available code JetSet was used [53-56].

3.1. Results of modeling. The SEDs modeled with the synchrotron/SSC plus external Compton scattering of BLR photons are shown in Fig.3, and the corresponding parameters are given in Table 3, where the column 1 is the object name, 2 and 3 - the Lorentz factors corresponding to the minimum ($\times 10^2$) and cutoff energy ($\times 10^3$) of the electron distribution, respectively, 4 - magnetic field

Table 3

PARAMETERS OBTAINED FROM THE MODELING OF MULTIWAVELENGTH SEDs

Sources	γ_{min}	γ_{cut}	B (G)	α	δ	L_d	t_{var}	L_e	L_B
PKS 1830-211	7.53 ± 0.32	5.99 ± 0.41	0.11 ± 0.0	1.79 ± 0.08	13.8 ± 0.31	0.55	9.23	30	0.07
LQAC 247-061	0.27 ± 0.03	2.75 ± 0.27	15.82 ± 1.74	1.97 ± 0.08	12.28 ± 0.84	9.00	2.18	0.21	55
TXS 0536+145	1.33 ± 0.07	12.94 ± 1.82	3.92 ± 0.21	2.96 ± 0.06	14.27 ± 0.63	0.34	3.66	0.68	16
4C +41.32	3.23 ± 0.56	1.62 ± 0.14	0.32 ± 0.03	1.74 ± 0.21	12.32 ± 0.77	0.01	37.3	2.05	6.58
PMN J0833-0454	0.69 ± 0.06	8.57 ± 0.76	9.44 ± 0.91	2.49 ± 0.07	14.58 ± 1.01	0.8	2.60	0.21	33.8

in units of G, 5 - slope of electron energy distribution, 6 - Doppler factor, 7 - accretion disk luminosity L_d in units of $10^{46} \text{ erg s}^{-1}$, 8 - variability time in unit of 10^{-1} day, 9 and 10 - the power of the jet in the form of the relativistic electrons L_e , and magnetic field L_B in units of $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ and $10^{46} \text{ erg s}^{-1}$. The presented SEDs have sufficient data spanning from radio (archival) to HE γ -ray bands (analyzed here), allowing to shape both low- and high-energy peaks. The model utilized is able to effectively explain the multiwavelength data for nearly all of the sources.

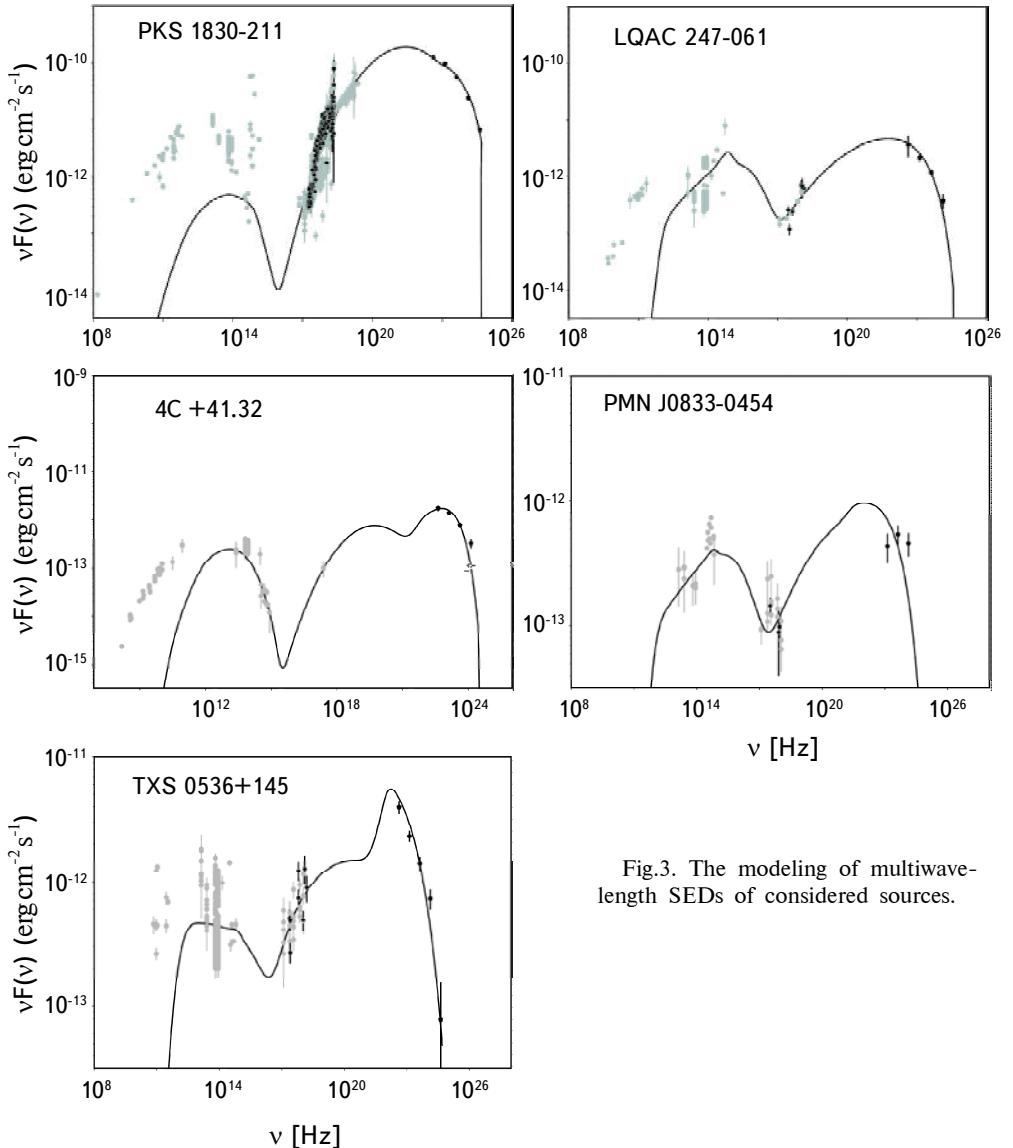


Fig.3. The modeling of multiwave-length SEDs of considered sources.

There is discrepancy for PKS 1830-211, the low-energy data are underestimated by the applied model. However, 1) the region around this source is rather complex, so maybe some of the data are contaminated by the contribution from other sources and 2) the magnetic field and electron content (both affecting the synchrotron component) are strongly constrained by the X-ray and γ -ray data, so the increase of the synchrotron component will imply discrepancy with the X-ray and γ -ray data. The modeling shows that the multiwavelength data of PKS 1830-211, LQAC 247-061 and 4C+41.32 can be explained when the power-law index of emitting electrons is relatively hard, 1.79 ± 0.08 , 1.97 ± 0.08 , 1.74 ± 0.21 , respectively. Whereas, a soft index of correspondingly 2.96 ± 0.06 and 2.49 ± 0.07 is required to explain the data of TXS 0536+145 and PMN J0833-0454. Because of this soft index, the fit resulted in a higher value for the cut-off energy for those two sources - $(12.94 \pm 1.82) \cdot 10^3$ and $(8.57 \pm 0.76) \cdot 10^3$, respectively. The cut-off energy is estimated to be $(5.99 \pm 0.41) \cdot 10^3$, $(2.75 \pm 0.27) \cdot 10^3$ and $(1.62 \pm 0.14) \cdot 10^3$ for PKS 1830-211, LQAC 247-061 and 4C+41.32, respectively. The modeling shows that the magnetic field in the emitting region is within 0.1-15.8 G, where the lowest magnetic field of 0.1 ± 0.01 G is estimated for PKS 1830-211, while the maximum of 15.82 ± 1.74 - for LQAC 247-061. For the considered sources, the Doppler boosting factor varies in a small range of 12.28-14.58 which is a typical value usually estimated for the FSRQs. The modeling allowed to estimate also the variability time or the size of the emitting region. The variability time is of the order of sub-day scales for all the considered sources, except for 4C+41.31, for which $t_{var} = 3.73$ days which corresponds to $R = 3.37 \cdot 10^{16}$ cm, considering its redshift of $z = 2.55$.

By applying the model, it is possible to evaluate the luminosity of the jet. The jet power carried by the electrons and magnetic field is computed using the relations $L_e = \pi c R_b^2 \Gamma^2 U_e$ and $L_B = \pi c R_b^2 \Gamma^2 U_B$, respectively. The corresponding values are given in Table 3. For all the considered sources, the jet is particle-dominated with $L_e/L_B > 1$. The highest total luminosity of $L_{tot} = L_e + L_B = 3.17 \cdot 10^{46}$ erg s⁻¹ is estimated for PKS 1830-211, while PMN J0833-0454 has the lowest luminosity of $5.52 \cdot 10^{44}$ erg s⁻¹. The modeling allows to put an upper limit on the disk luminosity, requiring that it does not overproduce the synchrotron component. The disc luminosity varies in the range of $(0.01 - 9) \cdot 10^{46}$ erg s⁻¹.

4. Summary. High redshift blazars are often studied in different bands, providing substantial information on the processes responsible for particle acceleration as well as on the properties of the jet plasma close to supermassive black holes. The high redshift blazars observations in the HE and very high energy γ -ray bands are also important, as they may provide information on the density of extragalactic background light. Up to now, 38 blazars are observed beyond the

redshift of 2.5 which is sufficient enough to have an in-depth view of the processes taking place in these extreme objects.

In the current paper, the multiwavelength emission properties of 7 high redshift blazars are investigated by analyzing the Fermi-LAT and Swift XRT/UVOT data accumulated between 2008 and 2022. The main findings can be summarized as follows:

- The γ -ray emission from PKS 1830-211, LQAC 247-061, TXS 0536+145 and 4C+41.32 varies in time. In the γ -ray band, the most variable source is PKS 1830-21 showing multiple periods of flux enhancement; the brightest flare was observed on MJD 58596.49 when the flux increased up to $(1.74 \pm 0.04) \cdot 10^{-5}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$.

- In several occasions the γ -ray spectral index of the considered sources hardened significantly. For example, on MJD 56014.81 the index of TXS 0536+145 was $\Gamma_\gamma = 2.00 \pm 0.16$ or $\Gamma_\gamma = 2.10 \pm 0.111$ index was observed for 4C+41.32 on MJD 56177.66.

- The most variable source in the X-ray band is PKS 1830-211. Its 2.0–10 keV flux increased up to $(2.41 \pm 0.44) \cdot 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ on MJD 58583.10 and the X-ray photon index is very hard, varying in the range of 0.34–0.94.

- The multiwavelength emission of PKS 1830-211, LQAC 247-061, TXS 0536+145, 4C+41.32 and PMN J0833-0454 was modeled within a one-zone leptonic scenario considering the Inverse Compton scattering of both synchrotron and BLR photons. The power-law index of the emitting electrons is in the range of 1.79–2.96, the cut-off energy in $(1.62 - 12.94) \cdot 10^3$ and the magnetic field in the emitting region is within 0.11–15.82.

- The modeling allowed to estimate the energetics of the jet of the considered sources. The total jet luminosity varies in the range of $(0.05 - 3.17) \cdot 10^{46}$ erg s $^{-1}$ and the disc luminosity (upper limit) is in the range of $(0.01 - 9) \cdot 10^{46}$ erg s $^{-1}$.

Acknowledgements. I would like to thank N.Sahakyan and S.Gasparyan for helpful discussions and constructive suggestions. This work was supported by the Science Committee of RA, in the frames of the research project No 21T-1C260.

¹ ICRA Net Armenia Marshall Baghramian Avenue 24a, 0019 Yerevan, Republic of Armenia, e-mail: gevorgharutyunyan97@gmail.com

² V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

МНОГОВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ИЗБРАННЫХ БЛАЗАРОВ С БОЛЬШИМ КРАСНЫМ СМЕЩЕНИЕМ

Г.АРУТЮНЯН

Блазары с большим красным смещением, обнаруженные в γ -диапазоне, являются самыми мощными устойчивыми объектами во Вселенной. Многоволновые наблюдения за этими далекими объектами особенно интересны, так как они могут помочь понять эволюцию γ -излучения блазаров, а также формирование и распространение релятивистских струй в ранние эпохи Вселенной. В данном исследовании мы рассматриваем происхождение широкополосной эмиссии 7-и блазаров, с красными смещениями больше 2.5, анализируя данные, накопленные с помощью Swift UVOT / XRT и Fermi-LAT. Наблюдаются несколько периодов вспышек со значительным увеличением потока и изменением фотонного индекса в высокогенергетическом γ -диапазоне для PKS 1830-211 ($z = 2.507$), LQAC 247-061 ($z = 2.578$), TXS 0536+145 ($z = 2.690$) и 4C+41.32 ($z = 2.550$). PKS 1830-211 был в чрезвычайно ярком состоянии на MJD 58596,49, когда средний поток за 3 дня увеличился до $(1.74 \pm 0.04) \cdot 10^{-5}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Рентгеновское излучение PKS 1830-211 также сильно изменчиво и характеризуется фотонным индексом в диапазоне 0.34-0.94. Для моделирования усредненного во времени широкополосного спектрального распределения энергии рассматриваемых источников, мы использовали однозонный лептонный механизм излучения, когда для обратного комптоновского рассеяния учитываются как синхротронные, так и внешние фотоны. В результате были оценены соответствующие параметры излучающих частиц, а также энергетика струи.

Ключевые слова: механизмы излучения: нетепловой: рентгеновские лучи:
 γ -лучи: блазары

REFERENCES

1. P.Padovani, D.M.Alexander, R.J.Assef et al., Rev. Astron. Astrophys., **25**, 2, 2017.
2. M.Ackermann, R.Anantua, K.Asano et al., Astrophys. J. Lett., **824**, L20, 2016.
3. L.Foschini, G.Ghisellini, F.Tavecchio et al., Astron. Astrophys., **530**, 77, 2011.
4. L.Foschini, G.Ghisellini, F.Tavecchio et al., Astron. Astrophys., **555**, 138, 2013.
5. K.Nalewajko, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **430**, 9, 2013.
6. A.Brown, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **431**, 824, 2013.

7. *B.Rani, T.P.Krichbaum, L.Fuhrmann et al.*, Astron. Astrophys., **552**, A11, 2013.
8. *S.Saito, L.Stawarz, Y.T.Tanaka et al.*, Astrophys. J., **766**, 11, 2013.
9. *M.Hayashida, K.Nalewajko, G.M.Madejski et al.*, Astrophys. J., **807**, 79, 2015.
10. *A.Shukla, K.Mannheim, S.Patel et al.*, Astrophys. J., **854**, L26, 2018.
11. *C.M.Urry, P.Padovani*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **107**, 803, 1995.
12. *P.Giommi, P.Padovani*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **2268**, L51–L54, 1994.
13. *A.Abdo, M.Ackermann, M.Ajello et al.*, Astrophys. J., **710**, 810, 2010.
14. *G.Ghisellini, L.Maraschi, A.Treves*, Astron. Astrophys., **146**, 204, 1985.
15. *S.D.Bloom, A.P.Marscher*, Astrophys. J., **461**, 657, 1996.
16. *L.Maraschi, G.Ghisellini, A.Celotti*, Astrophys. J., **397**, L5, 1992.
17. *M.Bialejowski, M.Sikora, R.Moderski et al.*, Astrophys. J., **545**, 107, 2000.
18. *G.Ghisellini, F.Tavecchio*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **397**, 985, 2009.
19. *M.Sikora, M.Begelman, M.Rees*, Astrophys. J., **421**, 153, 1994.
20. *C.Dermer, R.Schlickeiser*, Astrophys. J., **416**, 458, 1993.
21. *C.Dermer, R.Schlickeiser, A.Mastichiadis*, Astron. Astrophys., **256**, L27-L30, 1992.
22. IceCube Collaboration, Science, **361**, 147, 2018.
23. *P.Padovani, P.Giommi, E.Resconi et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **480**, 192, 2018.
24. *A.Mücke, R.Protheroe*, Astroparticle Physics, **15**, 121, 2001.
25. *K.Mannheim*, Astron. Astrophys., **269**, 67, 1993.
26. *K.Mannheim, P.L.Biermann*, Astron. Astrophys., **221**, 211, 1989.
27. *A.Mücke, R.Protheroe, R.Engel et al.*, Astroparticle Physics, **18**, 593, 2003.
28. *M.Böttcher, A.Reimer, K.Sweeney et al.*, Astrophys. J., **54**, 768, 2013.
29. *S.Ansoldi, L.A.Antonelli, C.Arcaro et al.*, Astrophys. J., **863**, L10, 2018.
30. *A.Keivani, K.Murase, M.Petropoulou et al.*, Astrophys. J., **864**, 16, 2018.
31. *K.Murase, F.Oikonomou, M.Petropoulou*, Astrophys. J., **865**, 124, 2018.
32. *N.Sahakyan, V.Baghmanyan, D.Zargaryan*, Astron. Astrophys., **614**, A6, 2018.
33. *C.Righi, F.Tavecchio, L.Pacciani*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **484**, 2067, 2019.
34. *M.Cerruti, A.Zech, C.Boisson*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **483**, L12, 2019.
35. *N.Sahakyan*, Astron. Astrophys., **622**, A144, 2019.
36. *S.Gao, A.Fedynitch, W.Winter et al.*, Nat. Astron., **3**, 88, 2019.
37. *N.Sahakyan, P.Giommi*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **513**, 4645, 2022.
38. *S.Abdollahi, F.Acero, L.Baldini*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **260**, 53, 2022.
39. *N.Sahakyan, D.Israyelyan, G.Harutyunyan et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **498**, 2594, 2020.
40. *W.B.Atwood, A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, Astrophys. J., **697**, 1071, 2009.
41. *S.Gasparyan, N.Sahakyan, V.Baghmanyan et al.*, Astrophys. J., **863**, 114, 2018.
42. *D.Zargaryan, S.Gasparyan, V.Baghmanyan et al.*, Astron. Astrophys., **608**, A37, 2017.
43. *V.Baghmanyan, S.Gasparyan, N.Sahakyan*, Astrophys. J., **848**, 111, 2017.
44. *R.J.Britto, E.Bottacini, B.Lott et al.*, Astrophys. J., **830**, 162, 2016.

45. *P.Giommi, M.Perri, M.Capalbi et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **507**, 5690, 2021.
46. HI4PI Collaboration, Astron. Astrophys., **594**, A116, 2016.
47. *P.M.W.Kalberla, W.B.Burton, D.Hartman et al.*, Astron. Astrophys., **440**, 775, 2005.
48. *J.M.Dickey, F.J.Lockman*, Ann. Rev. Astron., **28**, 215, 1990.
49. *Y.L.Chang, C.H.Brandt, P.Giommi*, Astron. Astrophys., **30**, 100, 2020.
50. *N.Sahakyan, D.Israyelyan, G.Harutyunyan et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **517**, 2757, 2022.
51. *N.Sahakyan, S.Gasparyan*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **470**, 2861, 2017.
52. *G.Ghisellini, F.Tavecchio*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **448**, 1060, 2015.
53. *E.Massaro, A.Tramacere, M.Perri et al.*, Astron. Astrophys., **448**, 861, 2006.
54. *A.Tramacere, P.Giommi, M.Perri*, Astron. Astrophys., **501**, 879, 2009.
55. *A.Tramacere, E.Massaro, A.Taylor*, Astrophys. J., **739**, 66, 2011.
56. *A.Tramacere*, Astrophys. Source Code Library, ascl:2009.001, 2020.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-211

TYC 1417-891-1 AND TYC 1478-742-1: ECLIPSING VARIABLE STARS. THE GAIA EDR3 AND TESS PHOTOMETRIC DATA

K.K.GIGOYAN¹, K.S.GIGOYAN¹, A.SARKISSIAN², M.MEFTAH²,
G.R.KOSTANDYAN¹, F.RAHMATULLAEVA³

Received 20 December 2022

Accepted 22 May 2023

Based on the TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) phase dependent light curves, we confirm the eclipsing type variability nature for two G-type dwarfs: TYC 1417-891-1 and TYC 1478-742-1. Both objects show EA (Algol-type) light curves morphology. Orbital period for TYC 1417-891-1 is $P \approx 8.0$ day and for TYC 1478-742-1, $P \approx 13.6$ day. We present Gaia EDR3 and TESS catalogue important physical parameters as well as LAMOST spectra. Both objects are relatively bright and are located at a distance of 260.59 (± 3.21) pc (TYC 1417-891-1) and 117.42 (± 0.74) pc (TYC 1478-742-1). The TESS light curve of TYC 1478-742-1 shows also flares as well. We discuss possible nature of the secondary and faint objects around these stars.

Keywords: *variables: eclipsing variables: TESS and Gaia data*

1. *Introduction.* Variable stars are an important and dynamic area of modern astronomical research. Brightness variability is seen for most stars. Variability provides extra observational information (periods, amplitudes, etc.) which can be used to determine physical parameters such as a mass, radius, luminosity, and rotation rates. These parameters can be used to deduce some characteristics of the stars. The study of variability allows us to directly observe changes in the stars: both the rapid and sometimes violent changes associated especially with stellar birth and death, and also changes associated with stellar evolution. Variable stars are classified as several broad classes: pulsating, eclipsing, rotating, eruptive, cataclysmic, and other. Each class of variable stars is divided into several subclasses. More detail, the improved system of variability classification is presented by authors of the "General Catalogue of Variable Stars" (GCVS) [1].

Historically, there are three basic classes of eclipsing variables, based solely on the overall light curve shape, EA (Algol), EB (Beta Lyrae), and EW (W Ursae Majoris) - types. An overview of variable stars, in general, the techniques for discovering and studying variable stars, and description of the main types of variable stars are presented also in the book of John Percy [2] and in papers by Drake et al. [3,4]. Correct class determination of the variables can be very

important for studies of stellar populations. Some types of variable stars, such as RR Lyrae stars and Cepheids, are excellent tools to study our Galaxy. Long period variables (LPV, $\Delta V \geq 2.5$ mag or Miras), which are Asymptotic Giant Branch (AGB) stars, are also very important distance indicators (Whitelock et al. [5]).

The number of discovered variable stars increases dramatically, particularly in the last two decades. Catalogs of about 47055 periodic variables in Northern and 37745 in Southern hemisphere were published by Drake et al. [3,4], based on the Catalina Sky Survey (CSS). Data for near 11 6000 variables were presented by Christy et al. [6], based on All-Sky Automated Survey for Supernovae (ASAS -SN) observations. A new catalogue of 6330 eclipsing variables was presented by Malkov et al. [7]. A new version of the catalogue of eclipsing variables is presented by Avvakumova et al. [8]. This catalogue contains parameters and morphological types of light curves for some 7200 stars. Eclipsing binaries, from the surveys ASAS, NSVS, and LINEAR are analyzed by Lee [9]. An updated catalog of 4680 northern eclipsing binaries with Algol-type light curve morphology was presented by Papageorgiou et al. [10]. Data for near 220000 variables have been identified in the ASAS-SN survey (Jayasinghe et al. [11]). Recently, more than 40000 eclipsing binary candidates identified by the ASAS-SN, were also presented by Rowan et al. [12]. These new results, undoubtedly, are very important for the further versions of the GCVS [1].

In the frame of the red dwarf stars research program, we analyse phase dependent light curves for all FBS M dwarfs (Gigoyan et al. [13]) using the Presearch of Data Conditioning Simple Aperture Photometry (PDCSAP) at the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST). During the analysis of the TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite, Ricker et al. [14,15]) data, our attention was drawn there on phased light curves of Target Numbers 88063457 and 462578519. These two objects were associated in SIMBAD astronomical data base with the stars TYC 1417-891-1 (RA = $09^{\text{h}} 51^{\text{m}} 39\overset{\text{s}}{.}93$, DEC = $20^{\circ} 12' 23\overset{\text{s}}{.}8$) and TYC 1478-742-1 (RA = $14^{\text{h}} 48^{\text{m}} 28\overset{\text{s}}{.}91$, DEC = $+15^{\circ} 05' 12\overset{\text{s}}{.}3$), without information on spectral types and variability. We classified these two objects as Algol-type eclipsing binaries and analyzed their TESS phase dependent light curves. The purpose of this paper is to present most important physical parameters from the Gaia EDR3 and TESS catalogues. We also discuss possible nature of the secondary and faint objects around these eclipsing variables.

This paper is structured as follows. In Section 2, we present the TESS light curves for TYC 1417-891-1 and TYC 1478-742-1. Section 3 presents LAMOST moderate-resolution spectra for these two objects. Photometric data, cross-correlations with Gaia EDR3 and TESS catalogues and important physical parameters are considered in Section 4. Finally, in Section 5, we discuss the results obtained for these two stars, and we provide the concluding remarks.

2. *TESS light curves.* The Transiting Exoplanet Survey Satellite is an ongoing NASA's Astrophysics Explorer Mission designed to detect exoplanets around the nearest M dwarfs, ideal to follow-up observations for further characterization. TESS was launched on 2018 April 18, and the TESS Prime Mission (PM) ran from 2018 July 25 to 2020 July 4. During its 2 years PM, TESS observed $\sim 73\%$ of the sky across 26 observing "Sectors", resulting in observing times ranging from ~ 1 month near the ecliptic to ~ 1 year near the poles. It monitored bright stars with a 2 minutes short cadence and provided full-frame images every 30 minutes. The wide red bandpass of the TESS cameras (600-1000 nm) makes TESS capable of detecting Earth and super-Earth - sized exoplanets ($R \leq 1.75 R_{\oplus}$) transiting M dwarfs. TESS observed TYC 1417-891-1 twice: during its second year of operation in its highcadence, two minutes cadence mode in Sector 45 (2021 June, and December), and also in Sector 46 (2021 March, and 2022 January). TESS observed TYC 1478-742-1 in 23 April 2022, in Sector 51, as well in two-minute cadence mode. Table 1 presents TESS observational data for TYC 1417-891-1 and TYC 1478-742-1 from the MAST.

Table 1

TESS OBSERVATIONS OF TWO STARS FROM THE MAST

Star	TESS target name	Data of observations	Exposure length (sec.)
TYC 1417-891-1	88063457	2021-11-07	120
---	---	2022-01-24	120
TYC 1478-742-1	462578519	2022-04-23	120

We downloaded the PDCSAP light curves for these stars from the MAST using the *lightkurve* package (Barenstein et al. [16]).

Fig.1 and 2 show TESS SAP (Simple Aperture Photometry) original light curves of TYC 1417-891-1 and of TYC 1478-742-1 from Sectors 46 and 51. Both objects show TESS light curves with almost flat maxima. We classify both objects as Algol-type eclipsing variables. For TYC 1417-891-1 both minimum (primary and secondary) are very well expressed on TESS phase dependent light curves. For TYC 1478-742-1 there is a gap in the TESS data when the primary eclipse would be appeared. The TESS light curve of this object also shows flares. We used Box Least Squares (BLS, Kovacs et al. [17]) periodogram analysis method to estimate the orbital periods. We determined the orbital period $P \approx 8.0$ day for TYC 1417-891-1 and near $P \approx 13.6$ days for TYC 1478-742-1. Important note, both objects have monitored photometric data in Catalina Sky Survey (Drake et al. [3,4] database also. Their CSS identifiers are consequently CSS J095139.9+201222 and CSS J144828.9+150511. The CSS light curves do not present the primary

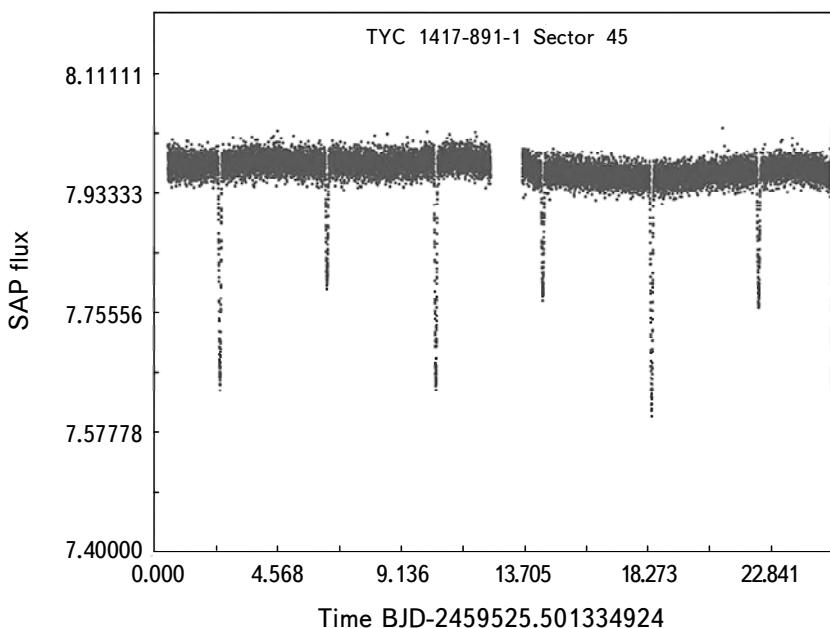


Fig.1. The TESS SAP original flux time series photometry of TYC 1417-891-1 from Sector 46. The X-axis show the time in Barycentric Julian Days (BJD) and Y-axis shows the normalized TESS SAP flux.

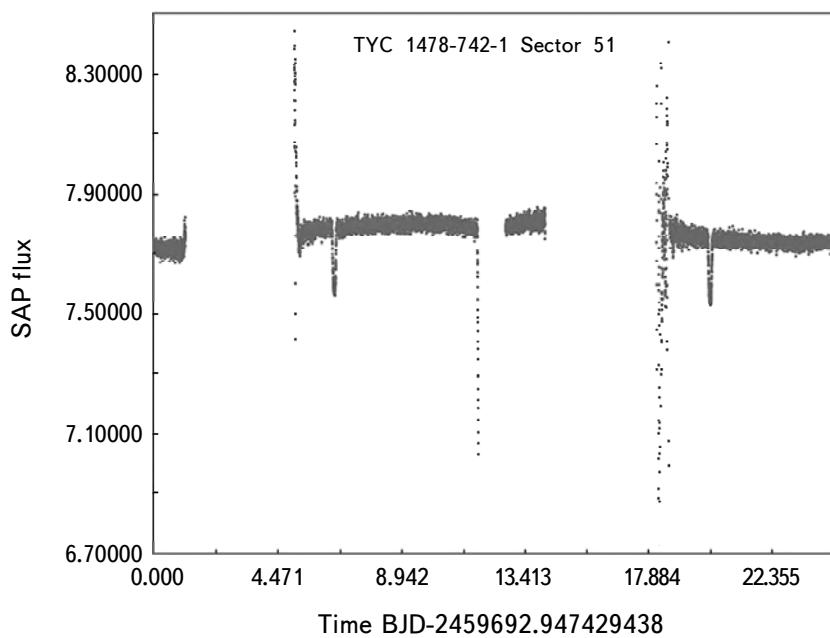


Fig.2. The TESS SAP original flux time series photometry of TYC 1478-742-1 from Sector 51. The X and Y axis description is the same, as in Fig.1.

and secondary eclipses for both objects as well, such as TESS light curves. Only the CSS phase dependent light curve for TYC 1478-742-1 shows flare with amplitude $\Delta m_v \approx 0.75$ mag. We want to note also, that photometric data for TYC 1417-891-1 is available in AAVSO VSX database, with name VSSP J095139.94+201223.2, $P=8.00405$ days, Mag. range = 11.325(0.08) in V-band, spectral type G6, and variability type EA+UV (UV - eruptive variables of the UV Ceti types). There are no data for the second object TYC 1478-742-1 in AAVSO VSX database.

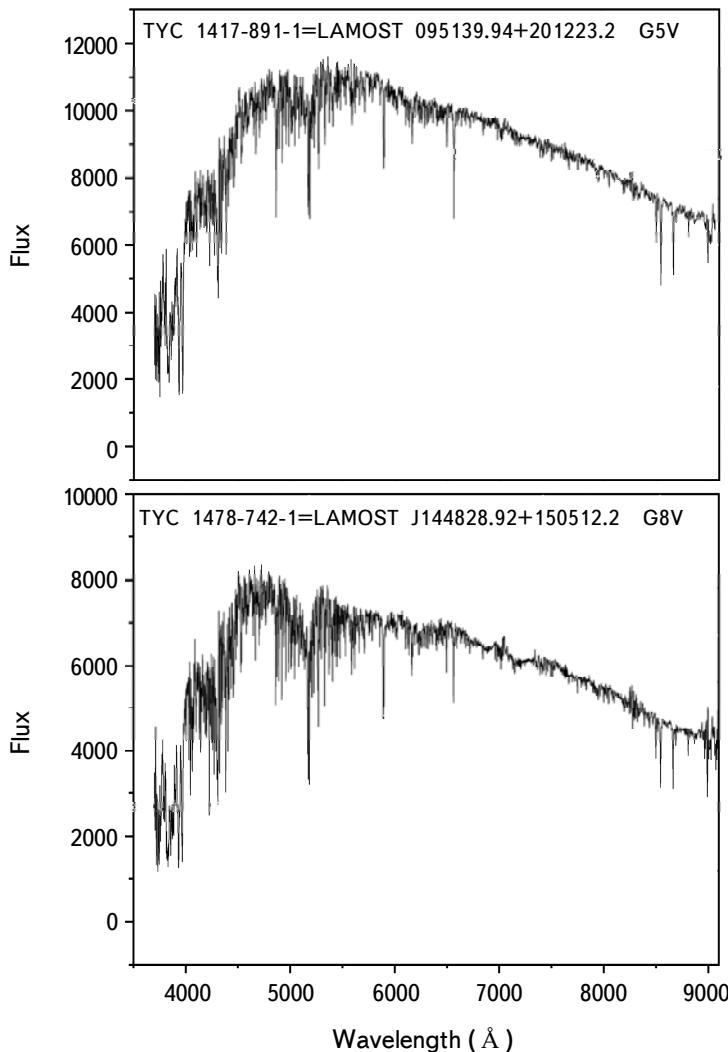


Fig.3. LAMOST moderate-resolution CCD spectra for TYC 1417-891-1 and TYC 1478-742-1 in the range 3900–9100 Å.

Table 2

LAMOST DATA FOR TWO STARS

Star	LAMOST designation	Obs. identifier	Data of obs.	Subclass
TYC 1417-891-1	J095139.94+201223.3	286412016	2014-12-26	G5V
TYC 1478-742-1	J144828.92+150512.2	350111159	2015-05-26	G8V

3. *LAMOST Spectra.* Moderate-resolution CCD spectra for TYC 1417-891-1 and TYC 1478-742-1 were secured by LAMOST (Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope) observations (Cui et al. [18], spectrum is available on-line at <http://dr7.lamost.org/search/>). In Table 2, we provide information on LAMOST spectral observations.

Fig.3 present the LAMOST moderate-resolution spectra for TYC 1417-891-1 and TYC 1478-742-1.

4. *Photometric data, physical parameters.*

4.1. *Gaia EDR3 data.* Gaia EDR3 (Brown et al. [19]) provides high-precision astrometry, three-band photometry, radial velocities, effective temperatures, and information on numerous astrophysical parameters for approximately 1.8 billion sources brighter than $G = 21.0$ magnitude (CDS VizieR Catalogue I/352/gdr3dis). In Table 3 we give some important Gaia EDR3 data for TYC 1478-742-1 and for TYC 1417-891-1 in 10 arcsec search radius (A - for the bright, primary source and B-for the secondary faint source). We used the distance information for both objects derived from Gaia EDR3 by Bailer-Jones et al. [20].

Table 3

SOME IMPORTANT GAIA EDR3 DATA FOR DWARF STARS
TYC 1417-891-1 AND TYC 1478-742-1

Star	Gaia EDR3 Name	G-mag	BP mag	BP-RP mag	R (pc)
TYC 1417-891-1A	627614504288922112	11.089	11.448	0.885	261.97
	627614504288958464	17.292	18.707	2.658	275.67
TYC 1478-742-1A	1186217744648523008	11.265	11.738	1.117	124.17
	1186217740354601600	17.648	17.837	0.967	1943.05

4.2. *Photometric and other data used.* We have cross-matched these two dwarfs with the TESS Input Catalog, Version 8.2 (TIC V8.2, Paegert et al. [22], CDS VizieR Catalog IV/39/tic82), giving the important physical parameters for stars, parallaxes, proper motions, TESS T-magnitudes, temperatures, masses,

and luminosities in solar units (Stassun et al. [23]). This catalogue also gives data for two objects in 10 arcsec. search radius around positions of TYC 1417-891-1 and TYC 1478-742-1. Table 4 includes other very important physical parameters from the TIC V8.2. The bright and faint components are noted as A and B, as in Table 1.

Table 4

TIC v8.2 CATALOG DATA FOR TYC 1478-742-1 AND FOR
TYC 1417-891-1

Star	TYC 1417-891-1		TYC 1478-742-1	
	A	B	A	B
TIC number	88063457	88063458	462578519	1100510113
2MASS $J-H$ color	0.351	0.644	0.454	-
2MASS $H-K$ color	0.056	0.291	0.111	-
Rad (R_{\odot})	1.443(± 0.405)	0.405(± 0.017)	0.727(± 0.037)	-
Mass (M_{\odot})	1.010(± 0.126)	0.397(± 0.025)	0.884(± 0.107)	-
Lum (L_{\odot})	1.949(± 0.018)	0.018(± 0.005)	0.348(± 0.009)	-
T_{eff} (K)	5678	3348	5200	-
Dist (pc)	261.20(± 3.21)	271.16(± 9.81)	117.42(± 0.749)	1981.76(± 446.77)

5. Discussion and conclusions. Further works. Algol-type eclipsing variables are binaries (semi-detached systems) with spherical or slightly ellipsoidal components. Various sub-classes of semi-detached systems can be separated (for example hot and cool Algol-types). For cool semi-detached systems the component is of types G and later (see paper by Malkov et al. [7] for more detail). With the help of standard image visualization and analysis is software SAOImage ds9, we search STScI Digitized Sky Survey POSS2 and POSS1 images around position of each object. Obviously, the DSS2 I (infrared) and B (blue) direct images of this two primary and bright objects A are elongated. Fig.4 presents DSS2 I finder chart for TYC 1417-891-1 (the primary bright star is circled as A, and the secondary faint object as B, as it is presented in Table 3 and 4 for this objects). Such images are very characteristic for numerous of nearby dwarf binary systems (particularly such as GJ 2069, which is also eclipsing binary, see more detail Lopez-Morales & Clements [24]). The Gaia EDR3 catalog gives proper motion (pm) value = 22.920 mas/yr for second faint object B. The TIC V8.2 [22] catalogue distances are consequently $r=261.201$ (± 3.218) pc and $r=271.164$ (± 9.812) pc for TYC 1417-891-1 A and B components (Table 4). If these objects (circled as A and B in Fig.4) are gravitationally bound, i.e. they are physical companions at the same distances, then their G-band absolute magnitudes can be obtained $M(G)=+6.0$ for bright A star and $M(G)=+10.20$ for faint object B. Such parameters

for faint object ($M(G) = +10.20$, $BP-RP = 2.658$ mag, $T_{\text{eff}} = 3348$ K) placed it in red dwarfs sequence on Hertzsprung-Russell diagram (see Fig.5 by Babusiaux et al. [25]) and is typical for M4-M5 subtype dwarfs (Cifuentes et al. [26]). As a supplement, 2MASS (Skrutskie et al. [27]) $J - H = 0.644$ and $H - K = 0.291$ Near-Infrared (NIR) colors for this object (Table 4) also indicate the belonging to the group of dwarf M stars (see NIR JHK colors of M dwarfs in papers by Bessell and Brett [28] and Bessell [2]). Most probably, TYC 1417-891-1 is a triple system, with two very close and bright stars, having practically equal magnitudes, and third component as M dwarf.

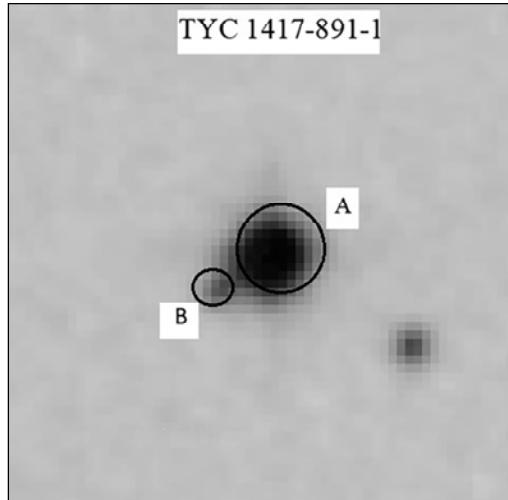


Fig.4. POSS2 I finder chart for TYC 1417-891-1 (A for bright and B for faint and very close object) taken in 1996. Obviously, the bright star A is elongated. Field is $\sim 1.5 \text{ arcmin} \times 1.5 \text{ arcmin}$.

