

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

О НАПРАВЛЕННОСТИ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИЯХ

Г.М. Товмасян, Х.-П. Торрес-Папаки 509

МНОГОВОЛНОВОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДАЛЕКОГО БЛАЗАРА

PKS 0537-286

Н.Саакян, Д.Исраелян, Г.Арутюнян 521

ППН ДВИЖЕНИЕ S-ЗВЕЗД ВОКРУГ SGR A*

Р.И.Гайнутдинов 533

СПЕКТРОСКОПИЯ И КИНЕМАТИКА V1117 Нег - ВЫСОКО-ШИРОТНОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА UX Ori

И.С.Потравнов, М.В.Еселеевич 547

ГОРБЫ И СВЕРХГОРБЫ В СИСТЕМЕ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ ТИПА SU UMa 1RXS J161659.5+620014

*Е.П.Павленко, А.А.Сосновский, К.А.Антонюк,
Э.Р.Люманов, Н.В.Пить, О.И.Антонюк* 559

О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ ВРАЩЕНИИ ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА A

И.С.Саванов, Е.С.Калиничева, Е.С.Дмитриенко 573

-

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ԵՐԵՎԱՆ

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կողեզրական

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

Ժ.Ալեյսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզման (Ուսուաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ուսուաստան), Տ.Յու.Մաղաքյան (Հայաստան), Ա.Ս.Միքայելյան (Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ուսուաստան), Յու.Ա.Շահնշահնով (Ուսուաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ուսուաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ուսուաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեշետնիկով (Ուսուաստան), Գ.Ն.Սուրատոս (Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)

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

Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)

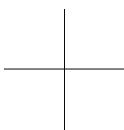
Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),
Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), Е.П.Павленко (Россия),
Э.С.Парсамян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салуквадзе (Грузия),
М.Туратто (Италия), А.М.Черепашук (Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Щекинов
(Россия)

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

"ԱՍՏՐՖԻԶԻԿԱ"-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 տակամանակից 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: astroz@sci.am

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



АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

ON THE ALIGNMENT OF GALAXIES IN CLUSTERS

H.M.TOVMASSIAN¹, J.P.TORRES-PAPAQUI²

Received 14 April 2020

Accepted 16 August 2020

We explore the distribution of position angles (PA) of galaxies in clusters. We selected for study the isolated clusters, since the distribution of the galaxy orientation in clusters with close neighbors could be altered by the gravitational influence of the latter. We assume that galaxies are aligned, if their number at one 90° position angle interval is more than twice higher than at the other 90° interval. We study the galaxy PA distribution at the outer regions of clusters with smaller space density, where the probability of the PA variation in the result of interactions between galaxies is smaller than at the dense central regions. We found that the alignment of galaxies is more often observed in poor clusters and concluded that originally galaxies were aligned, but in the result of accretion in time of field galaxies with arbitrary orientations and also due to the mutual interactions the relative number of aligned galaxies decreases.

Keywords: *galaxies: clusters - galaxies: alignment - galaxies: large-scale structure*

1. *Introduction.* According to pancake scenario [1-3] galaxies form in the result of the gas-dust cloud collapse. At such case the position angles (PA) of galaxies will naturally be aligned independent on the cluster mass. According to Miller & Smith [4], Salvador-Sole & Solanes [5] Usami & Fujimoto [6], the galaxies could be aligned also at the hierarchical scenario of the cluster origin due to the cluster tidal field. At the latter scenario the galaxies will be aligned predominantly in rich clusters. Thus the alignment of galaxies in clusters is a clue for the explanation of their origin. Therefore a lot of efforts have been undertaken in the past for study the distribution of the PA of galaxies in clusters. Some evidence on the alignment of galaxies with the parent cluster were reported by Sastry [7], Adams, Strom & Strom [8], Carter & Metcalfe [9], Binggeli [10], Struble & Peebles [11], Rhee & Katgert [12], Lambas et al. [13], Flin & Olowin [14], Fong, Stevenson & Shanks [15]. More certainly the alignment was found between orientations of the cluster and of the BCG (cD) [7-9,16-22]. Plionis et al. [23] and Rong, Zhang & Liao [24] found evidence that significant galaxy alignment is present in dynamically young clusters. Meanwhile, Dekel [25], van Kampen & Rhee [26], Trevese, Cirimele & Flin [27], Djorgovski [28] and Cabanela & Aldering [29] found no galaxy alignment, except the alignment of the BCG with its parent cluster. Chen et al. [30] found a statistically significant galaxy-filament correlation, but not on the galaxy-cluster alignment. Thus, the

results on the study of the galaxy alignment in clusters were contradictory.

In this paper we undertook new search for alignment of galaxies and showed that galaxies are aligned mostly in poor clusters. We suggest that the primordial orientations of member galaxies were ordered at the cluster origin, but later on the assembly of field galaxies by the cluster and interactions between galaxies within the cluster introduce disorder in the galaxy orientations. We showed also that clusters in which the primordial alignment of galaxies preserved, do rotate.

2. The data. We study the possible alignment of galaxies in ACO [31] clusters. Many ACO clusters are themselves clustered [32-34]. The gravitational influence of the nearby cluster may affect on the orientation of galaxies in the studied cluster. In order to avoid this effect we studied isolated clusters. We compiled a list of 73 strongly isolated clusters with nearest neighbor located on sky at the projected distance >10 Mpc (Table 1). For comparison we studied also the clusters with smaller degree of isolation, with 5 to 9 Mpc projected distance

Table 1

**THE LIST OF ISOLATED CLUSTERS WITH NEARBY NEIGHBOR
AT PROJECTED DISTANCE >10 Mpc**

Cluster	z	N_2	Cluster	z	N_2	Cluster	z	N_2
A595	0.0666	48	A1168	0.0906	41	A1825	0.0595	30
A602	0.0619	62	A1169	0.0586	79	A1827	0.0654	41
A634	0.0265	102	A1238	0.0733	68	A1849	0.0963	27
A635	0.0925	34	A1270	0.0692	63	A1864	0.0870	51
A660	0.0642	25	A1307	0.0817	67	A1890	0.0574	83
A671	0.0502	98	A1314	0.0335	119	A2018	0.0878	50
A690	0.0788	49	A1371	0.0398	61	A2019	0.0807	24
A692	0.0894	50	A1424	0.0768	72	A2022	0.0578	78
A695	0.0687	27	A1480	0.0734	31	A2048	0.0972	61
A699	0.0851	31	A1507	0.0604	57	A2082	0.0862	24
A724	0.0933	46	A1516	0.0769	60	A2107	0.0411	130
A727	0.0951	58	A1541	0.0893	79	A2108	0.0919	48
A744	0.0729	32	A1552	0.0858	74	A2110	0.0980	27
A757	0.0517	49	A1564	0.0792	52	A2122	0.0661	72
A779	0.0225	115	A1599	0.0855	25	A2142	0.0909	123
A819	0.0759	20	A1609	0.0891	27	A2148	0.0877	30
A834	0.0709	35	A1616	0.0833	48	A2162	0.0322	47
A858	0.0863	26	A1630	0.0648	36	A2178	0.0928	24
A1024	0.0734	49	A1684	0.0862	27	A2205	0.0876	39
A1028	0.0908	26	A1692	0.0842	49	A2255	0.0806	122
A1035	0.0684	59	A1750	0.0852	91	A2366	0.0529	53
A1066	0.0690	83	A1781	0.0618	45	A2593	0.0413	138
A1126	0.0646	33	A1783	0.0690	50	A2630	0.0667	37
A1139	0.0398	50	A1809	0.0791	94			
A1142	0.0349	64	A1812	0.0630	28			

to the nearest neighbor on sky. The list of the mild isolated 25 clusters is presented in Table 2. Redshifts of the selected clusters are $z < 0.1$ and they contain more than 20 galaxies within area with 2 Mpc radius. It is assumed that member galaxies of the most ACO clusters are located within 2 Mpc of the Abell radius [32], defined as $R_A = 1'.7/z$ ($H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) [35]. The member galaxies of clusters were retrieved from the SDSS-DR9 [36]. The galaxies with the primary mode (marked in the catalog as 1) and good quality of observations (marked by 3) were retrieved. According to [37] we retrieved galaxies with velocities within $\pm 1500 \text{ km s}^{-1}$ of the cluster velocity. PAs are those at r band.

At the corresponding columns of Tables 1 and 2 the following information is given: the cluster designation, the redshift of the cluster and the number of galaxies in the cluster within 2 Mpc radius. The parameters of clusters are from NED¹.

Table 2

THE LIST OF MILD ISOLATED CLUSTERS WITH THE NEARBY
NEIGHBOR AT PROJECTED DISTANCE $5 < d < 9 \text{ Mpc}$

Cluster	z	N_2	Cluster	z	N_2	Cluster	z	N_2
A912	0.0446	21	A1589	0.0725	100	A1983	0.0436	149
A933	0.0956	47	A1638	0.0620	33	A1991	0.0587	99
A1100	0.0463	53	A1650	0.0838	59	A2029	0.0773	77
A1149	0.0710	37	A1663	0.0843	60	A2065	0.0726	115
A1185	0.0325	182	A1691	0.0721	75	A2089	0.0711	60
A1205	0.0754	46	A1775	0.0717	60	A2092	0.0669	50
A1267	0.0329	28	A1795	0.0625	103	A2149	0.0679	40
A1291	0.0527	84	A1831	0.0615	37			
A1468	0.0844	31	A1927	0.0945	35			

3. Analysis. We used a simple method for search of the alignment of the orientation of galaxies in clusters. We divided the range of PAs of galaxies in each cluster into two 90° sections so that to have a high number N_h of galaxies at one section and a small number N_s of galaxies at the other section. We assume that there is an alignment signal, if the number of galaxies at one 90° section is by at least 2 times higher than at the other 90° section.

A primordial galaxy alignment in clusters could be severely damped by the violent relaxation, by the exchange of angular momentum in galaxy interactions over a Hubble time [38] that mostly occur in the dense cluster environment. Therefore, we first searched the orientation of galaxies in the outer area of clusters

¹ The NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

Table 3

THE LIST OF STRONGLY ISOLATED CLUSTERS WITH THE
 ALIGNMENT SIGNAL FOR GALAXIES AT THE RING
 WITH RADII $1 \div 2$ Mpc

Cluster	I_{PA}	N_h	N_s	$(N_h / N_s)_{1 \div 2}$
A595	37-122	12	3	4.0
A635A	78-165	8	2	4.0
A660A	160-69	12	4	2.2
A695A	26-107	9	3	3.0
A699A	82-158	12	6	2.0
A724	171-81	14	3	4.7
A744A	2-86	7	3	2.3
A819A	23-113	7	3	2.3
A834	18-106	15	4	3.75
A858	56-136	8	2	4.0
A1028A	1-89	9	4	2.25
A1035A	69-158	8	4	2.0
A1126A	18-108	11	5	2.2
A1139	6-96	12	6	2.0
A1168	3-84	12	5	2.4
A1169	20-108	23	8	2.9
A1238A	102-10	23	7	3.3
A1270	69-159	17	7	2.4
A1307	164-74	24	11	2.2
A1371	39-121	18	7	2.6
A1480A	161-70	11	5	2.2
A1516A	76-160	18	8	2.25
A1541	64-144	25	7	3.6
A1552	131-41	24	12	2.0
A1599A	100-3	7	3	2.3
A1616A	2-89	16	6	2.7
A1684A	68-156	8	4	2.0
A1781A	68-156	19	7	2.7
A1783A	88-167	12	3	4.0
A1809A	15-103	24	12	2.0
A1812A	32-122	12	4	3.0
A1825A	115-20	11	5	2.2
A1849A	73-150	9	2	4.5
A2018A	44-131	21	7	2.6
A2019A	75-156	9	4	2.25
A2082A	144-40	11	1	11.0
A2108	32-108	12	3	4
A2110	91-180	11	3	3.7
A2122A	51-141	22	11	2.0
A2148	108-18	8	3	2.3
A2178A	51-133	9	4	2.25
A2366A	85-170	9	4	2.25
A2630A	44-132	10	2	5

at the ring with cluster-centric radii $1 \div 2$ Mpc.

The results of counts in the outer ring of clusters with a smaller degree of isolation is presented in Table 3. In the corresponding columns of Table 3 the following information is given: 1st - the cluster designation; 2d - the interval of PAs at which the high number of galaxies are distributed; 3d - the number N_h of galaxies at this section; 4th - the number of galaxies at the opposite section; 5th - the ratio N_h / N_s at the searched region. In these clusters the alignment signal was found only for 8 out of 26 clusters, 32%.

Table 4

THE LIST OF THE MILD ISOLATED CLUSTERS WITH THE
ALIGNMENT SIGNAL FOR GALAXIES AT THE RING
WITH RADII $1 \div 2$ Mpc

Cluster	I_{PA}	N_h	N_s	$(N_h / N_s)_{1+2}$
A933	24-111	18	8	2.25
A1100	83-180	15	7	2.1
A1119	63-157	8	4	2.0
A1205	96-171	8	4	2.0
A1267	43-140	13	4	3.25
A1468	124-6	9	4	2.25
A1775	45-132	37	17	2.2
A1927	57-141	17	4	4.25
A2149	16-104	12	4	3.0

At the ring with cluster-centric radii $1 \div 2$ Mpc 43 clusters out of 73, i.e 59% have alignment signal (Table 3). Note that in the case of a random distribution of PAs the numbers of galaxies in two 90° intervals could occasionally differ from each other by more than 2 times. In order to verify whether the found number of clusters with alignment signal are real or are a result of random distribution of the galaxy PAs we applied non-parametric bootstrapping statistical test making 1000 simulations. The same statistical test was applied below for checking the reality of the found alignments in other cluster samples.

The probability that in 43 clusters out of 73 the ratio N_h / N_s exceeds 2 is real and is not a result of random distribution is 58.90% of success and a 95 percent confidence interval from 46.76% to 70.29% with a p -value = 0.01597. The p -value or probability value (>0.05) is the probability of obtaining test results at least as extreme, as the results actually observed during the test, assuming that the null hypothesis is correct. Hence, the probability that the found galaxy alignments at rings are real, is sufficiently high.