The primary and bright object A for the second object TYC 1478-742-1 is also elongated on POSS2 I and B finder charts. Gaia EDR3 and TESS databases gives very different distance values for bright A and for faint B sources ($r \approx 1980$ pc for faint object B). In Fig.5a and b we present POSS2 B (a) (for Equinox J2000) and POSS1 B (b) (for Equinox B1950) direct images for object TYC 1478-742-1. Meanwhile, Gaia EDR3 and TESS catalogs show proper motion for object B (the Gaia EDR3 catalogue data is 22.92 mas/yr for proper motion). On DSS1 B (equinox B1950) chart we see very faint object, which we indicate by arrow (Fig.5b). This object is not visible on DSS2 B and I chart (Fig.5a). We note, that the scaling factor of DSS2 is 1.6 time better than DSS1. This point needs to study more detail in the future. For this faint object there are no 2MASS JHK photometric data and Gaia EDR3 $BP-RP = 0.967$ mag. The TESS light curve shows flares.

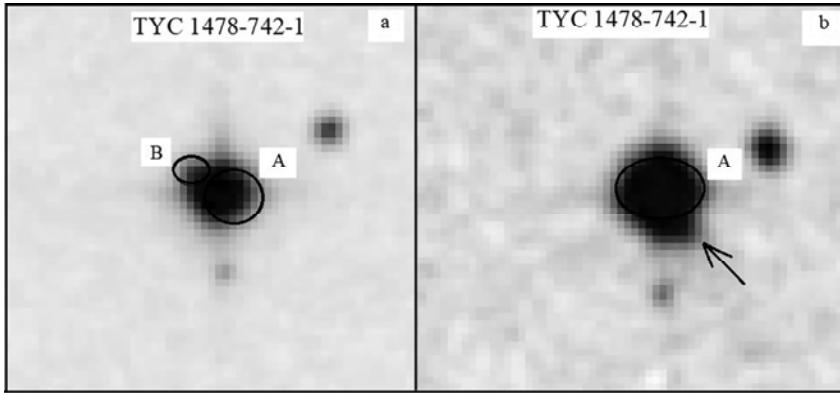


Fig.5. a) POSS2 blue image of TYC 1478-742-1 taken in 1996. Circled (B) is the very close and faint object existing in Gaia EDR3 and TESS catalogues, b) POSS1 B image of the same object. Arrow indicate the very faint object in south-east direction. For this object there are no data in Gaia EDR3 and TESS catalogues. Field is 2 arcmin \times 2 arcmin.

High-spatial-resolution CCD imaging and speckle interferometry in the future allow us to study the nature of the companions around these objects in more detail. Our conclusions can be summarized as follows:

(a) Based on TESS phase dependence light curves, we confirm EA-type eclipsing variability nature for objects TYC 1417-891-1 and TYC 1478-742-1 consequently with orbital period $P \approx 8.0$ day and $P \approx 13.6$ day. EA-variability type for TYC 1478-742-1 we present for the first time.

(b) Using Gaia EDR3 and TESS data bases, we present some very important physical characteristics for two objects, such as, mass, radius, luminosities, effective temperatures, etc. They are spectral subtypes G5V (TYC 1417-891-1) and G8V (TYC 1478-742-1) and consequently at a distances 261 pc and 124 pc.

(c) Most probably TYC 1417-891-1 present a triple system having two bright and very close companions, and third very faint companion as M dwarf.

Acknowledgements. This work is supported by ERASMUS+2019-1FRO-KA 107-061818. KKG and KSG are grateful to Administration of OVSQ Observatory an LATMOS Laboratory (France) for organizing their visit to LATMOS Laboratory during June and July 2022. This research has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France, and Two Micron All-Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center, funded by NASA and NSF. We used LAMOST telescope spectra. The LAMOST is a National Major Scientific project build by the Chinese Academy of Sciences. This work has made use of data from European Space Agency (ESA) mission Gaia. This paper includes data collected by the TESS

mission, which are publicly available from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST).

We thank Prof. Michelle Kunimoto and Oleg Malkov for helpful comments and suggestions. Authors thank also our anonymous referee for valuable suggestions and contributions.

¹ NAS RA V.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory (BAO), Armenia, e-mail: karengigoyan@bao.sci.am

² Universite de Versailles Saint-Quentin, CNRS/INSU, LATMOS-OPSL, France,

³ Institute of Astrophysics of the National Academy of Sciences of Tajikistan, Dushanbe, Tajikistan

ЗАТМЕННЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ TYC 1417-891-1 И TYC 1478-742-1. GAIA EDR3 И TESS ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

К.К.ГИГОЯН¹, К.С.ГИГОЯН¹, А.САРКИССИАН², М.МЕФТА²,
Г.Р.КОСТАНДЯН¹, Ф.Д.РАХМАТУЛЛАЕВА³

На основе кривых блеска из баз данных TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) объекты TYC 1417-891-1 и TYC 1478-742-1 классифицированы как затменные переменные типа - Алгол (EA) с орбитальным периодом $P \approx 8.0$ дня и $P \approx 13.6$ дня, соответственно. Приводятся важные физические характеристики из баз данных Gaia EDR3 и TESS, а также LAMOST спектры. Объекты сравнительно яркие и находятся на расстоянии 260.59 (± 3.21) (TYC 1417-891-1) пс и 117.42 (± 0.74) (TYC 1478-742-1) пс. Рассмотрена природа очень слабых объектов вокруг этих звезд.

Ключевые слова: *переменные: затменные переменные: TESS и Gaia EDR3
данные*

REFERENCES

1. N.N.Samus, E.V.Kazarovets, O.V.Durlevich et al., Astron. Rep., **61**, 80, 2017.
2. J.R.Percy, "Understanding Variable Stars", University of Toronto, Ontario, Canada, 2007.

3. *A.J.Drake, M.J.Graham, S.D.Djorgovski et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **213**, 9, 2014.
4. *A.J.Drake, S.G.Djorgovsli, M.Catelan et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **469**, 3688, 2017.
5. *P.A.Whitelock, M.W.Feast, F. van Leeuwen*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **386**, 313, 2008.
6. *C.T.Christy, T.Jayasinghe, K.Z.Stanek et al.*, arXiv: 2205.02239, 2022.
7. *O.Yu.Malkov, E.Oblak, E.A.Snegireva et al.*, *Astron. Astrophys.*, **446**, 785, 2006.
8. *E.A.Avvakumova, O.Yu.Malkov, A.Yu.Knizhev*, *Astron. Nachr.*, **334**, 859, 2013.
9. *Chien-Hsiu Lee*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **453**, 3474, 2015.
10. *A.Papageorgiou, M.Catelin, P-E.Christopoulou et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **238**, 4, 2018.
11. *T.Jayasinghe, K.Z.Stanek, C.S.Kochanek et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **491**, 135, 2020.
12. *D.M.Rowan, T.Jayasinghe, K.T.Stanek et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **517**, 2190, 2022.
13. *K.S.Gigoyan, K.K.Gigoyan, A.Sarkissian et al.*, 2023 (PASA, in press).
14. *G.R.Ricker et al.*, in *Space Telescopes and Instrumentation for Astronomy, Optical, Infrared, and Millimeter Wave*. 914320 (arXiv: 1406.0151), 2014.
15. *G.R.Ricker et al.*, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, (JATIS), **1**, 014003, 2015.
16. *G.Barenstein et al.*, KeplerGO/Lightkurve: Lightkurve V1.0b29, doi:10.5281/zenodo.2565212, <https://doi.org/10.5281/zenodo.2565212>, 2019.
17. *G.Kovacs, S.Zucker, T.Mazeh*, *Astron. Astrophys.*, **391**, 369, 2002.
18. *Xiang-Qun Cui, Yong-Heng Zhao, Yao-Quan Chu et al.*, *Research in Astron. Astrophys.*, **12**, 1197, 2012.
19. *Gaia Collaboration, A.G.Brown, A.Vallenari, J.H.J.Prusti et al.*, *Astron. Astrophys.*, **649**, A1, 2021.
20. *C.A.Bailer-Jones, J.Rybicki, M.Fouesneau et al.*, *Astron. J.*, **161**, 147, 2021.
21. *N.M.Guerrero, S.Seager, C.X.Huang et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **254**, 39, 2021.
22. *M.Paegert, K.G.Stassun, K.A.Collins et al.*, arXiv:2109.04778v1, 2021.
23. *K.G.Stassun, R.J.Oelkers, M.Paegert et al.*, *Astron. J.*, **158**, 138, 2019.
24. *M.Lopez-Morales, J.C.Clements*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **116**, 22, 2004.
25. *Gaia Collaboration, C.Babusiaux, F. van Leeuwen, M.A.Barstow et al.*, *Astron. Astrophys.*, **A10**, 2018.
26. *C.Cifuentes, J.A.Caballero, M.Cortes-Contreras et al.*, *Astron. Astrophys.*, **642**, A115, 2020.
27. *M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al.*, *Astron. J.*, **131**, 1163, 2006.
28. *M.Bessell, J.M.Brett*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **100**, 1134, 1988.
29. *M.S.Bessell*, *Astron. J.*, **101**, 662, 1991.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-223

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ G1 414A С ДВУМЯ ПЛАНЕТАМИ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ПОТЕРИ МАССЫ АТМОСФЕРОЙ ПЛАНЕТЫ G1 414A b

И.С.САВАНОВ

Поступила 29 января 2023

Принята к печати 22 мая 2023

Представлены результаты исследования проявлений активности карлика спектрального класса K7 G1 414A с двумя планетами, одна из которых (планета G1 414A b) при эксцентричеситете $e = 0.45$ на протяжении большей части своей орбиты находится в пределах зоны обитаемости. Наш анализ показал, что наиболее достоверным определением периода вращения G1 414A следует признать результаты анализа фотометрических наблюдений звезды, выполненных обзором Kilodegree Extremely Little Telescope (KELT), указывающие на период ее вращения $P = 42$ сут. Однако по периодограммам, построенным по другим наблюдениям G1 414A, наличие такого периода не подтверждается. Цикл долговременной активности звезды составляет величину порядка 3800 сут (10.4 лет). Полученные результаты изучения активности звезды использованы для оценки потери вещества атмосферой планеты G1 414A b по аппроксимационной формуле для модели потери атмосферы с ограничением по энергии. По 486 оценкам параметра S_{HK} были выполнены расчеты потери вещества атмосферой G1 414A b в течение интервала в 5805 сут (15.9 лет). Величины этих потерь в основном лежат в интервале $\log(M_{\text{loss}})$ от 7.15 до 7.50, а медианное значение равно 7.30. При величине эксцентричеситета 0.45 расстояние от центральной звезды до G1 414A b варьируется в пределах от 0.13 до 0.34 а.е., для них получены оценки потери вещества атмосферы - $16.21 \cdot 10^7$ г/с и $2.37 \cdot 10^7$ г/с, соответственно.

Ключевые слова: звезды: активность: пятна: фотометрия: переменность:
планетные системы: атмосферы экзопланет

1. *Введение.* Авторы [1] сообщили об открытии двух планет, вращающихся вокруг близкого ($D = 11.9$ пк) карлика G1 414A спектрального класса K7. G1 414A b является планетой типа суб-нептун с массой порядка $M \sin i = 7.60 M_{\oplus}$ и большой полуосью орбиты 0.23 а.е. Вторая планета, G1 414A c, является объектом типа суб-сатурн с $M \sin i = 53.83 M_{\oplus}$ и большой полуосью 1.43 а.е. Для обнаружения планетной системы были использованы данные спектральных наблюдений Keck/HIRES и Automated Planet Finder at Lick Observatory, а также фотометрические данные обзора KELT. Авторы [1] получили оценки периода вращения звезды и долгосрочного цикла ее магнитной активности.

Звезда G1 414A, известная как HD 97101A и HIP 54646A, является ярким K7V карликом, ее блеск составляет в фильтрах $B = 9^m.67$, $V = 8^m.864$, $R = 8^m.691$. Она имеет спутник HD 97101B - карлик спектрального класса

M2V с блеском $V=9^m.98$. Звезды образуют широкую пару с расстоянием в 408 а.е. (соответствующее угловое расстояние - 34.34 угл. с).

Интерес к планетной системе Gl 414A обусловлен тем, что при значении большой полуоси орбиты 0.23 а.е. и эксцентриситете 0.45 расстояние между Gl 414A b и звездой варьируется от 0.13 до 0.34 а.е., и на протяжении большей части своей орбиты планета будет находиться в пределах обитаемой зоны. Правда, следует принять во внимание, что планета имеет минимальную массу $7.6 M_{\oplus}$, которая, вероятно, указывает на наличие значительной оболочки, богатой летучими веществами. Возможно это обстоятельство понижает шансы на обитаемость. Равновесные температуры планет *b* и *c* составляют $T_{eq,b} = 308.6 \pm 33.5$ К и $T_{eq,c} = 124.7 \pm 13.5$ К, соответственно.

В первой части настоящей работы представлены результаты анализа проявлений активности Gl 414A. Во второй - полученные результаты использованы для оценки потери вещества атмосферы планеты Gl 414A b.

2. Проявления активности Gl 414A. Согласно [1], эффективная температура звезды равна 4120 ± 109 К, ускорение силы тяжести $\log g = 4.65 \pm 0.04$, радиус $R/R_{\odot} = 0.680 \pm 0.14$, светимость $L/L_{\odot} = 0.119 \pm 0.013$ и масса $M/M_{\odot} = 0.650 \pm 0.08$. Возраст звезды равен 12.4 ± 5.2 млрд лет. Объект Gl 414A отождествлен с источником Gaia EDR3 732857558276385664, его параллакс составляет π (mas) = 84.1766 ± 0.0258 .

Как указывалось, звезда обладает спутником HD 97101B - карликом спектрального класса M2V с эффективной температурой 3663 ± 70 , радиусом $R/R_{\odot} = 0.548 \pm 0.017$, светимостью $L/L_{\odot} = 0.048 \pm 0.005$ и массой $M/M_{\odot} = 0.542 \pm 0.022$. По независимой оценке его возраст равен 11.2 ± 5.9 млрд лет. Отметим, что перечисленные нами свойства звезд приводятся согласно данным [1] (табл.1).

Авторы [1] провели анализ фотометрических наблюдений Gl 414A, выполненных в течение 6 лет обзором Kilodegree Extremely Little Telescope (KELT). Построенный спектр мощности (рис.2 в [1]) указывает на наличие пика, соответствующего периоду вращения звезды $P = 42$ сут. Согласно [1], вариации величины P от сезона к сезону могут составлять величину порядка 4 сут. По полученным спектрам Keck/HIRES авторы [1] определили значения показателя звездной активности параметра S_{HK} , измеренного по линиям CaII H и K и построили спектры мощности для величин S_{HK} . Был найден пик для периода, равного 75.4 сут, что примерно в два раза больше величины P . Комбинируя этот результат с результатом анализа данных о переменности лучевой скорости звезды, в [1] было сделано предположение о том, что величина периода вращения звезды составляет около 40 сут.

Кроме того, в [1] был сделан вывод о наличии переменности величин

S_{HK} с характерными временами 4554 и 2979 сут, что по мнению этих авторов соответствует цикличности в 3000 сут, найденной по данным для лучевой скорости.

На рис.1 представлены результаты независимого анализа данных для параметра S_{HK} , приведенного в табл.2 в [1]. Всего было использовано 486 оценок параметра S_{HK} . На построенном спектре мощности, в интервале периодов 1-100 сут, заметно выделяется пик, соответствующий величине периода прядка 76 сут. Как и указывалось в [1], имеется набор пиков в

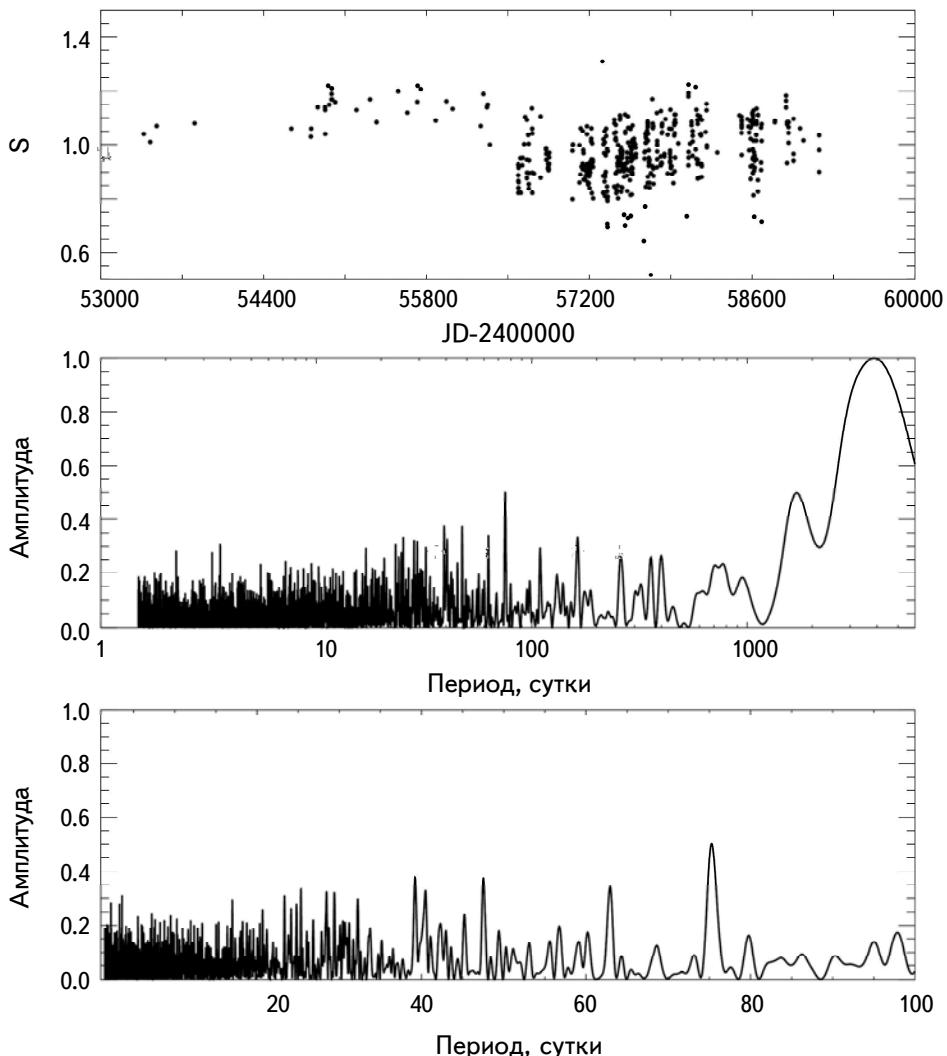


Рис.1. Вверху - данные для параметра S_{HK} из [1]; средняя панель - спектр мощности для интервала 1-6000 сут; нижняя панель - спектр мощности для интервала 10-100 сут. Ось абсцисс на средней панели дана в логарифмическом масштабе.

области около 40 сут. По нашему мнению, пики примерно такой же амплитуды имеются и для величин порядка 47 и 62 сут. Возможно имеет место цикличность с характерным временем в 3870 сут. Отметим, что эти результаты получены по объединенному массиву данных из [1].

По данным многолетнего обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS) [<http://kws.cetus-net.org>] нами была выполнена еще одна попытка проведения анализа проявлений активности GJ 414A. В обзоре представлены наблюдения звезды в

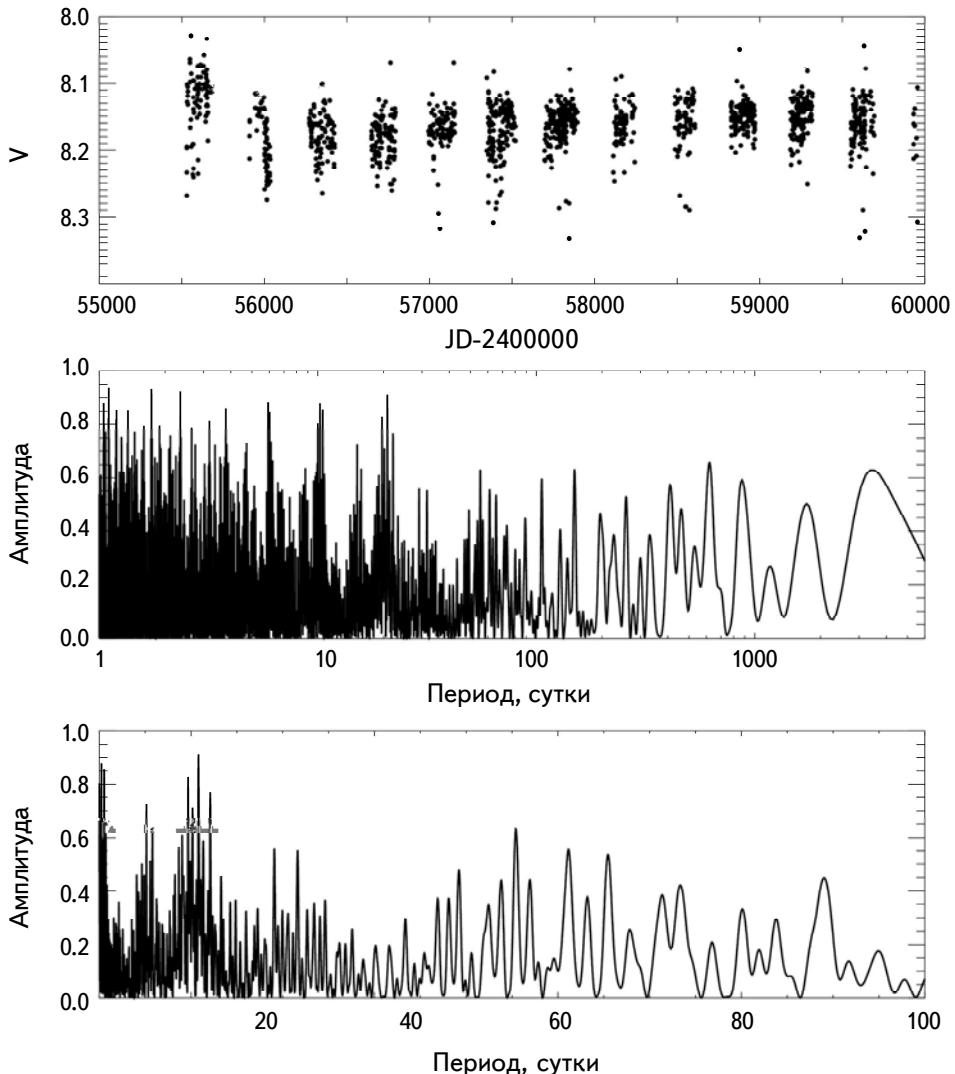


Рис.2. Вверху - блеск GJ 414A в фильтре V по данным обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS); средняя панель - спектр мощности для интервала 1-6000 сут; нижняя панель - спектр мощности для интервала 10-100 сут. Ось абсцисс на средней панели дана в логарифмическом масштабе.

фильтрах V и I_c, но мы ограничились только анализом данных для фильтра V, обладающих более длительным интервалом наблюдений в 4424 сут (12.1 лет) (HJD 2455530.332 - 2459955.290).

Всего были рассмотрены 1342 оценки блеска звезды в фильтре V. Представленные на рис.2 (вверху) данные несомненно свидетельствуют о присутствии цикличности в изменении ее блеска. На основе построенного спектра мощности для блеска Gl 414A можно предположить существование возможных циклов активности более 3000 сут и переменности на шкале времени порядка 10 - 100 сут (вероятный период вращения звезды), (рис.2, нижняя диаграмма). Представляется возможным сопоставление результатов анализа переменности блеска звезды и измеренного индекса S_{HK} , характеризующего хромосферную активность звезды (рис.1 и 2). Циклы долговременной активности в обоих случаях составляют величину порядка 3800 сут (10.4 лет). В области 10 - 100 сут ситуация совершенно другая - на рис.2 отсутствуют пики в области 40 сут, но их можно видеть в областях около 47, 62 и 76 сут, а также имеется набор пиков в области 20 сут. Отметим, что ни в одном из рассматриваемых нами случаев нет такого ярко выраженного пика, как на рис.2 в [1], характеризующего период вращения звезды (42.48 сут).

В архиве TESS для Gl 414A доступны только данные 22-го сета наблюдений. Наша обработка была аналогична проводимой ранее в случае измерений для других объектов из архивов космического телескопа Кеплер и миссии TESS (см., например, [2]). К сожалению, качество и продолжительность наблюдений не дают никакой возможности для установления периодической модуляции блеска объекта.

Таким образом, наиболее достоверным следует признать результаты анализа фотометрических наблюдений Gl 414A, выполненных обзором Kilodegree Extremely Little Telescope (KELT), указывающие на период вращения звезды $P=42$ сут. Отметим, однако, что на периодограммах, построенных по другим наблюдениям Gl 414A, мы не видим пиков, соответствующих этому периоду. В отношении цикла долговременной активности можно с уверенностью заключить, что его длительность составляет около 3800 сут (10.4 лет).

3. Потеря вещества атмосферы Gl 414A b. Как указывалось выше, Gl 414A b является планетой типа суб-нептун с массой порядка $M \sin i = 7.60 M_{\oplus}$ и большой полуосью орбиты 0.23 а.е. Экзопланета типа субнептуна с течением времени теряет свою гелиево-водородную атмосферу. Для подсчета такой потери без детального моделирования системы в нашем исследовании использовалась аппроксимационная формула (см., например, [3,4]), обычно принятая в литературе, как модель потери атмосферы с ограничением по энергии. В этой модели предполагается, что поток жесткого

УФ-излучения поглощается в тонком слое радиуса R_{XUV} , где оптическая толщина для звездных XUV-фотонов равна единице и включен учет приливного эффекта:

$$\frac{dM_p}{dt} \approx \frac{\epsilon_{XUV} \pi F_{XUV} R_p R_{XUV}^2}{GM_p K_{tide}(\xi)}, \quad (1)$$

где ϵ_{XUV} - параметр эффективности нагрева ($\epsilon_{XUV} = 0.2 \pm 0.1$ для мини-нептунов и супер-земель); G - гравитационная постоянная; F_{XUV} - поток XUV-фотонов; R_p - радиус планеты; M_p - масса планеты; R_{XUV} - радиус поглощения XUV-фотонов; $K_{tide}(\xi)$ - приливный параметр. Подробности использования соотношения (1) можно найти во многих литературных источниках, в том числе в [3-5].

Основные данные о планете Gl 414A b были взяты из [1]. Для вычислений по формуле (1) требуются оценки величины F_{XUV} (потока XUV-фотонов). Для этой цели нами были использованы аналитические зависимости, полученные в [6] и связывающие величину F_{XUV} потока и параметр $\log R'_{HK}$ для звезд спектральных классов от F до M. Как указывалось в [1], Gl 414A является достаточно активной K-звездой. Авторы [1] отметили, что медианное значение параметра S_{HK} (показателя звездной активности, измеренного по линиям CaII H и K в полученных ими спектрах Keck/HIRES) составляет 0.98, а соответствующая ему величина $\log R'_{HK}$ равна -4.72. Эти значения в целом согласуются с данными [7], но, возможно, соответствуют несколько более низкому уровню активности, чем значения, указанные в [7], согласно которым $S_{HK} = 1.14$ и $\log R'_{HK} = -4.50$. Расхождения между $\log R'_{HK}$ из [7] и данными [1] возможно обусловлены различиями в методологии и калибровках, используемых для преобразования между S_{HK} и $\log R'_{HK}$. Следует иметь в виду также циклическую переменность хромосферной активности звезды (см. выше), также, возможно, приводящую к разбросу в оценках величин $\log R'_{HK}$.

Расчеты по соотношению (1) показали, что потеря вещества атмосферы меняется от значения $2.0 \cdot 10^7$ г/с для величины $\log R'_{HK} = -4.72$ до $5.23 \cdot 10^7$ г/с для $\log R'_{HK} = -4.50$, т.е примерно в 2.6 раза. Согласно [1] хромосферная активность звезды обладает циклическими изменениями на шкале времени порядка 3000 сут. Располагая 486 оценками параметра S_{HK} , мы выполнили расчеты потери вещества атмосферой Gl 414A b в течение интервала в 5805 сут (15.9 лет). Для перевода величин S_{HK} в $\log R'_{HK}$ нами была использована калибровка из [8]. Параметры звезды ($T_{\text{эфф}}$ и показатель цвета ($B - V$)) были взяты из [1].

На рис.3 (вверху) представлен график изменений величин потери вещества атмосферы планеты b со временем. Поскольку в наших расчетах варьировались оценки величины F_{XUV} (потока XUV-фотонов), то вполне естественно, что по

характеру циклического изменения величины потери вещества повторяют зависимость индекса хромосферной активности. Внизу на рисунке представлена гистограмма для оценок потери вещества атмосферы. Величины потери вещества атмосферы планеты b в основном лежат в интервале $\log(M_{\text{loss}})$ от 7.15 до 7.50, медианное значение равно 7.30. Сравнительно низкая величина потери вещества атмосферы планеты b , прежде всего, вероятно связана со значительным ее удалением от звезды (большая полуось орбиты составляет 0.23 а.е.). Кроме того, подчеркнем, что мы посчитали достаточным использование аппроксимационной формулы, соответствующей модели потери атмосферы с ограничением по энергии, поскольку нас интересовал ответ на вопрос об изменениях в потере вещества в случае вариации уровня долговременной активности звезды. Для планеты c , значительно удаленной от звезды (большая полуось орбиты равна 1.43 а.е. [1]) величина потери вещества атмосферы еще более низкая - порядка $5.23 \cdot 10^7$ г/с.

Согласно [1] зона обитаемости вокруг Gl 414A лежит в интервале от

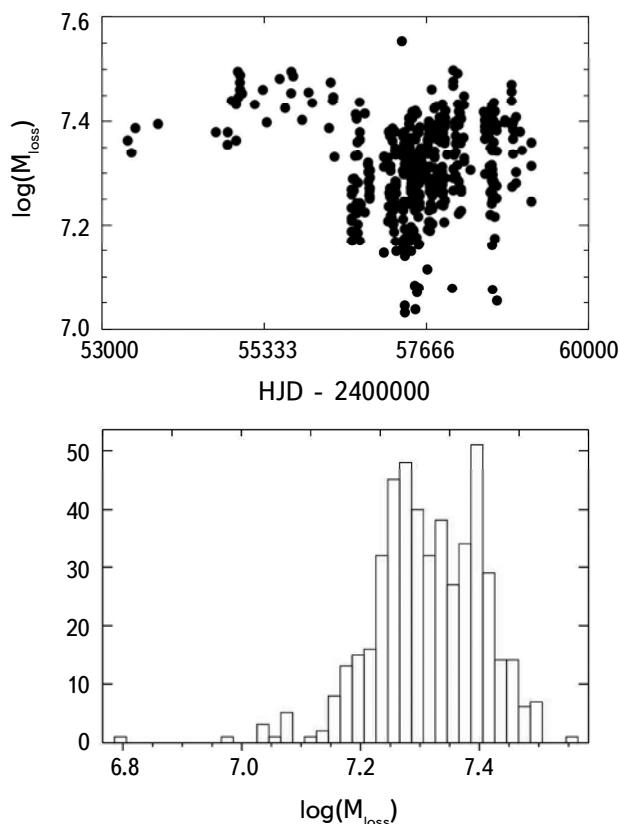


Рис.3. Вверху - потеря вещества атмосферы планеты b со временем; внизу - гистограмма для оценок потери вещества атмосферы планеты b .

0.37 а.е. до 0.70 а.е., однако более оптимистичная оценка величины внутренней границы составляет 0.21 а.е. Планета *c* лежит вне зоны обитаемости. Планета *b* частично заходит в зону обитаемости. Как было отмечено выше, расстояние от центральной звезды до G1 414A *b* варьируется от 0.13 до 0.34 а.е., и на протяжении большей части своей орбиты планета находится в пределах этой обитаемой зоны. При этом, потеря вещества атмосферы планеты *b* составляет $5.23 \cdot 10^7$ г/с при величине $\log R'_{\text{HK}} = -4.50$ и для расстояния планеты от звезды, соответствующего величине большой полуоси 0.23 а.е. Для расстояний 0.13 а.е. и 0.34 а.е. потеря вещества атмосферы равна $16.21 \cdot 10^7$ г/с и $2.37 \cdot 10^7$ г/с, соответственно. Табл.1 содержит результаты численных оценок, полученных при варьировании параметров – активности звезды, расстоянии до планеты.

Таблица 1

ОЦЕНКИ ПОТЕРИ ВЕЩЕСТВА АТМОСФЕРЫ G1 414A *b*

Параметр	Потеря вещества атмосферы планеты, г/с
$\log R'_{\text{HK}} = -4.72$, $a = 0.23$ а.е.	$2.0 \cdot 10^7$
$\log R'_{\text{HK}} = -4.50$, $a = 0.23$ а.е.	$5.23 \cdot 10^7$
$\log R'_{\text{HK}} = -4.50$, $a = 0.13$ а.е.	$16.21 \cdot 10^7$
$\log R'_{\text{HK}} = -4.50$, $a = 0.34$ а.е.	$2.37 \cdot 10^7$

4. Заключение. Представлены результаты анализа проявлений активности карлика спектрального класса K7 G1 414A с двумя планетами. Звезда обладает спутником HD 97101B – карликом спектрального класса M2V. Отличительной особенностью планеты G1 414A *b* является то, что при эксцентриситете $e=0.45$ на протяжении большей части своей орбиты планета находится в пределах зоны обитаемости. Наш анализ показал, что наиболее достоверным результатом определения периода вращения G1 414A следует признать результаты анализа фотометрических наблюдений звезды, выполненных обзором Kilodegree Extremely Little Telescope (KELT), указывающие на период вращения звезды $P=42$ сут. При этом, на периодограммах, построенных по другим наблюдениям G1 414A, мы не видим пиков, соответствующих этому периоду. Цикл долговременной активности звезды составляет величину порядка 3800 сут (10.4 лет).

Полученные результаты изучения активности звезды использованы для оценки потери вещества атмосферы планеты G1 414A *b*. В данном исследовании была применена аппроксимационная формула, соответствующая модели потери атмосферы с ограничением по энергии. Для вычислений по указанной формуле оценки величины F_{XUV} (поток XUV-фотонов) были установлены по

аналитической зависимости, связывающей F_{XUV} и параметр $\log R'_{\text{HK}}$ для звезд спектральных классов F-M. Расчеты показали, что потеря вещества атмосферы меняется от значения $2.0 \cdot 10^7$ г/с до $5.2 \cdot 10^7$ г/с в зависимости от принимаемой величины $\log R'_{\text{HK}}$. По 486 оценкам параметра S_{HK} были выполнены расчеты потери вещества атмосферой Gl 414A b в течение интервала в 5805 сут (15.9 лет). Величины потери вещества атмосферы планеты b в основном лежат в интервале $\log(M_{\text{loss}})$ от 7.15 до 7.50, а медианное значение составляет 7.30. При величине эксцентриситета 0.45 расстояние от центральной звезды до Gl 414A b варьируется от 0.13 до 0.34 а.е. Для этих расстояний получены оценки потери вещества атмосферы: $16.21 \cdot 10^7$ г/с и $2.37 \cdot 10^7$ г/с, соответственно.

Исследование выполнено в рамках проекта "Исследование звезд с экзопланетами" по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашения № 075-15-2019-1875 и № 075-15-2022-1109).

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

THE ACTIVITY OF Gl 414A WITH TWO PLANETS AND ITS EFFECT ON THE MASS LOSS OF THE PLANET Gl 414A b ATMOSPHERE

I.S.SAVANOV

We present the results of the analysis of the manifestations of the activity of K7 dwarf Gl 414A with two planets, one of which (planet Gl 414A b) with an eccentricity of $e=0.45$ is located within the habitable zone for the most part of its orbit. Our analysis showed that the most reliable result of determining the rotation period of Gl 414A should be obtained while the analysis of photometric observations of the star performed by the KELT survey, indicating the rotation period of the star $P=42$ days, which, however, is absent on periodograms constructed from other observations. The cycle of the long-term activity of the star is about 3800 days (10.4 years). The obtained results of stellar activity were used for the mass loss estimations of the atmosphere of the planet Gl 414A b by an approximation formula for an energy-limited atmospheric loss model. On the base of 486 estimates of the parameter S_{HK} , calculations of mass loss from the atmosphere of Gl 414A b were performed during the interval of 5805 days

(15.9 years). The values of mass loss from planet b atmosphere are mainly in the range $\log(M_{\text{loss}})$ from 7.15 to 7.50, the median value is 7.30. With an eccentricity of 0.45 the distance from the star to Gl 414A b varies from 0.13 to 0.34 AU, for these distances estimates of mass loss are equal to $16.21 \cdot 10^7$ g/s and $2.37 \cdot 10^7$ g/s, respectively.

Keywords: *stars: activity: spots: photometry: variability: planetary systems: exoplanet atmospheres*

ЛИТЕРАТУРА

1. C.M.Dedrick, B.J.Fulton, H.A.Knutson *et al.*, Astron. J., **161**, 86, 2021.
2. I.S.Savanov, E.S.Dmitrienko, Astron. Lett., **46**, 177, 2020.
3. T.T.Koskinen, P.Lavvas, M.Huang *et al.*, Astrophys. J., **929**, 52, 2022.
4. N.V.Erkaev, Yu.N.Kulikov, H.Lammer *et al.*, Astron. Astrophys., **472**, 329, 2007.
5. E.S.Kalinicheva, V.I.Shematovich, I.S.Savanov, Astron. Rep., **66**, 1319, 2022.
6. A.G.Sreejith, L.Fossati, A.Youngblood *et al.*, Astron. Astrophys., **644**, A67, 2020.
7. S. Boro Saikia, C.J.Marvin, S.V.Jeffers *et al.*, Astron. Astrophys., **616**, A108, 2018.
8. D.Lorenzo-Oliveira, F.C.Freitas, J.Melendez *et al.*, Astron. Astrophys., **619**, A73, 2018.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-233

ASASSN-19fy: ОСОБЕННОСТИ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ В "ПРОВАЛЕ" ПЕРИОДОВ

О.И.АНТОНЮК¹, Е.П.ПАВЛЕНКО¹, К.А.АНТОНЮК^{1,2}, Н.В.ПИТЬ¹,
А.А.СОЧНОВСКИЙ¹, Г.И.КОХИРОВА³, Ф.Дж.РАХМАТУЛЛАЕВА³

Поступила 10 марта 2023

Фотометрические исследования карликовой новой в "провале" периодов ASASSN-19fy были проведены в 2020–2021гг. в течение 24 ночей в Крымской астрофизической обсерватории РАН и трех ночей в Международной астрономической обсерватории Санлох Института астрофизики НАН Республики Таджикистан. Наблюдения охватили сверхвспышку, два повторных появления и медленное возвращение к довссыщечному состоянию. В течение этого времени наблюдались сверхгорбы, в эволюции которых были выделены стадии развитых сверхгорбов "B", их затухания "C" и переход между ними. Средний период сверхгорбов на стадии "B" составил $0.09278(13)$ сут, найдено его увеличение в течение этой стадии со скоростью $(dP/dT)/P = 10 \cdot 10^{-5}$. На стадии "C" период сверхгорбов был равен $0.092289(15)$ сут. Показано, что ASASSN-19fy является двенадцатым объектом, пополнившим группу долгопериодических карликовых новых, имеющих сходство со звездами типа WZ Sge.