The orientations of 19 clusters with an alignment signal studied in this paper were determined by Plionis [19]. In Fig.1 the distribution of PAs of galaxies in

these clusters and the PAs of the cluster large axis determined by Plionis [19] are shown. The PAs of the large axes of 14 clusters are within an interval of

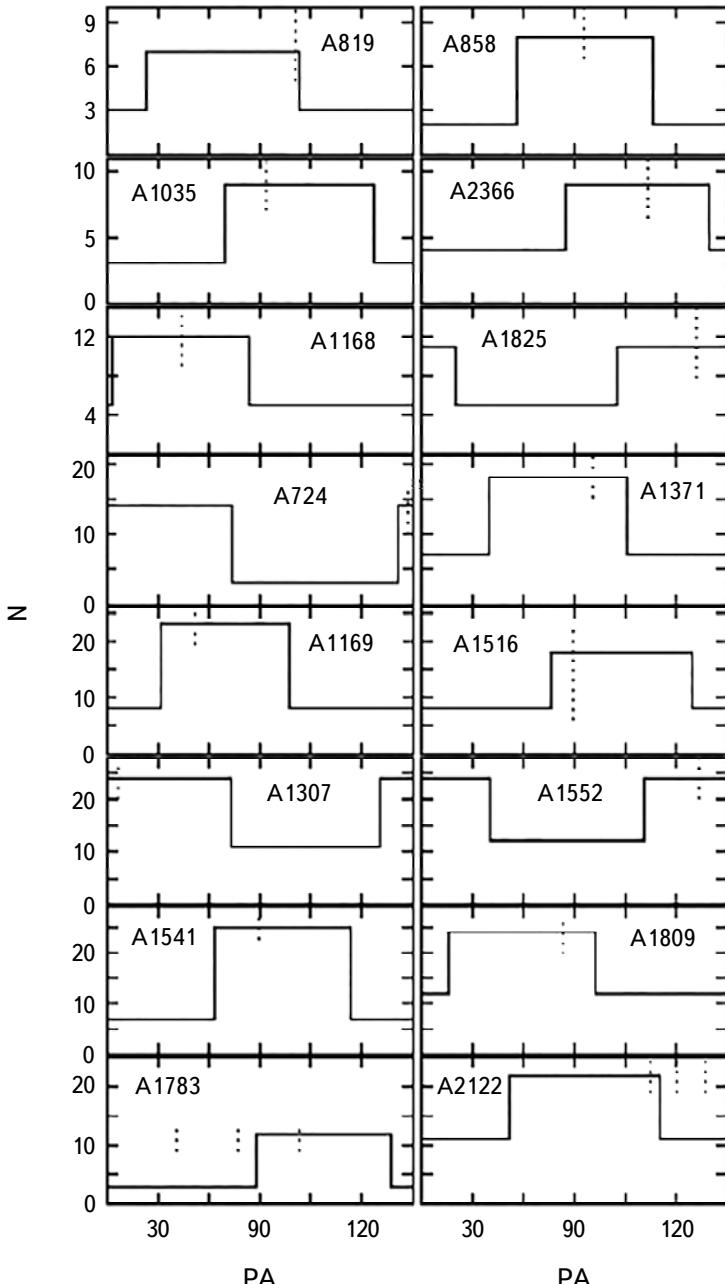


Fig.1. The comparison of the distribution of PAs of galaxies in clusters with the alignment signal with the cluster PA from Plionis [19] shown by dotted line. In cases of A1783 and A2122 the interval of the errors of the PA of the large axes of the cluster are also shown.

PAs of aligned galaxies. For 2 clusters, A1783 and A1812, the PA of their large axes fall into the interval of PAs of aligned galaxies, if to take into account the errors of the PA measurements [19] about 30° . The PAs of large axes of only 3 clusters, A1126, A1139, and A1812 are out of the 90° interval of the PAs of galaxies with alignment signal. The probability of 16 chance coincidences out of 19 is sufficiently small, 0.01. Even with the exclusion of A1783 and A1812, the probability of the chance coincidences of 14 out of 19 is still small, 0.02. The coincidence of the cluster large axes orientation with the interval of PAs of the majority of the cluster galaxies shows that the applied simple method for searching the alignment of galaxies in clusters is reliable.

The results of counts in the outer ring of clusters with a smaller degree of isolation and at the central area of strongly isolated clusters are presented respectively in Table 4 and Table 5 identical to Table 3.

In the outer ring of clusters with a smaller degree of isolation the alignment signal is found only for 8 out of 25 clusters, 32%. The probability that the found alignment signal in the ring of 8 out of 25 clusters is real, is 32.00% of success with a 95 percent confidence interval from 14.94% to 53.50% with a p -value = 0.01078.

At the central region of strongly isolated clusters the alignment signal is found for 27 clusters, 36%, out of the studied 73. The probability that the alignment at the central area of clusters does not occur by chance and is real is 36.98% of success with the 95 percent confidence interval from 25.97% to 49.08% and p -value = 0.01442. Hence, the found alignment of galaxies in both cluster samples are caused rather by random distribution of the galaxy PAs and are not real.

3.1. The dependence of the alignment on the cluster richness. The alignment of galaxies could depend on the richness of clusters and/or on the absolute magnitude of the observed galaxies, i.e. on the cluster redshift. In order to find out whether the alignment signal depends on the cluster richness or distance we split the list of 73 strongly isolated clusters into two parts: with low and high redshift clusters, and also poor and rich ones. In the consecutive lanes of Table 6 the average redshift z , the average number N_2 of galaxies, the minimal absolute magnitude $\langle M_r \rangle$ in r -band for the average redshift, the number N_{as} of galaxies with alignment signal and the ratio N_{as}/N_2 of the number of clusters with alignment signal to the total number of clusters are presented for nearby (column 2) and distant (column 3) clusters. In Table 7 the same data are presented for samples of rich and poor clusters.

Table 6 shows that difference between relative numbers of galaxies with alignment signal in nearby and distant clusters is not high, although the distant clusters are on average by 1.5 times farther and the limiting absolute M_r magnitudes of galaxies in this clusters differ by about 1^m . The average total

Table 5

THE LIST OF CLUSTERS WITH ALIGNED GALAXIES AT THE
CLUSTER CENTRAL REGION

Cluster	I_{PA}	N_h	N_s	$(N_h / N_s)_{1+2}$
A595	37-122	12	3	2.1
A660A	160-69	12	4	2.0
A695A	26-107	9	3	2.7
A727	16-106	22	17	2.8
A744A	2-86	7	3	4.5
A834	18-106	15	4	3.0
A1028A	1-89	9	4	2.25
A1126A	18-108	11	5	3.0
A1168	3-84	12	5	2.7
A1238A	102-10	23	7	2.75
A1371	39-121	18	7	2.0
A1541	64-144	25	7	2.5
A1552	131-41	24	12	2.2
A1564A	32-122	13	12	2.25
A1599A	100-3	7	3	2.0
A1616A	2-89	16	6	2.7
A1630A	7-96	7	4	2.6
A1692	9-96	17	9	3.0
A1750A	13-103	36	23	2.7
A1781A	68-156	19	7	2.1
A1812A	32-122	12	4	3.0
A2019A	75-156	9	4	2.7
A2048	0-90	19	14	2.1
A2082A	144-40	11	1	3.0
A2108	32-108	12	3	3.1
A2122A	51-141	22	11	2.2
A2205A	46-136	14	10	2.0

numbers of galaxies in clusters of both samples also do not differ from each other significantly. The relative number of nearby clusters with the alignment signal is 0.51 with 50.06% of success and 95 percent confidence interval from 38.71% to

Table 6

THE PARAMETERS OF THE NEARBY AND DISTANT CLUSTERS

	Nearby clusters	Distant clusters
$\langle z \rangle$	0.0565 ± 0.0143	0.0860 ± 0.0066
$\langle N_2 \rangle$	62 ± 30	50 ± 26
$\langle M_r \rangle$	-19.09	-20.02
N_{as}	19	24
N_{as}/N_t	0.51 ± 0.12	0.65 ± 0.13

Table 7

THE PARAMETERS OF POOR AND RICH CLUSTERS

	Rich clusters	Poor clusters
z	0.0655 ± 0.0207	0.0774 ± 0.0143
$\langle N_2 \rangle$	77 ± 25	35 ± 9
$\langle M_r \rangle$	-19.47	-19.78
N_{as}	15	28
N_{as}/N_t	0.40 ± 0.10	0.76 ± 0.14

62.59% with a p -value = 3.182e-03. The relative number of distant clusters with the alignment signal is 0.65, with 64.38% of success and a 95 percent confidence interval from 52.30% to 75.25% with a p -value = 1.818e-04.

The situation is different when we compare rich and poor clusters. Table 7 shows that the differences between the average redshifts and the limiting absolute magnitudes M_r of these two samples are smaller in comparison to those in nearby and distant clusters. However, the relative number of poor clusters with the alignment signal is by about 2.6 times higher in comparison to rich ones. The relative number of rich clusters with the alignment signal is 0.40 with 39.72% of success and a 95 percent confidence interval from 28.45% to 51.85% with a p -value = 1.173e-02. The relative number of poor clusters with the alignment signal is 0.76 with 75.34% of success and a 95 percent confidence interval from 63.85% to 84.68% with a p -value = 1.514e-15. Thus, in poor clusters the probability of the reality of the found alignment is sufficiently high, about 80%.

4. *Discussion and conclusions.* By study of the distribution of PAs of galaxies in the ring with radii 1÷2 Mps of 73 strongly isolated clusters the alignment signal is found in 43 clusters, i.e. in about 60%. Such high number of clusters with aligned galaxies may not be caused by a chance distribution of the galaxy PAs. Among the less isolated clusters and in the central dense area of clusters with 1 Mpc radius the alignment signal is found respectively in about 37% and 29% of clusters, that is close to the expected number of a chance occurrence of the alignment signal, the ratio $N_h/N_s > 2$. The separate analysis of clusters of different richnesses and distances showed that the alignment depends on the cluster richness. Alignment is found in about 75% of poor clusters with on average 35 galaxies within 2 Mpc. The probability that this is not due by a random distribution of the galaxy PAs is sufficiently high. This evidences in favor of the pancake scenario [1,2] of the cluster formation. If so, clusters could preserve the angular momentum of the primordial gas cloud.

According to Miller & Smith [4], Salvador-Sole & Solanes [5] Usami & Fujimoto [6], the galaxies could as well be aligned in the hierarchical scenario due to the tidal field of the cluster. However, the tidal field of the cluster would apparently be more effective in rich clusters with higher mass and the alignment would be observed in rich clusters. Whereas, we found the opposite.

During the cluster evolution the primordial alignment of galaxies could be altered. The alignment rate will decrease in the result the gravitational influence of nearby clusters and mutual interactions between galaxies. Apparently the rate of interactions is higher in rich clusters and especially at the cluster dense central regions. The gravitational influence would apparently have a smaller effect on the orientation of massive galaxies. Therefore, the alignment of only very massive BCGs (cDs) has been found with the cluster orientation [7-10,17-22]. The inclusion to the cluster content the faint field galaxies by the hierarchical assembly ([39] and references therein) with arbitrary orientations will certainly decrease the relative number of aligned galaxies. The poorer is the cluster, i.e. the less massive it is, the smaller amount of field galaxies would be assembled. Thus, the primordial alignment is better preserved in poor clusters, in which both reasons for altering it, interactions between galaxies and assembly of the field galaxies, are less effective.

Acknowledgments. We are grateful to M.Plionis for presentation the list of clusters with their neighbors and to the anonymous referee for careful reading of the manuscript and valuable comments. T-P acknowledges for support through grant DAIP-UGto (0173/19). This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. Funding for SDSS-III has been provided by the A.P.Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, and the U.S. Department of Energy Oce of Science. The SDSS-III web site is <http://www.sdss3.org/>.

SDSS 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, Carnegie Mellon University, University of Florida, the French Participation Group, the German Participation Group, Harvard University, the Instituto de Astrofisica de Canarias, the Michigan State/Notre Dame/JINA Participation Group, Johns Hopkins Univirsity, Lawrence Berkeley National Laboratory, Max Planck Institute for Astrophysics, Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, 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.

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

² Departamento de Astronomía, Universidad de Guanajuato

Apartado Postal 144, 36000, Guanajuato, Mexico

О НАПРАВЛЕННОСТИ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИЯХ

Г.М.ТОВМАСЯН¹, Х.-П.ТОРРЕС-ПАПАКИ²

В работе приводятся исследование распределения позиционных углов галактик в скоплениях. Были отобраны изолированные галактики, поскольку ориентации галактик в скоплениях с близкими соседями будут изменены из-за гравитационного воздействия последних. Предполагается, что галактики имеют общую направленность, если их количество в одном 90-градусном интервале более двух раз превышает их количество в другом 90-градусном интервале. Проведены исследования распределения позиционных углов галактик во внешних областях скоплений, где вероятность изменения позиционных углов в результате взаимодействия с другими галактиками меньше, чем в более плотных центральных областях. Обнаружено, что направленность галактик чаще наблюдается в бедных скоплениях, что галактики первоначально имели общую направленность, однако с течением времени в результате акреции галактик поля с произвольными ориентациями, а также из-за взаимного воздействия с другими галактиками, количество галактик, имеющих общую направленность, уменьшается.

Ключевые слова: галактики:скопления - галактики:направленность - галактики

REFERENCES

1. Ya.B.Zel'dovich, Astron. Astrophys., **5**, 84, 1970.
2. Ya.B.Zel'dovich, J.Einasto, S.F.Shandarin, Nature, **300**, 407, 1982.
3. A.G.Doroshkevich, S.Shandarin, E.Saar, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **184**, 64, 1978.
4. R.H.Miller, B.H.Smith, Astrophys. J., **253**, 58, 1982

5. *E.Salvador-Sole, J.M.Solanes*, *Astrophys. J.*, **417**, 427, 1993.
6. *M.Usami, M.Fujimoto*, *Astrophys. J.*, **487**, 489, 1997.
7. *G.N.Sastry*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **80**, 252, 1968.
8. *M.T.Adams, K.M.Strom, S.E.Strom*, *Astrophys. J.*, **238**, 445, 1980.
9. *D.Carter, J.Metcalf*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **191**, 325, 1980.
10. *B.Binggeli*, *Astron. Astrophys.*, **107**, 338, 1982.
11. *G.F.R.N.Rhee, P.Kartger*, *Astron. Astrophys.*, **183**, 217, 1987.
12. *D.G.Lambas, E.J.Groth, P.J.E.Peebles*, *Astron. J.*, **95**, 996, 1988.
13. *M.F.Struble, P.J.E.Peebles*, *Astron. J.*, **90**, 582, 1985.
14. *P.Flin, R.P.Olowin*, in *Physical Cosmology*, eds. A.Blanchard, L.Celniker, M.Lachieze-Roy, J.Tran Van Lan (Editions Frontieres, Gifsur-Yvette), p.512, 1991.
15. *R.Fong, P.R.F.Stevenson, T.Shanks*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **242**, 146, 1990.
16. *M.F.Struble*, *Astron. J.*, **99**, 743, 1990.
17. *M.J.West*, *Astrophys. J.*, **347**, 610, 1989.
18. *M.J.West*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **268**, 79, 1994.
19. *M.Plionis*, *ApJS.*, **95**, 401, 1994.
20. *T.M.Fuller, M.J.West, T.J.Bridges*, *Astrophys. J.*, **519**, 22, 1999.
21. *R.S.J.Kim et al.*, (SDSS collaboration), *BAAS*, **33**, 1521, 2001.
22. *S.W.Chambers, A.L.Melott, C.J.Miller*, *Astrophys. J.*, **565**, 849, 2002.
23. *M.Plionis, C.Benoist, S.Maurogordato et al.*, *Astrophys. J.*, **594**, 144, 2003.
24. *Y.Rong, S.-N.Zhang, J.-Y.Liao*, arXiv:1507.07418, 2015.
25. *A.Dekel*, *Astrophys. J.*, **298**, 461, 1985.
26. *E. van Kampen, G.F.R.N.Rhee*, *Astron. Astrophys.*, **237**, 283, 1990.
27. *D.Trevese, G.Cirimele, P.Flin*, *Astron. J.*, **104**, 935, 1992.
28. *S.G.Djorgovski*, *NNGP Proc.*, 227, 1987.
29. *J.E.Cabanela, G.Aldering*, *Astron. J.*, **116**, 1094, 1998.
30. *Y.C.Chen et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **485**, 2492, 2019.
31. *G.O.Abell, H.G.Corwin, R.P.Olowin*, *Astrophys. J. Suppl.*, **70**, 138, 1989.
32. *G.O.Abell*, *ApJS*, **3**, 211, 1958.
33. *R.S.Bogart, R.V.Wagoner*, *Astrophys. J.*, **181**, 609, 1973.
34. *M.G.Hauser, P.J.E.Peebles*, *Astrophys. J.*, **185**, 757, 1973
35. *H.Andernach, H.Waldhausen, R.Wielebinski*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **41**, 339, 1980.
36. *C.P.Ahn et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **203**, 21, 2012.
37. *C.A.Collins et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **274**, 107, 1995.
38. *A.Coutts*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **278**, 87, 1996.
39. *A.V.Kravtsov, S.Borgani*, *ARA&A*, **50**, 353, 2012.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

A MULTIWAVELENGTH STUDY OF DISTANT BLAZAR PKS 0537-286

N.SAHAKYAN^{1,2}, D.ISRAYELYAN¹, G.HARUTYUNYAN¹

Received 13 February 2020

Accepted 26 August 2020

We report the results of broadband observations of distant blazar PKS 0537-286 ($z=3.1$) using data spanning more than ten years from the Fermi Large Area Telescope together with Swift UVOT/XRT archival data taken between 2005 and 2017. In the γ -ray band, the peak flux above 100 MeV, $F_\gamma = (6.23 \pm 0.56) \cdot 10^{-7}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$ observed on MJD 57874 within one week, corresponds to $L_\gamma = 2.46 \cdot 10^{49}$ erg s $^{-1}$ isotropic γ -ray luminosity. The Swift XRT data analyses show that the X-ray emission is characterized by a significantly hard photon index, $\Gamma_{\text{X-ray}} \leq 1.3$, and an X-ray flux of $4 \cdot 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, which is almost constant over twelve years. The spectral energy distribution is modeled within one-zone leptonic models assuming the emission region is within the broad-line region. The observed X-ray and γ -ray data are modeled as inverse Compton scattering of (i) only synchrotron photons and (ii) synchrotron and external photons on the electron population that produces the radio-to-optical emission. The modeling shows that the nonthermal electrons in the jet of PKS 0537-286 have a hard power-law index (<1.9) and that the jet should be particle dominated with a luminosity within 10^{45} - 10^{46} erg s $^{-1}$.

Keywords: *PKS 0537-286: γ -rays; blazars*

1. *Introduction.* The recent observations in the High Energy γ -ray band (HE > 100 MeV) show that the extragalactic γ -ray sky is dominated by the emission from Active Galactic Nuclei (AGN) of different types [1]. Interestingly, the γ -ray emission was observed not only from the most extreme subclass of AGNs (blazars) but also from radio galaxies [2-5] and Seyfert galaxies [6]. This provides an exceptional chance to investigate the relativistic processes under different conditions.

In the unification scheme of AGNs [7], blazars are a subclass of AGNs with relativistic jets oriented close to our line of sight. Blazars are known to emit electromagnetic emission ranging from radio to very high energy γ -ray bands (VHE > 100 GeV) which is characterized by high amplitude and short time scale variability. The most extreme time scale variability is observed in the HE and VHE γ -ray bands when the flux amplification time scale can be as short as minute scales (e.g., [8-10]). Depending on the emission line properties, blazars are usually sub-grouped into flat spectrum radio quasars (FSRQs) and BL Lac objects, where BL Lacs have no or weak emission lines, while in FSRQs the emission lines are stronger and quasar-like [7]. Blazars being powerful sources were

always considered as effective neutrino emitters. This association was strengthened by the recent association of TXS 0506+056 with the neutrino event IceCube-170922A [11-13] which opened new perspectives for studying blazars, using multimessenger data (e.g., [14-18]).

The blazar spectral energy distribution (SED) is characterized by two broad peaks of which the lower energy (IR/optical/UV/) one is due to the synchrotron emission of electrons in the jet while the origin of the second peak (at HE γ -ray band) is unknown. It is commonly described by inverse Compton scattering of the synchrotron photons or photons external to the jet (e.g., for the modeling of the SED of several well-known blazars see [19-22]). The exact nature of the photon fields depends on the localization of the emission region, which is unknown [23].

Due to the small inclination angle and large bulk motion, the emission from blazars is significantly amplified by relativistic beaming because of which the blazars are observed even at very high redshifts. For example, in the fourth catalog of AGNs detected by the Fermi Large Area Telescope (Fermi-LAT), the most distant blazar observed to date is GB 1508+5714 at $z = 4.1$ [24]. At this distance, the source should be extremely powerful and extremely efficient to emit detectable electromagnetic flux. These objects typically host a black hole with a mass of $> 10^9 M_\odot$, so it is important to investigate them to understand the extreme environments around supermassive black holes. Also for the high redshift blazars, the produced γ -rays during their propagation can be absorbed due to the interaction with the extragalactic background light (EBL) photons, so the observed flux could help measure the density of EBL. So the distant blazars are ideal targets not only for studying the physical processes in the extreme conditions but also for understanding the structure and evolution of the Universe.

PKS 0537-286, at $z = 3.104$, is a luminous blazar included in the fourth catalog of AGNs detected by Fermi-LAT. It has been frequently observed in the X-ray band with various instruments (ASCA [25], ROSAT [26], XMM [27]) which showed that it is a very bright source with a luminosity of $L_{x-ray} = 10^{47}$ erg s⁻¹ between 0.1-1 keV. Considering multiple observations of PKS 0537-286 with the Neil Gehrels Swift observatory (Swift) carried out between 2005 and 2017 which provide data in both optical/UV and X-ray bands as well as more than ten years of data in the γ -ray band accumulated by Fermi-LAT, PKS 0537-286 has become an ideal object for exploring the physics of distant blazars. This motivated us to look at the origin of the multiwavelength emission from PKS 0537-286 from a new standpoint.

The paper is structured as follows. The results of the X-ray and γ -ray data analyses are presented in Section 2. The modeling of broadband SED is discussed in Section 3. Discussion and conclusions are presented in Section 4.

2. Multiwavelength Observations and data analysis. The observation of blazars in the multiwavelength bands provides information not only on their emission properties in the single bands but also are crucial for understanding the physics of jets through the theoretical modeling of the observed data. In this paper, the origin of the multiwavelength emission from PKS 0537-286 is studied by analyzing Swift UVOT/XRT and Fermi-LAT data.

2.1. Swift telescope observations of PKS 0537-286. Swift [28] observed PKS 0537-286 16 times between 2005 and 2017. All UVOT and XRT data, except ObsID 30816011 with an extremely short exposure (159.4sec), were extracted and analyzed. The XRT exposures range from 0.11ks (ObsID 30816011) to 14.87ks (ObsID 35240002), and all the observations were made in the photon counting mode and no evidence of pile-up was found. The XRT data were first calibrated and cleaned with standard filtering criteria using the most recent calibration databases with the *xrtpipeline* software module distributed with the XRT Data Analysis Software (version v3.5.0). Events for the spectral analysis were selected within a 20-pixel (47") circle with the source at the center, while the background region had an annulus with the same center and inner and outer radii of 51 (120") and 85 pixels (200"), respectively. As the count rate in most of the observations was low, the Cash statistics [29] on ungrouped data was used. Spectral analysis was performed using XSPEC version 12.10.1. The spectra were fitted with an absorbed power-law model in the energy range from 0.3 keV to 10 keV with a neutral hydrogen column density fixed to its Galactic value of $N_{\text{H}} = 2.22 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. The results are given in Table 1 where for each observation, the ObsID, date, exposure, photon index Γ , flux and C-stat/d.o.f. are provided. The X-ray flux (0.3-10 keV) varies in the narrow range of $F = (3.01 - 4.58) \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ being almost constant during the twelve years of observation of PKS 0537-286. Interestingly, the X-ray emission is characterized by a substantially hard photon index of < 1.3 which implies that in $v F_v$ representation the X-ray spectrum has an increasing shape.

Considering only the observations with counts > 100 , which allow confidential estimation of the parameters, the hardest photon index is 1.03 ± 0.19 observed on May 12, 2017.

The data from the Swift UVOT observations were used to estimate the fluxes of the source in the optical and UV bands. The UVOT observation takes data in six bands, UVW2 (188 nm), UVM2 (217 nm), UVW1 (251 nm), U (345 nm), B (439 nm) and V (544 nm). The source counts were extracted from an aperture of 5".0 radius around the source. The background counts were taken from the neighboring circular region having a radius of 20" located close to the source region and not being contaminated with any signal from the nearby sources. *Uvotsource* tool was used to convert the source counts into fluxes using the conversion factors

Table 1

FITTING RESULTS OF THE DATA OBTAINED BY THE XRT
INSTRUMENT ON BOARD SWIFT

Obs. ID	Date	Exp. Time (s)	Γ^a	Flux ^b	C_{stat} (d.o.f.)
30816001	Oct 27, 2006	3040	1.09 ± 0.17	4.18 ± 0.74	1.07 (156)
30816003	Oct 30, 2006	3894	1.33 ± 0.13	4.09 ± 0.55	1.12 (197)
30816004	Oct 31, 2006	4425	1.27 ± 0.14	3.62 ± 0.50	0.97 (201)
30816005	Feb 10, 2008	6708	1.10 ± 0.11	4.58 ± 0.42	1.23 (278)
30816006	Feb 12, 2008	5274	1.01 ± 0.13	4.14 ± 0.57	1.11 (226)
30816007	Feb 14, 2008	4822	1.11 ± 0.13	4.16 ± 0.57	1.14 (215)
30816008	Oct 07, 2008	1593	1.04 ± 0.29	3.29 ± 0.98	0.68 (65)
30816009	Mar 12, 2010	1076	1.00 ± 0.34	3.82 ± 1.34	0.91(51)
30816010	Mar 12, 2010	2018	0.93 ± 0.32	2.07 ± 0.69	1.28(49)
30816012	Sep 06, 2011	3931	1.06 ± 0.18	3.01 ± 0.57	0.86(135)
35240001	Nov 23, 2005	9038	1.17 ± 0.10	3.51 ± 0.37	0.87(306)
35240002	Dec 8, 2005	14750	1.13 ± 0.08	3.84 ± 0.40	1.08(407)
36783001	May 17, 2007	5414	1.32 ± 0.11	4.20 ± 0.48	1.12(257)
36783002	May 10, 2017	1933	1.28 ± 0.20	4.28 ± 0.87	1.09(116)
36783003	May 12, 2017	2238	1.03 ± 0.19	4.52 ± 0.91	0.98(123)
Swift UVOT					
	U	W1	M2	B	V
30816008	20.8 ± 1.2	21.5 ± 1.8	21.9 ± 4.4	19.7 ± 0.4	19.3 ± 0.6
30816009	21.0 ± 1.0	20.2 ± 0.5	21.0 ± 0.9	20.0 ± 0.3	18.7 ± 0.3
35240002	20.8 ± 0.1	22.0 ± 2.1	21.3 ± 1.1	19.5 ± 0.3	18.8 ± 0.3

Notes: ^a Photon index from X-ray data analysis. ^b X-ray flux in the energy range 0.3-10 keV in units of $\times 10^{-12}$ erg cm⁻² s⁻¹ (corrected for the Galactic absorption).

provided in [30]. The data were corrected for dust contamination using the reddening coefficient E(B - V) from the infrared science archive¹. Initially, all observations were processed and no variability in a single filter was found. For most of the observations, in several filters, the counts were not enough to measure the source magnitude and only for ObsidIDs 30816008, 30816009 and 3524002 five filters were available. The Swift UVOT observations of PKS 0537-286 in magnitudes for these ObsidIDs are given below Table 1 (last lines).

2.2. *Fermi LAT observations of PKS 0537-286.* Fermi-LAT is a pair conversation telescope sensitive to the photons in the energy range from 100 MeV to 300 GeV [31]. Launched on June 11, 2008, it is always on survey mode since August 2008 and scans the entire sky every three hours, providing the deepest view of the HE γ -ray sky.

¹ <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>

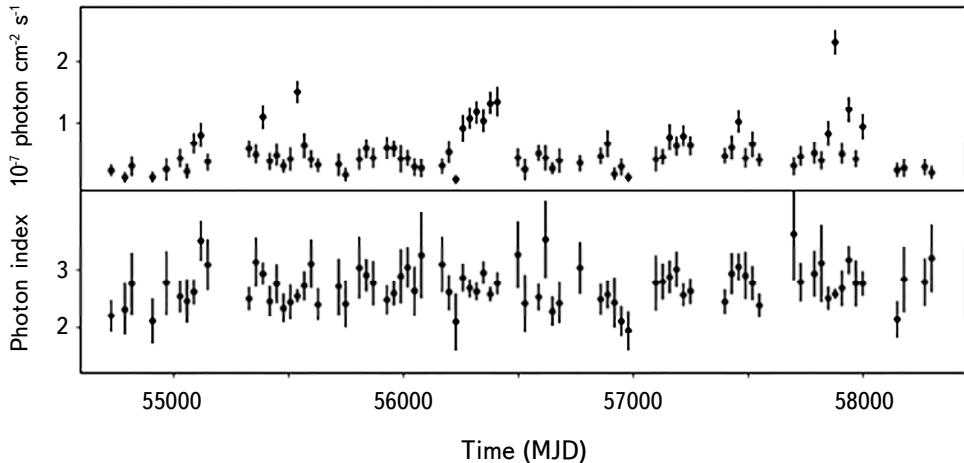


Fig.1. The γ -ray light curve and the photon index. The light curves were calculated using 30-day bins. For clarity, the periods with the upper limits are not shown.

In this paper, the publicly available Fermi-LAT data accumulated from 4th August 2008 to 4th August 2018 (ten years) were downloaded and analyzed. The past 8 events in the energy range from 100 MeV to 500 GeV with the highest probability of being photons ("event class=128" and "evtype=3") were analyzed with the Fermi Sciences Tools 1.2.1 software package. The photons from the 12° region centered on the γ -ray position of PKS 0537-286 (RA, Dec)=(84.99, -28.66) were downloaded and binned into a $16^\circ.9 \times 16^\circ.9$ square region of interest (ROI) with a stereographic projection into pixels of $0^\circ.1 \times 0^\circ.1$ and into 35 equal logarithmically-spaced energy bins using *gtbin* tool. The standard binned likelihood analysis was performed following the recommendation by Fermi-LAT collaboration, and the results were compared by performing the same analysis using *Fermipy* and *Enrico* python packages. The fitting model includes diffuse emission components and γ -ray sources within ROI (the model file is created based on the most recent 4FGL [1]). The Galactic and isotropic γ -ray backgrounds were modeled using the standard *gll_iem_v06* and *iso_P8R2_SOURCE_V6_v06* models. During the fit, the normalization of background models, as well as fluxes and spectral indices of the sources within ROI, are left as free parameters.

The time-averaged γ -ray spectrum of PKS 0537-286 was first modeled using a log-parabola [32] as in 4FGL then assuming a power-law shape. The latter will be used in the light-curve and the SED calculations. As when shorter periods or narrow energy intervals are used a power-law can be a good approximation of the spectrum. When log-parabola is considered, the spectrum of PKS 0537-286 is best described when $\alpha = 2.70 \pm 0.03$ and $\beta = 0.09 \pm 0.03$ with the corresponding integral flux of $F_\gamma = (4.19 \pm 0.15) \cdot 10^{-8}$ photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. The Test Statistics (TS), $TS = 2(\log L - \log L_0)$,

where L and L_0 are the likelihoods with or without the source, is $TS=1824.5$ above 100 MeV, corresponding to a $\approx 42.7\sigma$ detection significance. The γ -ray flux of PKS 0537-286 is impressive when considering its distance ($z = 3.1$). The spectral parameters, when the power-law model is considered, are $F_\gamma = (4.40 \pm 0.19) \cdot 10^{-8}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$ and $\Gamma = 2.73 \pm 0.03$. This power-law model was used to compute the spectrum of PKS 0537-286 by separately running *gtlike* for 6 energy bands (Fig.2).