Ключевые слова: звезды:карликовые новые:вспышки:сверхгорбы:ASASSN-19fy

1. *Введение.* ASASSN (All-Sky Automated Survey for Supernova) [1] регулярно сообщает о различных вспыхнувших объектах, среди которых попадаются и тесные двойные системы на поздней стадии эволюции – катализмические переменные различных типов [2], в том числе карликовые новые типа SU UMa с орбитальными периодами от 76 мин до 3 ч 18 мин. В таких системах вещества со звезды-донора – звезды позднего спектрального класса, заполнившей свою полость Роша, перетекает на соседний белый карлик через внутреннюю точку Лагранжа, образуя вокруг последнего аккреционный диск. Долгопериодическая граница области определения звезд типа SU UMa включает в себя так называемый "провал" (или "пробел") в распределении орбитальных периодов (2.15–3.18 ч), а короткопериодическая граница характеризуется большим числом систем подтипа WZ Sge [3]. Провал в распределении периодов содержит существенный дефицит карликовых новых. Согласно стандартной теории эволюции [3], в этом интервале периодов звезды не должны вспыхивать, поскольку на этом этапе жизни они уходят под полость Роша и аккреция на белый карлик прекращается. Тот факт, что в реальности относительно небольшое количество карликовых новых все же попадает в "провал", объясняют тем, что эти объекты или "родились" как

катализмические с периодами внутри него [4], или их компоненты-доноры обладали пониженной металличностью [5,6].

Карликовые новые типа SU UMa уникальны тем, что демонстрируют два типа вспышек: "обычные" и "сверхвспышки", которые ярче и продолжительнее, чем обычные [2]. Во время сверхвспышек наблюдаются так называемые "сверхгорбы" - колебания яркости, период которых на несколько процентов превосходит орбитальный. Они появляются у карликовых новых типа SU UMa в прецессирующем эллиптическом диске вследствие возникновения в нем приливного 3:1 резонанса между вращением в аккреционном диске и орбитальным периодом [7,8], у которых отношение масс донора m_2 к белому карлику m_1 удовлетворяет условию $m_2/m_1 < 0.25$ [7,9,10]. Периоды сверхгорбов эволюционируют [11]: они максимальны и постоянны на стадии их роста "А", изменяются на стадии "В" и минимальны и постоянны на стадии "С". Длительность этих стадий различна у короткопериодических и долгопериодических систем. Кроме этого, у звезд типа WZ Sge редко наблюдается ярко выраженная стадия "С" [12]. Теоретически орбитальные периоды систем, аккреционные диски которых могут оказаться на границе 3:1 резонанса (т.е., предела приливной нестабильности), должны находиться вблизи долгопериодической границы "провала" периодов. Наблюдения действительно показывают монотонное убывание числа известных карликовых новых типа SU UMa по мере приближения к этой границе [13,14]. Известно также, что некоторые системы в "провале" (например, NY Ser и V1006 Cyg [13]) иногда демонстрируют долго длящиеся вспышки, напоминающие сверхвспышки, но без регистрируемых сверхгорбов, т.е., резонанс 3:1 в таких вспышках не был достигнут. Из-за малого числа карликовых новых в "провале" периодов и, тем более, выше него, их свойства плохо изучены.

По данным ASAS-SN яркая вспышка ASASSN-19fy впервые была зарегистрирована 20 апреля 2014г. и составляла $V = 13^m.9$. В марте 2019г. вновь было замечено поярчание (ребрайтенинг) этого объекта: 9 марта его блеск составлял $g = 14^m.9$, до этого он оценивался как $g = 19^m.6$ [15]. Следующая зафиксированная вспышка произошла уже 5 августа 2020г., когда объект достиг $14^m.14$ [16]. Дальнейшие наблюдения подтвердили предположения о возможной природе этого объекта как карликовой новой типа SU UMa. Его блеск через неделю после начала вспышки составил $14^m.2$, были отмечены сверхгорбы с амплитудой $0^m.27$ и периодом 0.0889 ± 0.0033 сут [17]. Этот период был позже уточнен по более длительным наблюдениям и составил $0.09277(5)$ сут [18]. Ослабевать вспышка начала 15 августа, а уже 20 августа произошло первое [19], а затем второе [20] повторное поярчание.

2. Наблюдения. Фотометрические наблюдения карликовой новой

ASASSN-19fy проводились с августа по октябрь 2020г. и в июне 2021г. на телескопах Крымской Астрофизической обсерватории К-380 (0.38 м, ПЗС Apogee E47), АЗТ-11 (1.25 м, ПЗС FLI PL230 Proline), ЗТШ (2.6 м, ПЗС Apogee E47) и на телескопе Цейсс-1000 обсерватории Санглох (1.00 м, ПЗС FLI 16803 Proline). Использовалось несколько звезд сравнения: USNO-B1.0 1417-0314989, имеющая $R = 13^m.81$, для яркого состояния объекта; USNO-B1.0 1417-0314938, $R = 15^m.77$, когда объект находился в спокойном состоянии. Экспозиция подбиралась такой длительности, чтобы точность единичной оценки блеска была не хуже $0^m.01 - 0^m.02$ во время вспышек и не хуже $0^m.05$ в ходе возвращения системы в спокойное состояние. Сводка о данных приведена в табл.1. Наблюдения охватили несколько стадий вспышечной

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Дата - JD 2400000+...	Телескоп	Полоса	Кол. оценок блеска	Стадии вспышечной активности
11.08.2020 - 59073	K-380	w	240	сверхвспышка
12.08.2020 - 59074	K-380	w	395	сверхвспышка
12.08.2020 - 59074	AЗT-11	V, Ic	133	сверхвспышка
13.08.2020 - 59075	K-380	w	807	сверхвспышка
13.08.2020 - 59075	AЗT-11	V, Ic	133	сверхвспышка
13.08.2020 - 59075	Цейсс-1000	V, Rc, Ic	8	сверхвспышка
14.08.2020 - 59076	K-380	w	602	сверхвспышка
14.08.2020 - 59076	Цейсс-1000	V, Rc, Ic	25	сверхвспышка
15.08.2020 - 59077	K-380	w	150	сверхвспышка
15.08.2020 - 59077	Цейсс-1000	V, Rc, Ic	28	сверхвспышка
16.08.2020 - 59078	K-380	w	72	сверхвспышка
17.08.2020 - 59079	K-380	w	61	сверхвспышка
18.08.2020 - 59080	K-380	w	65	повторное погружение (1)
19.08.2020 - 59081	AЗT-11	w	57	повторное погружение (1)
21.08.2020 - 59083	AЗT-11	w	30	повторное погружение (1)
23.08.2020 - 59085	AЗT-11	w	39	повторное погружение (1)
24.08.2020 - 59086	AЗT-11	w	30	повторное погружение (1)
25.08.2020 - 59087	AЗT-11	w	20	повторное погружение (2)
26.08.2020 - 59088	AЗT-11	w	17	повторное погружение (2)
27.08.2020 - 59089	AЗT-11	w	54	повторное погружение (2)
28.08.2020 - 59090	AЗT-11	w	26	повторное погружение (2)
29.08.2020 - 59091	AЗT-11	w	43	повторное погружение (2)
08.09.2020 - 59101	AЗT-11	w	50	затухание сверхвспышки
09.09.2020 - 59102	AЗT-11	w	46	затухание сверхвспышки
09.09.2020 - 59102	ЗТШ	w	374	затухание сверхвспышки
10.09.2020 - 59103	ЗТШ	w	387	затухание сверхвспышки
11.09.2020 - 59104	AЗT-11	w	55	затухание сверхвспышки
14.09.2020 - 59107	AЗT-11	w	79	затухание сверхвспышки
13.10.2020 - 59136	ЗТШ	w	189	затухание сверхвспышки
07.06.2021 - 59373	ЗТШ	w	289	спокойное состояние

активности этой системы: часть сверхвспышки, два повторных пограничия блеска и спокойное состояние блеска. Преимущественно наблюдения проводились в интегральном свете ("w") с максимумом чувствительности, близким к системе Кузинса Rc , но в некоторые даты во время сверхвспышки были выполнены измерения в полосах Джонсона-Кузинса V , Rc , Ic . В целом наблюдения охватили 24 ночи в КрАО и три ночи на Санглохе. Также использовались доступные данные других наблюдателей этой системы из сети AAVSO (American Association of Variable Star Observers, <https://www.aavso.org>).

3. Кривые блеска.

3.1. *Долговременная кривая блеска.* Полная кривая блеска системы ASASSN-19fy, полученная в 2020 и 2021 гг., включающая разные стадии вспышечной активности, представлена на рис.1. Кривая блеска демонстрирует часть сверхвспышки, два пограничия и медленное затухание сверхвспышки. Для построения кривой использовались данные, полученные в процессе наших наблюдений, а также из открытой сети наблюдателей AAVSO.

Сверхвспышка до наступления пограничий длилась около 12 сут (JD 2459067-2459079), наши наблюдения пришлись на вторую половину плато сверхвспышки. Максимальный блеск объекта в августе 2020 г. достиг $\sim 14^m$, ослабление на стадии плато происходило со скоростью $0^m.13/\text{сут}$.

Через двое суток после завершения плато сверхвспышки и быстрого затухания до $\sim 17^m$ произошло повторное пограничие системы. Всего в интервале

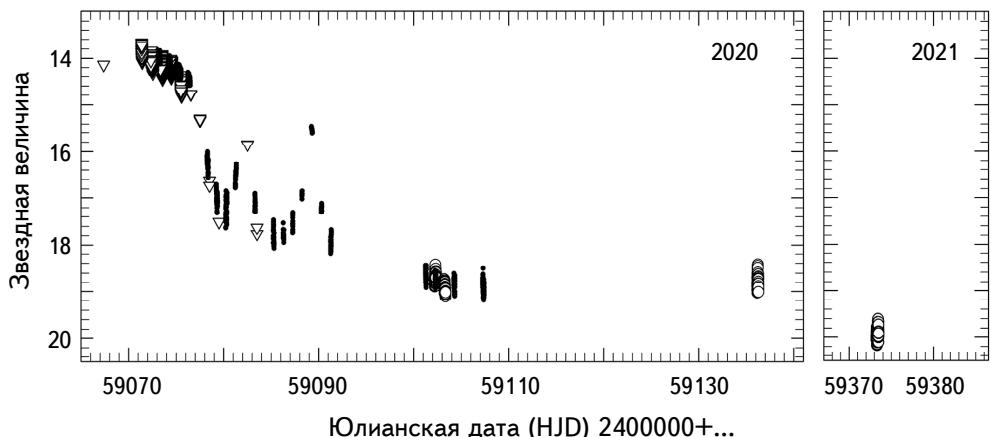


Рис.1. Общая кривая блеска ASASSN-19fy за 2020 и 2021 гг. Открытыми треугольниками показаны данные из сети AAVSO (фотометрическая система, близкая к V), заполненными кружками - наблюдения на телескопах К-380 и АЗТ-11 ("w"), открытыми большими кружками - наблюдения на телескопе ЗТШ ("w").

JD 2459080-2459091 нами зарегистрированы два таких события, каждое из которых длилось около четырех суток и имело амплитуду около $2^m.5$. Профиль как первого, так и второго пограничания представлял более пологую восходящую ветвь по сравнению с нисходящей, что соответствовало развитию вспышки "изнутри вовне" [21]. В предположении, что частота потенциально возможных последующих пограничаний была бы такой, как и предыдущих, такое событие могло бы случиться в интервале JD 2459091-2459101, где наблюдения отсутствовали. На кривой блеска видно, что пограничия накладывались на медленное ослабление блеска карликовой новой, имевшее скорость, сопоставимую со скоростью ослабления блеска в течение плато сверхвспышки. В интервале JD 2459101-2459108 (т.е., спустя ~ 30 сут после окончания основной вспышки), ASASSN-19fy все еще не достиг довспышечного уровня блеска, хотя и был близок к нему. В ночь JD 2459136 блеск объекта колебался в пределах $\sim 19^m.6$ - $20^m.1$, это уже соответствовало спокойному состоянию. Отсюда можно заключить, что амплитуда вспышки составила шесть звездных величин.

3.2. Индивидуальные кривые блеска и цвета во время сверхвспышки и на стадии пограничий. На рис.2 приведены кривые блеска для 4 ночей, во время которых хорошо видны сверхгорбы. Эти наблюдения относятся к окончанию стадии плато сверхвспышки (стадии "B"). За исключением первой ночи (JD 2459073), сверхгорбы имеют асимметричный профиль с явным или возможным вторым горбом за период. Для ночи JD 2459073 профиль сверхгорба имеет почти симметричный первый горб и практически полное отсутствие второго горба. Амплитуда сверхгорбов составляла в среднем $0^m.25$.

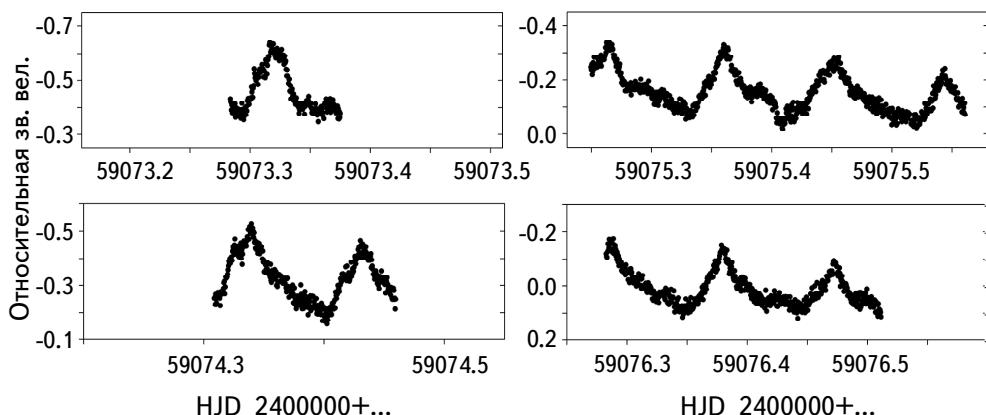


Рис.2. Индивидуальные кривые блеска сверхгорбов ASASSN-19fy во время сверхвспышки в 2020г. Использовалась звезда сравнения USNO-B1.0 1417-0314989, имеющая $R = 13^m.81$.

Периодограмма для наблюдаемых сверхгорбов, полученная методом Стэллингверфа, реализованного в пакете программ ISDA [22], приведена на рис.3 (вверху). Наиболее значимый пик из серии суточно-сопряженных пиков указывает на период 0.09278(13) сут, таким образом, объект попадает

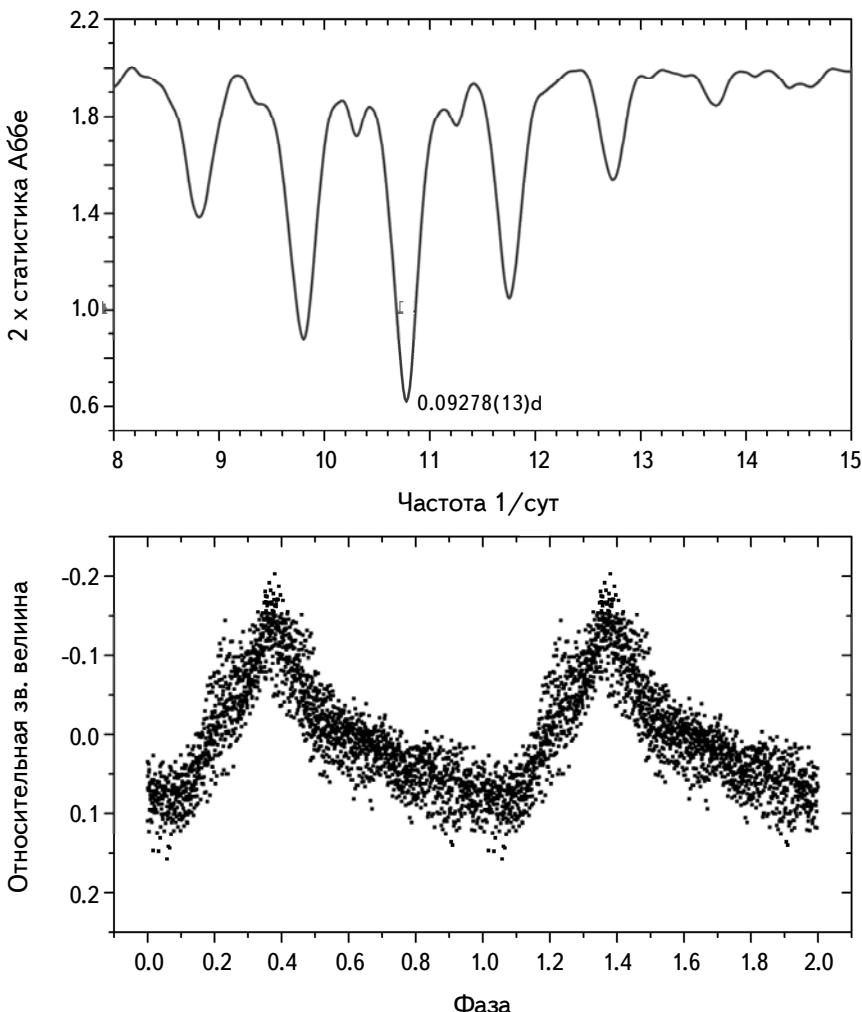


Рис.3. Периодограмма и средняя фазовая кривая ASASSN-19fy для сверхгорбов 2020г. на стадии "В". Из анализируемых данных предварительно был вычен тренд, соответствующий профилю плато сверхспышки.

в "провал" периодов. На рис.3 (внизу) приведена соответствующая средняя фазовая кривая блеска.

Примеры кривых блеска и показателей цвета в наиболее далеких друг от друга полосах V и I_c приведены на рис.4. Профили кривых блеска в полосах

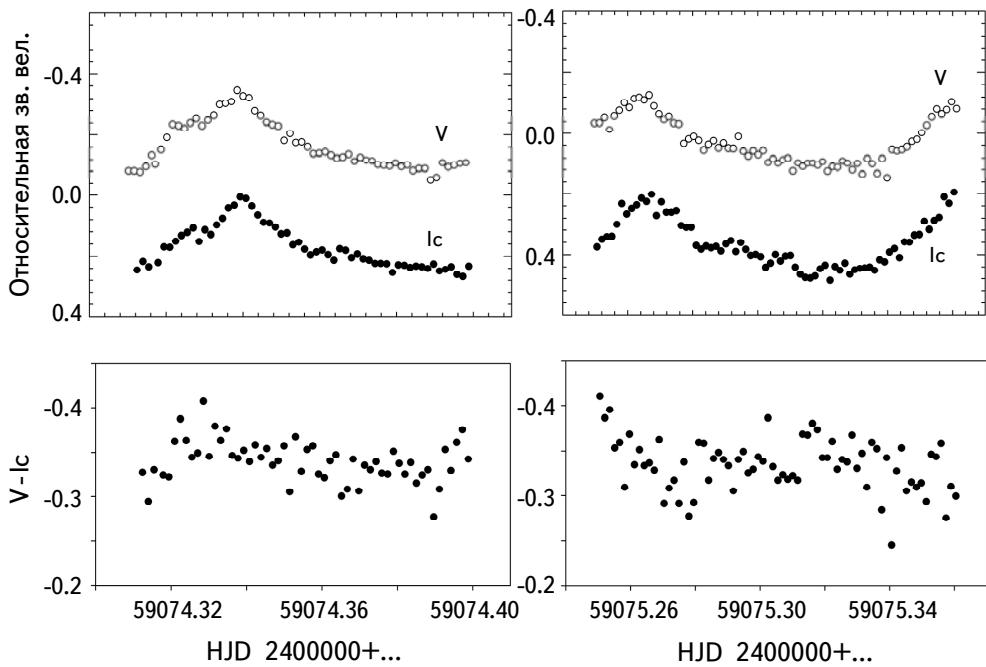


Рис.4. Пример кривых блеска в полосах V и I_c и показателей цвета $V-I_c$ (в относительных величинах) во время сверхвыспышки ASASSN-19fy. Использовалась звезда сравнения USNO-B1.0 1417-0314989, имеющая $R = 13^m.81$.

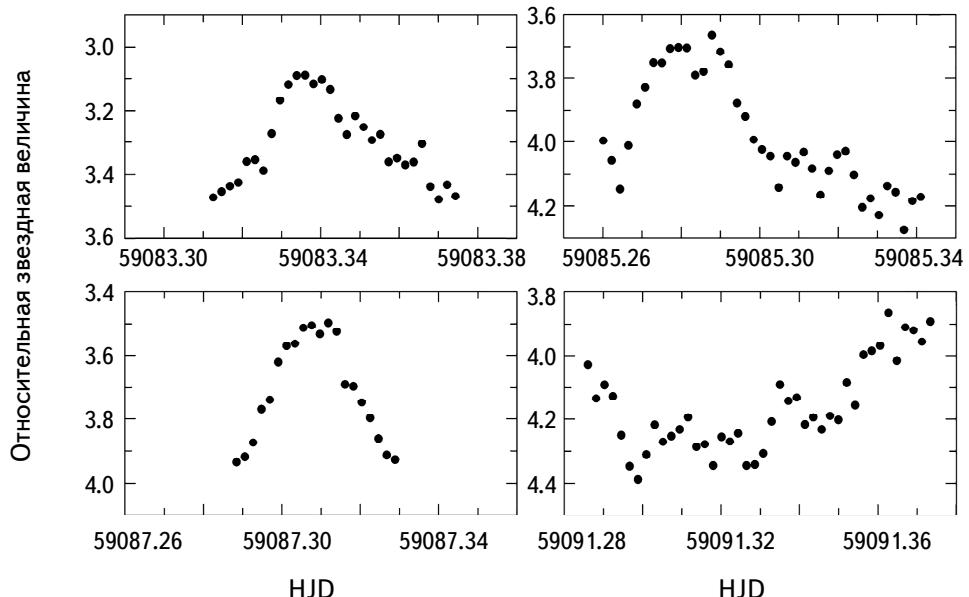


Рис.5. Пример индивидуальных кривых блеска ASASSN-19fy во время поярчаний. Использовалась звезда сравнения USNO-B1.0 1417-0314989, имеющая $R = 13^m.81$.

V и Ic достаточно хорошо повторяют друг друга, а показатель цвета $V - Ic$ не показывает значимой зависимости от блеска сверхгорба.

Сверхгорбы продолжали наблюдаться и на стадии поярчаний. Амплитуда сверхгорбов уменьшалась обратно пропорционально их яркости, кривые блеска с максимальной амплитудой около $0^m.4$ приведены на рис.5.

3.3. Индивидуальные кривые блеска на стадии медленного возвращения к довспышечному состоянию. Через 20 сут после завершения плато сверхвспышки наши наблюдения пришлись уже на более "спокойную" часть кривой блеска, стадию медленного ослабления вспышки без поярчаний. На рис.6 показаны кривые блеска для ночей, полученных на ЗТШ в интервале девять месяцев. Кривые характеризуются ярко выраженными квази-периодическими колебаниями (QPO) с характерным временем около 25-30 мин и изменяющейся амплитудой, в отдельных случаях достигающей $0^m.2$. Эти колебания накладываются на более медленную модуляцию блеска сравнимой амплитуды и в целом затрудняют поиск орбитального периода. Наличие таких QPO подобно таким же колебаниям, зарегистрированным у другой карликовой новой в "провале" периодов - V1006 Cyg [23,24].

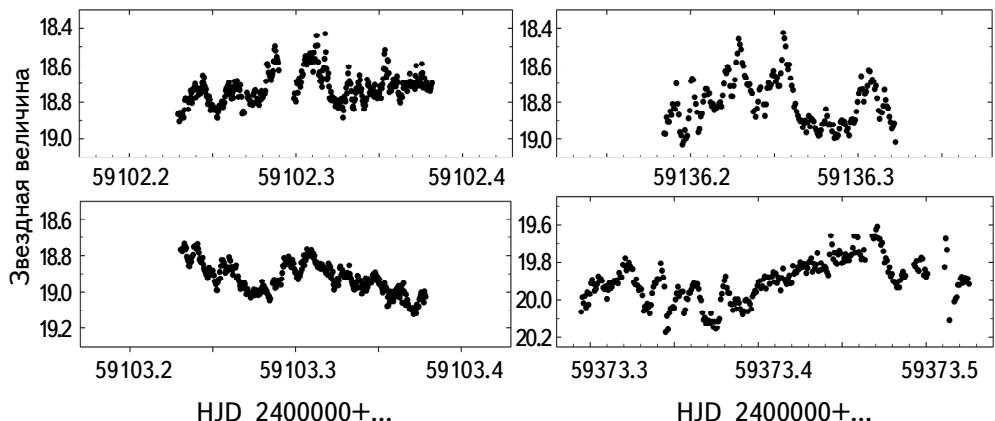


Рис.6. Кривые блеска ASASSN-19fy во вневспышечном состоянии для 2020 и 2021 гг.

4. Эволюция периода сверхгорбов. Мы определили моменты максимумов блеска сверхгорбов во время сверхвспышки и поярчаний (табл.2), и вычислили разности О-С наблюденных (O) и расчетных (C) моментов, используя эфемериду

$$\text{HJD (C)} = 2459071.373 + 0.09278 \cdot E,$$

где E - номер цикла. Результат представлен на рис.7.

Таблица 2

МОМЕНТЫ МАКСИМУМОВ БЛЕСКА (HJD)

HJD (2400000+...)	O-C (сут.)	HJD (2400000+...)	O-C (сут.)	HJD (2400000+...)	O-C (сут.)
59072.3940	0.00042	59074.5240	-0.00352	59079.3620	0.0099
59072.4870	0.00064	59075.2650	-0.00476	59080.2920	0.01212
59073.3220	0.00062	59075.3600	-0.00254	59080.3820	0.00934
59073.4140	-0.00016	59075.4550	-0.00032	59081.3020	0.00154
59073.5080	0.00106	59076.2870	-0.00334	59083.3370	-0.00462
59074.3400	-0.00196	59076.3800	-0.00312	59085.2830	-0.007
59074.4320	-0.00274	59076.4750	-0.0009	59090.3460	-0.0469
59074.4330	-0.00174	59078.3400	0.0085	59091.3670	-0.04648

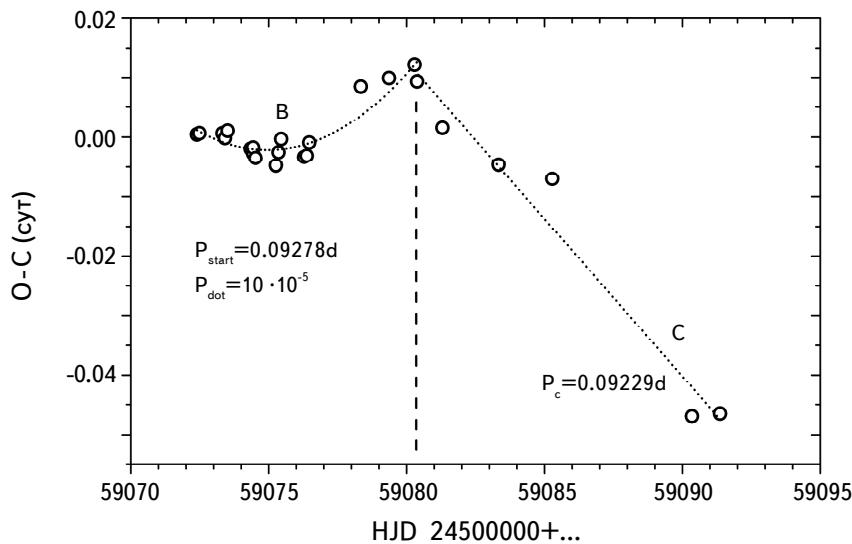


Рис.7. Зависимость О-С для максимумов сверхгорбов во время сверхвспышки и пограничий у ASASSN-19fy. Пунктирная линия проведена через переход О-С между стадиями развития сверхгорбов "B" и "C".

Поведение О-С ясно указывает на стадии "B" и "C" в эволюции сверхгорбов и резкий переход между этими стадиями, случившийся накануне первого пограничия. Ход О-С на стадии "B" хорошо аппроксимируется параболой, соответствующей увеличению периода с производной $(dP/dT)/P = 10 \cdot 10^{-5}$. Период на стадии "C" составил 0.092289(15) сут.

5. *Обсуждение и заключение.* Представленные выше результаты показывают, что объект ASASSN-19fy, находящийся в "провале" периодов,

демонстрирует черты, свойственные как звездам типа SU UMa, включая долгопериодические карликовые новые в "провале", так и короткопериодическим карликовым новым типа WZ Sge. Мы выделили стадии "В" и "С" [11] в эволюции сверхгорбов, определили, что средний период на стадии "В" соответствовал $0.09278(13)$ сут и увеличивался с производной $(dP/dT)/P = 10 \cdot 10^{-5}$. Эти характеристики согласуются с известными эмпирическими данными, приведенными Като и др. [11] для карликовых новых типа SU UMa. В то же время долговременная кривая блеска ASASSN-19fy содержит по крайней мере два поярчания, наблюдавшихся на фоне медленного возвращения к тому блеску, который объект имел до вспышки. Эта особенность до последнего времени считалась уникальной чертой именно короткопериодических карликовых новых типа WZ Sge [25]. Однако в последние годы стали появляться сообщения о наблюдении от одного до пяти поярчаний у некоторых из 11 долгопериодических систем, находящихся как в "провале", так и выше него (V1006 Cyg, MN Dra, ASASSN-14ho, CSS101212:002657+284933, ASASSN-18aan, ASASSN-19ax, QZ Ser, MIS 1448, OGLE-BLG-DN-0174, OGLE-BLG-DN-0595, ASASSN-15cm [23,26-34]). Таким образом, ASASSN-19 fy является 12-м членом этой группы. Природа поярчаний в настоящее время окончательно не выяснена (см. обзор свойств поярчаний у карликовых новых типа WZ Sge и различных предположений об их причине в статье Мейер и Мейер-Хофмейстер [35]). В частности, авторы заметили, что чаще всего поярчания имеют более крутую восходящую ветвь и более пологую нисходящую, т.е., развитие вспышки идет из внешних частей аккреционного диска во внутренние. Гораздо реже наблюдаются поярчания с противоположной асимметрией профиля, что соответствует распространению вспышки из внутренних частей диска во внешние. Именно такая особенность поярчаний была зарегистрирована нами у ASASSN-19fy.

Като [27] предположил, что требуется дополнительный резервуар вещества, чтобы обеспечивать появление поярчаний после сверхвспышки. У звезд типа WZ Sge это может быть вещество за пределами 3:1 резонансной орбиты. У долгопериодических систем, находящихся вблизи границы стабильности 3:1 резонанса, слабость резонанса может привести к преждевременному исчезновению вспышки и образованию запаса неаккреционированного вещества. Однако необходимы как наблюдения у других карликовых новых этого эффекта, так и теоретические подтверждения предложенной идеи.

Авторы работы благодарны коллективу, обеспечивающему использование ресурса The International Variable Star Index (база данных AAVSO). Часть наблюдательных данных, полученных и обработанных КАА, выполнены при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования Российской

Федерации 075-15-2022-250 (13.МНПМУ.21.0003) "Многоволновое исследование нестационарных процессов во Вселенной".

¹ ФГБУН, Крымская астрофизическая обсерватория РАН,
Республика Крым, e-mail: erpavlenko@gmail.com

² Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук,
Нижний Архыз, Россия

³ Институт астрофизики, Национальная академия наук, Республика
Таджикистан

ASASSN-19fy: THE FEATURES OF A DWARF NOVA IN THE "PERIOD GAP"

O.I.ANTONYUK¹, E.P.PAVLENKO¹, K.A.ANTONYUK^{1,2}, N.V.PIT¹,
A.A.SOSNOVSKIJ¹, G.I.KOKHIROVA³, F.D.RAKHMATULLAEVA³

Photometric investigations of the dwarf nova ASASSN-19fy in the period gap were carried out in 2020-2021 during 24 nights in the Crimean astrophysical observatory of RAS and 3 nights in Sanglokh International astronomical observatory of Institute of Astrophysics, National Academy of Sciences of Tajikistan. Observations covered superoutburst, two rebrightenings and slow return to quiescence. During this time superhumps have been observed. The stage of developed superhumps "B", their dying stage "C" as well as transition between them were identified. The mean superhump period at stage "B" was 0.09278(13) days, it increased with a rate of $(dP/dT)/P = 10 \cdot 10^{-5}$. At stage "C" the superhump period was 0.092289(15) days. It is shown that ASASSN-19fy is the twelfth object to join the group of long-period dwarf novae resembling WZ Sge-type stars.

Keywords: *stars: dwarf novae: outbursts: superhumps: ASASSN-19fy*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.B.Davis, B.J.Shappee, A.Shappee et al.*, American Astron. Soc, **225**, 344, 2015. <http://cv.asassn.astronomy.ohio-state.edu/>.
2. *B.Warner*, *Astrophys. Space Sci.*, **226**, 187, 1995.
3. *C.Knigge, I.Baraffe, J.Patterson*, *Astron. J. Sup.*, **194**, 28, 2011.

4. *S.B.Howell, L.A.Nelson, S.Rappaport*, *Astrophys. J.*, **550**, 897, 2001.
5. *R.Stehle, U.Kolb, H.Ritter*, *Astron. Astrophys.*, **320**, 136, 1997.
6. *R.F.Webbink, D.T.Wickramasinghe*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **335**, 1, 2002.
7. *R.Whitehurst*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **232**, 35, 1988.
8. *Y.Osaki*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **108**, 39, 1996.
9. *M.Hirose, Y.Osaki*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **42**, 135, 1990.
10. *S.H.Lubow*, *Astrophys. J.*, **381**, 268, 1991.
11. *T.Kato, A.Imada, M.Uemura et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **61**, 395, 2009.
12. *T.Kato, H.Maebara, M.Uemura et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **62**, 1525, 2010.
13. *E.P.Pavlenko, T.Kato, A.A.Sosnovskij*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **66**, 111, 2014.
14. *T.Kato, F.-J.Hambach, B.Monard et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **68**, 65, 2016.
15. *T.Kato*, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/23064>, 2019.
16. *T.Kato*, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/24519>, 2020.
17. *T.Vanmunster*, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/24521>, 2020.
18. *T.Kato*, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/24522>, 2020.
19. *T.Kato*, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/24586>, 2020.
20. *T.Kato*, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/24620>, 2020.
21. *J.Smak*, *Astrophys. Space Sci.*, **131**, 497, 1978.
22. *Ya.Pel't*, Frequency analysis of astronomical time series, Valgus, Tallin, 1980.
23. *T.Kato, E.P.Pavlenko, A.V.Shchurova et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **68**, 4, 2016.
24. *E.P.Pavlenko, S.Yu.Shugarov, O.A.Simon et al.*, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, **48**, 339, 2018.
25. *T.Kato*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **67**, 108, 2015.
26. *S.V.Antipin, E.P.Pavlenko*, *Astron. Astrophys.*, **391**, 565, 2002.
27. *T.Kato*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **72**, 2, 2020.
28. *T.Kato, T.Tordai, C.Littlefield et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **69**, 4, 2017.
29. *Ya.Wakamatsu, J.R.Thorstensen, N.Kojiguchi et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **73**, 1209, 2021.
30. *T.Kato, H.Itoh, S.Kiyota et al.*, <https://arxiv.org/abs/2111.01304>, 2021.
31. *J.R.Thorstensen, W.H.Fenton, J.Patterson et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **114**, 1117, 2002.
32. *T.Kato*, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/24912>, 2020.
33. *P.Mróz, A.Udalski, R.Poleski et al.*, *Acta Astron.*, **65**, 313, 2015.
34. *T.Kato*, <https://arxiv.org/abs/2302.09713>, 2023.
35. *F.Meyer, E.Meyer-Hofmeister*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **67**, 52, 2015.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-245

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ Ae/Be ЗВЕЗДЫ HD190073

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 15 марта 2023

Принята к печати 22 мая 2023

Сделана попытка объяснить внезапное изменение поверхности структуры магнитного поля звезды HD190073, типа Haе/Be, при предположении переменной нестационарности верхних слоев звезды, которая происходит вследствие аккреции и горения дейтерия. Одновременно приведены данные, которые противоречат предположению генерации магнитного поля внутри конвективного ядра.

Ключевые слова: Ae/Be звезды: HD190073: магнитное поле

1. *Введение.* В работе [1] описывается внезапное (с точки зрения длительности жизни звезды до Главной последовательности (ГП)) формирование нового магнитного ротатора Ae/Be Хербига (Haе/Be) HD190073 и делается попытка объяснения этого явления. Наше представление об этом событии существенно отличается. В данной работе внезапное появление дипольного магнитного поля объясняется с точки зрения сценария происхождения и эволюции магнитных Ap звезд, рассмотренного в ряде работ [2-5]. Однако сначала всего рассмотрим структуру магнитного поля звезды.

2. *Модель магнитного поля Haе/Be звезды HD190073.* В работе [1] приводятся основные, необходимые нам, параметры звезды: $T_{\text{eff}} = 9250 \text{ K}$, $R = 3.6 R_{\odot}$. В работе [6] определены среднее значение $v \sin i = 4.3 \text{ км/с}$ и период вращения звезды $P = 39.8 \text{ сут}$. Используя известную формулу линейной скорости экваториальной области $v = 50.6R/P = 4.55 \text{ км/с}$ [7], получаем величину угла $i = 71^\circ$ (при предположении, что формула действительна для звезд Haе/Be). В работе [6] приведены данные о предельных величинах синусоидального изменения продольного магнитного поля $B_e = -35 \div +55 \text{ Гс}$. Наблюдательные данные 2012г. хорошо воспроизводятся с помощью синусоидальной кривой, что говорит об обнаружении вращательной периодичности изменений параметров. Таким образом, в этот период времени звезда вела себя как наклонный магнитный ротатор. Из-за недостаточного количества данных невозможно точно определить структуру магнитного поля звезды, поэтому предполагаем наиболее вероятную модель центрального магнитного диполя. Моделирование

выполнено методом, разработанным в [8]. В результате получены следующие параметры: среднее поверхностное магнитное поле $B_s = 45$ Гс, магнитное поле на магнитных полюсах $B_p = \pm 66$ Гс, угол наклона оси диполя к плоскости экватора вращения $\alpha = 30^\circ$. Очевидно, что звезда имеет все признаки магнитных Ар-объектов, кроме относительной слабости поля. Но НАе/Ве звезды, как правило, обладают слабым и даже очень слабым полем, что имеет свои объяснения (см. далее, раздел 5). В настоящее время известны и другие примеры магнитных НАе/Ве звезд, например HD72106, 101412, 200775, V381 Ori [9]. На рис.1 приведена диаграмма эволюционных треков, где изучаемая звезда HD190073 обозначена звездочкой, а остальные кружками. Штриховой линией показана линия рождения [10], на которой звезды частично освобождаются от газопылевого облака и становятся видимыми. Звезда HD190073 находится на половине пути между линией рождения и ZAMS. Это значит, что она еще окружена оболочкой, а внутренняя магнитная структура магнитного поля еще не успела сформироваться до конца. В этот период акреция продолжается, но в более слабой степени, чем в период "до линии рождения", а также продолжается поверхностное горениедейтерия [10], звезда продолжает сокращаться.

Следует сделать отдельное замечание относительно сильного отклонения звезды HD200775 ($T_{\text{эфф}} = 17000$ К) от ZAMS. Она находится вне зоны видимости звезды в стадии НАе/Ве, но поскольку магнитное поле у нее измерено и видны фотосферные спектральные линии, то это значит, что она уже прошла момент ZAMS и эволюционирует в пределах полосы ГП.

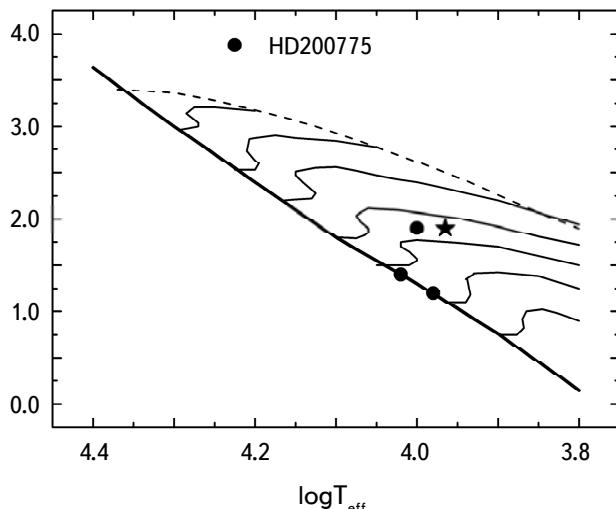


Рис.1. Эволюционные треки на диаграмме Герцшпрунга-Рессела и положение изучаемых НАе/Ве звезд на ней (см. текст). Звездочкой отмечено положение HD190073.

Следует заметить, что у эмиссионных звезд абсолютная болометрическая величина Mb может быть определена с большой ошибкой.