The γ -ray flux and photon evolution in time were investigated by generating the light curves using the unbinned likelihood analysis method implemented in the *gtlike* tool. The flux and photon index were measured in each time interval, restricting the energy range to (0.1-300) GeV and assuming a power-law spectrum for PKS 0537-286. To reduce the uncertainties in the estimations, the photon indices of all background sources (except PKS 0537-286) are fixed to the best guess values obtained in the analysis of the entire 10 years of data. Since no variability is expected for the background diffuse emission, the normalization of both background components is also fixed to the values obtained for the whole period.

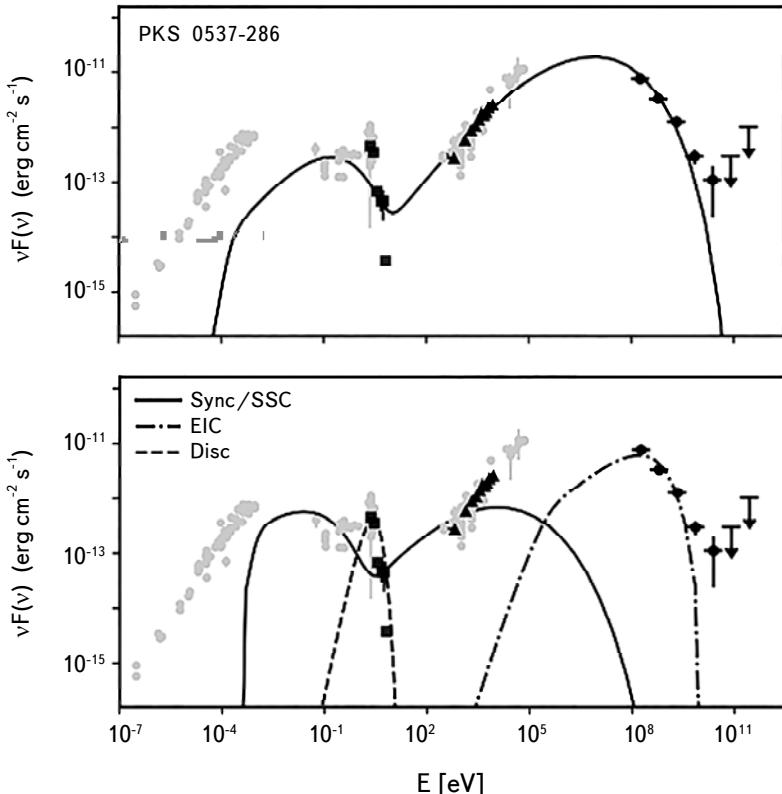


Fig.2. The broadband SED of PKS 0537-286. Upper panel: The modeling considering only the SSC model. Lower panel: The modeling considering both synchrotron (SSC) and external photons (EIC).

Initially, the light curves were generated using a 7-day time binning. There is clear evidence of flux variation in short time scales, although in many periods only upper limits $TS < 16$ are derived. The highest flux measured in week scale is $(6.23 \pm 0.56) \cdot 10^{-7}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$, which nearly 15 times exceeds the average flux reported above. This flux was observed during the major flare that occurred around MJD 57874. However, the light curve contains a large number of periods with only upper limits, which prevents the detailed study of the variability in short time scales. For a more quantitative investigation of the evolution of the γ -ray flux in time, the light curve is generated with a month time binning (Fig.1). Again, a clear indication of flux variability is evident with several times when the flux was above 10^{-7} photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$. One of such periods starts from MJD 56272 and lasts for 30 days. The highest flux corresponds to $(2.32 \pm 0.19) \cdot 10^{-7}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$ observed during the major flare mentioned above. The photon index does not show significant changes, most of the time it varying in the range of >2.5 . These analyses show that the γ -ray emission from PKS 0537-286 is variable in both short and long time scales.

3. Broadband SEDs. The broadband observations of blazars are unique tools to explore their physics. The data ranging from radio to VHE γ -ray band can allow to probe the physical processes at large energy intervals and to estimate several important parameters of the jet. The multiwavelength archival data from the observation of PKS 0537-286 are shown in Fig.2 with gray color. As has been discussed in the previous section, there is no variability in the X-ray band and the data are not enough for searching variability in the optical/UV bands. To increase the statistics, all the Swift observations were merged and analyzed which provides the fluxes in the mentioned bands. These data are shown in Fig.2 with squares and triangles respectively. Since there are no simultaneous multiwavelength data available for testing PKS 0537-286 jet physics in different periods, and as the main purpose of the current paper is to estimate the main parameters of the jet of PKS 0537-286 in the average state, even if the γ -ray emission varies in some periods, the γ -ray flux averaged over 10 years of observations was used in the modeling (black circles in Fig.2).

3.1. Modeling of the SED. The SED shown in Fig.2 has a typical double-peaked structure. The low-energy peak (from radio to optical/UV) is most likely due to the non-thermal synchrotron emission of relativistic electrons, while the second component can be produced from the Inverse Compton (IC) scattering of low energy synchrotron photons (Synchrotron Self Compton; SSC) [33-35] or scattering of photons external to the jet (External Compton (EIC). The external photon field can be either the photons reflected by Broad Line Region (BLR) clouds [36] or by photons from a dusty torus [37,38]. Domination of one of the components mostly depends on the localization of the emitting region, which is

unknown. Thus, in the modeling, both photons fields are considered for modeling the HE component in the SED of PKS 0537-286.

In the modeling, it is assumed that the multiwavelength emission is produced in a single zone (one-zone scenarios). The emission region is a spherical blob moving relativistically along the jet with a bulk Lorentz factor of Γ_{jet} . The produced emission will be Doppler boosted with $\delta = \Gamma_{\text{jet}}(1 - \beta \cos\theta)^{-1}$, where θ is the angle between the direction of observation and the axis of the jet. In this work, we assume $\delta = 20$, which is typical for the bright blazars. The blob has tangled magnetic field with the magnitude of B and it is filled with nonthermal electrons which have a power-law with exponential cut-off distribution given by

$$N_e(\gamma_e) = N_0(\gamma_e)^{-\alpha} \exp[-\gamma_e/\gamma_{\text{cut}}] \quad (1)$$

between γ_{\min} and γ_{\max} , and N_0 defines the total energy of the electrons U_e . The electrons with the energy distribution given by Eq. (1), under the magnetic field will produce synchrotron emission which can explain the observed low energy component.

The produced synchrotron photons can serve as the target photon field for the IC scattering. In addition to these photons, it is assumed, that the emission region is within the broad BLR and the disc photons reflected from the BLR clouds can also be IC up-scattered and explain the observed HE component. The density of the BLR photons, $u_{BLR} = \tau L_{\text{disc}} / 4\pi R_{BLR}^2$, depends on the disc luminosity L_{disc} , on the fraction of the photons reflected from BLR ($\tau = 0.1$) and on the radius of BLR (R_{BLR}) for which a relation of $R_{BLR} = 10^{17} (L_{\text{disc}} / 10^{45})$ cm is assumed [38]. The disc luminosity is constrained by fitting a blackbody to the UV excess (Fig.2), which is likely caused by direct thermal emission from the accretion disc.

Using the observed data, additional constraints on the model parameters can be derived. For example, knowing the variability, the limit on the blob radius can be imposed from the relation $R \leq \delta ct / (1 + z) = 6.3 \cdot 10^{16}$ cm. Also, knowing the peak of the low and high energy components, additional constraints on the magnetic field and blob radius can be derived. All the parameters constrained from the observations are given as initial values for the parameter search, and through *minuit* optimization parameters best describing the data are obtained².

3.2. Modeling results. The SED modeling results are shown in Fig.2. The radio data are treated as upper limits during the modeling, as the emission in this band is produced from the low-energy electrons, which can propagate longer and are perhaps from more extended regions. Initially, the SED is modeled assuming that only synchrotron photons are inverse Compton up-scattered to higher energies, neglecting the external photons (solid line in Fig.2 upper panel). As the

² The fit is done using *jetset* package (<https://jetset.readthedocs.io/en/latest/>).

X-ray data are defining the low-energy tail of the SSC components, it allows to estimate $\alpha = 1.48$. For a softer power-law index of electrons, the rising shape of the X-ray data cannot be reproduced. The cut-off energy of electrons is $\gamma_{cut} = 5138.4$ well defined by the peak of the HE component. The minimum energy of the electrons was estimated to be at $\gamma_{min} = 7.34$, and the magnetic field $B = 44.8 \text{ mG}$ to have an energy density of $U_B = 8.0 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-3}$. The modeling also allows to estimate the jet power in the form of the magnetic field and electron kinetic energy, calculated by $L_B = \pi c R_b^2 \Gamma^2 U_B$ and $L_e = \pi c R_b^2 \Gamma^2 U_e$, respectively. The jet power in electrons is and that in the magnetic field is $1.05 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$. The jet is strongly particle dominated, required to explain the dominance of the HE component.

The results of the SED modeling when both internal and external photons are considered (SSC+EIC) is shown in Fig.2 (lower panel). The direct disc emission peaking at UV band (dashed line) is shown with a blackbody luminosity $4.7 \cdot 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ found by data fitting. In this case, the IC scattering of the synchrotron photons explains the observed X-ray flux while the γ -ray data are due to IC up-scattering of BLR photons. Since the averaged energy of BLR reflected photons exceeds the synchrotron ones, this results in lower cut-off energy of the electrons $\gamma_{cut} = 694.6$. In this case, again the X-ray data (at least lower part) are modeled by SSC which defines the power-law index of the electrons $\alpha = 1.95$. We note that a harder power-law index will better explain the hard X-ray data but it will increase also the energy of electrons and the predicted emission in the γ -ray band will overshoot the observed γ -ray data. The estimated magnetic field $B = 0.81 \text{ G}$ is higher than in the case of pure SSC modeling yielding to $U_e/U_B = 28$, which makes the system closer to the equipartition condition ($U_e/U_B = 1$). The jet energy carried by particles (electrons) and the magnetic field corresponds to $1.55 \cdot 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ and $5.51 \cdot 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$, respectively.

4. Discussion and Conclusion. We report on the results of the multiwavelength observations of PKS 0537-286. Being among the most distant blazars observed in the γ -ray band ($z = 3.1$), PKS 0537-286 is an interesting target not only for investigating the physics of blazars in general but also it can provide information on the environment of supermassive black holes in the early Universe.

Swift XRT observations of PKS 0537-286 in different years show that its X-ray emission is nearly constant, changing in a narrow interval of $F_{\text{X-ray}} = (3.01 - 4.58) \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The X-ray emission is characterized by a remarkably hard photon index, $\Gamma_{\text{X-ray}} \leq 1.3$ which indicates that the second component in the SED, although having a peak below the γ -ray band, energetically dominates. In the Swift UVOT observations, all filters are not always available which prevents detailed variability studies in the optical band. In the available filters, the flux was estimated to be of the order of $\approx 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ which is the same order as the reported archival flux of PKS 0537-286.

Though its large distance (26.9 Gpc), PKS 0537-286 is a bright source in the γ -ray band. Its averaged γ -ray spectrum is best described with a log-parabolic model with $\alpha = 2.70 \pm 0.0$, $\beta = 0.09 \pm 0.03$ and $F_\gamma = (4.19 \pm 0.15) \cdot 10^{-8}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$. The temporal analyses of the γ -ray data show that the source is variable both in short and long time scales. For example, during a week around MJD 57874, the source flux significantly increased up to $(6.23 \pm 0.56) \cdot 10^{-7}$ photon cm $^{-2}$ s $^{-1}$ with a photon index of 2.53 ± 0.09 . Using the distance of PKS 0537-286, the averaged flux corresponds to $L_\gamma = 1.44 \cdot 10^{48}$ erg s $^{-1}$ which increases to $L_\gamma = 2.46 \cdot 10^{49}$ erg s $^{-1}$ during the flare. Yet, considering $\delta = 20$, the total power emitted in the γ -ray band in the proper frame of the jet is $L_{em,\gamma} = L_\gamma / 2\delta^2 = 1.8 \cdot 10^{45}$ erg s $^{-1}$ during the quiescent state and $L_{em,\gamma} = 3.1 \cdot 10^{46}$ erg s $^{-1}$ during the flare.

The multiwavelength SED of PKS 0537-286 was modeled within one-zone synchrotron/SSC and SSC+EIC scenarios. When only the synchrotron photons are considered for the IC scattering, the data can be reproduced when the energy distribution of the emitted nonthermal electrons has a hard power-law index $\alpha = 1.48$ which extends up to $\gamma_{cut} = 5138.4$. As the second peak energetically dominates, the emission region in the jet should be strongly particle dominated $U_e/U_B = 2.4 \cdot 10^4$ and the total luminosity of the jet $\approx 10^{46}$ erg s $^{-1}$ be carried by the particles. Alternatively, when the contribution from BLR reflected photons is considered, the required parameters are more relaxed. For example, $\alpha = 1.95$, and $\gamma_{cut} = 694.6$ the system is not far from the equipartition condition $U_e/U_B = 28$. This modeling has an advantage considering the required total jet power (the total luminosity of the jet is $\approx 1.60 \cdot 10^{45}$ erg s $^{-1}$) but it fails to well reproduce the observed hard X-ray data. We note, however, that the luminosity estimated in the previous case is well within the range of luminosities usually estimated for FSRQs.

The multiwavelength studies of distant blazar PKS 0537-286 show that it is a powerful emitter in the X-ray and γ -ray bands. The integrated luminosity of these components exceeds that of the low-energy component (from radio to optical bands). Through theoretical modeling of the SED several parameters were constrained which allowed a quantitative evaluation of the source parameters/properties. Considering the significant number (> 100) of high redshift blazars ($z > 2.0$) detected in the HE γ -ray band, their detailed multiwavelength study can shed light on the understanding of the objects in the distant Universe.

Acknowledgements. This work was supported by the RA MES State Committee of Science, in the frames of the research project No 18T-1C335. This work used resources from the ASNET cloud and the EGI infrastructure with the dedicated support of CESGA (Spain).

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

² ICRA Net Piazza della Repubblica 10, 65122 Pescara, Italy

МНОГОВОЛНОВОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДАЛЕКОГО БЛАЗАРА PKS 0537-286

Н.СААКЯН^{1,2}, Д.ИСРАЕЛЯН¹, Г.АРУТЮНЯН¹

Представлены результаты многоволновых наблюдений далекого блазара PKS 0537-286 ($z = 3.1$). Использованы данные, накопленные в течение более чем десяти лет телескопом Fermi-LAT вместе с архивными данными Swift UVOT/XRT, за период 2005-2017гг. В γ -диапазоне выше 100 МэВ максимальный поток был зарегистрирован 30.04.2017 в течение одной недели $F_{\gamma} = (6.23 \pm 0.56) \cdot 10^{-7}$ photon cm⁻² s⁻¹, что соответствует $L_{\gamma} = 2.46 \cdot 10^{49}$ эрг с⁻¹ изотропной светимости. Анализ данных Swift XRT показывает, что рентгеновское излучение характеризуется значительно жестким фотонным индексом $\Gamma_{X-ray} \leq 1.3$, а его поток составляет $\approx 4 \cdot 10^{-12}$ эрг см⁻² с⁻¹, оставаясь почти постоянным на протяжении двенадцати лет. Спектральное распределение энергии моделирована в рамках однозонной лептонной модели, при предположении, что область излучения находится в области широкой линии. Наблюдаемые рентгеновские и данные моделированы с привлечением обратного комптоновского рассеяния а) только синхротронных фотонов и б) синхротронных и внешних фотонов на популяции электронов, которая излучает от радио до оптического диапазона. Моделирование показывает, что а) в струе со светимостью между $10^{45} - 10^{46}$ эрг с⁻¹ должны доминировать частицы, б) нетепловые электроны в струе PKS 0537-286 имеют жесткий степенной индекс (<1.9).