3. Главная проблема: поведение магнитного поля HD190073 со временем. Рассмотрим теперь результаты исследования звезды HD190073, выполненного в работе [6], и попытаемся проанализировать приведенный в этой работе сценарий эволюции ее магнитного поля. Все наблюдения показали признаки зеемановского эффекта в спектрах, что указывает на то, что HD190073 звезда магнитная. Авторы считают, что магнитное поле, заметное в течение многих лет, имеет реликтовое происхождение.

За 2005-2009гг. зеемановский эффект казался постоянным. В этот период не было заметных изменений ни в фотосферных спектральных линиях, ни в линиях окружающей оболочки. В связи с этим Катала [1] предложил 3 гипотезы отсутствия переменности магнитного поля: 1) звезда видна с полюса вращения, 2) магнитная ось и ось вращения совпадают, 3) период вращения слишком велик по сравнению с длительностью наблюдений. Но в 2012г. [6] было замечено, что величина магнитного поля изменяется с периодом 40 дней, поэтому гипотеза 1) исключается. Более того, факт периодичности вращения около 40 дней опровергает гипотезу 3). Поэтому Катала оставил для рассмотрения единственный вариант - до 2011г. магнитная ось совпадала с осью вращения.

За 2009 и 2011гг. произошли изменения, которые повлияли на конфигурацию (наклон) магнитного поля. Период изменений, равный 40сут, подходит почти ко всем данным 2012г., но не очень хорошо подходит к данным 2011г. Данные 2011г., не отличаются сильной переменностью, они более хаотичны, чем данные 2012г. Авторы [6] предполагают, что в течение сезона наблюдений 2011г. структура поля поменяла свою внутреннюю геометрию, и вариации из-за вращения составляли лишь незначительную часть наблюдаемых изменений. В 2011г. магнитное поле еще не достигло стабильной дипольной конфигурации.

В 2012г. возникла уже стабильная синусоидальная модуляция магнитного поля (всего за три года!). Естественно предположить, что эта модуляция происходила из-за вращения с периодом 40 сут. Таким образом, в этот период звезда вела себя уже как наклонный магнитный ротор.

4. Возможное объяснение поведения магнитного поля. Согласно работы [6] поведение магнитного поля HD190073 заключается в следующем. Возникшее конвективное ядро генерирует полоидальное динамо-поле, которое взаимодействует с полоидальным реликтовым полем на границе конвективного ядра. Взаимодействие между ними вызывает изменение геометрии, поле становится наклонным, т.е. возникает конфигурация наклонного магнитного ротора.

Данная гипотеза требует, чтобы начальным условием было совпадение оси вращения и направления полоидального поля. Опыт показывает, что это достаточно редкое событие. Второе требование заключается в необходимости возникновения генерации достаточно сильного полоидального поля, сравнимого с реликтовым. Третье требование заключается в том, чтобы вращение конвективного ядра и звезды происходило бы с одинаковым периодом. Иначе на границе конвективного ядра могут возникнуть значительные нестабильности [11]. Трудности представленного предположения заключаются в следующем:

а) Гипотеза формирования магнитного поля в конвективных ядрах Ар звезд в настоящее время не имеет физических оснований [3]. Тема дискутировалась в течение многих лет, пока не утвердилась реликтовая гипотеза [12-14]. Поддержка реликтовой гипотезы, в частности, формулируется в [3]. Это главная причина, отвергающая гипотезу магнитного динамо в магнитных звездах.

б) Полоидальное магнитное поле, возникшее в области конвективного ядра, не успеет всплыть до конца жизни ($t = 10^9$ лет) звезды на ГП [15,16], тогда как у звезды HD190073, возраст которой всего $t \approx 10^6$ лет, переориентация по всему объему звезды и всплытие новой структуры предполагается в течение одного-двух лет (раздел 3). Учитывая медленную скорость всплытия магнитных структур можно было бы сразу отказаться от предлагаемого авторами сценария. Но рассмотрим и другие свойства магнитных полей звезд, не поддерживающие предлагаемую гипотезу.

в) Напряженность магнитного динамо-поля зависит от скорости вращения звезды, а такая зависимость у магнитных звезд отсутствует (рис.2, см. разд. 4г).

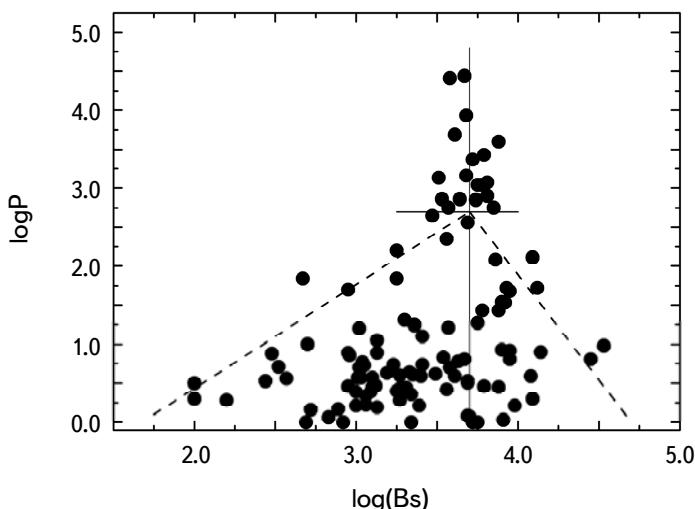


Рис.2. Зависимость периода вращения магнитной звезды от величины магнитного поля (пояснение в тексте).

Следует ожидать также существование зависимости $\alpha(\log P)$, потому что чем быстрее скорость вращения, тем сильнее генерируемое поле, и тем сильнее его влияние на величину реликтового поля и на угол α , в соответствии с предположением [6]. Такая зависимость приведена на рис.3, где линейная регрессия (1) не показывает наличия зависимости.

$$\alpha = (23.4 \pm 4.2) + (2.5 \pm 3.1)T_{eff}. \quad (1)$$

Таким образом, нет признаков работы динамо-механизма и его влияния на наклон α .

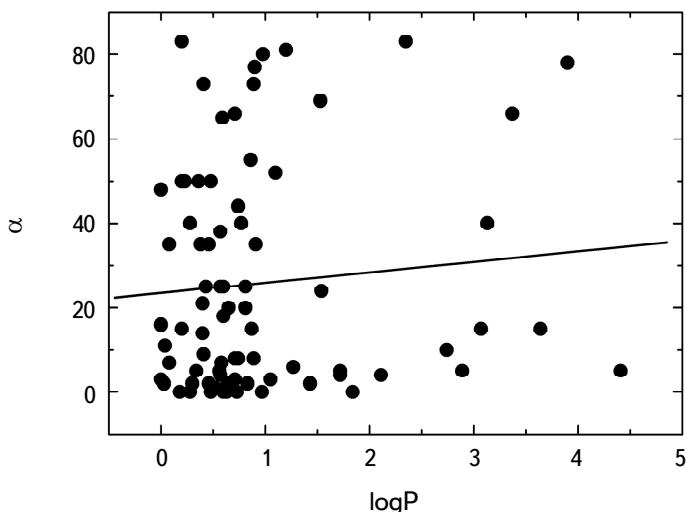


Рис.3. Средняя величина угла α не зависит от величины периода вращения. Звезды с $P > 100^d$ фактически не вращаются.

Другое замечание состоит в том, что магнитные звезды с $\log P > 2$ фактически не вращаются (рис.2), динамо-механизм у них не мог генерировать магнитное поле вообще. В то же время звезды в диапазоне $\log P > 2$ имеют магнитное поле и у них наблюдаются все углы α , как у быстро вращающихся магнитных звезд в диапазоне $\log P = 0.5 - 1$.

г) Рассмотрим зависимость на рис.2 $\log P(\log B_s)$ [17] более подробно. Левая часть зависимости показывает, что чем сильнее магнитное поле, тем медленнее вращается звезда. Эта зависимость, наряду с другими данными, показывает, что магнитное поле не генерируется путем динамо-механизма, но она является следствием произошедшего "магнитного" торможения магнитных протозвезд. Четкость зависимости свидетельствует о том, что она не искажена в течение эволюции каким-либо дополнительным эффектом. Однако правая половина зависимости как будто противоречит левой, но она возникает вследствие более тесного взаимодействия сильного поля с окружающим

протозвезды облаком. В работе [18] делается предположение, что при сильных полях магнитосфера протозвезды начинает влиять на большие объемы окружающих облаков, теряя эффективность потери момента вращения.

Дополнительно к сказанному следует рассмотреть следующую особенность рис.2. Процесс потери момента вращения с участием магнитного поля произошел только в случае тех звезд, которые имеют $\log P \lesssim 2 - 2.5$, тогда как объекты с $\log P \gtrsim 2 - 2.5$ не испытывали "магнитного" торможения [18]. Предполагается [19], что малый момент вращения им достался от самого "медленного" конца начального распределения скоростей вращения магнитных протозвезд. Это свойство дополнительно можно видеть из рис.4, где показано распределение звезд по периодам вращения $N/N_{\max}(\log P)$. По характеру распределения магнитные звезды состоят из двух групп с $\log P \lesssim 2 - 2.5$ и $\log P \gtrsim 2 - 2.5$, обозначенных как А и В. Распределение периодов звезд группы А близко к гауссовому, тогда как распределение периодов звезд группы В нарушает эту закономерность. При построении зависимостей от величины магнитного поля с использованием звезд с $\log P \gtrsim 2 - 2.5$ возникает большой разброс точек, но если использовать объекты с $\log P \lesssim 2 - 2.5$, то разброс получается минимальным. Таким образом, происхождение и эволюция звезд группы В чем-то отличаются от звезд группы А. Предположительно, они не испытывали потерю момента вращения с участием магнитного поля. На рис.2 видно, что периоды вращения этих звезд не зависят от величины магнитного поля, все они имеют поле порядка 5 кГс. Это связано с крайней избирательностью методики измерений [20] у звезд SrCrEu типа по величинам B_s и $v \sin i$. Оценки B_s возможны только у тех объектов, у которых B_s

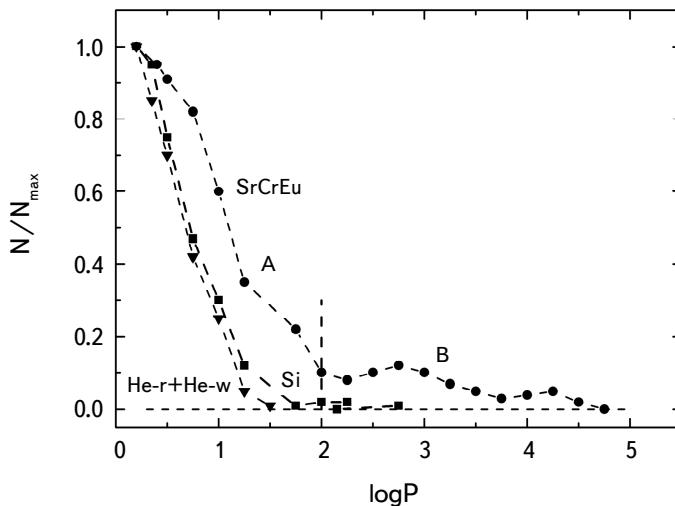


Рис.4. Распределение магнитных звезд разных типов пекулярности по величинам периодов вращения.

максимальны а $v \sin i$ минимальны. Для звезд других типов пекулярности данная методика не использовалась, поэтому на рис.4 нет объектов с $\log P \geq 2 - 2.5$, но очевидно, что они должны быть.

д) Конвективное ядро имеется у всех магнитных Ar-звезд, но нет признаков того, что генерируемое в нем полоидальное магнитное поле как-то влияет на структуру и величину поля всех известных магнитных звезд в течение их эволюции. Если всплытие искаженного магнитного поля в какой-либо звезде происходит в период эволюции на ГП, то это явление будет замечено. Чем больше возраст звезды, тем сильнее должен быть изменен угол α . Исследование магнитных конфигураций Ar-звезд показало их исключительную стабильность в течение всего времени жизни на ГП [21,22], которая обеспечивается высокой проводимостью и динамической стабильностью звездного вещества. На рис.5 показана зависимость углов наклона магнитных диполей к плоскости экватора вращения у звезд разных возрастов [21]. Линейная регрессия не показывает никаких признаков зависимости, структуры магнитного поля Ar-звезд совершенно стабильны во времени.

$$\alpha = (40 \pm 70) - (1.8 \pm 8.4) \log t. \quad (2)$$

Магнитные звезды вращаются твердоцельно. Таким образом, в данном случае нет признаков работы динамо-механизма и его влияния на структуру магнитных полей Ar-звезд.

е) Итак, генерируемое в ядре поле, как предполагается в [6], должно влиять, в первую очередь, на наклон магнитного поля в звезде. Однако хорошо известно преимущественное направление магнитных полей по

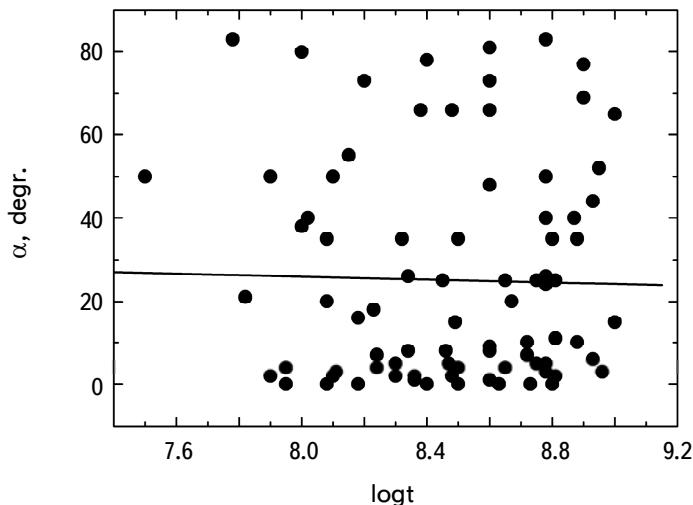


Рис.5. Демонстрация стабильности величины угла α со временем.

отношению к плоскости экватора вращения, оно характерно малыми углами α . В настоящее время это свойство объясняется избирательностью механизма потери момента вращения магнитных протозвезд по отношению к ориентации $\alpha < 20^\circ$ магнитного поля [19,21,23-25] и никоим образом не связано с генерацией магнитного поля в конвективном ядре. Эта зависимость показана на рис.6а и она четко показывает преимущественную ориентацию магнитных

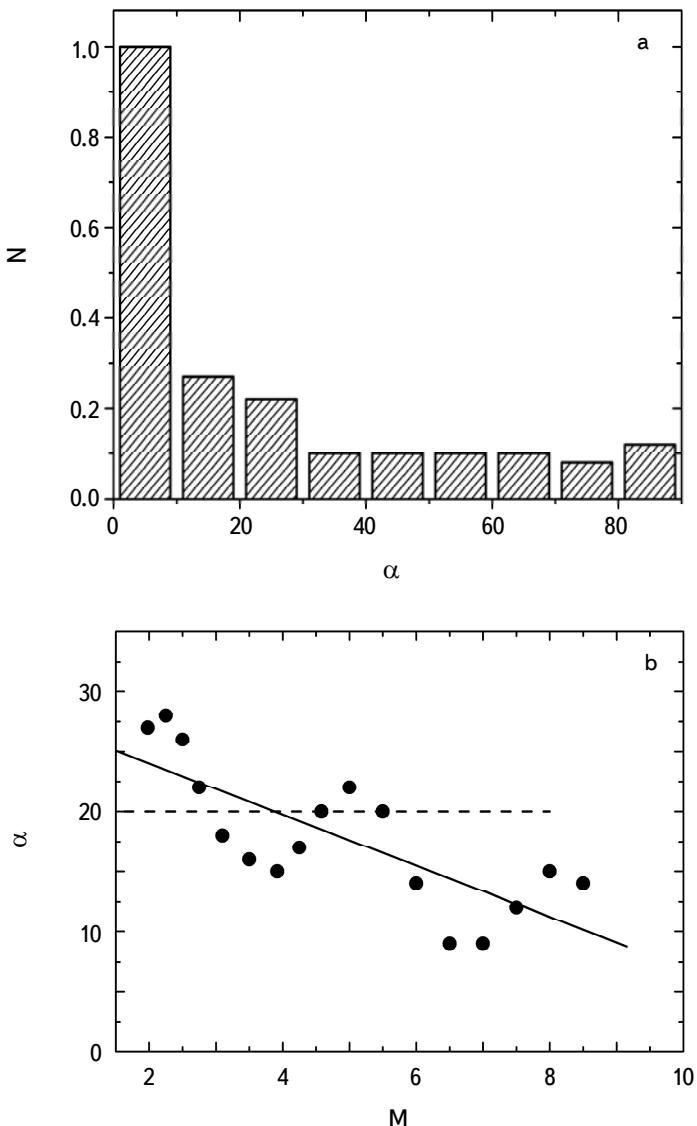


Рис.6. Демонстрация зависимости потери момента вращения от угла α . а) Количество звезд с малыми углами α преобладает. б) Доля звезд с малыми углами α больше среди массивных объектов. Объяснение в тексте.

диполей внутри звезд. Количество звезд на 1° в диапазоне $\alpha = 0 - 20^\circ$ в 7 раз превышает количество звезд на 1° в диапазоне $\alpha = 20 - 90^\circ$. Процесс отбора звезд с $\alpha < 20^\circ$ происходит на стадии эволюции магнитных протозвезд, и если бы существовал эффект переориентации α под действием генерированных магнитных полей, то зависимость на рис.6а исчезла бы. С другой стороны, если бы иерархия начальных магнитных полей оказалась бы под действием иерархии генерированных полей, то вряд ли это привело к наблюдаемой на рис.6а закономерности. Дополнительно к сказанному представляем рис.6б, где показана зависимость средней величины угла α у звезд разной массы. Оказывается, что доля малых углов α у массивных звезд больше, чем у мало массивных. Как это связано с потерей момента вращения? Получается, что требование малой величины угла в случае потери момента вращения массивных звезд более критично, чем в случае маломассивных объектов.

ж) Очевидно, следует ожидать, что величина угла наклона оси диполя к плоскости экватора вращения α зависит от величины магнитного поля B_s звезды. При слабом поле B_s влияние генерируемого поля будет сильнее. Такая зависимость показана на рис.7, причем линейная регрессия и здесь не показывает наличия зависимости, а это значит, что не существует влияния предполагаемого динамо-поля на величины B_s магнитных звезд и на ориентацию магнитных полей.

$$\alpha = (22.8 \pm 3.7) + (0.31 \pm 0.55)B_s. \quad (3)$$

В конце данного рассуждения следует сделать замечание, что напряженность

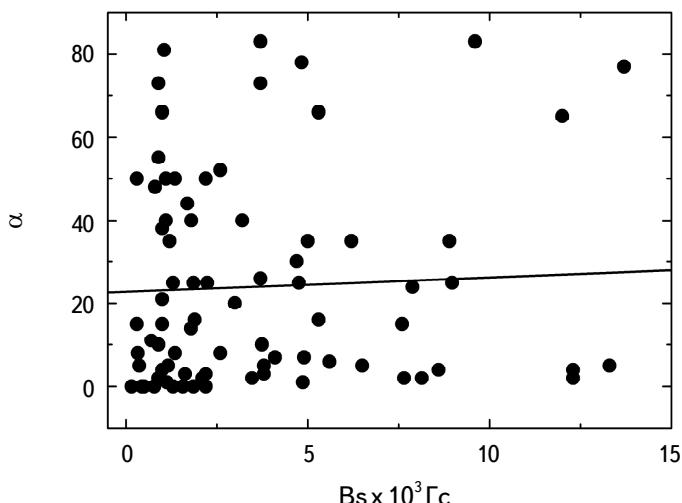


Рис.7. Средняя величина угла α не зависит от величины магнитного поля звезды.

реликтового магнитного поля в звездах колеблется в очень широких пределах и трудно понять, искажено ли оно внешними воздействиями в процессе эволюции. Но сохранение таких заметных зависимостей как $\log P(\log B_S)$ на рис.2 и $N(\alpha)$ на рис.6 после потери момента вращения указывает на отсутствие значительных искажающих эффектов.

5. Новое объяснение поведения магнитного поля HD190073. В данной работе предлагается иное объяснение поведения магнитного поля HD190073. Для этого рассмотрим вероятную реликтовую гипотезу формирования и эволюции магнитных звезд в период эволюции от нестационарной фазы до ZAMS, которая обсуждалась, в частности, в [2,3,19]. Как бы ни была запутана первоначальная структура магнитного поля у магнитной протозвезды, полный вектор всегда будет иметь некоторую среднюю величину и направление. После нестационарной фазы, очевидно, магнитная структура протозвезды усложняется по сравнению с ранним периодом времени, но основная полоидальная составляющая по всем признакам сохраняется. Это мы видим, в частности, на основании зависимости периода вращения от величины среднего поверхностного магнитного поля $\log P(\log B_S)$ (рис.7), которая сформировалась на ранних этапах в период потери момента вращения протозвезды. После нестационарной фазы возникает конвективно устойчивая лучистая молодая звезда, но с конвективным ядром внутри и аккреционным диском. Конвективное ядро разрушает магнитную структуру внутри себя, но вокруг ядра первоначальная структура остается без изменений. Поскольку молодая звезда динамически стабильна, то после нестационарной фазы в ней сохраняется крупномасштабная полоидальная структура, а мелкомасштабная составляющая сразу же начинает подвергаться омической диссипации за время, обратно пропорциональное квадрату размеров магнитных ячеек (неоднородностей). К моменту выхода Haе/Be звезды к ZAMS мелкие неоднородности "выгорают" и остается начальная крупномасштабная полоидальная структура, которая в первом приближении описывается теоретическим магнитным диполем и у магнитных звезд малой массы сохраняется до возраста $t = 10^9$ лет. На поверхности Haе/Be звезды наблюдается мелкомасштабная поверхностная турбулентность, образующаяся в результате акреции и горениядейтерия [10]. Турбулентция разрушает поверхностное магнитное поле и экранирует внутреннюю структуру поля, и только иногда его можно заметить у некоторых магнитных Haе/Be объектов, когда поверхностная нестабильность слабеет. После выхода звезды на ZAMS акреция и поверхностное горениедейтерия прекращаются и силовые линии внутренней структуры магнитного поля всплывают на поверхность. Медленное вращение магнитных звезд приводит к их динамической стабильности и диффузии химических элементов. Такие звезды

становятся типичными магнитными химически пекулярными объектами. Такова наша точка зрения на сценарий эволюции магнитных НAe/Be звезд. В период "до линии рождения" нет возможности наблюдать поверхность звезды, но после этого наблюдаются периоды времени, когда турбулентия моментами уменьшается и есть возможность получать спектроскопические данные о поверхностных слоях. В момент таких "окон" становится видимой атмосфера и можно изучить переменность циркулярной поляризации. Такие периоды, очевидно, могут быть достаточно кратковременными по сравнению с длительностью фазы НAe/Be, что и наблюдается у звезды HD190073. Уже ранние наблюдения показывали сильную фотометрическую и спектральную переменность звезд НAe/Be [10,26,27], вызванную нестабильностью поверхностных слоев. Переменная интенсивность турбулентции вызывает нестабильное поведение силовых линий магнитного поля, запутывание, потерю направления и напряженности поля. Приведенный анализ еще раз показывает отсутствие признаков магнитного динамо в конвективном ядре магнитных звезд.

6. *Заключение.* Итак, в конвективном ядре как у звезды HD190073, так и у всех магнитных Ar-звезд нет признаков работы магнитного динамо. По всем признакам эта звезда находится в стадии эволюции "до ZAMS", на поверхности которой продолжаются нестационарные явления, вызванные слабой акрецией, а также турбулентией из-за поверхностного горениядейтерия. Оба процесса крайне нестабильные во времени, в результате чего спектральные свойства звезды изменяются в широких пределах. В минимуме активности поверхностные слои стабилизируются вместе с магнитным полем. В момент выхода звезд на ZAMS турбулентия и горение дейтерия прекращаются, верхний слой атмосферы стабилизируется и силовые линии внутреннего дипольного магнитного поля всплывают на поверхность. В процессе рассмотрения данной проблемы еще раз приведены данные против гипотезы динамо в магнитных звездах. Из приведенного списка литературы видно, что на основании современных данных наиболее вероятной гипотезой происхождения магнитных звезд продолжает оставаться реликтовая.

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

PECULIARITIES OF THE MAGNETIC FIELD BEHAVIOR OF THE Ae/Be STAR HD190073

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

An attempt is made to explain the sudden change in the surface magnetic field structure of the HAe/Be-type star HD190073 under the assumption of variable non-stationarity of the upper layers of the star, which occurs due to accretion and deuterium burning. At the same time, we present data that contradict the assumption of magnetic field generation within the convective core.

Keywords: *Ae/Be stars: HD190073: magnetic field*

ЛИТЕРАТУРА

1. *C.Catala et al.*, Astron. Astrophys., **462**, 293, 2007.
2. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **57**, 315, 2014.
3. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **72**(3), 305, 2017.
4. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **76**(3), 100, 2021.
5. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **76**(4), 435, 2021.
6. *E.Alecian et al.*, Astron. Astrophys., **549**, L8, 2013.
7. *M.Netopil et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **468**, 2745, 2017.
8. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, Bull. SAO, **56**, 25, 2003.
9. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **74**(1), 66, 2019.
10. *F.Palla, S.W.Stahler*, ASP Conf. Ser., **62**, 391, 1994.
11. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **63**(3), 376, 2020.
12. *T.G.Cowling*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **105**, 166, 1945.
13. *L.Spitzer*, Diffuse matter in space, New York, Interscience Publication, 1968.
14. *L.Mestel*, in Magnetic and Related Stars, Ed. by R.C.Cameron, p.101, 1967.
15. *E.Parker*, Cosmical magnetic fields, Clarendon press, Oxford, 1979.
16. *M.Schuessler, A.Paehler*, Astron. Astrophys., **68**, 57, 1978.
17. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **59**(3), 321, 2016.
18. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **77**(2), 166, 2022.
19. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **76**(3), 100, 2021.
20. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., 2023 (in press).
21. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **59**(3), 321, 2016.
22. *Yu.V.Glagolevskij, A.F.Nazarenko*, Astrophysics, **62**(4), 491, 2019.
23. *T.Ch.Mouschovias, E.V.Paleologou*, Astrophys. J., **230**, 204, 1979.
24. *G.W.Preston*, Astrophys. J., **150**, 547, 1967.
25. *J.D.Landstreet*, Astrophys. J., **159**, 1001, 1970.
26. *V.S.Shevchenko*, The Herbig Ae/Be stars, FAN, Tashkent, 1989.
27. *N.S.Schulz*, From Dust to Stars, Chichester, 2004, (Chapter 6).

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-257

ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ CQ Tau НА ВРЕМЕННОМ ИНТЕРВАЛЕ 125 ЛЕТ

В.П.ГРИНИН^{1,2}, Л.В.ТАМБОВЦЕВА¹, О.Ю.БАРСУНОВА¹,
Д.Н.ШАХОВСКОЙ³

Поступила 29 марта 2023

Звезда CQ Tau принадлежит семейству молодых звезд типа UX Ori и характеризуется очень сложным фотометрическим поведением и сложной структурой околозвездного окружения. В нашей статье на основе опубликованных фотометрических наблюдений построена кривая блеска этой звезды продолжительностью 125 лет. Из нее следует, что в изменениях блеска звезды кроме случайной составляющей, характерной для звезд типа UX Ori, присутствует также большая по амплитуде периодическая компонента с периодом 10 лет. Ее существование было заподозрено ранее. Новые наблюдения подтверждают ее реальность. Это указывает на существование в окрестности звезды второго компонента. Потоки вещества и волны плотности, вызванные движением компаньона, приводят к периодическим изменениям околозвездной экстинкции и блеска звезды. Этот результат обсуждается в контексте недавних наблюдений CQ Tau с высоким угловым разрешением.

Ключевые слова: звезда типа UX Ori: фотометрическая активность:
периодические изменения

1. *Введение.* Звезда CQ Tau ($Sp = F5\ IVe$, Мора и др. [1]) является одной из самых активных звезд типа UX Ori. Ее блеск в видимой области спектра непрерывно изменяется с амплитудой около 3^m . Звезда демонстрирует все признаки, характерные для звезд этого семейства, в том числе так называемый, эффект "поголубения", заключающийся в смещении показателей цвета звезды в минимумах блеска в голубую область спектра. Этот эффект впервые наблюдался именно у CQ Tau (Гетц и Венцель, [2]) и его первая интерпретация была основана на предположении, что эта звезда является двойной и имеет слабый голубой компаньон (Венцель [3]). Когда главный компонент экранируется околозвездным пылевым облаком, излучение голубого компаньона начинает доминировать. К гипотезе о двойственности CQ Tau мы еще вернемся в конце статьи, а пока отметим, что обнаружение аналогичного эффекта "поголубения" у других звезд типа UX Ori закрыло идею о двойственности, как возможной причине этого эффекта. Принятое сейчас объяснение этого эффекта предполагает, что источником голубого излучения звезд типа UX Ori является рассеянное излучение протопланетных дисков, вклад которого усиливается во время глубоких минимумов [4]. Подтверждением

этой модели послужили наблюдения высокой линейной поляризации в минимумах блеска этих звезд (см. [5] и цитированную там литературу). На основании этих наблюдений было высказано предположение, что околозвездные диски звезд типа UX Ori наклонены под небольшим углом к лучу зрения, что и является основной причиной их специфической переменности.

Это предположение было поддержано интерферометрическими наблюдениями (см. Креплин и др. [6]) и цитированную там литературу). Однако в случае CQ Tau ситуация оказалась сложнее. Интерферометрия в ближней инфракрасной (ИК) области спектра показала (Эйснер и др. [7]), что угол наклона внутренней области околозвездного диска к лучу зрения равен 42° , что противоречит статусу звезды типа UX Ori. Интерферометрические наблюдения в субмиллиметровом диапазоне спектра оказались еще более неожиданными. Они показали, что периферийная часть диска наблюдается почти с полюса (Чапиллон и др., [8]), и этот результат был подтвержден наблюдениями на интерферометре ALMA (Убейра-Габеллини и др. [9]).

Не менее сложна и многолетняя кривая блеска звезды (Миникулов и др. [10]; Шаховской и др. [11]; Гринин и др. [12]). По данным этих работ мы можем проследить за фотометрической активностью CQ Tau в течение около 100 лет. Первые наблюдения выполнялись фотографическим методом и из них следует, что в течение довольно длительного времени (около 50 лет) звезда была яркой и ее блеск флюктуировал в пределах $0^m.4 - 0^m.7$ [12]). В середине прошлого века фотометрическая активность CQ Tau претерпела сильные изменения: у звезды стали наблюдаваться глубокие минимумы блеска, с амплитудой до $2^m - 3^m$. Кроме стохастической переменности в изменениях блеска звезды стали наблюдаваться продолжительные циклы. Анализ фотометрического ряда показал (Шаховской и др. [11]), что у звезды наблюдаются два основных периода: около 20-21 года и примерно вдвое меньший, продолжительностью около 10 лет. После их удаления обнаружился еще один, более короткий период, продолжительностью около 3 лет.

Учитывая большую продолжительность циклов активности, для их подтверждения нужны новые наблюдения. Последнее по времени наблюдение блеска CQ Tau, использованное в статьях [11,12], было выполнено в 2003г. С тех пор прошло около 20 лет и появилась возможность продлить кривую блеска звезды. Ниже мы рассмотрим, что дает это наблюдение для изучения фотометрической активности CQ Tau и структуры ее ближайшего околозвездного окружения.

2. Историческая кривая блеска CQ Tau. На рис.1 показана кривая блеска звезды в полосе *B*, построенная по данным [10-12], дополненным новыми наблюдениями из баз данных ASAS и AAVSO. В тех случаях, когда

в течение одной ночи было выполнено несколько наблюдений, мы выбирали наиболее точное из них. Продолжительность новой порции наблюдений составила 18.3 года. С их учетом полная продолжительность кривой блеска CQ Tau равна 125 г. Кроме наблюдений, выполненных авторами указанных выше статей, при построении кривой блеска CQ Tau использовались также опубликованные наблюдения других авторов, ссылки на которые приведены в [11-12].

Как известно, наблюдения в базе данных ASAS и часть наблюдений AAVSO выполнялись в полосе V . Для трансформации этих наблюдений в полосу B мы воспользовались $UBVRI$ фотометрией Бердюгина и др. [13]. С помощью этих наблюдений была получена переходная функция, связывающая звездные величины CQ Tau в полосах B и V : $B = -0.18V^2 + 4.73V - 18.54$. Как показано в *Приложении*, это соотношение обеспечивает точность перехода от V к B около 5%. Этого вполне достаточно для наших целей, учитывая амплитуду изменений блеска звезды в 3 звездных величины.

Непосредственно из кривой блеска CQ Tau (рис.1) видно, что большой цикл фотометрической активности продолжительностью 20-21 лет в новых наблюдениях не прослеживается, тогда как 10-летний цикл, напротив, хорошо виден. Это подтверждает и периодограммный анализ фотометрически наиболее активной части кривой блеска звезды ($MJD > 35000$), представленный на рис.2. Он показывает наличие двух значимых периодов: 10 лет и 321.1 дня. Последний из них является годично-сопряженным к 10-летнему периоду и отражает наличие годичных перерывов в наблюдениях. Из рис.1 видно также, что первый двадцатилетний цикл был на самом деле результатом сложения двух десятилетних циклов. На следующем 20-и летнем интервале

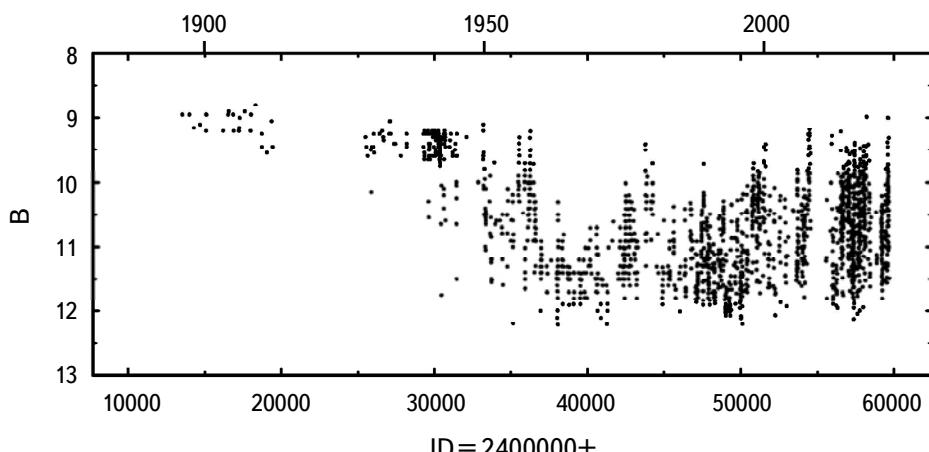


Рис.1. Сводная кривая блеска CQ Tau в полосе B по данным опубликованных наблюдений. Первое наблюдение было сделано в Москве в 1895г.

времени большой цикл еще заметен, но уже отчетливо видно, что он состоит из двух последовательных 10-летних циклов.

В периодограмме остатка после вычитания 10-летнего периода мы не нашли значимых следов трехлетнего периода, найденного в [11]). Таким образом, проведенный периодограммный анализ фотометрической активности CQ Tau в оптической области спектра подтвердил реальность только 10-летнего периода.

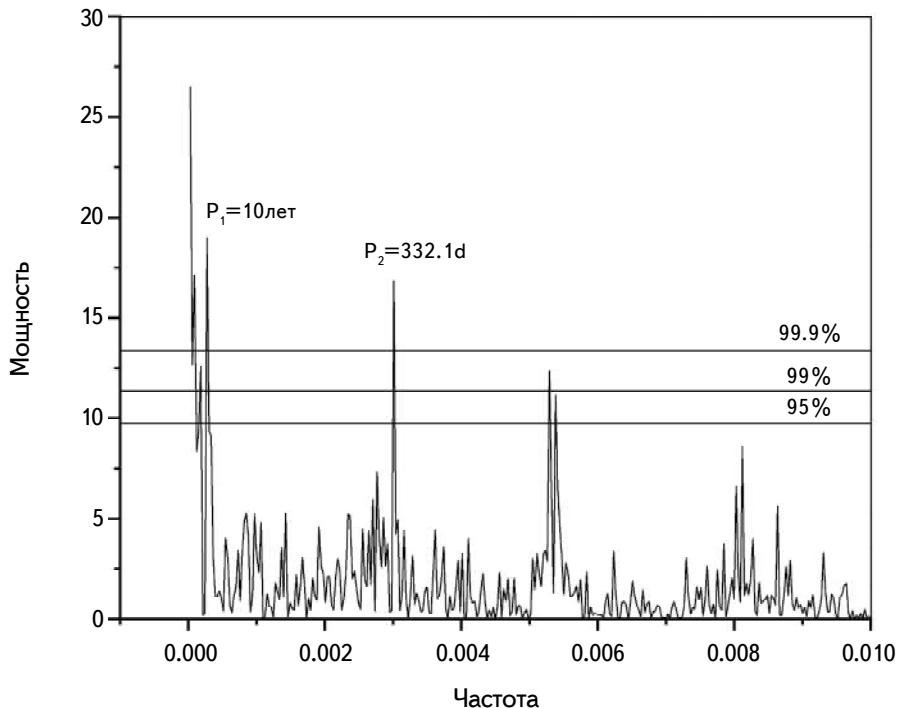


Рис.2. Периодограмма Ломб-Скэргла наиболее активной части ($JD > 35000$) фотометрического ряда CQ Tau.

На рис.3 показана свертка с периодом 10 лет оптической кривой блеска CQ Tau, начиная с $MJD = 35000$. Видно, что 10-летний период проявляется в основном в периодической модуляции блеска в ярком состоянии звезды и амплитуды минимумов. Из кривой блеска CQ Tau видно, что 10-летняя модуляция наблюдается на фоне многолетнего систематического увеличения внезатменного блеска звезды.

3. Обсуждение и заключение. Наличие 10-летнего периода фотометрической активности CQ Tau указывает на существование компаньона в окрестности звезды. Об этом же свидетельствуют результаты наблюдений CQ Tau с высоким угловым разрешением [9,14,15]. Они показали, что в центральной части протопланетного диска звезды имеется обширная полость

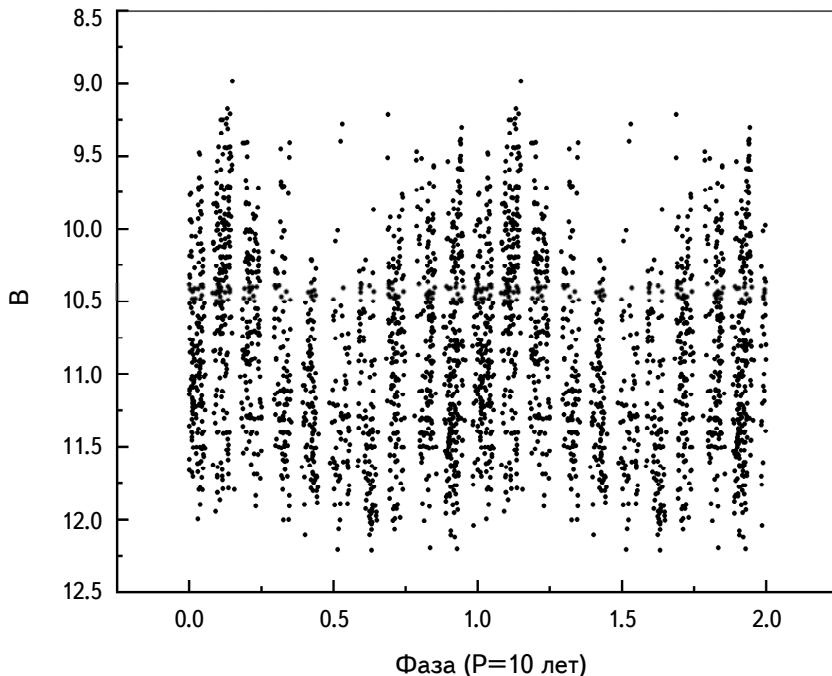


Рис.3. Свертка с периодом 10 лет фотометрически активной части кривой блеска СQ Tau.

слабо заполненная веществом. Такие полости образуются в молодых двойных системах под действием приливных возмущений, вызванных орбитальным движением компаньонов (Артимович и Любов [16]). Периодические возмущения приводят к образованию спиральных волн плотности, и они реально наблюдаются на изображениях диска СQ Tau [9,17-19]. Однако попытки обнаружить компаньон пока к успеху не привели [18].

По данным [9] полость в протопланетном диске СQ Tau простирается от 15 до 25 а.е. Выполненное этими авторами численное моделирование показало, что такая полость может быть образована планетой с массой $6\text{-}9 M_{\text{Jup}}$, движущейся по круговой орбите радиусом 20 а.е. При массе звезды $1.67 M_{\odot}$ орбитальный период планеты будет равен 69 годам, что находится в явном противоречии с фотометрическим периодом 10 лет.

Существует ли возможность устраниТЬ это противоречие? Мы полагаем, что такая возможность существует, если отказаться от предположения о круговой орбите компаньона и увеличить его массу. Согласно моделям Артимовича и Любова [16] в этом случае можно получить полость такого же размера при меньшем значении большой полуоси орбиты и соответственно, при меньшем периоде. Следует также иметь в виду, что по данным интерферометрии в ближней ИК области спектра (Эйснер и др. [7]) внутренний диск СQ Tau

наклонен относительно внешнего. Это означает, что орбита маломассивного компаньона также может быть наклонена относительно плоскости первичного диска. Эти вопросы мы планируем рассмотреть более детально в следующей статье. Остается также открытым главный вопрос: что случилось в окружении звезды, что привело к радикальному изменению ее фотометрической активности в середине прошлого века?

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства Высшего Образования и Науки РФ 075-15-2020-780. При построении кривой блеска CQ Tau использованы данные архивов ASAS и AAVSO.

¹ Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН,
С.-Петербург, Россия, e-mail: vgcrao@mail.ru

² Астрономический институт им. В.В.Соболева, Санкт-Петербургский
государственный университет, С.-Петербург, Россия

³ Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Крым, Научный, Россия

ПРИЛОЖЕНИЕ

Как было отмечено выше, фотометрические наблюдения CQ Tau из архивов ASAS и AAVSO выполнялись преимущественно в одной полосе V . Чтобы использовать их при построении сводной кривой блеска CQ Tau в полосе B , мы определили переходные коэффициенты для трансформации блеска в полосе V к полосе B . Для этой цели были использованы фотометрические наблюдения CQ Tau из статьи Бердюгина и др. [13]. Они

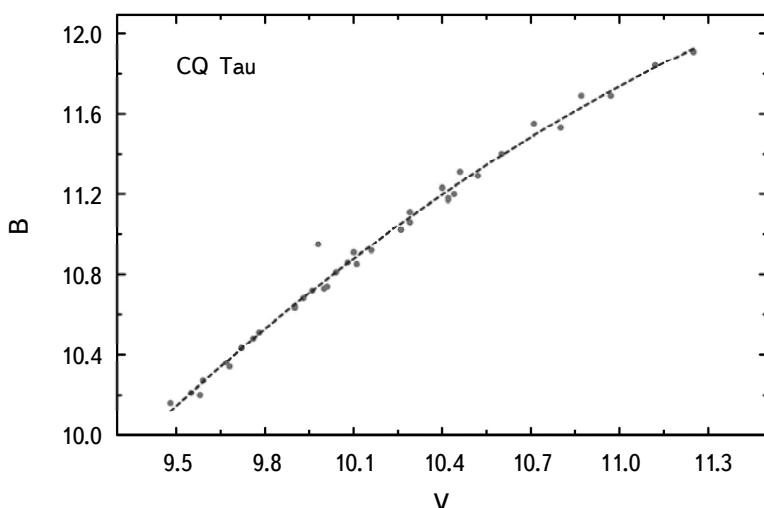


Рис.4. Звездные величины CQ Tau в полосах B и V по данным [13].

представлены на рис.4. Там же приведена пунктирная линия, определяемая полиномом второй степени, полученным при подгонке к наблюдениям методом наименьших квадратов.

Пунктирная линия на рис.4 определяет функциональную связь между величинами B и V и описывается соотношением: $B = -0.18V^2 + 4.73V - 18.54$. Видно, что точность перехода от V к B с помощью этого соотношения для большинства наблюдений, представленных на рис.2, не хуже $0^m.05$.

PHOTOMETRIC ACTIVITY OF CQ Tau FOR 125 YEARS

V.P.GRININ^{1,2}, L.V.TAMBOVTSEVA¹, O.Yu.BARSUNOVA¹,
D.N.SHAKHOVSKOY³

The star CQ Tau belongs to the UX Ori type star family. It has the very complex photometric behavior and complex structure of circumstellar environment. In this paper we constructed the historical 125 years light curve of this star on the base of the published photometric observations. It shows that besides a random component characteristic of UX Ori type stars, the large amplitude periodic component with the 10 year period is also present. Its existence was suspected earlier, and new observations support its reality. It points to an existence of the second component close to the star. The density waves and matter flows caused by the companion motion lead to periodic changes in the circumstellar extinction and brightness of the star. This result is discussed in context of the recent observations of CQ Tau with high angular resolution.

Keywords: *UX Ori type star: photometric activity: periodic changes*

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Mora, B.Merín, E.Solano *et al.*, Astron. Astrophys., **378**, 116, 2001.
2. W. von Gotz, W.Wenzel, Mitt. Verand. Sterne, **5**, 2, 1968.
3. W.Wenzel, in L.Detre (ed.), "Non-Periodic Phenomena in Variable Stars", IAU Colloq. (Budapest: Acad. Press), p.61, 19691.
4. V.P.Grinin, Sov. Astron. Lett., **14**, 27, 1988.

5. *V.P.Grinin, N.N.Kiselev, N.K.Minikulov et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **186**, 283, 1991.
6. *A.Kreplin, D.I.Madlener, L.Chen et al.*, *Astron. Astrophys.*, **590**, A96, 2016.
7. *J.A.Eisner, B.F.Lane, L.A.Hillenbrand et al.*, *Astrophys. J.*, **613**, 1049, 2004.
8. *E.Chapillon, S.Guilloteau, A.Dutrey et al.*, *Astron. Astrophys.* **488**, 565, 2008.
9. *M.G.Ubeira Gabellini et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **486**, 4638, 2019.
10. *N.Kh.Minikulov, V.Yu.Rakhimov, N.A.Volchkova et al.*, *Astrophysics*, **36**, 31, 1993.
11. *D.N.Shakhovskoi, V.P.Grinin, A.N.Rostopchina*, *Astrophysics*, **48**, 135, 2005.
12. *V.P.Grinin, O.Yu.Barsunova, S.Yu.Shugarov et al.*, *Astrophysics*, **51**, 1, 2008.
13. *A.A.Berdyugin, S.V.Berdyugina, V.P.Grinin et al.*, *Soviet Astron.*, **34**, 408, 1990.
14. *A.Tripathi, S.M.Andrews, T.Birnstiel et al.*, *Astrophys. J.*, **845**, 44, 2017.
15. *L.Wolfer, S.Facchini, N.T.Kurtovic et al.*, *Astron. Astrophys.*, **648**, A19, 2021.
16. *P.Artymowicz, S.H.Lubow*, *Astrophys. J.*, **421**, 651, 1994.
17. *T.Uyama, T.Muto, D.Mawet et al.*, *Astrophys. J.*, **159**, 118, 2020.
18. *I.Hammond, V.Christiaens, D.J.Price et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **515**, 6109, 2022.
19. *B.S.Safonov, I.A.Strakhov, M.V.Goliguzova et al.*, *Astron. J.*, **163**, 31, 2022.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-265

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В ПРОЦЕССАХ НАГРЕВА КОРОНЫ НАД АКТИВНЫМИ ОБЛАСТЬЯМИ НА СОЛНЦЕ

Ю.А.ФУРСЯК

Поступила 1 февраля 2023

Принята к печати 22 мая 2023

В работе ставится задача изучить роль крупномасштабных электрических токов, распространяющихся в верхние слои солнечной атмосферы, в процессах нагрева короны Солнца. Для обнаружения и вычисления величины крупномасштабного электрического тока были использованы данные о распределении компонентов вектора магнитного поля в фотосфере, предоставленные инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту Solar Dynamics Observatory (SDO). Для оценки температуры в короне над активными областями (АО) использованы фотогелиограммы короны Солнца в каналах ультрафиолетового излучения 131, 171, 193 и 211 Å, предоставляемые инструментом Atmospheric Imaging Assembly (AIA/SDO). Изучена динамика крупномасштабного тока и средней температуры в 9-ти областях с разным уровнем вспышечной активности, построены карты пространственного распределения температуры в короне над АО. Получены следующие результаты: 1. Нагрев коронального вещества за счет омической диссипации крупномасштабных электрических токов идет в стационарном режиме. 2. Повышение средней температуры в короне над АО во время солнечных вспышек до значений $<\log T> = 6.3 - 6.5$ (2.0-3.2 МК) обусловлено не только нагревом корональных структур крупномасштабными электрическими токами, но и иными процессами на корональных высотах. 3. Для областей NOAA 11899 и 12494 обнаружено снижение значений средней температуры в короне до $<\log T> = 5.7$ (0.5-0.6 МК) при одновременном падении значений величины крупномасштабного электрического тока до нуля. Данные наблюдения указывают на выключение механизма нагрева короны за счет омической диссипации электрических токов при нулевых (в пределах ошибок вычислений) значениях крупномасштабного электрического тока. 4. В областях NOAA 12192 и 12371 при построении карт распределения температуры в короне вне вспышечных событий обнаружены горячие структуры с температурой ≥ 10 МК, которые, по-видимому, обозначают местоположение канала крупномасштабного электрического тока на корональных высотах. Для области NOAA 12192 это предположение подтверждается результатами выполненного в 2016г. численного моделирования.

Ключевые слова: Солнце: активные области: магнитное поле: электрические токи: ультрафиолетовое излучение: нагрев короны

1. *Введение.* Проблема нагрева солнечной короны до температур выше 1 МК, при том, что нижележащие слои солнечной атмосферы имеют существенно более низкую температуру, остается одной из нерешенных в полной мере задач современной физики Солнца.

Следует заметить, что еще во второй половине XIX-го - начале XX-го веков изучение внешних слоев солнечной атмосферы было сопряжено с

огромными трудностями, поскольку иногда исследователям приходилось преодолевать расстояния тысячи километров, чтобы попасть на полосу полного солнечного затмения и буквально за несколько минут попытаться сделать снимки хромосферы Солнца и расположенной выше короны. Весьма показательным является тот факт, что "с момента открытия короны в 1851г. и до 1930г. ее наблюдали в общей сложности в течение часа" [1, с.215].

В 1930г. французский оптик Бернар Лио создал первый в мире внезатменный коронограф, ознаменовав новый этап в изучении внешних слоев солнечной атмосферы - при благоприятных погодных условиях можно было получать ежедневные изображения короны с одной точки местности.

С 1945г. начинаются наблюдения солнечной короны в радиодиапазоне, а с запуском первого искусственного спутника Земли в 1957г. и началом космической эры за пределы земной атмосферы было отправлено множество космических исследовательских аппаратов, часть которых была предназначена для изучения Солнца и, в частности, солнечной короны, в широком диапазоне длин электромагнитных волн - от радиодиапазона до рентгеновского и гамма-излучения. Однако, несмотря на десятилетия исследований, большое количество теоретических работ и массы поступающей информации (к примеру, ежедневный объем данных только инструмента Atmospheric Imaging Assembly (AIA) [2], установленного на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO) [3], составляет около 2 Тбайт), проблема нагрева короны Солнца все еще остается далекой от окончательного решения.

Различными исследователями и исследовательскими группами выделяются достаточно много механизмов нагрева коронального вещества, которые можно разделить на две группы - внешние (в этом случае так называемая "свободная" магнитная энергия привносится извне) и внутренние (нагрев плазмы осуществляется за счет конвертации свободной энергии магнитной петли). К внешним механизмам нагрева относятся: испарение хромосферной плазмы в корону [4,5], диссипация альфвеновских волн [6,7], циклотронное поглощение генерируемых во время вспышки электромагнитных волн [8] и др. Среди внутренних механизмов нагрева короны выделяют микровспышки (нановспышки), обусловленные пересоединениями внутри магнитной петли [9], тиринг (разрывную) неустойчивость [10], омическую диссипацию электрических токов [11] и др.

Если говорить об электрических токах на корональных высотах и их роли в нагреве коронального вещества, то здесь существует множество проблем. Во-первых, на сегодняшний день отсутствуют регулярные наблюдения с целью вычисления вектора магнитного поля в короне, и, как следствие, прямое вычисление электрических токов, по сути, невозможно. В условиях отсутствия регулярных наблюдений, информацию о векторе магнитного поля

и векторе электрического тока на корональных высотах получают на основе модельных расчетов [12-18]. Интересная методика оценки электрических токов в короне была предложена в работе [19]. Суть метода сводилась к измерению степени вращения плоскости поляризации линейно поляризованного излучения от далекого космического объекта (в рассматриваемой работе это радиоисточник ЗС 228) при его прохождении сквозь внешние слои короны Солнца, в которых присутствуют магнитные поля (эффект Фарадея). Поскольку степень вращения плоскости поляризации посредством неких соотношений связана с магнитными полями в короне, а магнитные поля, в свою очередь, связаны с электрическими токами (закон Ампера), то данные связи позволяют после ряда преобразований получить формулу для вычисления электрического тока.

Еще один метод был разработан астрономами Крымской астрофизической обсерватории конца 80-х - начала 90-х гг. XX-го века [20,21], возрожден и доработан в недавней работе [22]. На основе надежных наблюдательных данных о распределении компонентов вектора магнитного поля на уровне фотосферы были обнаружены крупномасштабные электрические токи, которые, исходя из ряда косвенных признаков, поднимаются высоко в хромосферу и корону, и, следовательно, должны принимать участие в различных процессах в верхних слоях солнечной атмосферы. Была показана связь крупномасштабных электрических токов со вспышками. Вероятно, эти токи, величиной порядка 10^{13} А, играют роль и в процессах нагрева коронального вещества над активной областью (АО) (здесь под активной областью подразумевается группа солнечных пятен и атмосфера Солнца над ней).

Проведенный с помощью инструментов космического аппарата SOHO в конце XX-го века стереоскопический анализ корональных магнитных петель позволил обнаружить лишь незначительные изменения температуры корональных петель с высотой [23,24]. Аналогичные результаты были получены и на основе анализа данных наблюдений космического аппарата TRACE [25]. Малый градиент температуры на корональном участке магнитной петли означает, что источник нагрева должен находиться в тепловом балансе с радиационными потерями, поскольку при иных условиях невозможно обеспечить наблюдаемую квазистационарность магнитной петли на протяжении значительного временного интервала. В работе [26] высказано предположение, что вероятным механизмом нагрева корональных петель в подобных случаях является омическая диссиляция электрических токов. В условиях спокойной короны нагрев плазмы и ускорение частиц в магнитной петле связаны со столкновениями ионов с нейтральными атомами (так называемая проводимость Каулинга [27]). Теоретические расчеты показывают, что наличие в короне даже небольшого количества (порядка 10^{-5} от общей массы) нейтральных атомов гелия обеспечивает рост сопротив-

ления магнитной петли до аномальных значений [28,29], необходимых для эффективного нагрева коронального вещества электрическими токами. Однако корональные структуры над АО часто имеют более высокую температуру, в диапазоне от нескольких единиц до десятков МК. В подобных условиях существование нейтральных атомов становится невозможным, а причиной резкого увеличения сопротивления плазмы становится возбуждение плазменных неустойчивостей.

Еще одним важным вопросом, связанным с нагревом короны посредством омической диссипации электрических токов, является характерный масштаб области энерговыделения. При характерных размерах солнечных пятен (силовых магнитных трубок, $\sim 10^9$ см), время диссипации электрического тока, даже при условии аномальных значений проводимости плазмы, оказывается слишком большим, чтобы обеспечить эффективный нагрев коронального вещества. Нагрев короны электрическими токами в квазистационарном режиме становится возможным лишь на масштабах в 10^8 см и менее. Таким образом, говоря о нагреве коронального вещества посредством омической диссипации электрических токов, следует учитывать тонкую структуру магнитного поля и электрических токов. Подобные утверждения, с приведенными расчетами, содержатся в целом ряде исследований [см., напр., 30,31].

В работе поставлена задача сопоставления динамики крупномасштабного электрического тока в областях с различным уровнем вспышечной активности с временными вариациями температуры в короне над АО и оценки роли электрических токов в процессах нагрева коронального вещества.

2. Данные наблюдений. В работе использованы данные инструментов AIA/SDO [2] и HMI/SDO (Helioseismic and Magnetic Imager) [32]. Доступ к данным осуществляется через сайт Joint Science Operation Center (JSOC) <http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html>.

Данные инструмента HMI/SDO о пространственном распределении компонентов вектора магнитного поля на уровне фотосферы Солнца применены для изучения структуры вертикальных и горизонтальных магнитных полей в исследуемых областях, восстановления потенциальных поперечных магнитных полей, обнаружения и вычисления величин локальных вертикальных и крупномасштабных электрических токов. Пространственное разрешение используемых данных HMI/SDO составляет $0.5''/\text{пиксел}$ (порядка 360 км на уровне солнечной фотосферы), временное разрешение в зависимости от типа данных - 45 или 720 с. Здесь использованы SHARP (Spaceweather HMI Active Region Patch) [33] магнитограммы распределения компонентов вектора магнитного поля в фотосфере (цилиндрические координаты, серия данных `hmi.sharp_cea_720s`) с временным разрешением 720 с.

Для минимизации ошибок в вычислении электрического тока, обусловленных эффектом проекции и с целью вовлечения в расчет максимально возможного количества пикселей, в которых с высокой степенью достоверности разрешена π -неопределенность определения азимута поперечного магнитного поля, время мониторинга каждой области совпадает с временным интервалом нахождения ее в пределах $\pm 35^\circ$ от центрального меридиана (4-6 сут).

Данные инструмента AIA/SDO использованы для оценки интенсивности ультрафиолетового (УФ) излучения в каналах 131, 171, 193 и 211 Å, вычисления температуры на корональных высотах и построения карт распределения температуры в короне над АО вне солнечных вспышек. Используемые данные AIA/SDO представляют собой фотогелиограммы полного диска Солнца, полученные в соответствующем канале УФ-излучения с временным разрешением 12 с и пространственным разрешением 0.6"/пиксел (серия aia.lev1_euv_12s). С применением инструментария, размещенного на сайте JSOC, из полнодисковых фотогелиограмм были вырезаны участки, равные по размерам SHARP-магнитограммам исследуемых областей и соответствующие им по времени.

В работе исследованы 9 АО 24-го цикла солнечной активности. Области для анализа отбирались согласно следующим критериям:

1. На временном интервале мониторинга область должна находиться вблизи фазы максимума своего развития или на финальной стадии эволюции, имея при этом низкие значения скорости затухания магнитного потока в развитом пятне. Максимум развития области оценивался по магнитному потоку.

2. Были выбраны по три области с разным уровнем вспышечной активности - низким, средним и высоким. Под низкой активностью подразумевается фиксация за время мониторинга АО только вспышек рентгеновского класса C (в исследуемой выборке это области NOAA 11899, 12494 и 12674). Под средней активностью подразумевается фиксация в АО за время мониторинга вспышек в том числе рентгеновских классов M (области NOAA 11476, 12222 и 12371). Высокий уровень вспышечной активности означает, что за время мониторинга в АО была зафиксирована минимум одна вспышка рентгеновского класса X1.0 и выше (области NOAA 11890, 12158 и 12192 анализируемой выборки). Подобный отбор АО для анализа позволяет выявить возможную разность в значениях средней температуры в короне над АО в областях с разным уровнем вспышечной активности и существенно различными значениями величины крупномасштабного электрического тока. Для оценки уровня вспышечной активности АО использовались данные спутника GOES-15 (Geostationary Operational Environmental Satellite) о потоке рентгеновского излучения в диапазоне 1-8 Å на орбите Земли, доступные по адресу <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/index.html>.

Основная информация об АО исследуемой выборки представлена в табл. 1.

Первый столбец таблицы отображает номер области (по классификации NOAA), второй - время ее мониторинга. Третий, четвертый и пятый столбцы таблицы содержат данные, связанные со вспышечной активностью области: информацию о наиболее мощной вспышке, зафиксированной в АО за время ее нахождения на видимом диске Солнца (рентгеновский класс и дата), рентгеновский класс и дату наиболее мощной вспышки, зафиксированной в АО за время ее мониторинга, а также вспышечный индекс АО (FI). Согласно определению, величина FI равна 1 (100), если в АО ежедневно за время ее

Таблица 1

ВРЕМЯ МОНИТОРИНГА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДУЕМЫХ АО

Номер области (NOAA)	Время мониторинга области	Наиболее мощная вспышка	Наиболее мощная вспышка за время мониторинга АО	FI	$I_{distr} 10^{12} \text{ A}$	$\langle \log T \rangle$
Области с низкой активностью						
11899	17.11.2013-20.11.2013	M1.0 15.11.2013	C1.7 17.11.2013	3.85	1.34	5.780
12494	05.02.2016-07.02.2016	C5.2 04.02.2016	C1.5 06.02.2016	1.77	8.23	6.117
12674	03.09.2017-06.09.2017	C5.2 30.08.2017	C1.1 04.09.2017	0.76	-5.98	6.183
Области со средней активностью						
11476	09.05.2012-13.05.2012	M5.7 10.05.2012	M5.7 10.05.2012	30.55	-5.01	6.168
12222	30.11.2014-04.12.2014	M6.1 04.12.2014	M6.1 04.12.2014	10.65	-3.83	6.176
12371	20.06.2015-23.06.2015	M7.9 25.06.2015	M6.5 22.06.2015	18.83	23.60	6.208
Области с высокой активностью						
11890	07.11.2013-10.11.2013	X3.3 05.11.2013	X1.1 08.11.2013	55.63	-8.56	6.197
12158	09.09.2014-12.09.2014	X1.6 10.09.2014	X1.6 10.09.2014	13.00	-12.53	6.202
12192	22.10.2014-25.10.2014	X3.1 24.10.2014	X3.1 24.10.2014	101.64	58.14	6.225

нахождения на видимом диске Солнца фиксируется одна вспышка рентгеновского класса C1.0 (X1.0). Более детально об этом параметре можно узнать из [34]. Последние два столбца отображают данные, которые будут более детально описаны и проанализированы ниже - усредненное за время мониторинга области значение крупномасштабного электрического тока I_{distr} (здесь и далее по тексту усреднение по времени обозначается горизонтальной чертой сверху) и усредненное за время мониторинга среднее значение температуры в короне над АО (в логарифмической шкале) $\langle \log T \rangle$.

3. Применяемые методы вычисления анализируемых параметров. Для получения данных о крупномасштабном электрическом токе I_{distr} использована методика, описанная в [22]. Для обнаружения электрического тока,

распределенного на большой площади, осуществляется анализ поперечных магнитных полей АО. С использованием IDL-кода Сакураи [35] восстанавливается потенциальное поперечное магнитное поле области. В каждом пикселе SHARP-магнитограммы АО вектор наблюдаемого поперечного магнитного поля раскладывается на две составляющие - потенциальную $B_{t\parallel}$ (компонент направлен вдоль вектора потенциального поперечного магнитного поля) и непотенциальную, $B_{t\perp}$, направленную перпендикулярно вектору потенциального поля. Анализируя пространственное распределение вектора непотенциального компонента поперечного магнитного поля, в окрестности наиболее развитых пятен в АО можно обнаружить регулярные вихревые структуры вектора $\mathbf{B}_{t\perp}$, которые обусловлены присутствием крупномасштабного электрического тока.

Величина крупномасштабного электрического тока для заданного момента времени вычисляется по карте распределения вертикального тока (здесь, как и в других наших работах, применяется интегральный метод вычисления вертикальных электрических токов [36]) как результирующий электрический ток внутри контура C , который определяется по первой за время мониторинга области карте пространственного распределения вектора $\mathbf{B}_{t\perp}$ в окрестности одного из развитых пятен АО, а его форма не меняется на протяжении времени мониторинга области. Построение контура C вокруг пятна задается следующими условиями: 1) внутри контура вектор $\mathbf{B}_{t\perp}$ должен иметь одно преобладающее направление закрутки (по часовой стрелке или против часовой стрелки); 2) контур C очерчивается в некоторой окрестности вблизи пятна, так как вихревое магнитное поле, обусловленное электрическим током, убывает с расстоянием; форма контура C , таким образом, должна быть близка к окружности (овалу).

С целью минимизации ошибок в вычислении величины крупномасштабного тока, которые могут возникать за счет эволюционных изменений в АО (в первую очередь, движений пятен), осуществляется привязка контура C к центру тяжести пятна. Центр тяжести пятна вычисляется отдельно для каждого 12-минутного интервала на протяжении времени мониторинга области. Смещение центра тяжести даже на один пиксель на магнитограмме приводит к смещению контура C на то же количество пикселей. Пример карты распределения вектора $\mathbf{B}_{t\perp}$ и карты распределения вертикального электрического тока для области NOAA 11899 исследуемой выборки представлен на рис.1. Контур C , ограничивающий площадь, внутри которой вычислялась величина крупномасштабного электрического тока, показан на рисунке жирной черной кривой.

Здесь следует сделать три важных замечания относительно размеров и локализации контура C :

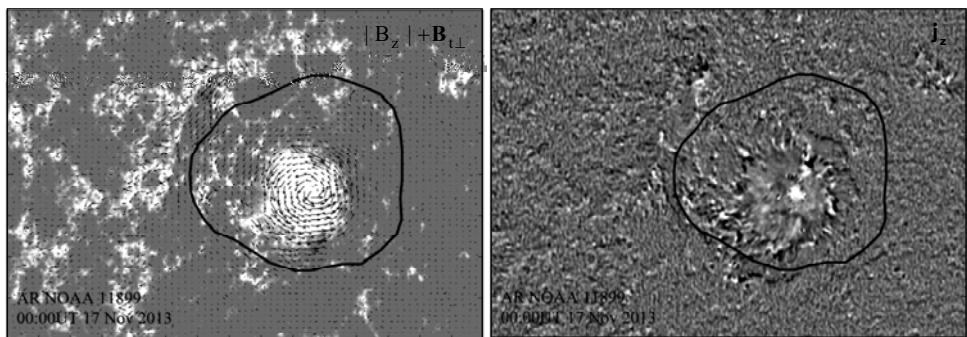


Рис.1. Слева - фрагмент магнитограммы (фон) модуля вертикального компонента вектора магнитного поля $|B_z|$ области NOAA 11899 анализируемой выборки на момент начала ее мониторинга (00:00UT 17 ноября 2013г.), масштабирован от -500 Гс (черное) до 500 Гс (белое) с наложенной картой распределения вектора $B_{t\perp}$ (черные стрелки). Справа - карта распределения плотности локального вертикального электрического тока в АО для того же момента времени, масштабирована от -0.01 А м⁻² (черное) до 0.01 А м⁻² (белое). Жирной черной кривой на изображениях показан контур C , ограничивающий площадь, внутри которой вычислялась величина крупномасштабного электрического тока I_{distr} . Размеры изображений 270×145 Мм.

1. Крупномасштабный электрический ток замыкается в пределах АО. Если рассматривать классическую биполярную группу пятен, то в таком случае крупномасштабный электрический ток в окрестности лидирующего пятна будет иметь один знак, а вблизи хвостового пятна АО - противоположный (соответственно, закрутка вектора $B_{t\perp}$ в лидере и хвосте группы пятен будет иметь противоположные направления).

2. Интегрирование по любому иному контуру, равному по площади контуру C , вне окрестностей пятна с явно выраженной вихревой структурой вектора $B_{t\perp}$, дает нам величину результирующего тока, стремящуюся к нулевым значениям.

3. Если контур C сделать большим, охватывающим всю АО, то циркуляция вектора магнитного поля по контуру обращается в нуль, и полный электрический ток внутри такого контура также будет равен нулю [37-39] (экранированность полного электрического тока в проводящей среде [40,41]).

При вычислении температуры короны Солнца используются данные об интенсивности УФ-излучения. Существуют как минимум два подхода. Так, в ряде исследований конца XX-го - начала XXI-го веков для оценки температуры корональных петель использовалось соотношение интенсивностей УФ-излучения в каналах 171 и 195 Å (данное соотношение чувствительно к диапазону температур 1.1-1.5 MK) [23] инструмента EIT/SOHO, или же соотношение интенсивностей излучения в диапазонах 284 и 195 Å [24], которое чувствительно к температурному интервалу 1.5-2.5 MK.

В основе второго метода лежит формула:

$$F_i = \int_0^{\infty} K_i(T) DEM(T) dT, \quad (1)$$

где F_i - интенсивность (поток) УФ-излучения в i -ом диапазоне, $K_i(T)$ - функция отклика в канале i , а $DEM(T)$ - плазменная дифференциальная мера эмиссии в короне [42]. Для получения данных о температуре в короне с использованием этого метода изначально необходимо вычислить величину DEM , реализовав инверсию выражения (1) и имея данные о величинах K_i и F_i .

В последние десятилетия именно второй подход является доминирующим при определении температуры на корональных высотах. Однако следует учитывать ряд важных моментов, применяя данный метод. Так, величина $K_i(T)$ является не только функцией температуры, но зависит и от ряда иных параметров [43-45], которые не всегда можно учесть в полной мере. В работе [45] неопределенность в вычислении $K_i(T)$ была оценена минимум в 20%. Естественно, что эти ошибки будут влиять на точность определения величины DEM при инверсии.

Помимо этого, инверсия создает несколько проблем с единственностью решений, а в отдельных случаях решение просто не существует. Для реализации инверсии было разработано множество методов [46-51 и др.], каждый из которых отличается как набором исходных уравнений для реализации инверсии выражения (1), так и точностью, и скоростью работы кода. Одним из наиболее надежных методов, существующих на сегодня, является метод регуляризации (Regularized Inversion Method, RIM) [52].

В связи с указанными особенностями второго метода вычисления температуры в короне, автор здесь реализует подход, близкий к первому методу. Детальное его описание, возможности применения, сравнение с существующими подходами, а также возникающие в процессе работы проблемы будут описаны в отдельной статье. Здесь же приводится только краткое описание. Для реализации метода используется информация об интенсивности УФ-излучения в нескольких диапазонах (здесь - каналы AIA/SDO 131, 171, 193 и 211 Å), а также информация о температурной зависимости функции отклика $K_i(T)$ анализируемых диапазонов (рис.2). В данном подходе выполняется следующая последовательность действий:

1. Для каждой из исследуемых АО и для каждого момента времени за весь интервал мониторинга вычисляются суммарные интенсивности УФ-излучения в каждом из анализируемых каналов.
2. Находится отношение суммарных интенсивностей УФ-излучения для пар диапазонов F_{193}/F_{171} , F_{193}/F_{211} , F_{193}/F_{131} , F_{171}/F_{211} , F_{171}/F_{131} , F_{211}/F_{131} (для

дальнейшей оценки средней температуры в короне) и отношение интенсивностей излучения в каждом пикселе фотогелиограмм для тех же пар каналов (для построения карт распределения температуры в короне).

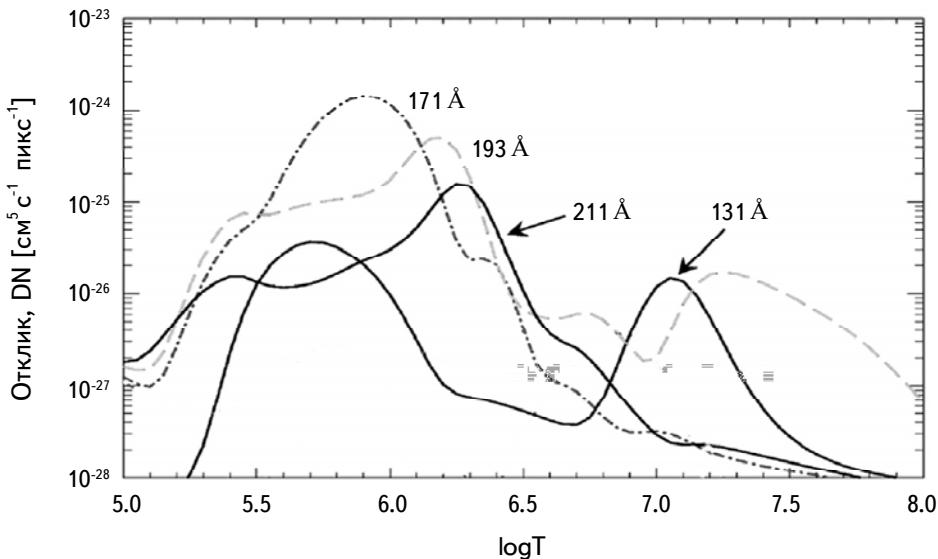


Рис.2. Зависимость функция отклика (K_i) - температура ($\log T$) для анализируемых каналов УФ-излучения инструмента AIA/SDO.

3. Сопоставляя график температурной зависимости функции отклика $K_i(T)$ исследуемых диапазонов и полученные значения отношений суммарных интенсивностей УФ-излучения, делается оценка средней температуры в короне над АО для каждого момента времени за весь временной интервал мониторинга области.

4. Сопоставляя график температурной зависимости функции отклика $K_i(T)$ для исследуемых диапазонов и попиксельные значения отношений интенсивностей УФ-излучения, строятся карты распределения температуры в короне над АО для каждого момента времени за весь временной интервал мониторинга области.

Таким образом, как уже было сказано, применяемый подход оценки температуры в короне над АО ближе к первому из описанных методов, однако отличается от него использованием функции отклика $K_i(T)$ как маркера соответствия определенной температуре или температурному диапазону.

4. Результаты.

4.1. Зависимость между крупномасштабным электрическим током и средней температурой в короне над АО. С применением

вышеописанных методик, в областях анализируемой выборки были обнаружены крупномасштабные электрические токи I_{distr} , рассчитаны их величины, а также вычислена средняя температура в короне над АО ($\langle \log T \rangle$). В каждом случае были сопоставлены между собой динамика крупномасштабного электрического тока и временные вариации средней температуры в короне над АО за весь временной интервал мониторинга области. Информация об усредненных за время мониторинга величинах $\overline{I_{distr}}$ и $\langle \log T \rangle$ представлена в шестом и седьмом столбцах табл.1. Из данных двух последних столбцов таблицы следует:

1. Полученные значения усредненной за время мониторинга средней температуры в короне над АО мало различаются для областей анализируемой выборки и находятся в диапазоне $\langle \log T \rangle = 6.00 - 6.25$ (1.0-1.8 МК). Единственным исключением является область NOAA 11899, для которой $\langle \log T \rangle = 5.780$ (0.6 МК). Более низкое значение температуры можно объяснить тем, что область NOAA 11899 на время мониторинга находилась на финальной стадии эволюции. Это, в свою очередь, указывает на потенциальную (или близкую к потенциальной) конфигурацию магнитных полей в АО и, следовательно, на минимальное количество процессов и явлений, обусловленных непотенциальными магнитными полями (электрическими токами), которые могли играть определенную роль в нагреве коронального вещества. Данное предположение подтверждается очень низким значением величины распределенного тока в области NOAA 11899 (см. шестой столбец табл.1).

2. Незначительный разброс в значениях средней температуры в короне над АО при достаточно большом разбросе в значениях величины крупномасштабного электрического тока возможно указывает на то, что электрические токи нагревают корональное вещество в стационарном (квазистационарном) режиме.

Изучение графиков временных вариаций величины крупномасштабного электрического тока и средней температуры в короне над АО (см. рис.3, показаны наиболее интересные случаи) позволяет сделать следующие выводы:

1. Вне вспышечных событий средняя температура в короне над АО за время их мониторинга для подавляющего большинства случаев равна $\langle \log T \rangle = 6.2$ (~ 1.5 МК). Учитывая существенно различные величины и динамику крупномасштабного тока в областях с разным уровнем вспышечной активности и отсутствие существенных изменений в величине средней температуры, высказанное выше предположение о квазистационарном нагреве коронального вещества за счет омической диссипации крупномасштабных электрических токов подтверждается.

2. Во время солнечных вспышек высоких рентгеновских классов фиксируется повышение средней температуры в короне над АО до значений

$\langle \log T \rangle = 6.3 - 6.5$ (2.0-3.2 MK). При этом корреляция между изменениями величины средней температуры и динамикой крупномасштабного электрического

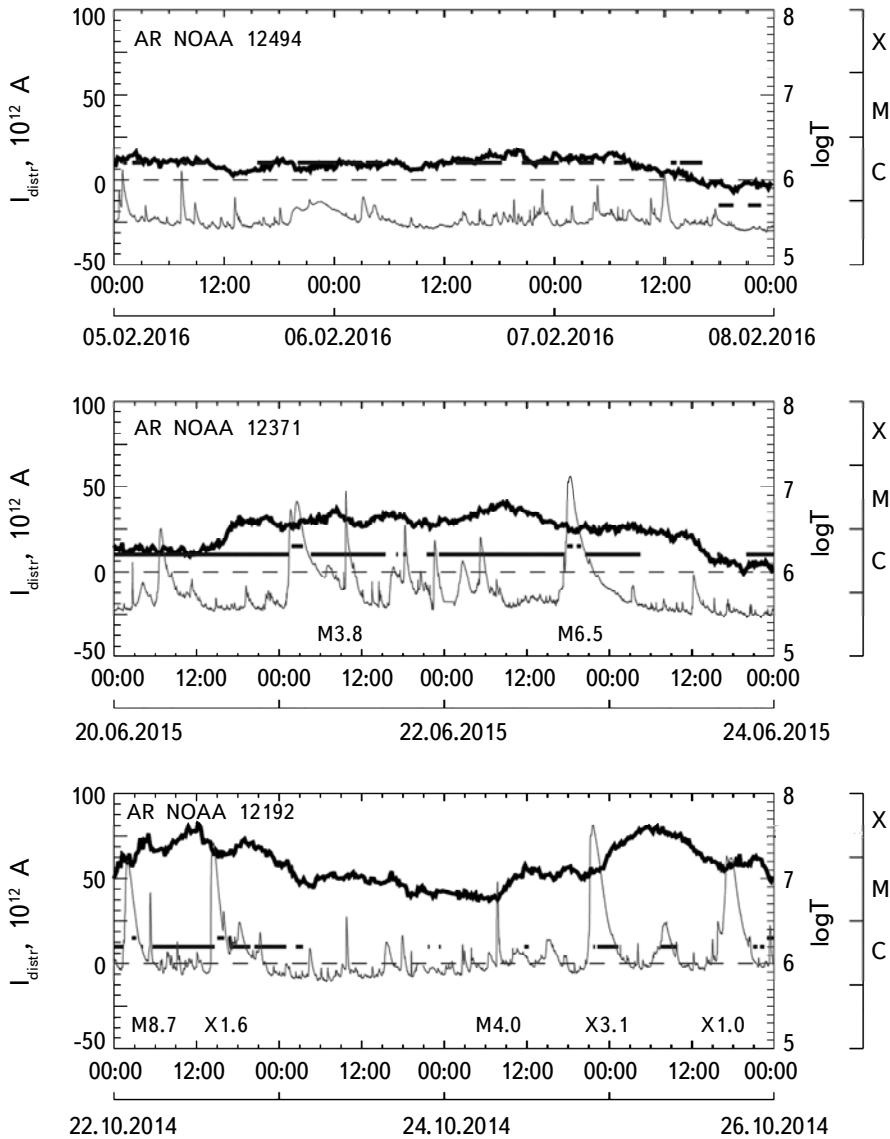


Рис.3. Динамика крупномасштабного электрического тока I_{distr} (черная жирная кривая) и средней температуры в короне над АО $\langle \log T \rangle$ (серая жирная кривая) для трех областей анализируемой выборки с разным уровнем вспышечной активности. Продемонстрированы наиболее интересные случаи (более детально см. текст). Тонкой серой кривой показан поток рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1-8 Å на орбите Земли (по данным космического аппарата GOES-15). Указаны рентгеновские классы наиболее мощных вспышек, ассоциированных с анализируемыми АО.

тока отсутствует. Токи, однако, способны нагревать отдельные корональные структуры до температур в 10 МК и выше на временных масштабах, характерных для вспышечных процессов, при условии филаментации токовых каналов до масштабов порядка 10^7 см, что подтверждается расчетами, выполненными в [30,31,53]. Однако можно утверждать, что дополнительный нагрев короны во время вспышек обусловлен не только электрическими токами, но и рядом иных процессов на корональных высотах.