Ключевые слова: *PKS 0537-286: γ -излучение: блазары*

REFERENCE

1. Fermi-LAT collaboration, arXiv e-prints, arXiv:1902.10045, 2019.
2. N.Sahakyan, V.Baghmanyan, D.Zargaryan, Astron. Astrophys., **614**, A6, 2018.
3. N.Sahakyan, D.Zargaryan, V.Baghmanyan, Astron. Astrophys., **574**, A88, 2015.
4. D.Zargaryan, S.Gasparyan, V.Baghmanyan et al., Astron. Astrophys., **608**, A37, 2017.
5. V.Baghmanyan, S.Gasparyan, N.Sahakyan, Astrophys. J., **848**, 111, 2017.
6. V.Baghmanyan, N.Sahakyan, IJMPD, **27**, 1844001, 2018.
7. C.M.Urry, P.Padovani, Publ. Astron. Soc. Pacif., **107**, 803 1995.
8. L.Foschini, G.Bonnoli, G.Ghisellini et al., Astron. Astrophys., **555**, A138, 2013.

9. *B.Rani, B.Lott, T.P.Krichbaum et al.*, Astron. Astrophys., **557**, A71, 2013.
10. *M.Ackermann, R.Anantua, K.Asano et al.*, Astrophys. J. Lett., **824**, L20, 2016.
11. *M.Aartsen, M.Ackermann, J.Adams*, Science, **361**, 1378, 2018.
12. *M.Aartsen, M.Ackermann, J.Adams*, Science, **361**, 147, 2018.
13. *P.Padovani, P.Giommi, E.Resconi et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **480**, 192, 2018.
14. *S.Ansoldi, L.A.Antonelli, C.Arcaro et al.*, Astrophys. J., **863**, L10, 2018.
15. *M.Cerruti, A.Zech, C.Boisson et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **483**, L12, 2019.
16. *S.Gao, A.Fedynitch, W.Winter et al.*, Nature Astron., **3**, 88, 2019.
17. *N.Sahakyan*, Astrophys. J., **866**, 109, 2018.
18. *N.Sahakyan*, Astron. Astrophys., **622**, A144, 2019.
19. *A.Abdo, M.Ackermann, M.Ajello et al.*, Astrophys. J., **736**, 131, 2011.
20. *S.Gasparyan, N.Sahakyan, V.Baghmanyan et al.*, Astrophys. J., **863**, 114, 2018.
21. *N.Sahakyan, S.Gasparyan*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **470**, 2861, 2017.
22. *M.Hayashida, K.Nalewajko, G.Madejski et al.*, Astrophys. J., **807**, 79, 2015.
23. *M.Sikora, L.Stawarz, R.Moderski et al.*, Astrophys. J., **704**, 38, 2009.
24. Fermi-LAT collaboration, arXiv e-prints, arXiv:1905.10771, 2019.
25. *M.Cappi, M.Matsuoka, A.Comastri et al.*, Astrophys. J., **478**, 492, 1997.
26. *F.Fiore, M.Elvis, P.Giommi et al.*, Astrophys. J., **492**, 79, 1998.
27. *J.N.Reeves, M.Turner, P.Bennie et al.*, Astron. Astrophys., **365**, L116, 2001.
28. *N.Gehrels et al.*, Astrophys. J., **611**, 1005, 2004.
29. *W.Cash*, Astrophys. J., **228**, 939, 1979.
30. *T.Poole, A.Breeveld, M.Page et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **383**, 627, 2008.
31. *W.B.Atwood, A.A.Abdo, M.Ackermann et al.*, Astrophys. J., **697**, 1071, 2009.
32. *E.Massaro, M.Perri, P.Giommi et al.*, Astron. Astrophys., **413**, 489, 2004.
33. *L.Maraschi, G.Ghisellini, A.Celotti*, Astrophys. J., **397**, L5, 1992.
34. *S.D.Bloom, A.P.Marscher*, Astrophys. J., **461**, 657, 1996.
35. *G.Ghisellini, L.Maraschi, A.Treves*, Astron. Astrophys., **146**, 204, 1985.
36. *M.Sikora, M.Begelman, M.Rees*, Astrophys. J., **421**, 153, 1994.
37. *M.Bialejowski, M.Sikora, R.Moderski et al.*, Astrophys. J., **545**, 107, 2000.
38. *G.Ghisellini, F.Tavecchio*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **397**, 985, 2009.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

ППН ДВИЖЕНИЕ S-ЗВЕЗД ВОКРУГ SGR A*

Р.И.ГАЙНУТДИНОВ^{1,2}

Поступила 1 марта 2020
Принята к печати 26 августа 2020

В данной работе рассмотрены уравнения движения в рамках параметризованного пост-ньютонаовского (ППН) формализма для нескольких S-звезд, ближайших к релятивистски компактному объекту Sgr A* в центре Галактики. Учен эффект разницы периодов между ньютонаовскими и пост-ニュтонаовскими орбитами. Период лучшей аппроксимирующей ПН-орбиты звезды S2 превосходит период ньютонаовской орбиты на 16 дней. Измерены ППН параметры β_{PPN} и γ_{PPN} . Для фиттинга траекторий ППН движения использованы байесовские методы. Получены постериорные оценки β_{PPN} и γ_{PPN} : $0.97^{+0.42}_{-0.65}$ и $0.81^{+0.46}_{-0.66}$, соответственно. Результат подтверждает предсказания общей теории относительности для пост-ньютонаовских уравнений движения в условиях близости к Sgr A*.

Ключевые слова: галактический центр: S-звезды: релятивистская небесная механика: гравитация: пост-ньютонаовское приближение: параметризованный пост-ньютонаовский формализм

1. *Введение.* S-звездами называют скопление звезд, движущихся вокруг релятивистски компактного объекта Sgr A* в центре Галактики. Большая часть этих звезд имеет орбиты с высокими эксцентриситетами. Таким образом, они достигают высоких скоростей в перигалактике (~ 0.01 скорости света). Благодаря этому, а также близости к сверхмассивному объекту, скопление S-звезд является уникальным наблюдаемым образованием для исследований. Для S-звезд величины v^2/c^2 и φ_N/c^2 имеют порядки $\sim 10^{-4}$, в то время как для двойных систем нейтронных звезд они составляют $\sim 10^{-6}$. Таким образом, пост-ньютонаовские орбитальные поправки S-звезд являются тестом для новой области эффектов релятивистской гравитации. Мы рассматриваем применение пост-ньютонаовских законов орбитального движения, а также визуальные различия от ньютонаовских. Пост-ньютонаовские эффекты также могут быть использованы для проверки различных теорий гравитации. В данной работе получена оценка для пост-ньютонаовских параметров (ППН параметров) β_{PPN} и γ_{PPN} . Хотя эти параметры уже были измерены в солнечной системе и системах двойных нейтронных звезд, в нашем случае их можно оценить из прямых наблюдений пост-ньютонаовских орбит, не используя моделирование частот пульсаров. Современные наблюдения S-звезд [1-4] предоставляют нам такую возможность.

Начало этих наблюдений пришлось на 1992г. С тех пор накопились большие массивы наблюдательных данных. Скопление S-звезд часто использовалось в разнообразных исследованиях [5-14]. В работе [15] авторы показали, что обнаружение новой звезды, более близкой к гравитирующему центру, чем уже известные S-звезды, маловероятно.

Звезда S2 (иногда также обозначаемая как S0-2) - наиболее популярная из S-звезд, поскольку она имеет самые точные наблюдения визуальных положений и лучевых скоростей, а также один из наименьших периодов обращения - 16 лет. Эта звезда прошлаperiцентр своей орбиты дважды с момента начала наблюдений. Первое прохождение произошло в 2002г., следующее - в мае 2018г. S2 сыграла ключевую роль во многих работах: измерение расстояния до центра Галактики R_0 и массы Sgr A* \mathfrak{M} [16,4,17]; исследование вращения черной дыры в центре Галактики [18-21]; исследование аккреционных потоков и звездного ветра [22,23]; применение различных теорий гравитации: [24-26] - гравитация Юкавы, [27] - скалярное поле, [28,29] - R^n теории, [30] - нелокальная гравитация и прочие теории: [31-33]; проверка эффектов ОТО [34,35]; и прочие исследования [36,10]. Прохождениеperiцентра звездой S2 в мае 2018г. использовалось при исследовании гравитационного красного смещения [3,37].

Звезды S2, S38 и S55 (также известная как S0-102) имеют наименьшие периоды обращения, и поэтому представляют наибольший интерес для нас. S55 обладает самым коротким периодом. Он составляет ~ 12 лет.

Близость к сверхмассивной черной дыре и высокие скорости S-звезд являются основой для исследований пост-ньютоновского движения [38,41], которое является главной темой данной работы. Рассмотрены не просто пост-ニュтоновские, а параметризованные пост-ニュтоновские законы движения. Использованы методы байесовской статистики для получения оценок β_{PPN} и γ_{PPN} из постериорных распределений.

2. Наблюдательные данные. S-звезды имеют два типа наблюдательных данных: визуальные положения звезд, т.е. астрометрические данные (прямое восхождение α и склонение δ , отнормированные на гравитирующий центр - Sgr A*), и лучевые скорости (RV) звезд - спектроскопические данные. Sgr A* также движется по небесной сфере, поэтому визуальные положения звезд приводятся с нормировкой на положение Sgr A* в начальную эпоху (1992.224). Наблюдаемые лучевые скорости приведены без учета эффекта Доплера второго порядка. Поэтому мы не можем напрямую сопоставлять моделируемые нами лучевые скорости с наблюдаемыми. Существует необходимость их преобразования по формуле (16).

Современные наблюдения представлены в работах [1-4]. Наиболее

подробные данные приведены в статье [4]. Оттуда мы используем данные для звезд S2 (145 астрометрических и 44 RV измерений), S38 (116 астрометрических и 5 RV измерений) и S55 (44 астрометрических и 2 RV измерения). Эти данные получены на комплексе VLT. В работе [2] содержится 12 новых RV измерений S2, в то время как оставшиеся измерения дублируют данные [1,4]. Работа [1] содержит 34 RV измерения S2, 1 RV измерение S38, и 34 астрометрических измерения S38. Эти данные получены в обсерватории имени Кека. Самые свежие данные для звезды S2 приведены в статье [3], где новыми являются 11 астрометрических и 28 RV измерений, некоторые из которых получены на телескопе Субару.

В конечном итоге мы имеем массив из 156 астрометрических положений и 118 лучевых скоростей для S2, 150 положений и 6 лучевых скоростей для S38 и 44 положения и 2 лучевые скорости для S55. Все измерения лучевых скоростей уже имеют VLSR-коррекцию. Астрометрические позиции, взятые из разных работ, имеют слегка отличающуюся нормировку на гравитирующий центр, и поэтому они соответствуют немного отличающимся системам отсчета.

3. Фиттинг орбит.

3.1. Методы сравнения. Как известно, на плоскости кеплеровы орбиты определяются 4 параметрами: большая полуось a , эксцентриситет e , аргумент перигалактика ω и эпоха прохождения перигалактика t_{per} . Эти параметры соответствуют фазовому вектору (x, y, \dot{x}, \dot{y}) на фиксированную эпоху. В рамках ньютонаовского движения кеплеровы параметры постоянны, но в пост-ニュтонаовском случае они становятся осциллирующими. Поэтому для нас имеет смысл использовать другие параметры, например вышеупомянутый начальный фазовый вектор $(x_0, y_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0)$. Такие параметры можно использовать в качестве начальных данных для интегратора Рунге-Кутты 4 порядка, с помощью которого мы будем получать моделируемую траекторию в ее собственной плоскости. Чтобы повернуть саму плоскость орбиты, мы используем оставшиеся 2 параметра: наклонение i и долготу восходящего узла Ω .

Получаемые траектории в пост-ニュтонаовском и ньютонаовском случае должны получаться различными для одинаковых начальных данных $(x_0, y_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0)$. Апоцентр ньютонаовской орбиты должен быть меньше, чем у пост-ニュтонаовской. Последняя также имеет эффект смещения перигалактика, но он проявляется крайне слабо.

В табл.1 приведены значения смещения перигалактика для некоторых S-звезд. Величина $\Delta\omega$ есть смещение перигалактика на один синодический период. Такие смещения будут едва видимы напрямую даже после ста лет наблюдений.

Мы также можем использовать разные начальные значения $(x_0, y_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0)$

Таблица 1

ВЕЛИЧИНЫ СМЕЩЕНИЯ ПЕРИЦЕНТРА ДЛЯ S-ЗВЕЗД

Звезда	S2	S38	S55
$\Delta\omega$ $\dot{\omega}$ $\dot{\omega} \cdot 100$ лет	12' 45"/год 1°15'	7.1 22"/год 37'	6.7 31"/год 52'

для ньютоновского и пост-ニュтоновского случаев, чтобы получить орбиты одинакового размера. Разница будет заключаться в том, что в пост-ニュтоновском случае скорость в перигалактике будет меньше, чем в ньютоновском. Поэтому для этих орбит будут отличаться их периоды. В пост-ニュтоновском случае период должен получиться больше. Таким образом, мы получаем чисто кинематический эффект некоторой "задержки". В этом заключается значительная качественная разница между ньютоновским и пост-ニュтоновским движением. В нашем случае, мы будем использовать технику МСМС (Markov chain Monte Carlo), чтобы получить наилучшие аппроксимирующие пост-ニュтоновские и ньютоновские орбиты и сравнить их периоды.

3.2. ППН уравнения движения. Рассмотрим решение Шварцшильда уравнений Эйнштейна

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\mu}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2\mu}{r}\right)} - r^2 d\Omega^2, \quad (1)$$

где $\mu = GM/c^2$ - это гравитационный радиус и $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$ - метрика на единичной сфере. Использованная здесь система координат называется стандартной (или шварцшильдовской) (t, r, θ, ϕ) . Угловые координаты θ, ϕ имеют привычный геометрический смысл полярного и азимутального углов. Круг одинаковой радиальной координаты r имеет длину $2\pi r$. Но r не равно расстоянию от круга до его центра. В этом заключается геометрический смысл координат Шварцшильда [42].

Имеет смысл рассмотреть иную систему координат - изотропную (t, ρ, θ, ϕ) . Она часто используется в задачах релятивистской небесной механики, в то время как координаты Шварцшильда являются "чересчур точными" ([43], с.1097). При преобразовании координат из шварцшильдовских в изотропные затрагивается только радиальная координата

$$r = \rho \left(1 + \frac{\mu}{2\rho}\right)^2, \quad (2)$$

где видно, что r и ρ асимптотически эквивалентны. Однако наблюдаемые

напрямую расстояния между Sgr A* и S-звездами соответствуют евклидовой геометрии нашей отдаленной наблюдательной системы отсчета. Следовательно, эволюция параметров орбиты подчинена конкретному виду уравнений движения.

Преимущества изотропной системы координат проявляются в самом виде соответствующей метрики

$$ds^2 = \frac{\left(1 - \frac{\mu}{2\rho}\right)^2}{\left(1 + \frac{\mu}{2\rho}\right)^2} c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{\mu}{2\rho}\right)^4 (d\rho^2 + \rho^2 d\Omega^2). \quad (3)$$

Пространственная ее часть конформно евклидова. Таким образом, сферические изотропные координаты (t, ρ, θ, ϕ) можно преобразовать в декартовы изотропные координаты (t, x, y, z) , сохраняя форму метрики. Такие координаты отличаются от декартовых в привычном смысле этого слова. Но в нашем приближении их можно считать именно обычными декартовыми координатами. Метрика в такой системе имеет вид

$$ds^2 = \frac{\left(1 - \frac{\mu}{2|\mathbf{x}|}\right)^2}{\left(1 + \frac{\mu}{2|\mathbf{x}|}\right)^2} c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{\mu}{2|\mathbf{x}|}\right)^4 d\mathbf{x}^2. \quad (4)$$

Далее, введем величину ньютоновского потенциала $\varphi_N = -GM/\rho = -c^2 \mu/|\mathbf{x}|^2$

$$ds^2 = \frac{\left(1 + \frac{\varphi_N}{2c^2}\right)^2}{\left(1 - \frac{\varphi_N}{2c^2}\right)^2} c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{\varphi_N}{2c^2}\right)^4 d\mathbf{x}^2. \quad (5)$$

Чтобы получить пост-ニュтоновскую аппроксимацию первого порядка, разложим g^{00} до порядка $O(c^{-6})$ и g^{xx} до порядка $O(c^{-4})$

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2} + \frac{2\varphi_N^2}{c^4} + O(c^{-6})\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\varphi_N}{c^2} + O(c^{-4})\right) d\mathbf{x}^2. \quad (6)$$

В рамках параметризованного пост-ニュтоновского формализма это разложение выглядит как

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2} + \beta_{PPN} \frac{2\varphi_N^2}{c^4} + O(c^{-6})\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \gamma_{PPN} \frac{2\varphi_N}{c^2} + O(c^{-4})\right) d\mathbf{x}^2, \quad (7)$$

где значения β_{PPN} и γ_{PPN} различны для различных теорий гравитации. Случай $\beta_{PPN} = 1$ и $\gamma_{PPN} = 1$ соответствует общей теории относительности.

Деление (7) на $c^2 dt^2$ приводит к

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 &= \left(1 + \frac{2\varphi_N}{c^2} + \beta_{\text{PPN}} \frac{2\varphi_N^2}{c^4} + O(c^{-6}) \right) - \left(1 - \gamma_{\text{PPN}} \frac{2\varphi_N}{c^2} + O(c^{-4}) \right) \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{c^2} = \\ &= 1 - \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{c^2} + \frac{2\varphi_N}{c^2} + \gamma_{\text{PPN}} \frac{2\varphi_N \dot{\mathbf{x}}^2}{c^4} + \beta_{\text{PPN}} \frac{2\varphi_N}{c^4} + O(c^{-6}). \end{aligned} \quad (8)$$

Возьмем квадратный корень с точностью $O(c^{-6})$

$$\frac{1}{c} \frac{ds}{dt} = 1 - \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{2c^2} + \frac{\varphi_N}{c^2} - \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{8c^4} + \left(1 + 2\gamma_{\text{PPN}} \right) \frac{\varphi_N \dot{\mathbf{x}}^2}{2c^4} + \left(2\beta_{\text{PPN}} - 1 \right) \frac{\varphi_N^2}{2c^4} + O(c^{-6}). \quad (9)$$

Уравнения движения могут быть получены из вариационного принципа

$$\delta \int ds = \delta \int \left(\frac{ds}{dt} \right) dt = 0, \quad (10)$$

где ds/dt определено из (9). Умножая (9) на $-c^2$, избавляясь от постоянного члена и опуская $O(c^{-6})$, получим Лагранжиан

$$L = \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{2} \left(1 + \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{4c^2} - \left(1 + 2\gamma_{\text{PPN}} \right) \frac{\varphi_N}{c^2} \right) - \varphi_N \left(1 + \left(2\beta_{\text{PPN}} - 1 \right) \frac{\varphi_N}{2c^2} \right). \quad (11)$$

Соответствующие уравнения движения будут иметь вид

$$\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla \varphi_N \left(1 + 2(\beta_{\text{PPN}} + \gamma_{\text{PPN}}) \frac{\varphi_N}{c^2} + \gamma_{\text{PPN}} \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{c^2} \right) + (2\gamma_{\text{PPN}} + 2) \left(\nabla \varphi_N \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c} \right) \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c}. \quad (12)$$

Это ПН уравнения движения. Чтобы получить ПН уравнения, нужно подставить величины $\beta_{\text{PPN}} = 1$ и $\gamma_{\text{PPN}} = 1$ в (12)

$$\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla \varphi_N \left(1 + 4 \frac{\varphi_N}{c^2} + \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{c^2} \right) + 4 \left(\nabla \varphi_N \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c} \right) \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c}. \quad (13)$$

Обе системы (12), (13) сводятся к ньютоновским уравнениям движения ($\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla \varphi_N$) при рассмотрении предела бесконечной скорости света.

3.3. Распространение света. Прямое интерпретирование модельной траектории как наблюдаемой некорректно, поскольку ПН эффекты затрагивают также распространение света.

S-звезды достигают высоких скоростей в перигалактике, а значит нужно учитывать эффект Доплера второго порядка. Изменение частоты можно найти по формуле

$$\omega_0 = \omega \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \alpha}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \omega \frac{1 + RV_{\text{model}}/c}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \approx \omega \left(1 + \frac{RV_{\text{model}}}{c} + \frac{v^2}{2c^2} \right), \quad (14)$$

где ω - наблюдаемая, а ω_0 - испущенная частота, v - скорость источника

относительно наблюдателя и α - угол между вектором скорости \vec{v} и направлением от источника к наблюдателю.

S-звезды расположены близко к сверхмассивному объекту. Гравитационное поле достаточно сильно, чтобы гравитационное красное смещение стало наблюдаемым эффектом. Поэтому мы должны учесть и его.

$$\omega_0 = \omega \sqrt{g^{00}} \approx \omega \left(1 + \frac{\Phi_N}{c^2} \right). \quad (15)$$

В результате, учет эффекта Доплера (14) и гравитационного красного смещения (15) приводит к формуле

$$\frac{RV_{\text{obs}}}{c} = \frac{RV_{\text{model}}}{c} + \frac{\Phi_N}{c^2} + \frac{v^2}{2c^2}. \quad (16)$$

Еще одним важным эффектом в распространении света является задержка Ремера, вызванная конечностью скорости распространения света. Разница между ближайшей к нам и наиболее отдаленной точками орбиты для некоторых S-звезд достигает нескольких световых дней. Поэтому данный эффект также должен быть учтен.

Что касается гравитационного линзирования, то S-звезды расположены не настолько близко к Sgr A*, чтобы оно было детектируемо. Поэтому мы не будем рассматривать этот эффект.

3.4. ППН параметры Брумберга. Задача движения безмассовой частицы в статичном гравитационном поле также была рассмотрена Брумбергом [44]. Он рассмотрел общее решение для разных систем координат. Выбор конкретной координатной системы определяется параметром α : $\alpha = 1$ соответствует стандартным (шварцшильдовским) координатам, $\alpha = 0$ соответствует изотропным и гармоническим координатам. Также он определил набор параметров (A, B, K), который обобщает задачу для различных теорий гравитации, точно так же, как и ППН параметры. В работе [44] приведены значения этих параметров для ОТО

$$A = 2, \quad B = K = 2(1 - \alpha). \quad (17)$$

Эти координаты зависят от выбора координатной системы α . В [44] также выведены ПН уравнения движения для шварцшильдовских координат ($\alpha = 1$):

$$\ddot{\mathbf{x}} = -\nabla \Phi_N \left(1 + 2 \frac{\Phi_N}{c^2} + 2 \frac{\dot{\mathbf{x}}^2}{c^2} - 3 \left(\frac{\mathbf{x}}{x} \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c} \right) \right) + 2 \left(\nabla \Phi_N \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c} \right) \frac{\dot{\mathbf{x}}}{c}. \quad (18)$$

В этом случае наблюдаемые напрямую (отдаленным наблюдателем) орбиты могут быть рассчитаны с помощью интегрирования уравнений (18). Наблюданная эволюция орбитальных параметров для шварцшильдовских

координат ($\alpha = 1$) будет отличаться от таковой для системы изотропных координат ($\alpha = 0$), которая является конформно евклидовой.

3.5. Использованные техники. Модель строится следующим образом:

- Параметры $(x_0, y_0, \dot{x}_0, \dot{y}_0)$ используются в качестве начального приближения для интегратора Рунге-Кутты 4 порядка, с помощью которого численно интегрируются уравнения движения (13) (или (12) для определенных параметров β_{PPN} , γ_{PPN}). Центральная гравитирующая масса Sgr A* \mathfrak{M} используется в качестве параметра. В результате получается массив фазовых векторов (x, y, \dot{x}, \dot{y}) , который на самом деле является представлением траектории в ее собственной плоскости.

- Производится поворот траектории на углы i и Ω .
- После вращения орбита преобразуется в наблюдаемые прямое восхождение и склонение путем деления на расстояние до центра Галактики R_0 и учета собственного движения Sgr A* $\dot{\alpha}_{\text{SgrA}_*}$, $\dot{\delta}_{\text{SgrA}_*}$.
- Полученные в результате интегрирования лучевые скорости преобразуются в наблюдаемые RV по формуле (16). На этом этапе также должно быть учтено собственное движение Sgr A* \dot{r}_{SgrA_*} .
- Модельные α , δ и RV интерполируются. На этом шаге учитывается задержка Ремера.

В конечном итоге мы имеем 13 параметров: 6 из них определяют орбиту, 2 параметра - это β_{PPN} и γ_{PPN} , которые мы хотим определить, а оставшиеся 5 параметров (\mathfrak{M} , R_0 , $\dot{\alpha}_{\text{SgrA}_*}$, $\dot{\delta}_{\text{SgrA}_*}$, \dot{r}_{SgrA_*}) мы будем считать постоянными. Их значения можно найти в работе [4].

Если же мы рассмотрим 3 звезды (S2, S38, S55), то получим 18 орбитальных параметров и 2 ППН параметра β , γ . Мы используем MCMC-сэмплирование (реализованное в библиотеке *emcee* для языка Python), чтобы найти постериорное распределение этих параметров и их оценки.

4. Результаты.

4.1. Разница периодов обращения. На рис.1 представлено различие между наилучшими аппроксимирующими пост-ньютоновской и ньютоновской орбитами звезды S2. Серая кривая соответствует пост-ньютоновской траектории, а черная - ньютоновской. Нетрудно заметить растущий со временем зазор между этими двумя случаями. Это и есть та самая "задержка", о которой мы говорили ранее.

Величина этой "задержки" составляет 16 дней за один орбитальный период. Эта величина не мала, поскольку неточности по временной шкале очень существенны для наблюдений S-звезд, что нетрудно заметить хотя бы на графике лучевых скоростей, на котором наблюдается сильный наклон во время прохожденийperiцентра, связанный с движением с высокой скоростью. Эта

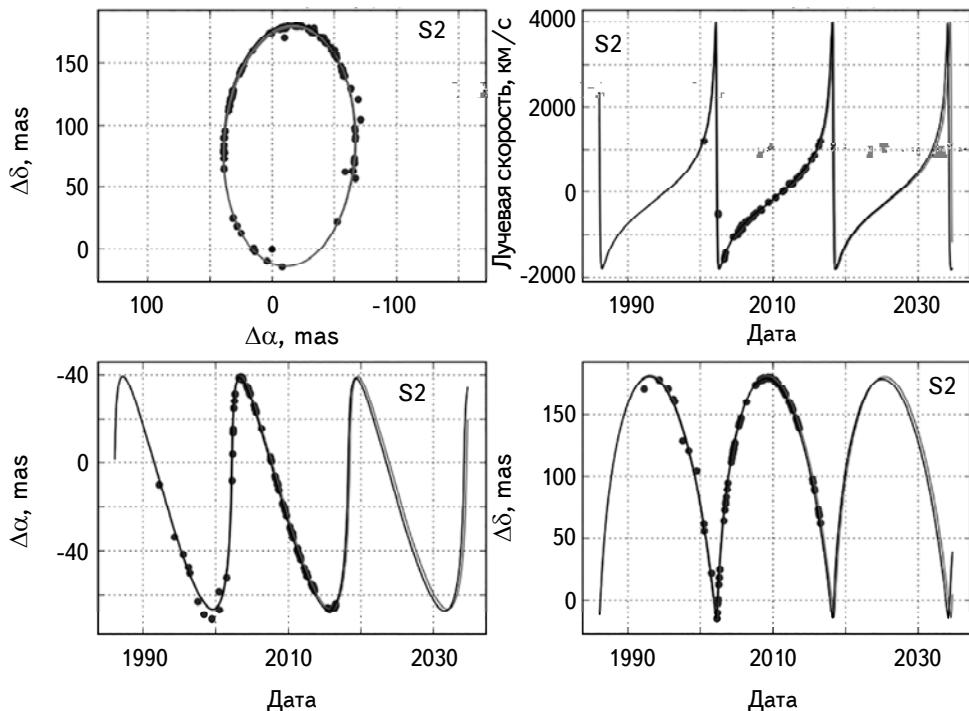


Рис.1. Разница между ньютоновской и пост-ニュートоновской орбитами S2.

неточность во времени влечет за собой неправильное определение положения этих наклонов. Этот эффект будет еще более значителен в будущем, когда звезда S2 совершил еще большее число оборотов по своей орбите.

Согласно нашим оценкам, дата следующего прохожденияperiцентра звезды S2 - это 18 мая 2034г.

4.2. Оценки ППН параметров. Мы запустили процесс МСМС, который моделировал одновременно движение S2, S38 и S55 для заданных параметров β_{PPN} и γ_{PPN} . На рис.2 приведены постериорные распределения параметров β_{PPN} и γ_{PPN} в проекции на их подпространство.

Процесс МСМС был запущен с 10000 итерациями. Оценки ППН параметров таковы

$$\beta_{\text{PPN}} = 0.97^{+0.42}_{-0.65}, \quad \gamma_{\text{PPN}} = 0.81^{+0.46}_{-0.60},$$

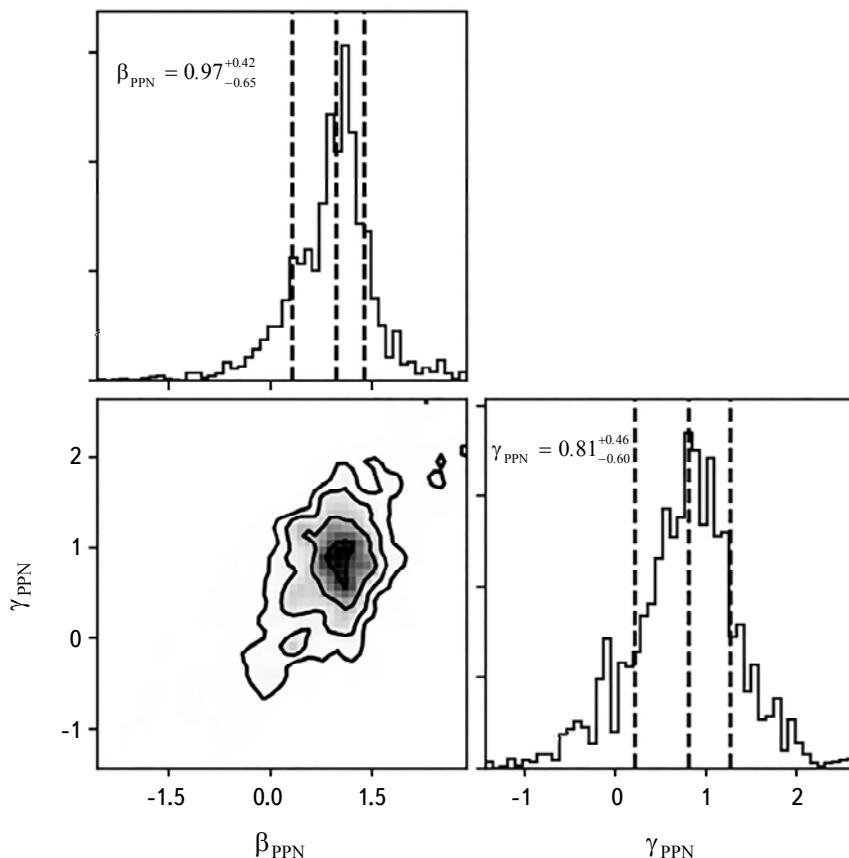
где погрешности определены как квантили уровней 1/6 и 5/6 постериорных распределений.