3. На графике временных вариаций крупномасштабного электрического тока и средней температуры в короне для области NOAA 12494 (рис.3, верхний график) можно отметить падение средней температуры в короне над АО до $\langle \log T \rangle = 5.7$ (0.5–0.6 МК) при одновременном падении величины крупномасштабного электрического тока до значений, близких к нулю. Подобная картина наблюдается также для области NOAA 11899 анализируемой выборки: средняя температура над АО, как это следует из данных табл.1, составляет $\langle \log T \rangle = 5.780$ (0.6 МК), при этом усредненное за время мониторинга значение величины крупномасштабного электрического тока (с учетом возможных ошибок вычислений) стремится к нулевым значениям. Данные наблюдения указывают на выключение механизма нагрева коронального вещества над АО посредством омической диссипации крупномасштабных электрических токов.

4.2. Карты распределения температуры в короне над АО вне вспышечных событий. Вероятное обнаружение каналов крупномасштабного электрического тока на корональных высотах. Кроме расчета средней температуры, для каждой области анализируемой выборки были построены карты распределения температуры в короне. Пример подобной карты для АО NOAA 12371 на момент начала ее мониторинга (00:00 UT 20 июня 2015г.) представлен на нижней панели рис.4. Верхняя панель рис.4 является фрагментом полнодисковой фотогелиограммы короны Солнца, который содержит данные об интенсивности УФ-излучения над анализируемой областью в канале 171 Å инструмента AIA/SDO для того же момента времени. Можно убедиться, что петельные структуры, видимые на фотогелиограмме, достаточно хорошо воссоздаются и на карте распределения температуры, а полученные значения температуры находятся в допустимых пределах. Данный результат позволяет убедиться, что созданная программа оценки температуры в короне над АО работает корректно.

Для областей NOAA 12192 и 12371, обладающих наиболее высокими значениями величины крупномасштабного электрического тока (см. шестой столбец табл.1), построение карт распределения температуры в короне позволило обнаружить вне вспышечных событий для АО NOAA 12192 локализованную область с температурой ≥ 10 МК, а для области NOAA 12371 – горячие

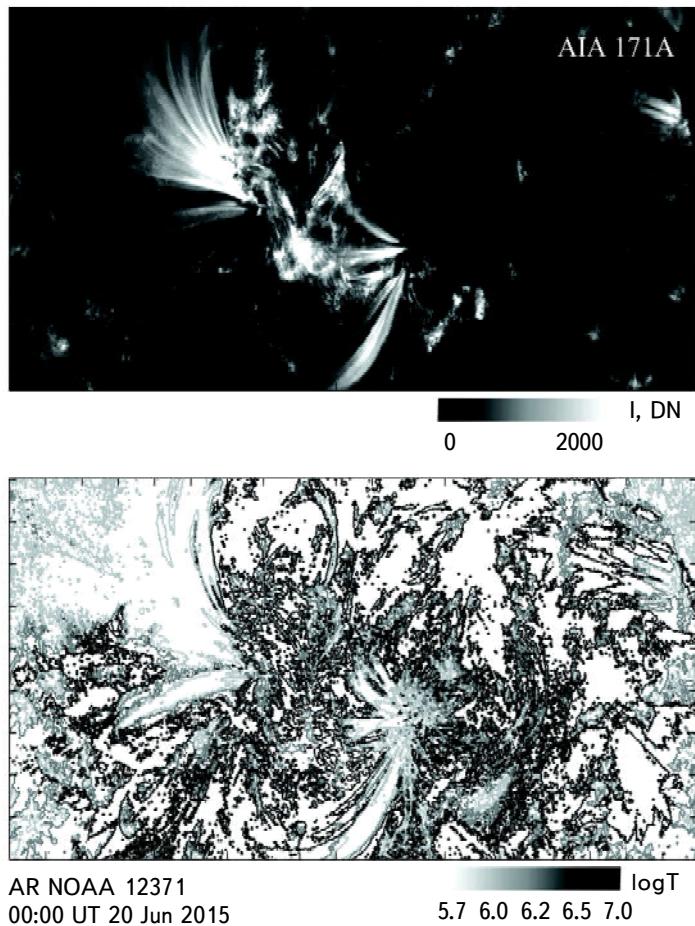


Рис.4. Вверху - фотогелиограмма области NOAA 12371 анализируемой выборки в канале 171 Å инструмента AIA/SDO на момент начала ее мониторинга. Внизу - карта распределения температуры в короне над АО для того же момента времени. Видно, что петельные корональные структуры достаточно хорошо воссоздаются созданной программой.

корональные петли с такой же температурой (рис.5, отмечены стрелками). Есть основания полагать, что подобные высокотемпературные корональные структуры обозначают местоположение канала крупномасштабного электрического тока, а высокая температура в них обусловлена омической диссипацией электрического тока. Для области NOAA 12192 существование достаточно большого по абсолютной величине электрического тока на корональных высотах подтверждается результатами численного моделирования, выполненного в 2016г. в работе [54]. Рис.2d, е в данной статье демонстрирует присутствие электрического тока в АО, распространяющегося до высот порядка 30 Мм и пространственно совпадающего с предполагаемым ранее нами [22] направлением крупно-

масштабного тока. Следует обратить внимание на характерный масштаб токового канала: в области NOAA 12192 предполагаемый канал крупномасштабного электрического тока имеет ширину порядка $(3 - 4) \cdot 10^8$ см, а в АО NOAA 12371 - еще меньше. Согласно расчетам, выполненным в [30,31], время диссипации электрического тока в подобных условиях будет порядка 10^6 с, что может рассматриваться как стационарное (квазистационарное) энерговыделение.

5. Выводы и обсуждение. Сопоставление динамики крупномасштабного электрического тока с временными вариациями средней температуры в короне для 9 АО с разным уровнем вспышечной продуктивности, а также построение

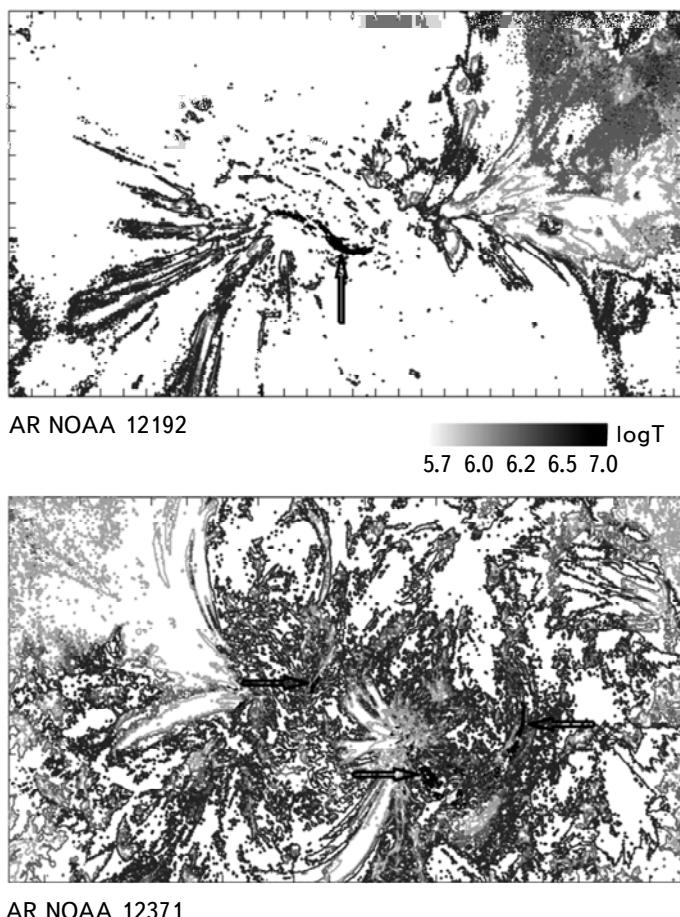


Рис.5. Вверху - карта распределения температуры в короне над АО NOAA 12192 на момент начала ее мониторинга. Видна структура с температурой выше 10 МК (отмечена стрелкой), которую можно ассоциировать с каналом крупномасштабного электрического тока в короне. Внизу - карта распределения температуры в короне над АО NOAA 12371 на момент начала ее мониторинга. Стрелками на рисунке отмечены горячие петельные структуры, которые, вероятно, также связаны с крупномасштабным электрическим током.

карт распределения температуры над АО вне вспышечных событий, позволяет сделать следующие выводы:

1. Нагрев коронального вещества за счет омической диссипации крупномасштабных электрических токов, вероятно, идет в стационарном режиме.
2. Повышение средней температуры в короне над АО во время солнечных вспышек до значений $\langle \log T \rangle = 6.3 - 6.5$ (2.0-3.2 МК) обусловлено не только диссипацией крупномасштабного электрического тока, но и рядом иных процессов на корональных высотах.
3. Для АО NOAA 12494 обнаружено снижение значений средней температуры в короне с $\langle \log T \rangle = 6.2$ (1.5 МК) до $\langle \log T \rangle = 5.7$ (0.5-0.6 МК) при одновременном падении величины крупномасштабного электрического тока до нуля. Также для области NOAA 11899 зафиксировано низкое значение усредненной за время мониторинга средней температуры в короне ($\langle \overline{\log T} \rangle = 5.780$). Для этой же области отмечено и крайне низкое значение величины усредненного за время мониторинга крупномасштабного тока ($\overline{I_{distr}} = 1.34 \cdot 10^{12}$ А). Данные наблюдения указывают на выключение механизма нагрева короны за счет омической диссипации электрических токов при нулевых (в пределах ошибок вычислений) значениях крупномасштабного тока.
4. В областях NOAA 12192 и 12371 при построении карт распределения температуры в короне вне вспышечных событий обнаружены горячие структуры с температурой ≥ 10 МК, которые, по-видимому, обозначают собой местоположение канала крупномасштабного электрического тока на корональных высотах. Для области NOAA 12192 это предположение подтверждается результатами выполненного в 2016г. численного моделирования.

Автор признателен коллегам по исследовательской группе, сотрудникам Отдела физики Солнца и солнечной системы В.И.Абраменко, А.С.Куценко, О.К.Куценко, А.В.Жуковой, А.А.Плотникову, Д.В.Литвишко и Р.А.Сулеймановой за активное обсуждение работы. Автор благодарит рецензента за интерес к работе и полезные замечания. Исследование выполнено при поддержке грантом РНФ №22-72-00124.

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

LARGE-SCALE ELECTRIC CURRENTS IN CORONAL HEATING PROCESSES ABOVE SOLAR ACTIVE REGIONS

Yu.A.FURSYAK

The aim of this paper is to study the role of large-scale electric currents extending into the upper layers of the solar atmosphere in the processes of solar corona heating. To detect and calculate the magnitude of the large-scale electric current, data on the distribution of the magnetic field vector components in the photosphere provided by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument on board the Solar Dynamics Observatory (SDO) were used. To estimate the temperature in the corona above active regions (ARs), we used photoheliograms of the solar corona in the ultraviolet radiation channels 131, 171, 193, and 211 Å provided by the Atmospheric Imaging Assembly (AIA/SDO) instrument. The dynamics of the large-scale electric current and average temperature in 9 ARs with different levels of flare productivity has been studied, and maps of the spatial distribution of temperature in the corona above the ARs have been constructed. The following results are obtained: 1. The heating of the coronal matter due to the ohmic dissipation of large-scale electric currents proceeds in a stationary mode. 2. The increase in the average temperature in the corona above the AR during solar flares to $\langle \log T \rangle = 6.3 - 6.5$ (2.0–3.2 MK) is due not only to the heating of coronal structures by large-scale electric currents, but also to other processes at coronal heights. 3. For the NOAA 11899 and 12494 ARs, a decrease in the values of the average temperature in the corona to $\langle \log T \rangle = 5.7$ (0.5–0.6 MK) was found with a simultaneous decrease of the large-scale electric current to zero values. These observations indicate that the mechanism of coronal heating due to ohmic dissipation of electric currents is turned off at zero (within the calculation errors) values of the large-scale electric current. 4. In the regions NOAA 12192 and 12371, when constructing temperature distribution maps outside flare events, hot coronal structures with a high (≥ 10 MK) temperature were found, which probably mark the location of a large-scale electric current channel at coronal heights. For the AR NOAA 12192, this assumption is confirmed by the results of the numerical simulation performed in 2016.

Keywords: *Sun: active regions: magnetic field: electric currents: ultraviolet radiation: coronal heating*

ЛИТЕРАТУРА

1. *K. де Ягер*, Строение и динамика атмосферы Солнца, М., Издательство иностранной литературы, 1962.
2. *J.R.Lemen, A.M.Title, D.J.Akin et al.*, Solar Phys., **275**, 17, 2012.
3. *W.D.Pesnell, B.J.Thompson, P.C.Chamberlin*, Solar Phys., **275**, 3, 2012.
4. *E.Antonucci, D.Alexander, J.L.Culhane et al.*, in: The Many Faces of the Sun: A Summary of the Results from NASA's Solar Maximum Mission. Berlin: Springer, 331, 1998.
5. *P.L.Bornmann*, in: The Many Faces of the Sun: A Summary of the Results from NASA's Solar Maximum Mission. Berlin: Springer, 301, 1998.
6. *J.V.Hollweg*, Astrophys. J., **277**, 392, 1984.
7. *J.Ionson*, Astrophys. J., **276**, 357, 1984.
8. *D.B.Melrose, G.A.Dulk*, Astrophys. J., **282**, 308, 1984.
9. *E.N.Parker*, Astrophys. J., **330**, 474, 1988.
10. *A.A.Galeev, R.Rosner, S.Serio et al.*, Astrophys. J., **243**, 301, 1981.
11. *D.C.Spicer*, in: Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating. Berlin: Springer-Verlag, p.547, 1991.
12. *P.F.Chen*, Living Rev. Solar Phys., **8**, 1, 2011.
13. *K.Shibata, T.Magara*, Living Rev. Solar Phys., **8**, 6, 2011.
14. *T.Wiegelmann, T.Sakurai*, Living Rev. Solar Phys., **9**, 5, 2012.
15. *T.Wiegelmann, J.K.Thalmann, S.K.Solanki*, Astron. Astrophys. Rev., **22**, 78, 2014.
16. *M.C.M.Cheung, H.Isobe*, Living Rev. Solar Phys., **11**, 3, 2014.
17. *B.Schmieder, V.Archontis, E.Pariat*, Space Sci. Rev., **186**, 227, 2014.
18. *N.E.Raouafi, S.Patsourakos, E.Pariat et al.*, Space Sci. Rev., **201**, 1, 2016.
19. *S.R.Sprangler*, Astrophys. J., **670**, 841, 2007.
20. *В.И.Абраменко, С.И.Гопасюк*, Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **76**, 147, 1987.
21. *V.I.Abramenko, S.I.Gopasiuk, M.B.Ogir*, Solar Phys., **134**, 287, 1991.
22. *Yu.A.Fursyak, A.S.Kutsenko, V.I.Abramenko*, Solar Phys., **295**, 19, 2020.
23. *M.J.Aschwanden, J.S.Newmark, J.-P.Delabourdinier et al.*, Astrophys. J., **515**, 842, 1999.
24. *M.J.Aschwanden, D.Alexander, H.Hurlburt et al.*, Astrophys. J., **531**, 1129, 2000.
25. *F.Reale, G.Peres*, Astrophys. J., **528**, L45, 2000.
26. *V.V.Zaitsev, K.Shibasaki*, Astron. Rep., **49**, 1009, 2005.
27. *T.G.Cowling*, Magnetohydrodynamics, London: Interscience Publ., Great Britain, 1957.
28. *G.D.Holman*, Astrophys. J., **293**, 584, 1985.
29. *S.R.Sprangler*, Nonlin. Processes Geophys., **16**, 443, 2009.
30. *A.A.Solov'ev*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **515**, 4981, 2022.
31. *A.A.Solov'ev, A.Riechokainen, V.V.Smirnova et al.*, Geomagnetism and Aeronomy, **62**, 1021, 2022.
32. *P.H.Scherrer, J.Schou, R.I.Bush et al.*, Solar Phys., **275**, 207, 2012.
33. *M.G.Bobra, X.Sun, J.T.Hoeksema et al.*, Solar Phys., **289**, 3549, 2014.

34. *V.I.Abramenko*, *Astrophys. J.*, **629**, 1141, 2005.
35. *T.Sakurai*, *Solar Phys.*, **76**, 301, 1982.
36. *Yu.A.Fursyak*, *Geomagnetism and Aeronomy*, **58**, 1129, 2018.
37. *A.A.Solov'ev*, *E.A.Kirichek*, *Mon. Not. Roy. Astro. Soc.*, **505**, 4406, 2021.
38. *A.A.Соловьев*, *Астрон. ж.*, **88**, 1111, 2011.
39. *X.Sun*, *J.T.Hoeksema*, *Y.Liu et al.*, *Astrophys. J.*, **748**, 77, 2012.
40. *E.N.Parker*, *Cosmical Magnetic Fields. Part 1*, Oxford: Clarendon Press, 1979.
41. *E.N.Parker*, *Conversations on electric and magnetic field in the Cosmos*, Princeton: Princeton Univ. Press, 2007.
42. *X.Cheng*, *J.Zhang*, *S.H.Saar et al.*, *Astrophys. J.*, **761**, 62, 2012.
43. *H.P.Summers*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **169**, 663, 1974.
44. *N.R.Badnell*, *M.G.O'Mullane*, *H.P.Summers et al.*, *Astron. Astrophys.*, **406**, 1151, 2003.
45. *P.G.Judge*, *Astrophys. J.*, **708**, 1238, 2010.
46. *A.M.Thompson*, *Astron. Astrophys.*, **240**, 209, 1990.
47. *B.C.Monsignori-Fossi*, *M.Landini*, *Mem. Soc. Astron. It.*, **63**, 767, 1992.
48. *V.Kashyap*, *J.J.Drake*, *Astrophys. J.*, **503**, 450, 1998.
49. *L.Golub*, *E.E.Deluca*, *A.Sette et al.*, in: *The Solar-B Mission and the Forefront of Solar Physics*, ASP Conf. Ser., **325**, 217, 2004.
50. *F.F.Goryaev*, *S.Parenti*, *A.M.Urnov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **523**, A44, 2010.
51. *M.J.Aschwanden*, *P.Boerner*, *Astrophys. J.*, **732**, 81, 2011
52. *I.G.Hannah*, *E.P.Kontar*, *Astron. Astrophys.*, **539**, A146, 2012.
53. *V.V.Zaitsev*, *P.V.Kronstadtov*, *Radiophys. Quantum Electron.*, **59**, 169, 2016.
54. *C.Jiang*, *S.T.Wu*, *V.Yurchyshyn et al.*, *Astrophys. J.*, **828**, 62, 2016.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-285

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ, ОСВЕЩАЕМОЙ НЕСТАЦИОНАРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГИИ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 26 апреля 2023

Рассматривается влияние неоднородности рассеивающей и поглощающей среды конечной толщины на эволюцию спектральных линий, возникающих при освещении ее нестационарными источниками энергии. Особое внимание уделяется роли рассеяния в непрерывном спектре. Принимается, что неоднородность обусловлена изменением коэффициента рассеяния с глубиной, которое может быть как возрастающим, так и убывающим, при приближении к освещаемой границе. Изучаются два типа нестационарности внешнего источника энергии, имеющие форму $\delta(t)$ - функции Дирака и $H(t)$ - функции единичного скачка Хевисайда. Исследуется вопрос об использовании наблюдаемых изменений профилей спектральных линий по времени для определения их оптических характеристик, частотной зависимости внешних источников энергии, а также физических свойств самой освещаемой среды.

Ключевые слова: *неоднородная атмосфера: распределение плотности вероятности: кумулятивная функция распределения: эволюция профилей спектральных линий*

1. *Введение.* В работе [1] описан метод решения задач переноса излучения в частотах спектральных линий, образуемых в средах под воздействием источников энергии, зависящих от времени. Он основан на построении решения соответствующей стационарной задачи в виде рядов Неймана с использованием так называемого метода инвариантного погружения [2-4] и полученных в [5] рекуррентных соотношений. При этом предлагался способ, позволяющий определить функции распределения вероятностей тех или иных наблюдаемых величин с учетом обеих причинтраты времени фотонами в процессе диффузии в среде. Сопоставление временных изменений профилей спектральных линий, получаемых в результате теоретического рассмотрения той или иной конкретной задачи с наблюдаемыми изменениями, дает представление как об источниках действующих источников, так и о физических свойствах самой среды. В связи с этим возникает необходимость в предварительном теоретическом исследовании влияния различных факторов, таких как локальные оптические свойства среды, ее толщина, локализация и характер внешних источников энергии, специфика процесса диффузии линейчатого

излучения, неоднородность среды и т.д. на изменения во времени различных наблюдаемых величин. Часть указанных факторов обсуждалась в последних наших работах, из которых помимо [1] отметим работу [6], где на примере полностью некогерентного рассеяния рассматривается роль закона перераспределения излучения по частотам в эволюции линейчатого спектра в процессе диффузии в среде.

Цель настоящей работы выявить влияние неоднородности среды на эволюцию спектральных линий. Очевидно, что в действительности каждое из локальных оптических свойств среды может меняться от точки к точке в ней. Особую важность при этом представляет изменение с глубиной в среде вероятности переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния λ , от которой в значительной степени зависит поведение наблюданной спектральной линии в течение времени. Учет неоднородности среды такого типа, наряду с его важностью, является, по-видимому, и более сложным с точки зрения его теоретической реализации. Для более ясного представления получаемых результатов характеристики непрерывного спектра, такие как коэффициенты поглощения и рассеяния, в работе считаются независящими от оптической глубины, несмотря на то, что их учет не приводит к каким-либо принципиальным трудностям.

Структура работы следующая: второй раздел посвящен постановке соответствующей стационарной задачи с описанием типа рассматриваемой неоднородности. В следующем разделе строятся ряды Неймана для наблюдаемых величин, позволяющие выявить эволюцию спектральных линий. Следующие разделы работы посвящены решению нестационарной задачи и обсуждению ее следствий. Полученные результаты подытоживаются в заключительном разделе.

2. Коэффициент переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния. Известно, что при определенных физических условиях и переходах между энергетическими уровнями, помимо спонтанных переходов, приходится принимать во внимание также переходы, обусловленные столкновениями. В общем случае последние могут происходить как с верхнего уровня на нижний уровень, так и в обратном направлении. В рамках двухуровенной модели мы ограничимся рассмотрением относительно более простого случая, когда преимущественную роль играют столкновительные переходы типа $2 \rightarrow 1$. Такое имеет место при относительно низких температурах и достаточно высоких концентрациях свободных электронов. Примером могут служить, например, проявляющие нестационарность сверхгиганты ранних типов как с водородными, так и с гелиевыми атмосферами [7,8]. Поскольку данные условия могут меняться, например, с изменением степени ионизации с глубиной, то, естественно,

венно, будет меняться и значение коэффициента λ , для которого можно написать

$$\lambda(\tau) = \frac{A_{21}}{A_{21} + n_e(\tau)\kappa_{21}(\tau)} = \frac{1}{1 + \frac{n_e(\tau)}{A_{21}}\kappa_{21}(\tau)}, \quad (1)$$

где A_{21} - эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода, τ - оптическая глубина в атмосфере, n_e - электронная плотность. Далее (см., например, [9])

$$\kappa_{21}(\tau) = 8.63 \cdot 10^{-6} \Omega_{21} / g_2 T^{1/2}(\tau), \quad (2)$$

где T - температура, g_2 - статистический вес верхнего уровня и Ω_{21} - так называемая, сила столкновений (collision strength), являющаяся обычно величиной порядка нескольких единиц.

Ниже мы ограничимся исследованием простейших двух случаев, когда функциональная зависимость второго слагаемого в знаменателе (1) задается экспоненциальным законом, независимо от того, растет или убывает коэффициент рассеяния с глубиной в атмосфере. Задача при такой постановке заслуживает особое внимание также в связи с тем, что соответствующие им задачи переноса излучения в среде конечной толщины удается решить аналитически в замкнутом виде, что в значительной мере способствует контролю точности получаемых результатов. Их простейшие скалярные аналоги были рассмотрены нами в [10]. В заключение данного раздела отметим, что дальнейшее изложение при необходимости может быть легко обобщено, если принимать в расчет также удары первого рода.

3. Постановка и решение стационарной задачи. Рассмотрим для простоты одномерную рассеивающую и поглощающую атмосферу оптической толщины τ_0 , измеряемой в центре спектральной линии, которая со стороны границы $\tau = \tau_0$ освещается излучением единичной интенсивности в непрерывном спектре. Падающие кванты подвергаются в среде поглощению и рассеянию как в частотах спектральной линии, так и в непрерывном спектре. В обоих случаях рассеяние предполагается монохроматическим. Такое приближение позволяет, отвлекаясь от эффектов перераспределения по частотам, отчетливо выявить влияние неоднородности среды, а также рассеяния в континууме на различные характеристики наблюдаемых спектральных линий и их эволюцию.

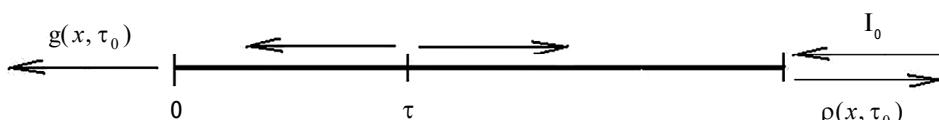


Рис.1. Схематическое изображение процесса диффузного отражения и пропускания средой конечной оптической толщины.

Глобальные оптические свойства атмосферы в различных частотах описываются, как обычно, коэффициентами отражения $\rho(x, \tau_0)$ и пропускания $q(x, \tau_0)$. Безразмерная частота x отсчитывается от центра спектральной линии в единицах доплеровских полуширин.

Применяя метод инвариантного погружения, для определения упомянутых функций, приходим к следующей нелинейной системе дифференциальных уравнений

$$\frac{d\rho}{d\tau_0} = -2v(x)\rho(x, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)\alpha(x) + \gamma}{2}[1 + \rho(x, \tau_0)]^2, \quad (3)$$

$$\frac{dq}{d\tau_0} = -v(x)q(x, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)\alpha(x) + \gamma}{2}q(x, \tau_0)[1 + \rho(x, \tau_0)], \quad (4)$$

с начальными условиями $\rho(x, 0) = 0$, $q(x, 0) = 1$, где δ - дельта-функция Дирака. В уравнениях приняты обозначения: $\alpha(x)$ - профиль коэффициента поглощения в спектральной линии, которая при ниже приводимых расчетах принимается доплеровской, β и γ представляют собой отношения коэффициентов соответственно поглощения и рассеяния в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре линии и $v(x) = \alpha(x) + \beta + \gamma$. При развитом нами теоретико-групповом подходе основными величинами, характеризующими глобальные оптические свойства среды, являются функции $P(x, \tau_0) = 1/\rho(x, \tau_0)$ и $S(x, \tau_0) = \rho(x, \tau_0)/q(x, \tau_0)$ (см. [10]), для которых уравнения (3) и (4) записываются в виде

$$\frac{1}{v(x)} \frac{dP}{d\tau_0} = m(x, \tau_0)P(x, \tau_0) - n(x, \tau_0)S(x, \tau_0), \quad (5)$$

$$\frac{1}{v(x)} \frac{dS}{d\tau_0} = n(x, \tau_0)P(x, \tau_0) - m(x, \tau_0)S(x, \tau_0), \quad (6)$$

где $m(x, \tau_0) = 1 - n(x, \tau_0)$, $n(x, \tau_0) = \tilde{\lambda}(x, \tau_0)/2$ и $\tilde{\lambda}(x, \tau_0) = [\lambda(\tau_0)\alpha(x) + \gamma]/v(x)$.

Повторное дифференцирование системы уравнений (5), (6) по τ_0 приводит к следующей паре дифференциальных уравнений второго порядка:

$$\frac{d^2P}{d\tau_0^2} - \frac{\tilde{\lambda}'(x, \tau_0)}{\tilde{\lambda}(x, \tau_0)} \frac{dP}{d\tau_0} - \left[(1 - \tilde{\lambda}(x, \tau_0))v^2(x) - \frac{\tilde{\lambda}'(x, \tau_0)}{\tilde{\lambda}(x, \tau_0)}v(x) \right] P(x, \tau_0) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{d^2S}{d\tau_0^2} - \frac{\tilde{\lambda}'(x, \tau_0)}{\tilde{\lambda}(x, \tau_0)} \frac{dS}{d\tau_0} - \left[(1 - \tilde{\lambda}(x, \tau_0))v^2(x) + \frac{\tilde{\lambda}'(x, \tau_0)}{\tilde{\lambda}(x, \tau_0)}v(x) \right] S(x, \tau_0) = 0. \quad (8)$$

Нас интересуют классы решений уравнений (7) и (8), относящиеся к случаям, когда выражения в квадратных скобках превращаются тождественно в нуль при произвольных значениях частоты и оптической толщины. Это позволяет понижением порядка уравнений получить искомые решения в явном виде. Данные классы соответствуют величинам $\tilde{\lambda}(x, \tau_0)$ вида

$$\tilde{\lambda}(x, \tau_0) = \left[1 + a(x) e^{\mp v(x) \tau_0} \right]^{-1}, \quad (9)$$

где

$$a(x) = \frac{1 - \tilde{\lambda}(x, 0)}{\tilde{\lambda}(x, 0)} = \frac{(1 - \lambda(0))\alpha(x) + \beta}{\lambda(0)\alpha(x) + \gamma}. \quad (10)$$

Как видим, функциональный вид коэффициента рассеяния соответствует сформулированой здесь физической задаче. Получаемые в результате уравнения легко решаются аналитически, аналогично тому, как это показано в [10] при скалярной постановке задачи. В данной работе изучаемые оптические характеристики атмосферы ищутся в виде рядов Неймана, поэтому аналитические результаты могут являться лишь контролем точности при численных расчетах

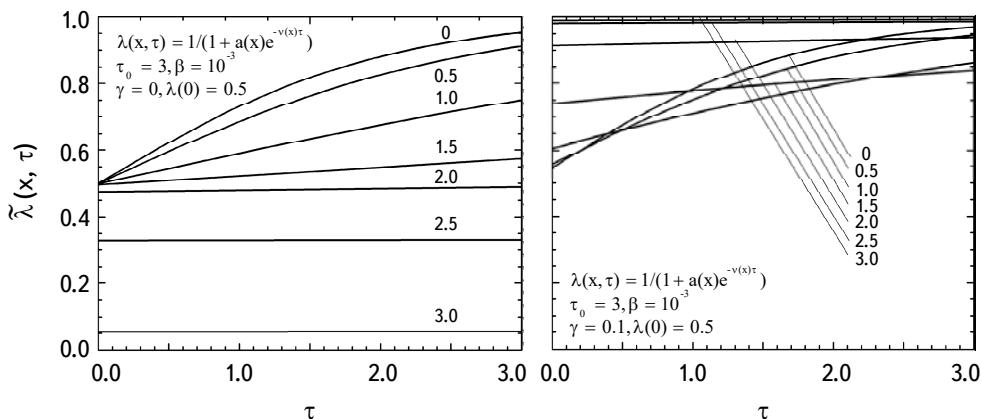


Рис.2. Функция $\tilde{\lambda}(x, 0)$, определяющая характер диффузии линейчатого излучения в среде первого типа с оптической толщиной $\tau_0 = 3$ при заданных значениях параметров, описывающих ее локальные оптические свойства. Числа при кривых обозначают безразмерные частоты.

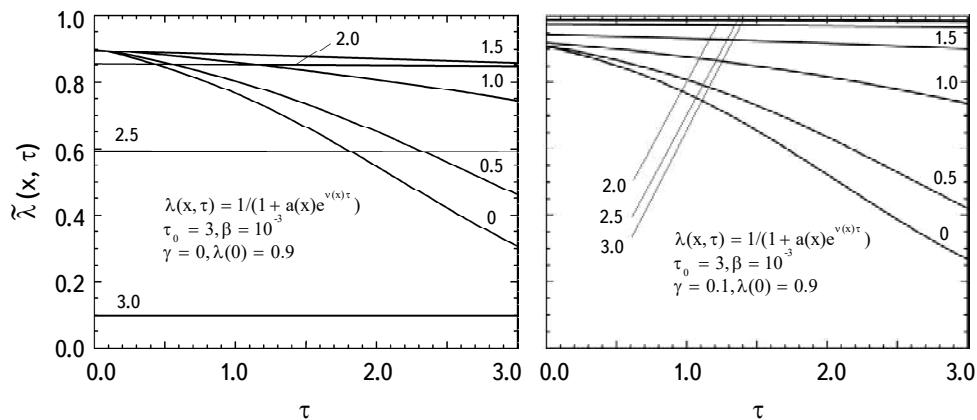


Рис.3. То же, что на рис.1, для среды второго типа той же оптической толщины и для тех же частот.

и потому на них здесь мы не остановимся. Задавая значение коэффициента рассеяния на границе среды $\tau = 0$, можно выбрать функцию $\tilde{\lambda}(x, \tau_0)$ того или иного вида, исходя из соображений наглядного представления влияния неоднородностей среды на эволюцию спектральных линий. Будут рассмотрены две задачи, различающиеся друг от друга функциональной зависимостью указанной величины от оптической глубины. В одном случае $\tilde{\lambda}(x, \tau_0)$ возрастает с увеличением оптической толщины (рис.2), где принято $\lambda(0) = 0.5$, в другом - убывает (рис.3) и $\lambda(0) = 0.9$.

Приведенные на рисунках кривые показывают, что изменения $\tilde{\lambda}(x, \tau)$ с глубиной, как и следовало ожидать, в основном происходят в центральных частотах спектральной линии, там где роль многократного рассеяния велика. Сравнение кривых наряду находящихся панелях показывает существенную роль рассеяния в непрерывном спектре в крыльях линии, где оптическая толщина в линии мала и рассеянием в линии можно пренебречь. Следует заметить, что приведенные значения оптических параметров, характеризующих рассеивающую и поглощающую среду, выбраны нами из соображений дальнейшего использования получаемых результатов в конкретных астрофизических задачах. Так, например, выбранное значение оптической толщины соответствует примерно той величине, выше которой получаемые результаты выходят на асимптотическое плато. При более низких значениях роль многократного рассеяния была бы естественно приуменьшена. Также для наглядного представления роли рассеяния в континууме выбрано несколько большее, чем встречается обычно на практике, значение параметра γ .

4. Ряды Неймана. Подход к решению зависящих от времени задач теории переноса излучения, основанный на построении рядов Неймана, разрабатывался в работах [11-14]. В простейших модельных задачах указанные ряды представляют собой разложения искомых решений по степеням вероятности переизлучения квантов при элементарном акте рассеяния. Физический смысл каждого слагаемого рядов, очевидно, такой же, как у искомой величины, однако относится к определенному количеству актов рассеяния. В рассматриваемой нами задаче образования спектральных линий в неоднородной среде указанные ряды не являются степенными:

$$\rho(x, \tau_0) = \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n(x, \tau_0), \quad q(x, \tau_0) = \sum_{n=0}^{\infty} q_n(x, \tau_0), \quad (11)$$

однако метод их построения такой же, как и в рассмотренных нами в [1,5,6] задачах. Суть способа заключается в построении соответствующих рекуррентных соотношений с использованием метода инвариантного погружения, при котором предварительно вычисляются первые члены рядов, не связанные с двукратным отражением. Мы имеем

$$\rho_1(x, \tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \tilde{\lambda}(x, \tau) e^{-2v(x)(\tau_0 - \tau)} v(x) d\tau, \quad (12)$$

$$\rho_2(x, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} \tilde{\lambda}(x, \tau) \rho_1(x, \tau) e^{-2v(x)(\tau_0 - \tau)} v(x) d\tau, \quad (13)$$

$$q_0(x, \tau_0) = e^{-v(x)\tau_0}, \quad q_1(x, \tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \tilde{\lambda}(x, \tau) q_0(x, \tau) e^{-v(x)(\tau_0 - \tau)} v(x) d\tau, \quad (14)$$

$$q_2(x, \tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \tilde{\lambda}(x, \tau) q_1(x, \tau) e^{-v(x)(\tau_0 - \tau)} v(x) d\tau \quad (15)$$

Приведенные формулы имеют прозрачный физический смысл и могут быть написаны непосредственно. Остальные члены рядов, ρ_n и q_n , выражаются через вспомогательные функции Φ_n и Ψ_n согласно формулам

$$\rho_n(x, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} \Phi_n(x, \tau) e^{-2v(x)(\tau_0 - \tau)} v(x) d\tau, \quad (16)$$

$$q_n(x, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} \Psi_n(x, \tau) e^{-v(x)(\tau_0 - \tau)} v(x) d\tau. \quad (17)$$

Последние, в свою очередь, выражаются через предыдущие, уже найденные, члены соответствующих рядов

$$\Phi_n(x, \tau_0) = \frac{1}{2} \tilde{\lambda}(x, \tau_0) \left[\rho_{n-1}(x, \tau_0) + \sum_{k=1}^{n-2} \rho_k(x, \tau_0) \rho_{n-k-1}(x, \tau_0) \right], \quad n > 2, \quad (18)$$

$$\Psi_n(x, \tau_0) = \frac{1}{2} \tilde{\lambda}(x, \tau_0) \left[q_{n-1}(x, \tau_0) + \sum_{k=1}^{n-2} q_k(x, \tau_0) \rho_{n-k-1}(x, \tau_0) \right], \quad n > 2. \quad (19)$$

Как мы видим каждый шаг итерационного процесса сопровождается вычислением интегралов (16) и (17). Сходимость рядов Неймана при заданной частоте, разумеется зависит от оптической толщины среды и значения коэффициента рассеяния. Очевидно также, что наиболее быстрая сходимость происходит в крыльях линии, где среда относительно прозрачна и количество рассеяний, претерпеваемых квантами, мало. В рассматриваемой нами задаче толщина среды относительно невелика, поэтому даже в центральных частотах число итераций, в зависимости от требуемой точности, оказывается порядка 6-8.

5. Временные изменения глобальных оптических характеристик среды. Наличие рядов Неймана позволяет построить решения задач об образовании спектральных линий в средах, освещаемых нестационарными источниками энергии. Как и в работах [1,6], мы ограничимся рассмотрением

внешних источников энергии двух типов, а именно, источников формы $\delta(t)$ -образного пульса и формы, задающейся формулой Хевисайда $H(t)$ для единичного скачка. Зная решения задач указанных двух типов, ввиду их линейности несложно построить решения и для источников с более сложными распределениями во времени.

Как известно (см., например, [15]), время, затрачиваемое квантами в процессе диффузии в среде состоит из двух составляющих: t_1 - времени, теряемого на пребывание атома в возбужденном состоянии, и t_2 - времени, необходимого на прохождение пути между двумя последовательными актами рассеяния. При решении зависящих от времени задач переноса излучения в линии чаще всего ограничивались учетом либо первой из указанных причин, либо - второй. Более простой первый случай сводится, по сути, к определению среднего числа рассеяний. Относительно сложным является второй случай, который рассматривался различными авторами разными методами [15-18], в частности, с использованием преобразования Лапласа. Однако даже здесь результирующие уравнения, несмотря на их внешнее сходство с аналогичными уравнениями в стационарных задачах, сталкиваются с значительными трудностями при их численном решении.

Имея в распоряжении решение стационарной задачи в виде рядов Неймана, несложно построить, как было показано в [1,5,6], соответствующие решения рассматриваемых нами нестационарных задач:

$$\rho(x, \tau_0) = \sum_{n=1}^{\infty} p_n(x, \tau_0) F_n(z), \quad q(x, \tau_0) = \sum_{n=1}^{\infty} q_n(x, \tau_0) F_n(z), \quad (20)$$

где

$$F_n(z) = \frac{z^{2n-1}}{(2n-1)!} e^{-z}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (21)$$

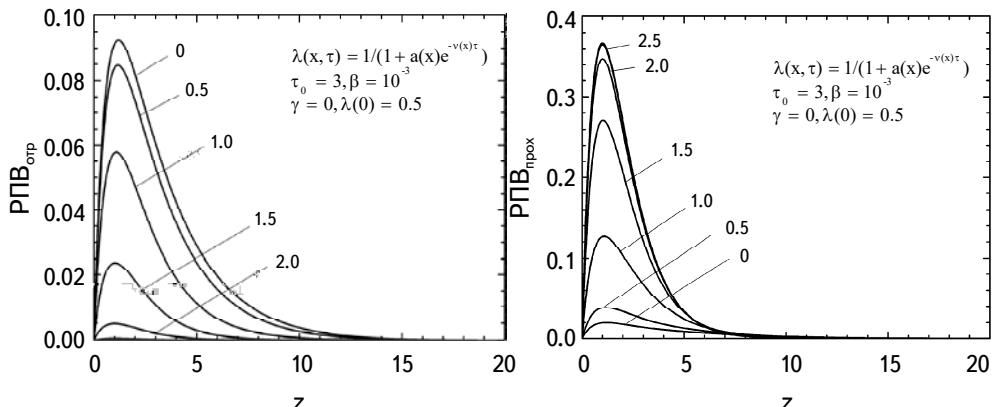


Рис.4. Распределения плотности вероятностей (РПВ) отражения (слева) и прохождения (справа) для разных частот и отмеченных значений исходных параметров.