Несмотря на то, что результат соответствует предсказаниям ОТО, такой метод определения β_{PPN} и γ_{PPN} оказался крайне неточным. Причиной тому является несильное влияние отклонений ППН параметров на наблюдаемую картину.

Таблица 2

ОРБИТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ S-ЗВЕЗД

Звезда	x_0 , μ	y_0 , μ	\dot{x}_0 , км с^{-1}	\dot{y}_0 , км с^{-1}	i , $^\circ$	Ω , $^\circ$
S2	$22954.8^{+4.0}_{-1.5}$	$37481.5^{+8.9}_{-2.0}$	$-219.84^{+0.62}_{-0.79}$	$604.74^{+0.99}_{-0.22}$	$133.86^{+0.07}_{-0.06}$	$226.10^{+0.08}_{-0.08}$
S38	50102^{+5}_{-2}	69295^{+1}_{-7}	67^{+5}_{-2}	588^{+1}_{-3}	$169.9^{+2.6}_{-0.8}$	$93.39^{+0.14}_{-0.11}$
S55	$32342^{+8.0}_{-3}$	$-8724.1^{+0.8}_{-2.1}$	$-344.8^{+6.8}_{-1.1}$	$1004.9^{+1.3}_{-2.5}$	$152.7^{+1.4}_{-1.0}$	$323.3^{+0.7}_{-0.5}$

Рис.2. Постериорное распределение, угловой график β_{PPN} , γ_{PPN} .

Постериорные оценки орбитальных параметров S-звезд приведены в табл.2. Нетрудно заметить, что эти параметры определены намного точнее, чем ППН параметры. На рис.3 изображены наилучшие аппроксимирующие ПН орбиты для этих звезд и кривая лучевых скоростей звезды S2.

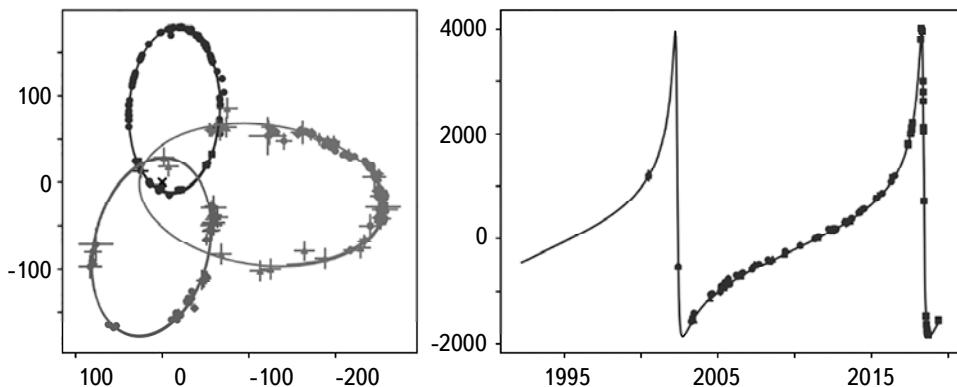


Рис.3. Слева: траектории звезд S2, S38 и S55; Справа: лучевые скорости S2.

5. Выход. В данной работе использованы пост-ньютонаовские уравнения движения для проведения анализа орбитальных параметров нескольких S-звезд. Для звезды S2 наилучший аппроксимирующий орбитальный период в пост-ньютонаовском случае оказался на 16 дней длиннее, чем таковой в ньютонаовском. Эта разница велика. В случае движения S-звезд, неточности во временной оси оказываются существенными, особенно во время прохождения перигея. Учитывая этот эффект, мы получили параметры орбит звезд S2, S38 и S55, представленные в табл.2. Дата следующего прохождения перигея звезды S2, предсказываемая нами - 18 мая 2034г.

Помимо этого, мы оценили ППН параметры. С помощью методов байесовской статистики был произведен фиттинг орбит и кривых лучевых скоростей, получаемых из параметризованных пост-ньютонаовских законов движения. Постериорные оценки β_{PPN} и γ_{PPN} - $0.97^{+0.42}_{-0.65}$ и $0.81^{+0.46}_{-0.60}$, соответственно. Для орбитальных движений S-звезд величины v^2/c^2 и Φ_N/c^2 имеют порядки $\sim 10^{-4}$. Поэтому наш результат подтверждает предсказания общей теории относительности для пост-ньютонаовских уравнений движения (соответствующих изотропным и гармоническим системам координат) в условиях близости к Sgr A*.

Данная работа выполнена по государственному контракту САО РАН, одобренному министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: roustique.g@gmail.com

² Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

PPN MOTION OF THE S-STARS AROUND SGR A*

R.I.GAINUTDINOV^{1,2}

Parametrized Post-Newtonian (PPN) equations of motion for several S-stars nearest to the Galactic Center compact relativistic object SgrA* are considered. The effect of the orbital periods difference between Newtonian and Post-Newtonian cases is taken into account. The best fit PN orbit of S2 has a period which is 16 days longer than Newtonian one. The PPN parameters β_{PPN} and γ_{PPN} are measured. Bayesian sampling is used to fit the trajectories of the PPN laws of motion. Posterior estimates of β_{PPN} and γ_{PPN} are $0.97^{+0.42}_{-0.65}$ and $0.81^{+0.46}_{-0.60}$ respectively. The result confirms General Relativity prediction for the Post-Newtonian equations of motion in the conditions of orbital motions in vicinity of the SgrA*.

Keywords: *galactic center: S-stars: relativistic celestial mechanics: gravitation: post-Newtonian approximation: parametrized post-Newtonian formalism*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Boehle et al.*, *Astrophys. J.*, **830**, 17, 2016.
2. *D.S.Chu et al.*, *Astrophys. J.*, **854**, 12, 2018.
3. *T.Do et al.*, *Science*, **365**, 664, 2019.
4. *S.Gillessen et al.*, *Astrophys. J.*, **837**, 30, 2017.
5. *A.Eckart et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **331**, 917, 2002.
6. *R.Genzel et al.*, *Astrophys. J.*, **594**, 812, 2003.
7. *S.Gillessen et al.*, *Astrophys. J.*, **692**, 1075, 2009.
8. *S.Gillessen et al.*, *Astrophys. J.*, **707**, L114, 2009.
9. *M.Habibi et al.*, *Astrophys. J.*, **847**, 120, 2017.
10. *T.Lacroix*, *Astron. Astrophys.*, **619**, A46, 2018.
11. *N.Mouawad et al.*, *Astron. Nachr.*, **326**, 83, 2005.
12. *S.Nishiyama et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **70**(4), 74, 2018.
13. *R.Schödel et al.*, *Astron. Nachr.*, **324**, 535, 2003.
14. *R.Schödel et al.*, *Astrophys. J.*, **596**, 1015, 2003.
15. *M.Zajaček, A.A.Tursunov*, *Astron Nachr.*, **339**, 324, 2018.
16. *F.Eisenhauer et al.*, *Astrophys. J.*, **597**, L121, 2003.
17. GRAVITY Collaboration (R.Abuter et al.), *Astron. Astrophys.*, **625**, L10, 2019.
18. *L.Iorio*, *Phys. Rev. D*, **84**, 124001, 2011.

19. *J.H.Jørgensen, O.E.Bjelde, S.Hannestad*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **458**, 3614, 2016.
20. *I.Waisberg et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **476**, 3600, 2018.
21. *F.Zhang, Y.Lu, Q.Yu*, Astrophys. J., **809**, 127, 2015.
22. *I.M.Christie et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **459**, 2420, 2016.
23. *M.Shcartmann, A.Burkert, A.Ballone*, Astron. Astrophys., **616**, L8, 2018.
24. *D.Borka et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **11**, 050, 2013.
25. *A.F.Zakharov*, EPJ Web of Conf., **191**, 01010, 2018.
26. *A.F.Zakharov et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **04**, 050, 2018.
27. GRAVITY Collaboration (A.Amorim et al.), Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **489**, 4606, 2019.
28. *D.Borka et al.*, Phys. Rev. D, **85**, 124004, 2012.
29. *A.F.Zakharov et al.*, Adv. in Space Res., **54**, 1108, 2014.
30. *K.F.Dialektopoulos et al.*, Phys. Rev. D, **99**, 044053, 2019.
31. *D.Borka et al.*, Astropart. Phys., **79**, 41, 2016.
32. *M.Rahman, A.A.Sen*, Phys. Rev. D, **99**, 024052, 2019.
33. *A.F.Zakharov et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **05**, 045, 2016.
34. *M.Gould et al.*, Astron. Astrophys., **608**, A60, 2017.
35. *L.Iorio*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **411**, 453, 2011.
36. *A.Gualandris, S.Gillessen, D.Merritt*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **409**, 1146, 2010.
37. GRAVITY Collaboration (R.Abuter et al.), Astron. Astrophys., **615**, L15, 2018.
38. *L.Iorio, F.Zhang*, Astrophys. J., **839**, 3, 2017.
39. *M.Parsa et al.*, Astrophys. J., **845**, 22, 2017.
40. *M.Preto, P.Saha*, Astrophys. J., **703**, 1743, 2009.
41. *H.Saida et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **71**(6), 128, 2019.
42. *L.D.Landau, E.M.Lifshitz*, The Classical Theory of Fields, Pergamon, Oxford, 1971.
43. *C.Misner, K.Thorne, J.Wheeler*, Gravitation, Freeman, San Francisco, 1973.
44. *V.A.Brumberg*, Essential relativistic celestial mechanics, Adam Hildger IOP Publ. Ltd, N.Y., 1991.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

СПЕКТРОСКОПИЯ И КИНЕМАТИКА V1117 Her - ВЫСОКОШИРОТНОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА UX Ori

И.С.ПОТРАВНОВ, М.В.ЕСЕЛЕВИЧ

Поступила 26 марта 2020

Принята к печати 26 августа 2020

В работе обсуждаются результаты, полученные на основе исследования спектров низкого разрешения и кинематики звезды V1117 Her, расположенной на высокой галактической широте $b = +33^\circ.8$. Показано, что звезда обладает фотосферным спектром класса A7 IV, светимостью $L \approx 26 L_\odot$ и спектральными признаками аккреционной активности. Это подтверждает ее прежнюю классификацию как молодой Ae звезды Хербига, демонстрирующей фотометрическую переменность типа UX Ori. Вместе с тем, параллакс V1117 Her в каталоге GAIA DR2 соответствует расстоянию до нее $D \approx 1.4$ кпк, что означает возвышение звезды над плоскостью Галактики $Z \approx 800$ пк. При этом кинематика звезды указывает на ее более вероятное формирование *in situ*, вне плоскости молодого диска. Кратко обсуждается возможный сценарий образования V1117 Her.

Ключевые слова: *V1117 Her: спектроскопия: кинематика: звезда типа UX Ori*

1. *Введение.* Фотометрическая переменность звезды V1117 Her была открыта Л.П.Церасской на Астрономической обсерватории Московского университета в мае 1929г., о чём в печати было сообщено директором обсерватории Блажко [1]. Характер переменности V1117 Her был установлен уже в наше время [2]. На основе архивной фотометрии, охватывающей промежуток времени порядка 14 лет, авторами [2] было показано, что звезда испытывает глубокие квазипериодические ослабления блеска с максимальной амплитудой $\Delta V \approx 2^m.78$. Цветовое поведение звезды во время ослаблений блеска указывает на то, что причиной фотометрической переменности V1117 Her являются затмения пылевыми структурами. Спектральный класс A8-A9, эмиссия в линии H α и инфракрасный избыток, свидетельствующий о наличии околосзвездного диска, также послужили аргументами в пользу классификации V1117 Her как молодой переменной типа UX Ori [2].

Подгруппа звезд типа UX Ori (UXORы) включает в основном звезды Ae/Be Хербига и T Тельца, находящиеся на стадии эволюции до Главной Последовательности (ГП) и окруженные протопланетными дисками, которые наклонены под небольшими углами к лучу зрения (т.е. наблюдаются практически с ребра). Такая ориентация приводит к эффекту переменного экранирования звезды неоднородностями во внутреннем газопылевом диске,

что в свою очередь выражается в сильной фотометрической активности (см. [3,4] и ссылки там). Имея возраст в среднем менее 10 млн. лет, UXORы принадлежат к молодой популяции тонкого диска Галактики с вертикальным масштабом $Z_0 \approx 100$ пк в окрестности Солнца. Для земного наблюдателя это означает, что большинство звезд типа UX Ori будут располагаться в диапазоне галактических широт $|b| \leq 20^\circ$. Это подтверждается, например, статистикой распределения по небесной сфере родоначальников группы - звезд Ae/Be Хербига [5].

V1117 Her лежит на галактической широте $b = +33^\circ.8$, изолированно от активных в настоящий момент областей звездообразования и молодых ассоциаций. Такое положение звезды может быть объяснено в рамках трех возможностей: 1) ошибочной классификации V1117 Her как молодой звезды типа UX Ori; 2) текущее положение V1117 Her является следствием ее кинематической эволюции после рождения в какой-либо низкоширотной ассоциации; 3) звезда сформировалась *in situ*, высоко над плоскостью Галактики. Последний сценарий представляет особенный интерес, поскольку до сих пор нет достоверных наблюдательных подтверждений возможности звездообразования вне системы гигантских молекулярных облаков тонкого диска Галактики (см. обзор проблемы в [6]). В работе [2] авторы рассмотрели возможность происхождения V1117 Her в одной из близких низкоширотных областей звездообразования в созвездиях Змеи (Serpens) или Орла (Aquila). Однако они были ограничены отсутствием надежного расстояния до звезды. Мы использовали новые данные астрометрического каталога GAIA DR2 в сочетании с оригинальными спектральными наблюдениями и архивной фотометрией для нового подхода к вопросу о классификации V1117 Her, исследованию ее кинематики и происхождения.

2. Спектроскопия V1117 Her. V1117 Her наблюдалась нами дважды: 18.07.2017 и 03.04.2019 на Саянской солнечной обсерватории ИСЗФ СО РАН с помощью 1.6-м телескопа АЗТ 33-ИК и спектрографа низкого разрешения ADAM [7,8]. Технические детали наблюдений приводятся в табл.1.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ V1117 Her НА СЯНСКОЙ СОЛНЕЧНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ИСЗФ СО РАН

Дата	Гризма	Спектральный диапазон, Å	Ширина щели угл. с	Разрешение $\lambda/\Delta\lambda$	Суммарная экспозиция, с
18.07.2017	VPHG600G	3900-7200	1.5	~1100	600
03.04.2019	VPHG600G	3900-7200	2.0	~900	1200

Каждую ночь получались калибровочные кадры нулевого тока (bias), кадры плоского поля и спектр сравнения Ne-Ar лампы для построения шкалы длин волн. В ночь 03.04.2019 с той же конфигурацией прибора и на близком зенитном расстоянии дополнительно были проведены наблюдения спектрофотометрического стандарта Feige 98. Первичная обработка изображений выполнялась с помощью стандартной методики и инструментов пакета IRAF. Экстракция одномерного спектра и его привязка к шкале длин волн были осуществлены с помощью процедур модуля *longslit*. Спектр Feige 98 был использован для калибровки спектра V1117 Her в единицах абсолютного потока. При осуществлении калибровки кривая спектральной чувствительности была также скорректирована за атмосферную экстинкцию.