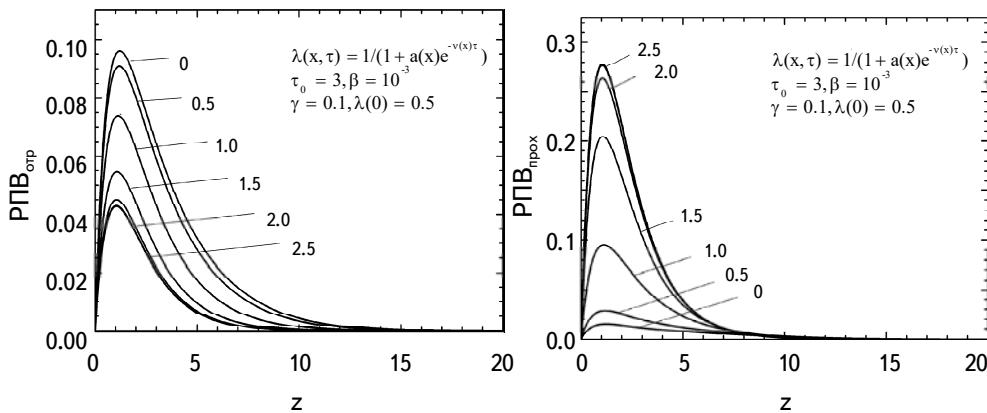


Рис.5. То же, что на рис.4, с учетом роли рассеяния в континууме.

так называемые распределения Эрланга-*n*. Безразмерная времененная переменная $z = t/\bar{t}$ измеряется в единицах $\bar{t} = t_1 t_2 / (t_1 + t_2)$. Физический смысл слагаемых в рядах (20) очевиден: они описывают плотность вероятности выхода кванта через одну из границ в результате определенного количества *n* рассеяний. Типичные примеры функций плотности вероятностей (РПВ - PDF, probability density function) приведены на рис.4, 5.

Распределения плотности вероятностей содержат богатую информацию о физических свойствах среды и оптических характеристиках самих эволюционирующих спектральных линий, независимо от того, в результате отражения или прохождения они наблюдаются. Кривые построены в предположении, что среда освещается излучением единичной интенсивности в непрерывном спектре. Важнейшими параметрами указанных распределений являются локализация максимума и его величина, длительность процесса эволюции, темпы подъема и спуска кривых, доли энергии, излучаемые до и после максимума и т.д.

Максимальное значение кривых достигается при $z = 1$, что обусловлено свойством функций $F_n(z)$. Сопоставление данного значения с реальным временем, при котором достигается максимум в той или иной спектральной линии, позволяет определить \bar{t} , что, в свою очередь, предоставляет принципиальную возможность составить представление о плотности и, в общем случае, также о степени ионизации атомов (ионов) данного элемента. Это позволяет определить оптическую толщину среды в данной линии, что, в свою очередь, дает возможность сравнением наблюдаемого профиля с теоретическим оценить значение величины коэффициента рассеяния. Что же касается величины максимального значения, то она в общем случае зависит от целого ряда параметров, из которых наибольшее влияние оказывают коэффициенты рассеяния в спектральной линии и в непрерывном спектре. Влияние последнего

легко обнаружить, сравнивая правые панели рис.4 и 5. С другой стороны, сравнение левых панелей указывает на дополнительную непрерывную эмиссию, обусловленную рассеянием в континууме. Следует также отметить, что величины наблюдаемых значений максимумов у различных линий, ввиду линейности задачи, позволяют определить отличие интенсивности падающего на среду излучения от единицы, принятого в нашей задаче. Другими словами, обладая результатами наблюдений для различных спектральных линий, можно составить представление о частотной зависимости энергии, падающей на среду.

Аналогичные кривые можно построить и для второго из распределений (9) величины $\tilde{\lambda}(x, \tau_0)$ по глубине, при которой картина, как мы убедимся ниже, более сложная для подобного анализа. В заключение раздела отметим различие в длительности процесса для линий, возникающих при отражении от среды и при прохождении через нее. Естественно, она короче для вторых из указанных линий, ввиду возможности квантов покидать среду без рассеяния.

6. Эволюция профилей спектральных линий. Наглядное представление об эволюции спектральных линий в неоднородной среде можно получить из изменений их профилей в периоды до и после максимума. При этом могут быть использованы такие скалярные параметры, как эквивалентная ширина и полуширина линий, интенсивность в центре линии.

Рис.6, 7 показывают процесс появления и усиления спектральных линий до достижения своих максимальных значений. Легко обнаружить различия в скорости процесса в разных промежутках времени, протекающих с шагом $\Delta z = 0.1$. Как и следовало ожидать, дополнительная непрерывная эмиссия, появляющаяся при рассеянии в непрерывном спектре, приводит к ослаблению

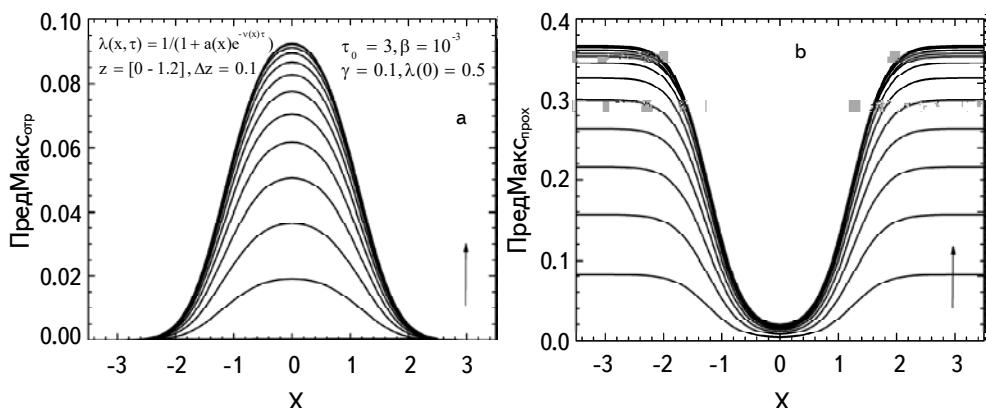


Рис.6. Эволюция профиля спектральной линии, образуемой а) при отражении от среды и б) при пропускании, до достижения РПВ своего максимального значения. Для наглядности графики снабжены стрелками, указывающими на направленность формирования линий по времени.

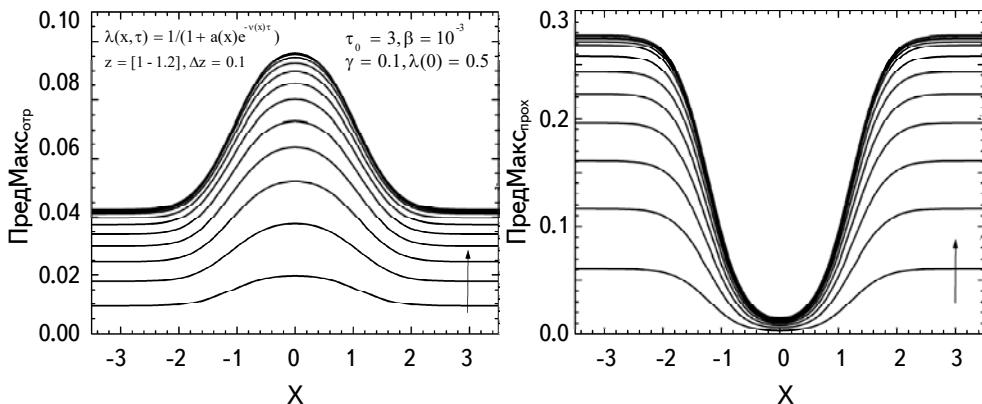
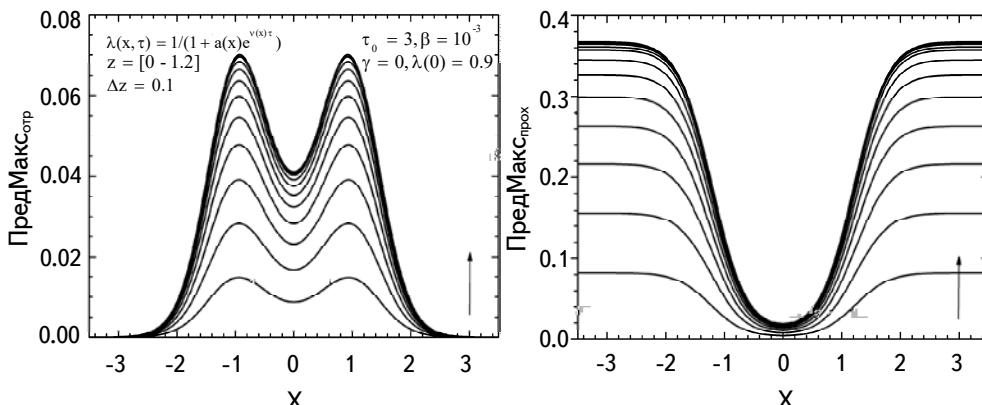


Рис.7. То же, что на рис.6 с учетом рассеяния в непрерывном спектре.

интенсивности спектральной линии, образующейся при отражении. Напомним, что до сих пор рассматривается лишь первый из намечаемых для изучения случаев неоднородности, когда процесс диффузии излучения в линии возрастает с приближением к освещаемой снаружи границе среды.

При неоднородности типа изображенной на рис.3 диффузия излучения в частотах линии более интенсивна в более глубоких относительно наблюдателя слоях атмосферы, что приводит к появлению при отражении линий особой двугорбой формы (рис.8, 9).

Также, как и при распределении первого типа, рассеяние в континууме выражается в появлении дополнительного непрерывного спектра с наложенным на него линии с двухвершинным профилем рис.9. Представляет интерес тот факт, что при больших значениях коэффициента рассеяния в континууме в

Рис.8. Профили спектральной линии, образуемых при отражении от среды и пропускании ею до достижения максимума РПВ для распределения $\tilde{\lambda}(x, \tau_0)$ второго типа в (9) без учета рассеяния в непрерывном спектре.

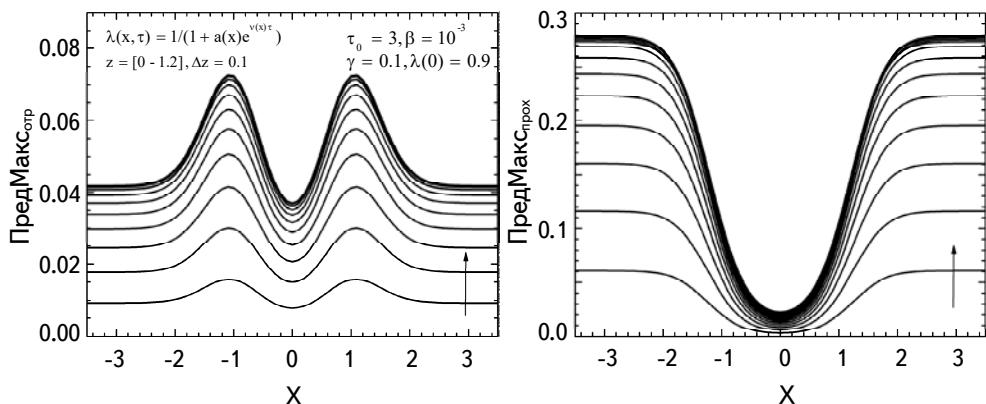


Рис.9. То же, что на рис.8, с учетом рассеяния в непрерывном спектре.

центральной частоте может наблюдаться узкая линия поглощения. По величине центрального провала в максимуме можно судить о перепаде роли рассеяния при переходе с глубоких слоев к освещаемой границе.

После достижения максимума спектральная линия начинает ослабевать, проходя примерно те же этапы, что при подъеме, но гораздо медленнее. Типичный пример ослабления линии после максимума приведен на рис.10, для построения которого принято $\Delta z = 1$, что на порядок превосходит значение аналогичной величины, принятой при описании усиления линии в предмаксимумный период. Представляет интерес тот факт, что линия, образуемая после прохождения излучения через среду, может наблюдаться в виде слабой двугорбой эмиссионной линии. Это происходит на последнем этапе перед исчезновением, когда снаружи падающее излучение практически отсутствует

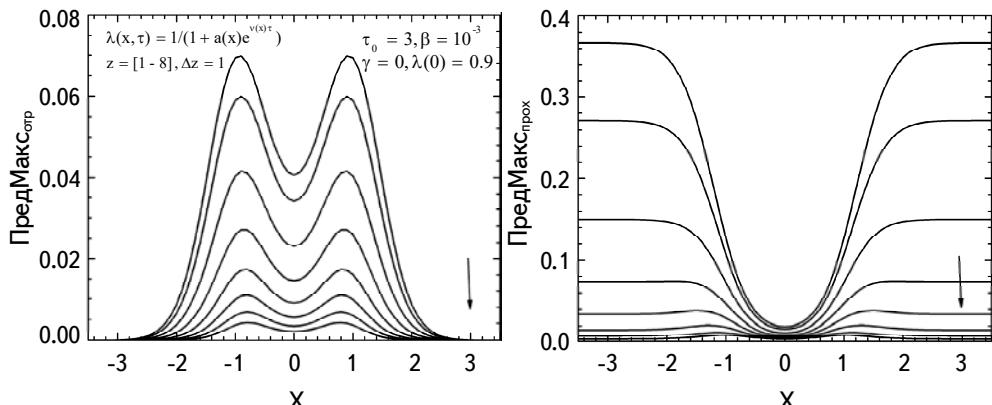


Рис.10. Эволюция профилей спектральных линий, образуемых на границах среды после максимума РПВ при отмеченных значениях важнейших параметров. Ослабление происходит примерно на порядок медленнее, нежели при усилении линий в период до максимума.

и среда излучает лишь благодаря небольшому остаточному количеству квантов, продолжающих диффундировать в среде. Примерно похожим профилем обладает и несколько более сильная линия, образуемая на противоположной границе и, по сути, в этот период различие между границами фактически исчезает. Указанный эффект проявляется тем лучше, чем выше значение параметра λ в среде (см. также [6]).

7. Эволюция спектральных линий при освещении среды источниками формы единичного скачка. В настоящем разделе рассмотрим процесс возникновения и установления стационарного режима для спектральной линии при длительном воздействии постоянного источника освещения единичной интенсивности (формы $H(t)$ - функции Хевисайда). Процесс описывается, так называемой, кумулятивной функцией распределения (КФР), описывающей эволюцию профилей линий до некоторого определенного момента времени z_0 . На рис.11, 12 приводятся графики указанной функции для спектральных линий, образованных на обеих границах среды для рассмотренных в работе двух распределений коэффициента рассеяния по глубине. Уже поверхностное их рассмотрение позволяет сделать ряд важных заключений. Прежде всего, в согласии с замечаниями, сделанными в предыдущих разделах, линии, возникающие при отражении от среды, устанавливаются позже, нежели те, которые возникают после прохождения падающего излучения на среду.

Далее, нетрудно заметить, что различные части профилей линий также устанавливаются с различной скоростью. Действительно, крылья линий в спектрах устанавливаются, в среднем, раньше их ядер. В общей сложности, линии, как те, так и другие, устанавливаются примерно в течение промежутка

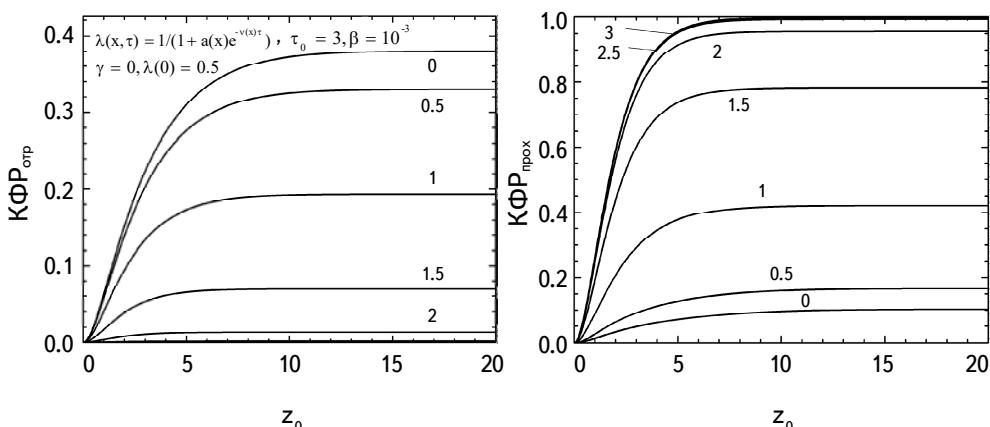
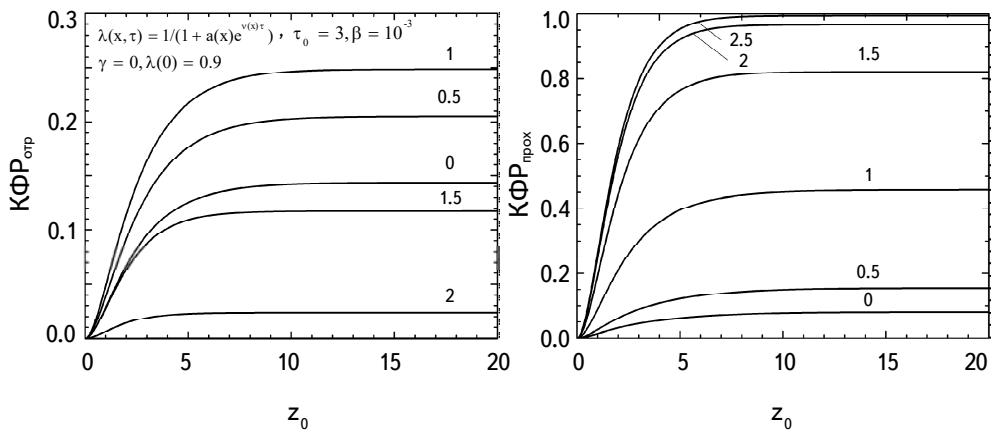


Рис.11. Эволюция спектральной линии, образуемой при отражении (слева) и прохождении (справа) в разных ее частотах за время z_0 при $\tilde{\lambda}(0) = 0.5$.

Рис.12. То же, что на рис.11 для $\lambda(0) = 0.9$.

времени $5 \leq z_0 \leq 10$. Очевидно также, что для заданной среды профили линий, образующиеся преимущественно в результате рассеяния, устанавливаются позже других. Ввиду линейности задачи, профили линий, полученные в результате насыщения, должны с точностью до постоянного множителя совпадать с решениями соответствующих стационарных задач переноса излучения. Значение же самого множителя определяет интенсивность излучения, падающего на среду в действительности. Это позволяет по наблюдаемым изменениям спектральных линий составить представление о частотном распределении падающей извне энергии.

8. Заключение. В работе изучается еще один важный аспект в начатом в [1,5,8] исследовании временных изменений спектров, обусловленных нестационарностью лучистой энергии, излучаемой внешними источниками. Рассмотрено влияние неоднородности среды на временные изменения спектральных линий, образуемых при выходе из поглощающей и рассеивающей среды конечной оптической толщины. При этом особое внимание уделялось рассеянию в непрерывном спектре, играющего особо важную роль в целом ряде нестационарных астрофизических явлений. Показано, что при определенных законах изменения коэффициента рассеяния с глубиной в среде при отражении от нее образуются эмиссионные линии с специфическим двугорбым профилем. Появление дополнительной непрерывной эмиссии при отражении от среды сопровождается ослаблением эмиссионных линий, а также абсорбционных линий, образующихся при прохождении излучения через среду. В общей сложности, динамические характеристики эволюции спектров, наблюдаемых на границах среды, содержат достаточно богатую информацию как о физических свойствах и геометрических параметрах среды, так и об оптических параметрах изучаемых спектральных линий и континуума.

Калибровка профилей линий абсорбционного спектра в далеких крыльях позволяет определить спектральную зависимость падающего на среду непрерывного излучения. В свою очередь, длительность процесса эволюции спектров при рассмотренных энергетических источниках формы $\delta(t)$ - функции Дирака и $H(t)$ - функции единичного скачка Хевисайда позволяют судить об уровне диффузии излучения в среде и возможном его перераспределении по частотам. Выбранные в работе для иллюстрации законы, определяющие неоднородность рассеивающей и поглощающей способности оптически активной среды, соответствуют некоторым частным физическим условиям, осуществляющимся при определенных условиях в различных астрофизических объектах. В то же время метод, применяемый в работе и основанные на нем рассуждения, легко могут быть обобщены при обращении к относительно более общим и реалистичным модельным задачам.

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

SPECTRAL LINES EVOLUTION IN AN INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE ILLUMINATED BY NON-STATIONARY ENERGY SOURCES

A.G.NIKOGHOSSIAN

The effect of inhomogeneity of a scattering and absorbing medium of finite thickness on the evolution of spectral lines arising when it is illuminated by non-stationary energy sources is considered. Special attention is paid to the role of scattering in a continuous spectrum. It is assumed that the inhomogeneity is due to changes in the scattering coefficient with depth, which may be either increasing or decreasing as one approaches the illuminated boundary. The non-stationarity of the extrinsic energy source of two types is studied: the Dirac $\delta(t)$ - function form and the Heaviside $H(t)$ - unit jump function. The question of using the observed changes of line profiles in time to determine both their various optical characteristics and the physical properties of the radiating medium itself is investigated.

Keywords: *inhomogeneous atmosphere: probability density distribution:cumulative distribution function: evolution of spectral lines profiles*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.G.Nikoghossian*, ComBAO, **68**, Iss.1, 32, 2021.
2. *R.Bellman, H.Kagivada, S.Ueno*, J. Math. Anal. and Appl., **9**, 424, 1964.
3. *R.Bellman, J.M.Wing*, An introduction of invariant imbeding, Wiley & Sons, 1975.
4. *J.Casti, R.Kalaba*, Imbedding Methods in Applied Mathematics (Russian transl.) M., Mir, 1976.
5. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **64**, 537, 2021, (Astrophysics, **64**, 490, 2021).
6. *A.G.Nikoghossian*, ComBAO, **69**, Iss.2, 140, 2022.
7. *В.А.Амбарцумян*, Труды АО ЛГУ, **23**, 6, 1938.
8. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **63**, 611, 2020, (Astrophysics, **63**, 534, 2020).
9. *В.В.Соболев*, Курс теоретической астрофизики, М., Наука, 1985.
10. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **47**, 123, 2004, (Astrophysics, **47**, 104, 2004).
11. *M.Matsumoto*, Publ. Astron. Soc. Japan, **19**, 163, 1967.
12. *M.Matsumoto*, Publ. Astron. Soc. Japan, **19**, 434, 1967.
13. *M.Matsumoto*, J.Math. Anal. and Appl., **51**, 403, 1976.
14. *B.D.Ganapol*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **25**, 159, 1981.
15. *В.В.Соболев*, Астрон. ж., **27**, 81, 1950.
16. *В.В.Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.
17. *И.Н.Минин*, Вестник ЛГУ, **13**, 137, 1959.
18. *И.Н.Минин*, ДАН СССР, **154**, 1059, 1964.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

МАЙ, 2023

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-301

ТЕОРИЯ КЛАССИЧЕСКИХ ГАЗОВЫХ ПОЛИТРОП В ИНТЕГРАЛЬНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ. II. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ФУНКЦИЙ ЭМДЕНА И ПРОФИЛЕЙ ПЛОТНОСТИ В ЗАМКНУТОМ ВИДЕ

Г.А.САИЯН

Поступила 19 декабря 2022

Принята к печати 22 мая 2023

Представлены аналитические приближения точных решений нелинейного интегрального уравнения типа Вольтерры второго рода для классических газовых политроп в замкнутой форме. Это уравнение рассматривается в качестве интегрального эквивалента дифференциального уравнения Лейна-Эмдена с граничными условиями, описывающего известные политропные модели в рамках задачи Коши. С помощью линейного приближения этого интегрального уравнения и общих эвристических соображений физического характера, а также с помощью графического моделирования и варьирования параметров аппроксимирующих функций, получены приближенные выражения функций Эмдена и безразмерной плотности в замкнутом виде со среднеквадратичной точностью от $\sim 10^{-4}$ до нескольких процентов для серии значений показателя политропы n , представляющих практический интерес ($n = 0.5, 3, 4, 6, \infty$). Полученное нами ранее приближение пространственной плотности изотермической модели сравнивается с псевдоизотермическим законом, описывающим распределение плотности темной материи вокруг спиральных галактик и используемым разными авторами для исследования их кривых вращения.

Ключевые слова: *политропы:уравнение Лейна-Эмдена:нелинейное интегральное
уравнение типа Вольтерры второго рода:функция Эмдена*

1. Введение. Как известно, для политроп с показателями $n \neq 0, 1, 5$ не существует точных решений уравнения Лейна-Эмдена (далее - ЛЭ-уравнение) в замкнутом виде [1-3]. Однако это не исключает возможности поиска приближенных решений такого типа. Ввиду сложности проблемы, аналитические или полуаналитические подходы могут здесь сочетаться с интуитивными предположениями о возможном функциональном виде приближенных решений. Существует множество методов получения аналитических приближений функций Эмдена: разложения в степенные ряды [1-6], метод вспомогательных функций [7], Паде-аппроксимации [8], полиномы Адомяна [9-11], ортогональные полиномы [12,13] и полиномы Бернштейна [14] и т.д. В настоящей работе мы не стремились к продолжению этой традиции, а также не пытались найти какие-то новые итерационные процедуры взамен известных [15] для получения максимально высокой точности приближения. Как правило, они

приводят к усложнению аппроксимирующих функций и неизвестно, в какой степени могут представлять интерес с физической точки зрения, хотя с их помощью достигается высокая степень приближения. Нас интересовали приближения функций Эмдена в виде простых (элементарных) функций или их комбинаций (пусть даже с незначительным ущербом для точности приближения), имеющих, по возможности, компактный вид, как, например, в [16], которые, как мы надеемся, могли бы упростить расчеты физических характеристик политроп в аналитическом плане или в плане удобства их применения в процессе численного интегрирования. В дальнейшем, в качестве оценки близости точной и аппроксимирующей функций, будет использоваться среднеквадратичное приближение σ , определяемое по формуле

$$\sigma = \sqrt{\sum_1^N \frac{[y_i - f_i]^2}{N}}, \quad (1)$$

где y_i - точное значение функции Эмдена (или пространственной плотности) в i -й точке, полученное численным интегрированием, f_i - значение аппроксимирующей ее функции в той же точке, N - число точек, выбранных для вычисления. Во всех графиках, приводимых ниже, используются значения y_i , полученные в [17]. Важно заметить, что некоторые политропные модели допускают не одно близкое по точности приближение к функции Эмдена и пространственной плотности в замкнутой форме.

В разделе 1 нашей работы [18]¹ было представлено нелинейное интегральное уравнение типа Вольтерры второго рода в качестве эквивалента дифференциального ЛЭ-уравнения с граничными условиями в рамках решения задачи Коши. Здесь мы пользуемся термином "нелинейное интегральное уравнение" и в дальнейшем будем говорить о решениях применительно к нему. Далее, необходимо иметь в виду, что предлагаемые в работе аппроксимации функций Эмдена и пространственной плотности политроп в замкнутой форме не обязательно вытекают непосредственно из этого уравнения или его линейного приближения, но некоторые могут быть обоснованы с его помощью либо аналитически, либо численно. На графиках функций, представленных в тексте, профили плотности и функции Эмдена приводятся практически в том же порядке, что и в тексте. Точки на графиках, соответствующих точным решениям ЛЭ-уравнения, полученным в [17], используются здесь в качестве стандарта сравнения для оценки точности наших приближений.

2. Приближенные аналитические решения. Упомянутое выше нелинейное интегральное уравнение в рамках классической теории сферических газовых политроп имеет вид:

В работе [18] в формуле (33) вместо степени " β " должно быть " ω "

$$\theta(\xi) = 1 - \int_0^\xi \theta^n(x)x(1-x/\xi)dx. \quad (2)$$

Оно справедливо для показателей политропы $n < \infty$ при граничных условиях

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

В случае изотермической сферы аналогом уравнения (1) является уравнение

$$\psi(\xi) = \int_0^\xi e^{-\psi(x)}(1-x/\xi)dx \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\psi(0) = 0, \quad \psi'(0) = 0. \quad (5)$$

В приведенных выше уравнениях $\theta(\xi)$ и $\psi(\xi)$ являются функциями Эмдена для каждого случая соответственно, т.е., безразмерными гравитационными потенциалами указанных политроп.

Помимо условий, наложенных на функцию Эмдена в рамках задачи Коши, можно также наложить и дополнительные естественные требования, которым должны удовлетворять эти функции, вытекающие из физических соображений - это четность относительно переменной ξ , существование у нее точки перегиба при $n \geq 1$, конечность массы политропы, зависящая от n .

В качестве первого шага преобразуем исходное нелинейное интегральное уравнение (2) в многомерное интегральное уравнение с участием интегралов повышающейся кратности, как это показано в [18]. Если ввести обозначение $\tau(\xi) = \theta^n(\xi)$, то уравнение (2), после возвведения его обеих частей в n -ю степень, можно записать в виде:

$$\tau(\xi) = 1 - n \int_0^\xi \tau(x)x \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) dx + n(n-1) \int_0^\xi \tau(x)x \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) dx \int_0^x \tau(x')x' \left(1 - \frac{x'}{x}\right) dx' \dots \quad (6)$$

Здесь первое приближение дает линейное интегральное уравнение типа Вольтерры второго рода, зависящее от показателя политропы как от параметра. Его решением является сферическая функция Бесселя нулевого порядка $j_0(\sqrt{n}\xi)$. Однако графическое сравнение приближения к точной функции Эмдена, полученной методом численного интегрирования [17], показывает, что в качестве начального приближения к ней удобнее брать функцию $j_0(\lambda\xi/\sqrt{n})$, где $n > 1$, а λ - некоторое положительное число порядка единицы [19]. Сопоставление графика точной функции Эмдена со сферической функцией Бесселя показывает, что для получения более удачного аналитического приближения в замкнутой форме, необходимо умножить эту функцию Бесселя на некоторый корректирующий фактор меньше единицы, который, исходя из необходимости сохранения четности функции Эмдена, также должен

быть четной функцией, возможно, зависящей от свободного параметра (или параметров). Выбор этого фактора зависит, вообще говоря, от показателя политропы.

2.1. Случай $n = 0.5$. Этот показатель близок к области значений ($0.5 < n < 1.0$), которые, как считается [20], приближенно соответствуют уравнению состояния ультрапрелиativистского вырожденного нейтронного газа в нейтронных звездах, хотя точное уравнение состояния вещества при столь высоких плотностях, порядка ядерной и выше, неизвестно (см., например, [21]) из-за неуверенности в описании взаимодействия между нейтронами (кроме того, в ультрапрелиativистском случае, вместо барионной плотности, как в обычной теории политроп, в уравнениях состояния присутствует плотность энергии). Уравнение (2) при $n = 0.5$ примет вид:

$$\theta(\xi) = 1 - \int_0^\xi \theta^{1/2}(x) x \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) dx. \quad (7)$$

Вводя, как было указано выше, подстановку $\tau(x) = \theta^{1/2}(x)$, можно привести уравнение к виду

$$\tau(\xi) = \left[1 - \int_0^\xi \tau(x) x \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) dx \right]^{1/2} \quad (8)$$

или

$$\tau^2(x) = 1 - \int_0^\xi \tau(x) x \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) dx. \quad (9)$$

При таком преобразовании нелинейность из подынтегральной части выносится в левую часть уравнения. Однако оно не поддается решению в замкнутом виде. Для нахождения его приближенного решения, с учетом того, что функция Эмдена не превышает единицу, формально разложим правую часть уравнения (8) в ряд Тейлора по степеням интеграла как переменной, что аналогично разложению бинома Ньютона с полуцелой степенью (см. также уравнение (6) и уравнения (53)-(55) в разделе 1 [18]):

$$\tau(\xi) = 1 - \frac{1}{2} \int_0^\xi \tau(x) x \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) dx - \frac{1}{4} \int_0^\xi \tau(x) x \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) dx \int_0^x \tau(x') x' \left(1 - \frac{x'}{x}\right) dx' \dots \quad (10)$$

Ограничиваившись первыми двумя членами разложения в (10), получим линейное интегральное уравнение Вольтерры, решением которого является функция $\tau(\xi) = j_0(\xi/\sqrt{2})$ или, ввиду приближенности, $\theta(\xi) \approx (j_0(\xi/\sqrt{2}))^2$. Напомним, что $\tau(\xi)$ представляет собой безразмерную плотность распределения (профиль плотности). Она очень хорошо описывается приведенной сферической функцией Бесселя вплоть до расстояний $\xi \approx 2$ при радиусе политропы

$\xi_1 = 2.75269805$. Графическое моделирование показывает, что вклад отброшенных членов разложения (9) может быть учтен простым возведением функции Бесселя в некоторую степень, зависящую от четной степени ξ , а именно, в степень $1 + \xi^6/319$. Как степень, так и знаменатель рассматривались в качестве параметров, которые варьировались вплоть до достижения минимального значения σ :

$$\tau(\xi) = \left(j_0\left(\xi/\sqrt{2}\right)\right)^{1+\xi^6/319}. \quad (11)$$

Оно очень хорошо описывает профиль плотности политропы ($\sigma \approx 8.9382 \cdot 10^{-3}$) вплоть до значения $\xi = 2.6$, т.е., практически, во всей области ее определения, за исключением концевой части. Для функции Эмдена, после возведения (11) в квадрат, приближение имеет вид:

$$\theta(\xi) = \left(j_0\left(\xi/\sqrt{2}\right)\right)^{2(1+\xi^6/319)}. \quad (12)$$

Точность этой аппроксимации вплоть до значения $\xi = 2.6$ составляет $\sigma = 1.278 \cdot 10^{-2}$, что чуть хуже, чем для плотности. Такие расхождения естественны для представленных функций, поскольку они не являются точными решениями интересующих нас уравнений. Возможно слабое улучшение значения σ (до $1.264 \cdot 10^{-2}$) путем замены степени 6 на 6.04 в (11) и (12), которое представлено ниже графически.

Можно, однако, подобрать более удачную функцию во всей области определения, исходя из некоторых наводящих соображений, без строгого математического обоснования. Предположим, что ввиду близости показателей политроп $n=0$ и $n=0.5$, безразмерная плотность, как и функция Эмдена, при $n=0.5$ должна содержать такое же квадратичное выражение, как функция Эмдена для несжимаемой жидкости $1 - \xi^2/6$, но в более обобщенном виде:

$$\theta^{1/2}(\xi) = \tau(\xi) = \left(1 - \frac{\xi^2}{\xi_0^2}\right)^\omega, \quad (13)$$

где ξ_0 и ω - свободные параметры, определяемые путем графического моделирования. Вариации этих параметров дают минимальное значение $\sigma \approx 8.41478 \cdot 10^{-3}$ при $\xi_0 = 2.75269805$ (радиусе политропы) и $\omega = 0.5874$, что близко к значению показателя политропы. Таким образом, получаем

$$\theta^{1/2}(\xi) = \left(1 - \frac{\xi^2}{\xi_0^2}\right)^{0.5874}. \quad (14)$$

Этот результат можно улучшить, если заменить постоянную степень 0.5874 на переменную в виде четной функции ξ , исходя из требования симметрии функции Эмдена. Проверка показывает, что наиболее приемлемой является функция четвертой степени $D - E\xi^4$, где коэффициенты D и E подбираются

так, чтобы обеспечить максимальную степень приближения к искомой точной функции. Так, для профиля плотности находим:

$$\theta^{1/2}(\xi) = \left(1 - \frac{\xi^2}{\xi_0^2}\right)^{0.629 - 0.001405\xi^4} \quad (15)$$

при $\sigma \approx 1.69 \cdot 10^{-3}$, тогда как для функции Эмдена $\sigma \approx 1.173164 \cdot 10^{-3}$ при $D = 1.2618$ и $E = 0.00281$. Таким образом, мы имеем:

$$\theta(\xi) = \left(1 - \frac{\xi^2}{\xi_0^2}\right)^{1.2618 - 0.00281\xi^4}. \quad (16)$$

Заметим, что (16) является почти точным квадратом (15), как и должно быть в идеале, а численное интегрирование уравнения (7), после подстановки в него плотности (15), дает приближение к функции Эмдена, отличающееся от (16) на $\sigma \approx 10^{-4} - 10^{-3}$. Заметим, что квадрат функции (14) приближает функцию Эмдена с $\sigma = 7.8669 \cdot 10^{-3}$.

Выражение (14) удобно для выполнения прямого интегрирования в (7) и получения еще одного приближенного аналитического выражения функции Эмдена этой модели, весьма близкого к (16). Вычисление дает:

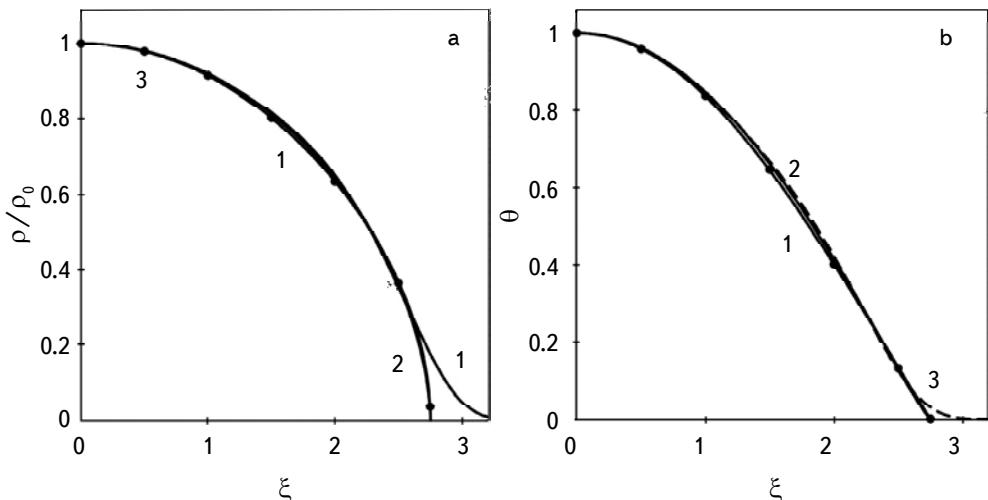


Рис.1. а) Профиль плотности полигропы с $n = 0.5$. Кривая 1 (с хвостиком) задана формулой (11), а 3 - формулой (15). Кривая (2) описывает профиль плотности (14), которая визуально почти неотличима от функции 3. б) Приближение функции Эмдена полигропы с $n = 0.5$. Сплошные кривые представляют аппроксимирующие функции. Кривая 1 описывается формулой (16), а пунктирная кривая 3 - формулой (12). Кривая 2 является квадратом (14) и располагается между (1) и (3). Она визуально почти неотличима от (16) и (17), которая здесь не представлена.

$$\theta(\xi) = 1 - \frac{\xi_0^2}{2(\omega+1)} \left[1 - \left(1 - \frac{\xi^2}{\xi_0^2} \right)^{\omega+1} \right] + \frac{\xi_0^3}{2\xi} B\left(\frac{\xi^2}{\xi_0^2}; \frac{3}{2}, \omega+1\right), \quad (17)$$

где $B\left(\frac{\xi^2}{\xi_0^2}; \frac{3}{2}, \omega+1\right)$ - неполная бета-функция, определяемая интегралом [22]:

$$B(z; x, y) = \int_0^z t^{x-1} (1-t)^{y-1} dt, \quad \operatorname{Re} x > 0, \operatorname{Re} y > 0. \quad (18)$$

При указанных выше значениях $\omega = 0.5874$ и $\xi_0 = 2.75269805$, полученное приближение к функции Эмдена обращается в нуль при $\xi \approx 2.73867051$ (с точностью $\sim 10^{-7}$), т.е., охватывает практически всю область определения реальной функции Эмдена. При этом отклонение от точной функции на этом интервале составляет $\sigma \approx 3.48167 \cdot 10^{-3}$. Графики функций (11), (12) и (14)-(16) представлены на рис.1а, б. Функции (16) и (17) различаются на $\sim 10^{-4}-10^{-3}$ в зависимости от точки внутри области определения.

2.2. Случай $n = 1.5$ и $n = 2.0$. Первый случай относится к вырожденному нерелятивистскому электронному газу в маломассивных белых карликах. Приближенные выражения функции Эмдена для этих политроп, содержащие сферическую функцию Бесселя нулевого порядка, приведены в [19], поэтому мы на них останавливаться не будем. Заметим лишь, что они отличаются высокой степенью приближения. При $n = 1.5$, $\sigma = 8.087 \cdot 10^{-3}$, а при $n = 2$, $\sigma = 4.12321 \cdot 10^{-3}$ при найденных значениях параметров функций.

На примере политропы с $n=2$ мы продемонстрируем один метод нахождения последовательных приближений решения уравнения (2), который является частным случаем процедуры, изложенной в *Примечании 1* [18] на примере уравнения Фредгольма 2-го рода. Она дает возможность построения итерированных ядер и ряда Неймана, с помощью которого можно получить резольвентную функцию, а значит, и решение линейного интегрального уравнения. В то же время он позволяет представить решение политропного уравнения в виде ряда по возрастающим степеням ξ .

Уравнение (1) при $n=2$ имеет вид

$$\theta(\xi) = 1 - \int_0^\xi \theta^2(x) x \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) dx. \quad (19)$$

Вместо функции $\theta(x)$ в подынтегральном выражении в (19) подставим всю правую часть этого уравнения (назовем эту подстановку "матрёшкой"). Будем иметь:

$$\begin{aligned} \theta(\xi) = & 1 - \int_0^{\xi} \left(1 - \int_0^x \theta^2(x') x' \left(1 - \frac{x'}{x} \right) dx' \right)^2 x \left(1 - \frac{x}{\xi} \right) dx = 1 - \frac{\xi^2}{6} + \\ & 2 \int_0^{\xi} x \left(1 - \frac{x}{\xi} \right) dx \int_0^x \theta^2(x') x' \left(1 - \frac{x'}{x} \right) dx' - \int_0^{\xi} x \left(1 - \frac{x}{\xi} \right) \left[\int_0^x \theta^2(x') x' \left(1 - \frac{x'}{\xi} \right) dx' \right]^2 dx. \end{aligned} \quad (20)$$

Повторяя эту процедуру несколько раз, получим следующее разложение $\theta(\xi)$ по степеням переменной ξ вплоть до первых четырех членов

$$\theta(\xi) = 1 - \frac{\xi^2}{6} + \frac{\xi^4}{60} - \frac{11\xi^6}{7560} + \dots, \quad (21)$$

что с точностью до членов порядка ξ^6 совпадает с последовательными приближениями Пикара и с разложением $\theta(\xi)$ в ряд Тейлора для малых значений ξ (см. также [9,10] относительно применения метода декомпозиции Адомяна для решения ЛЭ-уравнения)

$$\theta(\xi) = 1 - \frac{\xi^2}{6} + \frac{n\xi^4}{120} - \frac{n(8n-5)\xi^6}{15120} + \frac{n(122n^2-183n+70)}{3265920} \xi^8 \dots \quad (22)$$

при $n = 2$.

2.3. Случай $n = 3$. Как известно, такая политропная модель применяется для описания звезд главной последовательности и хорошо согласуется со стандартной моделью Эддингтона [23]. Кроме того, она описывает состояние вырожденного релятивистского электронного газа в белых карликах. Для этого случая было предложено весьма хорошее приближение функции Эмдена в виде гиперболического секанса [16]:

$$\theta\left(\frac{\xi}{\sqrt{3}}\right) = \operatorname{sech}\left(\frac{\xi}{\sqrt{3}}\right) = \frac{2}{e^{\xi/\sqrt{3}} + e^{-\xi/\sqrt{3}}}. \quad (23)$$

Среднеквадратичная оценка аппроксимации составляет $\sigma = 1.70619 \cdot 10^{-2}$. Если бы это решение было точным, то в качестве распределения плотности нужно было бы брать функцию $(\theta(\xi/\sqrt{3}))^3$. Проверка показывает, что последняя функция близка к точному профилю плотности политропы на величину $\sigma = 1.00954 \cdot 10^{-2}$. Ее можно несколько улучшить, если рассматривать переменную степень вида $3 - dx^2$, где d - свободный параметр. Варьируя d , можно добиться минимального отклонения приближения от точного распределения плотности, полученного методом численного интегрирования. Оно имеет следующий вид (при $\sigma = 9.1326 \cdot 10^{-3}$):

$$\frac{\rho(\xi)}{\rho_0} = \left[\operatorname{sech}\left(\frac{\xi}{\sqrt{3}}\right) \right]^{3-0.0176\xi^2}. \quad (24)$$

Однако функция типа (24) не удобна для аналитических расчетов. С этой точки зрения гораздо более подходящим приближением плотности оказывается функция $\exp(-q\xi^2)$, где коэффициент q находится так же, как и параметры ранее обсуждаемых функций. Минимум σ достигается при значении $1.70252 \cdot 10^{-2}$ для $q=0.427$, что несколько хуже приведенного выше значения для функции (24). Графически функции $\exp(-0.427\xi^2)$ и (24) очень близки друг к другу (см. рис.2а). Новое приближение функции Эмдена можно получить, если подставить $\exp(-q\xi^2)$ в уравнение (2) и произвести необходимое интегрирование. После некоторых преобразований получим выражение:

$$\theta(\xi) = 1 - \int_0^\xi e^{-qx^2} x \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) dx = 1 - \frac{1}{2q} \left(1 - e^{-q\xi^2}\right) - \frac{1}{2\xi q \sqrt{q}} \gamma\left(\frac{3}{2}, q\xi^2\right) = 1 - \frac{1}{2q} \left[1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2\xi \sqrt{q}} \operatorname{erf}(\sqrt{q}\xi)\right], \quad (25)$$

где $\gamma(3/2, z^2)$ - нижняя неполная гамма-функция, а $\operatorname{erf}(z)$ - функция ошибок. При этих преобразованиях использовались следующие соотношения для данных функций [23]:

$$\gamma(s+1, x) = s\gamma(s, x) - x^s e^{-x}, \quad \gamma\left(\frac{1}{2}, x\right) = \sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\sqrt{x}). \quad (26)$$

При $q = 0.427$ аппроксимация (25) функции Эмдена с точностью $\sigma = 3.21205 \cdot 10^{-2}$ согласуется с поведением (23). Максимальное среднеквадратичное отклонение функций (23) и (25) во всей области определения функции Эмдена ($0 \leq \xi \leq 6.8968486$) составляет $3.5486 \cdot 10^{-2}$.

Заметим, что радиальное распределение массы (отношение массы, заключенной в объеме с радиусом ξ к полной массе политропы), численно рассчитанное по откорректированной функции (24), хорошо согласуется со стандартной моделью Солнца [24]. По этим расчетам получается, что почти 95% массы Солнца сосредоточено в объеме, занимающем примерно 22% объема звезды, что приводит к значению средней для этого объема плотности в $6.204 \text{ г}/\text{см}^3$, типичной для металлов.

В рамках описываемого подхода, как и в случае с $n=1.5$, приближенное выражение для функции Эмдена можно было бы искать, используя сферическую функцию Бесселя $j_0(\lambda\xi/\sqrt{3})$, помноженную на корректирующий фактор с квадратным членом (см. [19]). Однако найденные приближения уступают по точности полученным выше и мы их рассматривать не будем.

Графическое моделирование с помощью различных элементарных функций показывает однако, что при $3.5 \leq \xi \leq 6.8968486$ более точным, чем (23) и (25), оказывается приближение:

$$\theta(\xi) = \frac{4.87}{x^2} \left(1 - \frac{x^2}{6.8968486^2} \right)^{0.948765}. \quad (27)$$

Приближения (23) и (27) сшиваются в точке $\xi = 4.27325$ и дают среднеквадратичное отклонение от функции Эмдена во всей области определения на уровне одного процента $\sigma = 1.09537 \cdot 10^{-2}$. Их комбинация может быть представлена в виде

$$\theta(\xi) = \operatorname{sech}\left(\frac{\xi}{\sqrt{3}}\right) H(4.27325 - \xi) + \frac{4.87}{x^2} \left(1 - \frac{x^2}{6.8968486^2} \right)^{0.948765} H(\xi - 4.27325), \quad (28)$$

где $H(x)$ - единичная функция Хевисайда: $H(x > 0) = 1$, $H(x \leq 0) = 0$. Графики функций (23)-(25), (27) представлены на рис.2а, б.

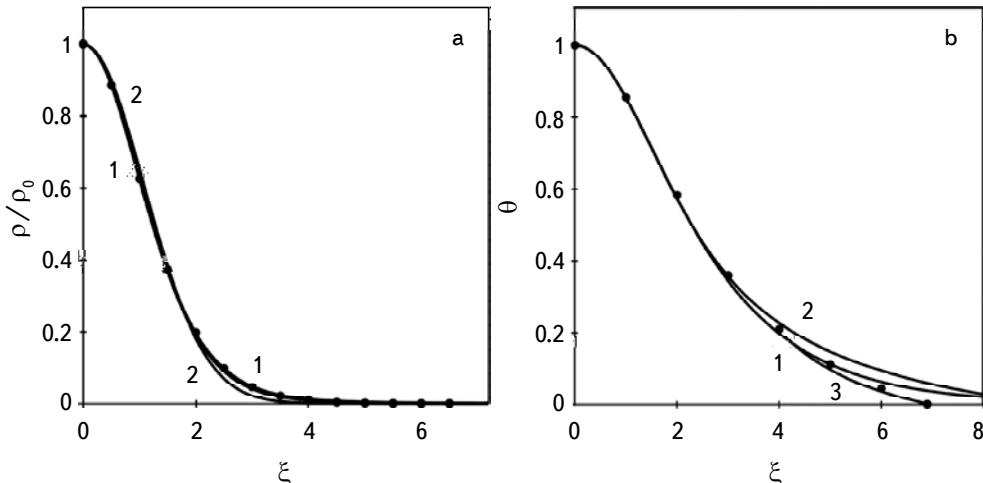


Рис.2. а) Приближение профиля плотности политропы с $n = 3$. Кривые, определяемые формулами (23) в кубической степени и (24), практически сливаются в (1) и ложатся на точки, соответствующие точным решениям ЛЭ-уравнения. Самая нижняя кривая (2) описывается формулой $\exp(-0.427x^2)$. б) Приближение функции Эмдена политропы с $n = 3$. Графики 1-3 обрываются на расстоянии $\xi = 6.8968486$. Функция (1) описывается формулой (23), 2 - формулой (25) и 3 - функцией (27) при $\xi \geq 4.27325$. Функции 1 и 3 сшиваются в точке $\xi = 4.27325$ и образуют как бы единую кривую, описываемую формулой (28).

2.4. Случай $n = 4.0$ и $n = 6.0$. Хотя эти политропные модели не ассоциируются с какими-либо известными конкретными астрофизическими объектами, тем не менее, нельзя исключать возможности их применения в будущем в рамках композитных политропных моделей, относящихся к классу уже знакомых объектов или систем.

Для нахождения приближения плотности пространственного распределения в них будем исходить из распределения плотности в модели Пламмера-

Шустера:

$$\theta^5(\xi) = \frac{1}{(1 + \xi^2/3)^{5/2}}, \quad (29)$$

т.е., политропы с $n = 5$, в качестве исходного приближения. Для этого рассмотрим некоторую условную политропную модель с $n = 5(1 + \varepsilon)$, где параметр $|\varepsilon| < 1$. Разложим функцию плотности пространственного распределения $\theta^{5(1+\varepsilon)}(\xi)$ в ряд по степеням ε , ограничившись первыми четырьмя членами разложения. Похожий метод уже применялся в [25] к ЛЭ-уравнению в предположении, что данный параметр является существенно малой величиной по сравнению с показателем самой политропы, а еще ранее такая идея была предложена в работе [26], в которой предлагались новые приближенные аналитические решения ЛЭ-уравнения. Разложение имеет вид:

$$\theta^{5(1+\varepsilon)}(\xi) = \theta^5(\xi) \left[1 + 5\varepsilon \ln \theta(\xi) + \left(\frac{5^2}{2!} \right) \varepsilon^2 (\ln \theta(\xi))^2 + \left(\frac{5^3}{3!} \right) \varepsilon^3 (\ln \theta(\xi))^3 \right] \quad (30)$$

или, используя представление (29),

$$\theta^{5(1+\varepsilon)}(\xi) \approx \frac{1}{(1 + \xi^2/3)^{5/2}} \left[1 - \left(\frac{5}{2} \right) \varepsilon \ln \left(1 + \xi^2/3 \right) + \left(\frac{5^2}{8} \right) \varepsilon^2 \ln^2 \left(1 + \xi^2/3 \right) - \left(\frac{5^3}{48} \right) \varepsilon^3 \ln^3 \left(1 + \xi^2/3 \right) \dots \right]. \quad (31)$$

При $n = 4$, $\varepsilon = -1/5$, а при $n = 6$, $\varepsilon = 1/5$. Подставляя указанные значения параметра ε в приведенное выше разложение, получим:

$$\theta^4(\xi) \approx \frac{1}{(1 + \xi^2/3)^{5/2}} \left[1 + \frac{1}{2} \ln \left(1 + \xi^2/3 \right) + \frac{1}{8} \ln^2 \left(1 + \xi^2/3 \right) + \frac{1}{48} \ln^3 \left(1 + \xi^2/3 \right) \dots \right], \quad (32)$$

$$\theta^6(\xi) \approx \frac{1}{(1 + \xi^2/3)^{5/2}} \left[1 - \frac{1}{2} \ln \left(1 + \xi^2/3 \right) + \frac{1}{8} \ln^2 \left(1 + \xi^2/3 \right) - \frac{1}{48} \ln^3 \left(1 + \xi^2/3 \right) \dots \right]. \quad (33)$$

Приведенные разложения достаточно близки к точным функциям пространственной плотности для указанных политропных моделей. Однако проверка показывает, что лучшего приближения можно достичь, если сохранить три члена разложения в квадратных скобках приведенных выражений, а вклад опущенных членов учесть путем возвведения этих скобок в некоторую степень, зависящую от ξ . Графическое моделирование показывает, что эта степень хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией от ξ^2 , зависящей от параметра, подлежащего определению с помощью минимизации среднеквадратичной ошибки аппроксимации. Так, для политропы $n=4$ получаем плотность распределения в виде:

$$\theta^4(\xi) \approx \frac{1}{(1 + \xi^2/3)^{5/2}} \left[1 + \frac{1}{2} \ln \left(1 + \xi^2/3 \right) + \frac{1}{8} \ln^2 \left(1 + \xi^2/3 \right) \right]^{\exp(-0.158\xi^2)}, \quad (34)$$

при $\sigma = 6.351853 \cdot 10^{-4}$. Для политропы $n=6$ наилучшее приближение имеет вид:

$$\theta^6(\xi) \approx \frac{1}{(1+\xi^2/3)^{5/2}} \left[1 - \frac{1}{2} \ln(1+\xi^2/3) + \frac{1}{8} \ln^2(1+\xi^2/3) \right]^{\exp(-0.197\xi^2)} \quad (35)$$

с $\sigma = 1.1980887 \cdot 10^{-3}$. Соответствующие им графики представлены на рис.3а.

В случае подстановки приведенных профилей плотности в уравнение (2), для получения приближений функций Эмдена указанных политропных моделей возникают громоздкие выражения, о практической пользе которых говорить не приходится. Проще всего вычислить корни 4-й и 6-й степени от (34) и (35) (как если бы они были точными решениями уравнения (2)), которые, как оказалось, обеспечивают степень приближения к точным функциям Эмдена на уровне нескольких процентов и менее процента (при $n=4$, $\sigma = 3.556 \cdot 10^{-2}$ во всей области определения, а при $0 \leq \xi \leq 7.0$, $\sigma = 9.3927 \cdot 10^{-3}$, что охватывает основную область концентрации всей массы политропы). Соответственно, для $n=6$ точность приближения на выбранном интервале расстояний $0 \leq \xi \leq 16$ составляет $\sigma = 1.594 \cdot 10^{-2}$, в то время как в диапазоне $0 \leq \xi \leq 8.0$, $\sigma = 1.044 \cdot 10^{-3}$. Эти данные указывают на некоторое расхождение между точными функциями Эмдена и их приближениями в хвостовой части, что можно увидеть на рис.3б, где точки, как было сказано выше, соответствуют точным решениям, полученным в [17] путем численного интегрирования ЛЭ-уравнения. Ожидать такой же точности приближений для функций Эмдена, как это имеет место для безразмерных профилей плотности, конечно, нельзя, поскольку речь идет о приближенных выражениях в замкнутом виде, а не точных решениях.

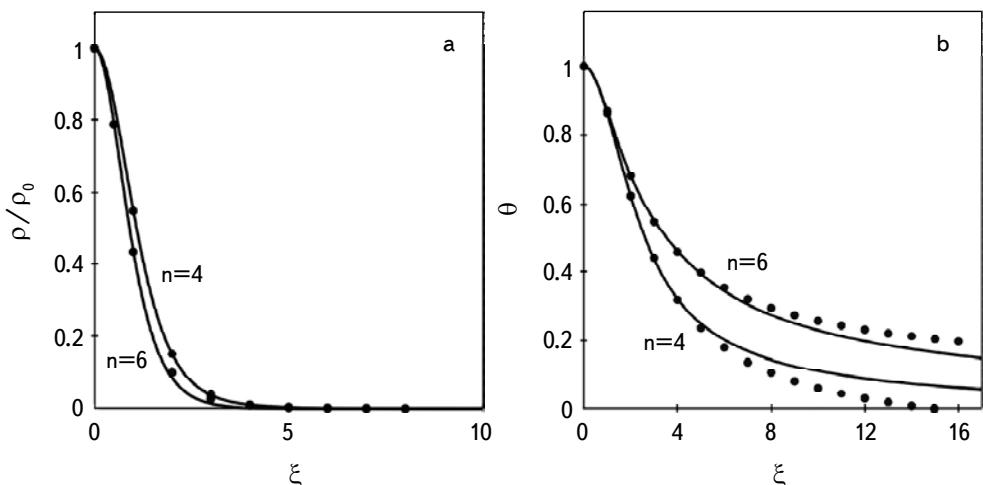


Рис.3. а) Приближение профилей плотности политроп с $n = 4$ и $n = 6$. б) Приближение функций Эмдена политроп с $n = 4$ и $n = 6$.

2.5. Случай $n = \infty$. Этот случай соответствует изотермической модели, которая описывается уравнением (3) с граничными условиями (4). Он подробно исследовался Чандрасекаром [2]. При малых значениях аргумента экспонента в (3) может быть приближенно заменена на 1, и тогда мы получаем поведение функции Эмдена $\psi(\xi) = \xi^2/6$ в окрестности центра. Для плотности это дает $\rho = e^{-\psi(x)} \approx 1 - \xi^2/6$, что характерно для всех политропных моделей. Поведение функции Эмдена в этой модели при малых ξ можно уточнить, если произвести замену

$$e^{-\psi(x)} \approx 1 - \psi(x), \quad (36)$$

что позволяет свести (3) к неоднородному линейному интегральному уравнению

$$\psi(\xi) = \frac{\xi^2}{6} - \int_0^\xi \psi(x) x \left(1 - \frac{x}{\xi}\right) dx, \quad (37)$$

решение которого находится элементарно:

$$\psi(\xi) = \frac{\operatorname{sh} \xi}{\xi} - 1 \approx \frac{\xi^2}{6}. \quad (38)$$

Аналитическое приближение функции Эмдена для изотермической сферы в замкнутом виде было предложено и детально описано нами в работе [19]. Приближение пространственной плотности имеет вид:

$$e^{-\psi(\xi)} \approx \varrho(\xi)/\rho_0 = \left(1 + \frac{\xi^2}{2}\right)^{-\beta(\xi)}, \quad (39)$$

$$\beta(\xi) = \frac{1 + \xi^2/4}{3 + \xi^2/4}. \quad (40)$$

Если представить, что спиральные галактики погружены в изотермическое гало, то при данном профиле плотности получается кривая вращения (см. [19]) с постоянной скоростью орбитального движения v на больших расстояниях от центра. Здесь v - безразмерная величина, равная V/V_0 , V - орбитальная скорость, V_0 - некоторая постоянная скорость, определяемая ниже. На малых расстояниях скорости растут линейно ($v \sim \xi$), что полностью соответствует наблюдаемой в этих галактиках картине. Полученная с помощью (39) теоретическая кривая вращения сохраняет линейность на большем расстоянии от центра галактики, чем аналогичная кривая, выводимая из псевдоизотермического закона [27,28]:

$$\rho(r)/\varrho_0 = \frac{1}{1 + (r/R_c)^2}, \quad (41)$$

(где ϱ_0 - центральная плотность, r - расстояние от центра системы, а R_c - радиус ее ядра), используемого при описании распределения холодной темной материи в гало галактик в качестве альтернативы модели Наварро-Фрэнка-

Уайта [29,30]:

$$\rho(r)/\rho_0 = \frac{1}{(r/R_s)(1+r/R_s)^2}, \quad (42)$$

имеющей особенность в центре. Здесь ρ_0 и масштабный радиус R_s - параметры, зависящие от гало. В псевдоизотермической модели асимптотическая скорость V_∞ на кривой вращения стремится к значению $V_0 = \sqrt{4\pi G \rho_c} R_c$. В нашей модели $V_\infty = \sqrt{2} V_0$, а максимум кривой вращения $V_m \approx 1.55 V_0$. Сравнение (39) и (41) представлено на рис.4а. На рис.4б показаны кривые вращения нашей модели и псевдоизотермической модели, где в качестве безразмерного расстояния используется величина r/R_c .

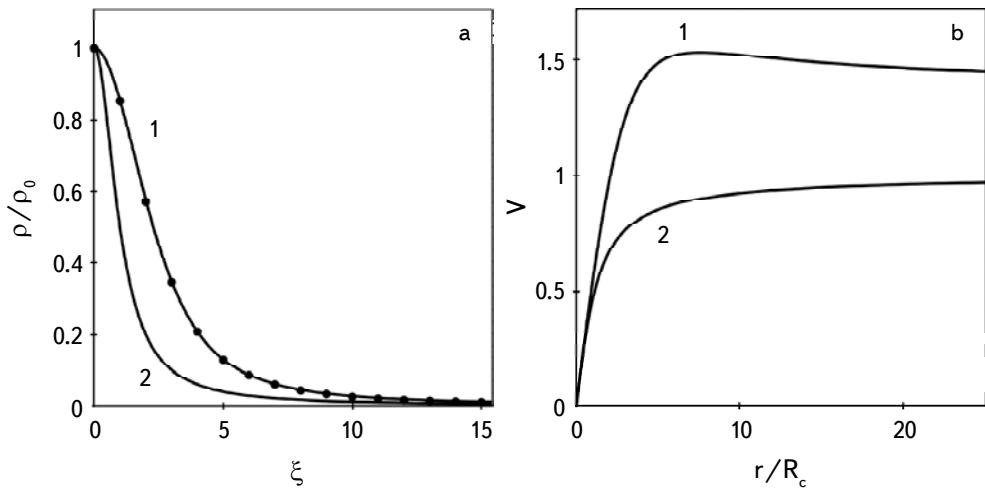


Рис.4. а) Сравнение нашего профиля плотности изотермической сферы (1) с псевдоизотермическим профилем (2). б) Кривая вращения (1) соответствует нашему приближению изотермического профиля плотности, (2) - псевдоизотермическому закону.

Вопрос о том, могут ли предложенные нами приближение профиля плотности изотермической сферы и теоретическая кривая вращения стать альтернативами уже существующим моделям с точки зрения понимания особенностей спиральных галактик, требует отдельного анализа с применением наблюдательного материала.

3. Выводы и обсуждение. В настоящей работе приведены приближения функций Эмдена и профиля безразмерной плотности для разных политропных моделей с показателями политропы $n = 0.5, 3, 4, 6, \infty$. Эти приближения отличаются достаточно высокой точностью (от 10^{-4} до 10^{-2}) и представлены в замкнутом виде, состоящем из элементарных функций. Для

нахождения и обоснования некоторых из них использовалось нелинейное интегральное уравнение (2). При этом из наложенных ранее на искомые функции Эмдена условий физического характера (четность относительно своей переменной, наличие точки перегиба при $n > 1$, конечность массы для определенных n), здесь использовалось только условие четности и, косвенно, второе условие. Рассмотренные значения показателя политропы (вместе с теми, что обсуждались в [19]) охватывают достаточно обширный класс астрофизических объектов, для которых полученные приближения могут оказаться, как мы надеемся, практически полезными как с физической, так и вычислительной точек зрения.

Кадровое агентство, Келли Сервисис, Канзас Сити, США
e-mail: grigori_saiyan@hotmail.com

THEORY OF CLASSICAL GAS POLYTROPES IN THE INTEGRAL REPRESENTATION. II. ANALYTIC APPROXIMATIONS TO EMDEN FUNCTIONS AND DENSITY PROFILES IN A CLOSED FORM

G.A.SAIYAN

Analytic approximations in closed forms to exact solutions of the nonlinear integral Volterra type equation of the second kind are presented. This equation is considered as the integral equivalent of the Lane-Emden differential equation with boundary conditions, which describes known polytropic models within the Cauchy problem. By means of a linear approximation to this integral equation and general heuristic considerations of a physical nature, as well as by means of graphical modeling and variation of the parameters of the approximating functions, approximate expressions of the Emden functions and dimensionless density are obtained in a closed form with a mean square accuracy from $\sim 10^{-4}$ to a few percents for a series of values of the polytropic index n of practical interest ($n = 0.5, 3, 4, 6, \infty$). The earlier obtained approximation to the spatial density of the isothermal model is compared with the pseudo isothermal law, which describes the distribution of the density of dark matter around spiral galaxies and is used by various authors to study their rotation curves.

Keywords: *polytropes: Lane-Emden equation: Volterra type nonlinear integral equation of the second kind: Emden function*

ЛИТЕРАТУРА

1. *V.R.Emden*, Gaskugeln, Leipzig, 1907.
2. *S.Chandrasekhar*, An Introduction to the Study of Stellar Structure. University Chicago Press. USA, 2022.
3. *G.P.Horedt*, Polytropes. Applications in Physics and Astrophysics and Related Fields, Kluwer Academic Publishers, 2004.
4. *L.W.Roxburgh, L.M.Stockman*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **303**, 466, 1999.
5. *C.Hunter*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **328**, 839, 2001.
6. *M.J.Nouh*, New Astron., **9**(6), 467, 2004.
7. *V.Marinca, N.Herisanu, B.Marinca*, Optimal auxiliary Functions Method for Nonlinear Dynamical Systems, p.355, 2021.
8. *G.P.Horedt*, Astron. Astrophys., **172**, 359, 1987.
9. *G.Adomian*, Solving Frontier Problems in Physics. The Decomposition Method. Kluwer Academic Publishers, 1993.
10. *S.S.Motsa, S.Shateyi*, Mathematical Problems in Engineering, doi:10.1155/2012/614796, 2012.
11. *J.A.Sanchez Cano*, ISRN Applied Mathematics, Volume 2011. doi:10.5402/2011/709753.
12. *K.Parand, A.Taghavi, M.Shanini*, Acta Physica Polonica B, **40**, 1749, 2009.
13. *K.T.Elgindy, H.M.Refath*, Applied Numerical Mathematics, **128**, Issue C, 98, 2018.
14. *N.Kumar, R.K.Pandey, C.Cattani*, ISRN Astronomy and Astrophysics, 2011. doi: 10.5402/2011/351747.
15. *F.K.Liu*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **281**, 1197, 1996.
16. *M.Beech*, Astrophys. Space. Sci., **132**, 393, 1987.
17. *G.P.Horedt*, Astrophys. Space Sci., **126**, 357, 1986.
18. Г.А.Саян, Астрофизика, **66**, 151, 2023.
19. Г.А.Саян, Сообщения БАО, **68**, 509, 2021.
20. Lecture 7.14.pdf. https://www.ucolick.org/~woosley/ay112-114/lectures/lecture_7.124.pdf
21. *K.Hebeler, J.M.Latimer, C.J.Pethick et al.*, Astrophys. J., **773**, 11, 2013.
22. Г.Бейтмен, А.Эрдейи, Трансцендентные функции I. Изд. М., Наука, 1973.
23. Г.Бейтмен, А.Эрдейи, Трансцендентные функции II. Изд. М., Наука, 1974.
24. *V.Dhilon*, Solving the Lane-Emden equation. University of Sheffield. 2012. http://www.vikdhillon.staff.shef.ac.uk/teaching/phy213/phy213_le.htm.
25. *M.V.Medvedev, G.Rybicki*, Astrophys. J., **555**, 863, 2001.
26. *Z.F.Seidov, R.K.Kuzakhmedov*, Astron. Zh., **55**, 1250, 1978.
27. *W.J.G. de Blok, F.Walter, E.Brinks et al.*, Astron. J., **136**, 2648, 2008.
28. *Se-H.Oh, W.J.G. de Blok, F.Walter et al.*, Astron. J., **136**, 2761, 2008.
29. *J.F.Navarro, C.S.Frenk, C.D.M.White*, Astrophys. J., **462**, 563, 1996.
30. *J.F.Navarro, C.S.Frenk, C.D.M.White*, Astrophys. J., **490**, 493, 1997.



К 100-летнему юбилею Л.В.Мирзояна

Л.В.Мирзоян родился 1 мая 1923г. в г. Ереване в семье служащего. Будучи еще подростком он лишился отца, но несмотря на трудные материальные и морально-психологические условия, в 1947г. получил высшее образование по специальности "математика" в Ереванском государственном университете.

По инициативе академика В.А.Амбарцумяна в 1947г. Л.В.Мирзоян начал свою научную деятельность в недавно созданной Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армении. Л.В.Мирзоян занимал ответственные должности, принимал активное участие в основании и становлении обсерватории. Он был ученым секретарем и более четверти века заместителем директора по научной части, заведовал отделом физики звезд и туманностей. В 1951г., под руководством О.А.Мельникова, Л.В.Мирзоян защитил кандидатскую диссертацию, а в 1968 году докторскую по теме: "Некоторые вопросы кинематики и физики молодых звезд". Под его непосредственным руководством в начале 70-х годов был установлен 2.6-м телескоп Бюраканской обсерватории.

Л.В.Мирзоян автор десятка книг и учебников по астрономии, а также 200 научных работ, опубликованных в ведущих астрономических изданиях. Под его редакцией были изданы научные монографии и научно-популярные книги. Он был членом научно-издательского совета Армянской Советской Энциклопедии, председателем научно-отраслевого совета по астрономии.

Научные работы Л.В.Мирзояна посвящены широкому кругу астрофизических проблем: нестационарные звезды, звездные ассоциации, вспыхивающие звезды, кометы. Л.В.Мирзоян был активным защитником бюраканской концепции о

происхождении и эволюции небесных тел, выдвинутой В.А.Амбарцумяном. В его работах расширение звездных ассоциаций было подтверждено с помощью лучевых скоростей путем применения идеи "синтетической ассоциации".

Неоценима заслуга Л.В.Мирзояна в исследовании вспыхивающих звезд. Фактически он был руководителем этих исследований, выполняемых в рамках международной программы. Под его непосредственным руководством астрономы Армении, Болгарии, Венгрии, Грузии, Казахстана, Узбекистана успешно проводили комплексное исследование вспыхивающих звезд в звездных агрегатах и окрестности Солнца. В результате этих работ было обнаружено несколько сот новых вспыхивающих звезд в ассоциациях и скоплениях и проведены фотометрические, калориметрические и спектральные исследования. Эти исследования полностью подтвердили предположение В.А.Амбарцумяна о том, что вспышечная стадия является закономерной фазой в жизни красных карликовых звезд.

Благодаря своей исключительной работоспособности, внутренней организованности, трудолюбию и человеческим качествам, Л.В.Мирзояну удавалось успешно совмещать научную деятельность с организаторской, педагогической и редакторской. Будучи аспирантом, Л.В.Мирзоян начал свою педагогическую деятельность в Ереванском государственном университете, которая продолжалась полвека. Под его руководством многие аспиранты из разных стран мира успешно защитили кандидатские диссертации и продолжают успешно работать в известных обсерваториях мира.

Необходимо особо отметить неоценимую роль академика Л.В.Мирзояна в журнале "Астрофизика" как заместителя главного редактора (1965-1988), а затем и главного редактора (1988-1998). В трудные для Армении дни, в начале 90-х годов, в основном благодаря его усилиям журнал, "Астрофизика" продолжал издаваться.

За свою научно-педагогическую деятельность Л.В.Мирзоян был удостоен звания заслуженного деятеля науки Армении, высоких правительственные наград. В 1986г. он был избран член-корреспондентом АН АрмССР, в 1996г. - действительным членом НАН Армении. Л.В.Мирзоян пользовался заслуженным уважением мирового астрономического сообщества. Он был член-корреспондентом Международной академии астронавтики, членом Международного астрономического союза, членом Астрономического совета АН СССР, а с 1970 по 1975гг. - членом-советником Парижского астрофизического института.

Людвиг Васильевич Мирзоян был одним из лучших представителей блестящего поколения армянских астрономов, основавших Бюракансскую обсерваторию и бюракансое направление в науке. Л.В.Мирзоян ушел из жизни в 1999г., оставив о себе память, как о принципиальном человеке и ученом, бескорыстно и беззаветно преданного своему делу.

Редакция журнала "Астрофизика"

"Астрофизика"

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

1. Рукописи могут быть представлены в печатном виде (hard copies) в двух экземплярах, отпечатанные на одной стороне листа формата А4, вместе с соответствующей электронной версией. Один из экземпляров должен быть подписан всеми авторами. Указываются сведения об авторах: фамилия, имя, отчество, название учреждения, электронный адрес.

2. Рукопись может быть набрана в виде файла с расширениями .doc, .docx, .rtf, через 1.5 интервала, используя Font 12pt.

3. Рисунки должны быть выполнены предельно аккуратно с разборчивыми надписями. Необходимые объяснения даются в подписях к рисункам, которые не должны повторяться в тексте. Рисунки необходимо отправить в виде .jpg, .bmp, .wmf, .eps файлов. С учетом формата журнала размеры рисунков редакцией могут быть изменены. В тексте рисунки нумеруются в порядке очередности (рис.1, рис.2, и т.д.). Если рисунок, состоит из двух или более панелей, то возможны обозначения типа рис.1а или рис.1а, б.

4. Таблицы должны иметь номера и информативные названия. Примечания должны быть сведены к минимуму и пронумерованы надстрочными арабскими цифрами.

5. Цитирование литературы. Цитируемая литературадается порядковым номером в строчку в квадратных скобках (например, [5]) и соответствует номеру в списке литературы. Список литературы должен быть оформлен следующим образом:

а) Для журнальных статей указываются инициалы и фамилии авторов курсивным шрифтом (в оригинальной транскрипции), название журнала в принятом сокращении (сокращения для некоторых наиболее часто встречаемых журналов, применяемых в "Астрофизике", дается в сайте журнала), номер тома жирным шрифтом, номер первой страницы, год издания. Для русскоязычных журналов, которые переводятся на английский язык, в скобках приводится соответствующее название журнала на английском, том, страница и год публикации.

б) Для книг следует указывать инициалы и фамилию автора курсивом, место и год издания.

6. Оформление рукописи. На первой странице дается название статьи (по возможности кратко и информативно), инициалы, фамилия каждого автора и аннотация на русском языке. На второй странице приводятся название статьи, инициалы, фамилия каждого автора и текст аннотации на английском языке, который должен полностью соответствовать русскому. В аннотации должны быть изложены главные результаты работы без ссылок на литературу. Максимальный объем аннотации не должен превышать 5% основного текста. Таблицы, список литературы, рисунки и надписи к рисункам печатаются на отдельных страницах. Расположение таблиц и рисунков отмечается на полях основного текста. Аннотации, основной текст, список литературы и таблицы должны иметь одну общую нумерацию страниц. Суммарный объем не должен превышать 16 стандартных страниц. Объем краткого сообщения - не более 4 страниц.

Статья состоит из пронумерованных разделов, начиная с "1. *Введение*". Названия разделов печатаются курсивом в строке, они должны быть краткими и содержательными. Подразделы могут быть пронумерованы как 2.1, 2.2 и т.д. Необходимые сокращения терминов или названий могут быть использованы во всей статье, однако их объяснение дается лишь один раз при первом упоминании.

7. В случае представления двух или более статей одновременно необходимо указать желательный порядок их публикации.

8. Рукописи авторам не возвращаются.

9. Авторам статьи (независимо от их количества) представляется 10 оттисков бесплатно.

CONTENTS

To the 100 th anniversary of L.V.Mirzoyan	167
On the unified scheme of γ -ray emitting jetted active galactic nuclei <i>A.I.Audu, F.C.Odo, E.U.Iyida, O.Okike, A.A.Ubachukwu</i>	169
Environmental dependence of different colors of active galactic nucleus (AGN) host galaxies <i>Xin-Fa Deng, Zhi-Yong Wu</i>	185
Multiwavelength properties of selected high redshift blazars <i>G.Harutyunyan</i>	195
TYC 1417-891-1 and TYC 1478-742-1: eclipsing variable stars. The Gaia EDR3 and TESS photometric data <i>K.K.Gigoyan, K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, M.Meftah, G.R.Kostandyan, F.Rahmatullaeva</i>	211
The activity of Gl 414A with two planets and its effect on the mass loss of the planet Gl 414A b atmosphere <i>I.S.Savanov</i>	223
ASASSN-19fy: The features of a dwarf nova in the "period gap" <i>O.I.Antonyuk, E.P.Pavlenko, K.A.Antonyuk, N.V.Pit, A.A.Sosnovskij, G.I.Kokhirova, F.D.Rakhmatullaeva</i>	233
Peculiarities of the magnetic field behavior of the Ae/Be star HD190073 <i>Yu.V.Glagolevskij</i>	245
Photometric activity of CQ Tau for 125 years <i>V.P.Grinin, L.V.Tambovtseva, O.Yu.Barsunova, D.N.Shakhovskoy</i>	257
Large-scale electric currents in coronal heating processes above solar active regions <i>Yu.A.Fursyak</i>	265
Theory of classical gas polytropes in the integral representation. II. Analytic approximation to Emden functions and density profiles in a closed form <i>G.A.Saiyan</i>	301

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ASASSN-19fy: ОСОБЕННОСТИ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ В
"ПРОВАЛЕ" ПЕРИОДОВ

*О.И.Антонюк, Е.П.Павленко, К.А.Антонюк, Н.В.Пить,
А.А.Сосновский, Г.И.Кохирова, Ф.Дж.Рахматуллаева* 233

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ Ae/Be
ЗВЕЗДЫ HD190073

Ю.В.Глаголевский 245

ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ CQ Tau НА ВРЕМЕННОМ
ИНТЕРВАЛЕ 125 ЛЕТ

В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, О.Ю.Барсунова, Д.Н.Шаховской 257

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В ПРО-
ЦЕССАХ НАГРЕВА КОРОНЫ НАД АКТИВНЫМИ ОБЛАСТЯМИ
НА СОЛНЦЕ

Ю.А.Фурсяк 265

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В НЕОДНОРОДНОЙ
АТМОСФЕРЕ, ОСВЕЩАЕМОЙ НЕСТАЦИОНАРНЫМИ
ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГИИ

А.Г.Никогосян 285

ТЕОРИЯ КЛАССИЧЕСКИХ ГАЗОВЫХ ПОЛИТРОП В ИНТЕГ-
РАЛЬНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ. II. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ПРИ-
БЛИЖЕНИЯ ФУНКЦИЙ ЭМДЕНА И ПРОФИЛЕЙ ПЛОТНОСТИ
В ЗАМКНУТОМ ВИДЕ

Г.А.Саян 301