При низком разрешении наиболее характерными деталями спектра V1117 Her являются линии бальмеровской серии водорода, указывающие на спектральный класс A. В отличие от остальных членов серии, в линии H α на фоне фотосферных крыльев наблюдается эмиссионное ядро. Его эквивалентная ширина составила согласно нашим измерениям $EW = -5.5 \text{ \AA}$ и $EW = -6.45 \text{ \AA}$ на спектрах за 18.07.2017 и 03.04.2019, соответственно. Примечательной особенностью спектра полученного 18.07.2017 стала слабая абсорбционная деталь с коротковолновой стороны от резонансного дублета NaI D, вероятно соответствующая линии HeI 5876 \AA .

Для прояснения этого вопроса мы дополнительно исследовали спектр несколько большего разрешения ($R \sim 1800$), полученный из архива DR4 обзора LAMOST [9,10] и охватывающий диапазон длин волн $\sim 3900\text{-}9000 \text{ \AA}$.

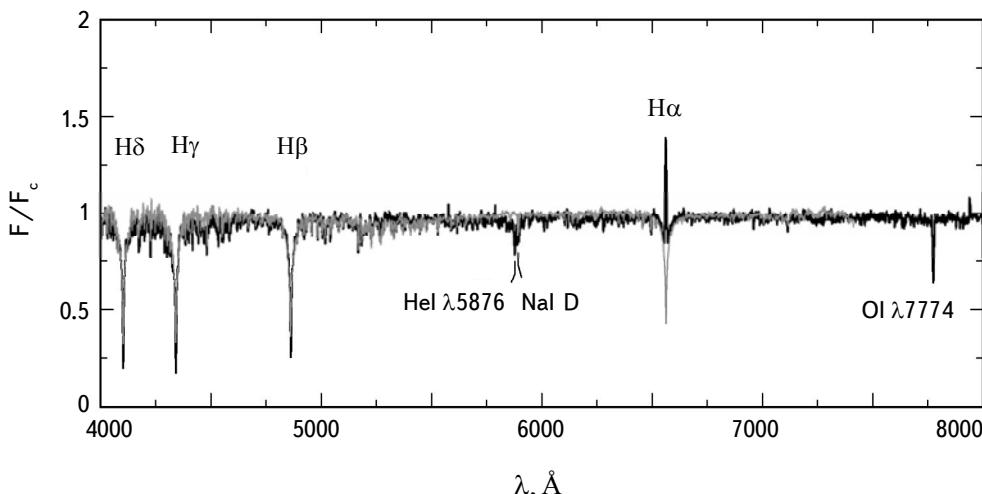


Рис.1. Участок спектра V1117 Her низкого разрешения по данным LAMOST DR4 [9,10]. Серой линией показан спектр звезды A7V из библиотеки MILES [12]. На рисунке отмечена идентификация основных линий.

(рис.1). Сравнение его со спектрами стандартов из атласа Пиклса [11] и библиотеки MILES [12] позволило точнее определить спектральный класс V1117 Her как $\sim A7$, в согласии с предыдущей температурной классификацией [2]. Такие индикаторы светимости [13], как: 1) крылья водородных линий, 2) интенсивность FeII-TiII "леса" в области 4400-4600 Å и 3) форма спектра в районе высших членов серии Пашена явно указывают на принадлежность V1117 Her к IV классу светимости. Заподозренная нами линия поглощения HeI 5876 Å отчетливо наблюдается на данном спектре, также как и заметная абсорбция OI 7774 Å, принадлежащая неразрешаемому триплету кислорода. Обе эти линии не характерны для A звезд ГП, вместе с тем они часто наблюдаются в спектрах Ae звезд Хербига и являются индикаторами аккреционной активности молодых звезд [14,15].

Гелиоцентрическая лучевая скорость V1117 Her была измерена кросс-корреляцией наблюдаемых спектров со спектром стандарта в диапазоне 4000-5500 Å. Среднее значение по двум Саянским спектрам составило $RV = -7 \pm 4$ км/с и в пределах ошибки совпадает с величиной $RV = -8.2$ км/с, приводимой в каталоге LAMOST DR4 [9,10].

3. Спектральное распределение энергии и параметры V1117 Her. С учетом известного расстояния до звезды (см. разд.4) можно получить оценку ее светимости из спектрального распределения энергии (SED). Оно было построено нами (рис.2) в диапазоне 0.15-22 μm на основе архивных данных фотометрии и воспроизводит аналогичный график в работе Кун и др. [2]. Согласно трехмерной карте распределения поглащающей материи в Галактике [16], межзвездное покраснение в направлении V1117 Her невелико: $E(B-V) = 0.06$. В этом случае поглощение составляет $A_v = 0^m.19$ при использовании стандартного закона $R_v = 3.1$. Наблюдаемые точки SED были скорректированы на основе этого значения, используя кривую межзвездной экстинкции [17]. Как видно из рис.2, в ближнем ультрафиолетовом и оптическом диапазонах наблюдаемые точки хорошо аппроксимируются фотосферным спектром из сетки моделей MARCS [18] с параметрами $T_{eff} = 7250$ K, $log g = 4.0$ и солнечным химическим составом. Небольшие остаточные различия могут быть объяснены фотометрической переменностью звезды и несинхронностью наблюдений, использованных при построении SED. На длинах волн $\lambda > 1.5\mu m$ характерной деталью SED является ИК избыток, который прослеживается до доступной нам границы - полосы W4 ($22\mu m$). Интегрирование SED в диапазоне 0.15-22 μm дает значение полного наблюдаемого потока $F_{obs} = 4.13 \cdot 10^{-10}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$, что с учетом расстояния в 1417 пк приводит к полной светимости системы "звезда+диск" $L_{tot} \approx 25.8 L_\odot$. Вклад инфракрасного избытка в полную светимость составляет $L_{IR}/L_{tot} = 0.3$,

т.е. порядка 30%. Полученное значение светимости подтверждает спектральную классификацию V1117 Her как субгиганта. Светимость звезды, как и величина ее ИК избытка типичны для молодых звезд Ae Хербига с аккреционными дисками [19,20].

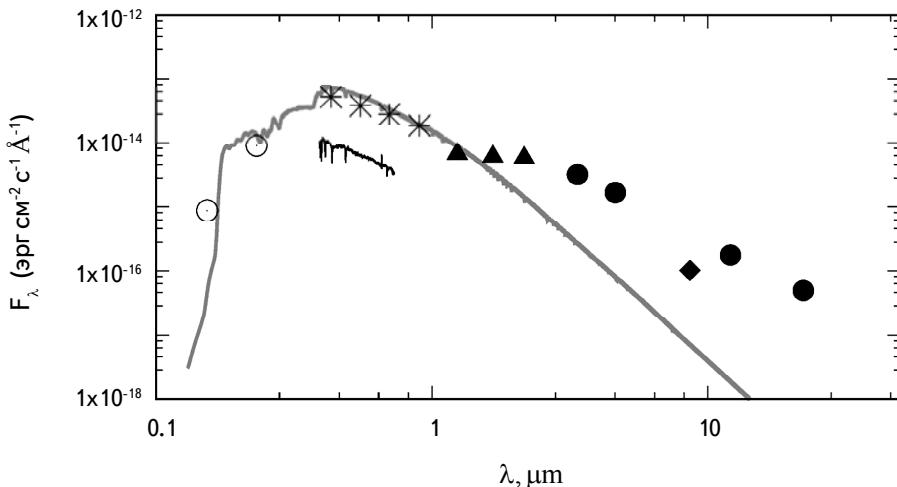


Рис.2. Спектральное распределение энергии V1117 Her. Символами показаны данные фотометрии: в FUV и NUV фильтрах GALEX (открытые кружки) [21], *BVRI* (звездочки) по данным [2], *JHK* 2MASS (треугольники) [22], WISE 3.4, 4.6, 12, 22 $\mu\text{м}$ (черные кружки) [23], AKARI S9W (ромбик) [24]. Серой линией показан модельный спектр $T_{\text{eff}} = 7250 \text{ K}$, $\log g = 4.0$, приведенный к расстоянию 1417 пк. Черная линия соответствует оптическому спектру, полученному на Саянской обсерватории 03.04.2019 во время фотометрического минимума звезды и скорректированному за межзвездное поглощение $A_v = 0^{\text{m}}.19$. Оси приводятся в логарифмическом масштабе.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что прокалибранный в абсолютных потоках оптический спектр V1117 Her за 03.04.2019 на рис.2 лежит заметно ниже *BVRI* фотометрии, полученной вблизи яркого состояния звезды. Отношение потоков на центральной длине волны фильтра *V* (5500 \AA) составляет $F_{\text{phot}}/F_{\text{spec}} = 5.96$, что соответствует разности звездных величин $\Delta m = 1^{\text{m}}.9$. Отсюда легко определить, что спектральные наблюдения звезды были получены при блеске $V \approx 14^{\text{m}}.4$, т.е. вблизи минимума. Это подтверждается фотометрией AAVSO, согласно которой в ночь 29.03.2019, ближайшую в архиве к дате наших спектральных наблюдений, блеск V1117 Her составлял $V \approx 14^{\text{m}}.8$. Таким образом, рост эмиссии в линии $\text{H}\alpha$ наблюдавшийся 03.04.2019 можно объяснить т.н. коронографическим эффектом, характерным для звезд типа UX Ori [25]. Примечательно также, что для приведения спектра, полученного в минимуме блеска, к яркому состоянию требуется нейтральный сдвиг, т.е. без дополнительной коррекции за окколзвездное покраснение. Возможное объяснение состоит в том, что затмение было вызвано достаточно крупной пылью.

Хотя данные о цветовом поведении звезды во время затмений ограничены, и этот вопрос заслуживает более полного исследования с помощью многоцветного фотометрического мониторинга.

4. Кинематика. Астрометрические параметры V1117 Her были получены нами из каталога GAIA DR2 [26,27]. Согласно этим данным параллакс звезды равняется $\pi = 0.706 \pm 0.035$ мсд, что соответствует расстоянию $D = 1416.5^{+74}_{-67}$ пк. Собственные движения V1117 Her по прямому восхождению и склонению составляют $\mu_\alpha = -5.73 \pm 0.046$ мсд/год и $\mu_\delta = -6.82 \pm 0.040$ мсд/год, соответственно. Использование данных GAIA для определения расстояний до индивидуальных объектов требует критического подхода и анализа достоверности имеющегося астрометрического решения. В частности, молодые звезды зачастую обладают комплексным околозвездным окружением, влияющим на их фотометрический профиль и, как следствие, точность позиционирования при астрометрических наблюдениях. Способ, рекомендованный научной группой GAIA, состоит в использовании критерия RUWE, характеризующего качество аппроксимации наблюдательных данных принятой астрометрической моделью [28]. Значение $RUWE < 1.4$ говорит о надежности решения. Для V1117 Her $RUWE = 1.1$, что подтверждает значимость приводимой в каталоге величины параллакса.

На основе шести астрометрических параметров: координат, собственных движений, параллакса и лучевой скорости можно вычислить UVW компоненты вектора скорости звезды, обычно используемые для анализа звездной кинематики. Компоненты скорости рассчитываются в гелиоцентрической прямоугольной системе координат, где ось U направлена на центр Галактики, ось V положительна в направлении галактического вращения, а ось W направлена на северный галактический полюс. Поскольку V1117 Her находится не в ближайшей околосолнечной окрестности, а удалена на расстояние порядка 1.5 кпк, то для приведения скоростей к местному стандарту покоя (LSR) помимо пекулярного движения Солнца необходимо учитывать также и дифференциальное вращение Галактики. Для этого мы воспользовались линейной моделью Оорта. Соответственно, лучевая скорость и собственные движения, предварительно переведенные в галактические координаты, корректировались согласно следующим формулам (см., например [29]):

$$\begin{aligned} RV &= RV_{obs} - AD \sin 2l \cos^2 b \\ \mu_l &= \mu_{l,obs} - (A \cos 2l + B) \cos b / k \\ \mu_b &= \mu_{b,obs} - A \sin 2b \sin 2l / 2k. \end{aligned}$$

Здесь l и b - галактические долгота и широта, соответственно; D - расстояние до звезды, $A = 16.29 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ и $B = -11.9 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1}$ - постоянные Оорта,

значения которых приводятся согласно [30]; $k = 4.74$ - множитель перехода от углового перемещения к линейной скорости. Нижний индекс obs означает наблюдаемое значение параметра.

UVW компоненты вектора скорости вычисляются согласно формулам, известным в звездной астрономии:

$$\begin{aligned} U &= RV \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b \\ V &= RV \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b \\ W &= RV \sin b + V_b \cos b, \end{aligned}$$

где $V_l = kD\mu_l$ и $V_b = kD\mu_b$, а D имеет размерность кпк. Ошибки могут быть оценены согласно методике [31]. Полученные значения необходимо также скорректировать за пекулярную скорость Солнца $(U, V, W)_\odot = (11.1, 12.2, 7.3)$ км/с [32].

В результате, компоненты скорости V1117 Her составляют $(U, V, W)_{LSR} = (10 \pm 2.4, -50.5 \pm 3.8, 15.4 \pm 2.1)$ км/с. Как видно, в скорости звезды относительно местного центроида доминирует вращательная V компонента, что характерно для населения диска. При этом, величина полной скорости $V_{tot} = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2} = 53.7$ км/с согласно статистическому критерию [33] является пограничной между тонким и толстым диском. Это согласуется с текущим удалением V1117 Her от плоскости Млечного Пути, которое составляет $Z = D \sin b + Z_\odot = 804$ пк, где $Z_\odot = 16$ пк [34] - возвышение Солнца к северу от галактической плоскости. Текущее значение V_{tot} также заведомо меньше пекулярной скорости в несколько сотен км/с, которая позволила бы отнести V1117 Her к т.н. "звездам-беглецам" [35].

Тем не менее, необходимо рассмотреть возможность того, что звезда, движущаяся по баллистической траектории после выброса из низкоширотной ассоциации, находится вблизи апоцентра своей орбиты и потеряла значительную часть начальной скорости V_{init} . Для этого мы выполнили расчет движения V1117 Her в гравитационном потенциале Галактики с помощью интегратора *GalPy* [36], используя в качестве начальных параметров текущие значения координат и скорости звезды. Его результат показывает, что пересечение орбиты V1117 Her с галактическим экватором ($b = 0^\circ$) произошло 18.5 млн. лет назад. Если предположить рождение звезды где-то в плоскости Галактики, то приводимая выше величина является оценкой ее кинематического возраста. Начальное значение полной скорости в этом случае составляло бы $V_{init} = 148$ км/с.

5. *Обсуждение и заключительные замечания.* Согласно новым данным GAIA DR2, V1117 Her удалена от Солнца на 1.4 кпк, что означает ее возвышение над плоскостью Галактики на 804 пк - величину не характерную в окрестностях Солнца для звезд на стадии эволюции до ГП. Вместе с тем, наша оценка полной светимости системы "звезда+диск" $L_{tot} \approx 25.8 L_\odot$, величина

ИК избытка $L_{\text{IR}}/L_{\text{tot}} = 0.3$, а также дополнительно обнаруженные спектральные признаки акреции подтверждают прежнюю классификацию [2] V1117 Her как Ae звезды Хербига. Эти два результата вступают в противоречие в рамках современной парадигмы звездообразования исключительно в низкоширотных молекулярных облаках, ассоциированных с плоскостью Млечного Пути или Поясом Гулда.

Исходя из кинематики V1117 Her, одно из возможных объяснений состоит в том, что после рождения где-то в галактической плоскости звезда получила достаточно большую начальную скорость $V_{\text{init}} = 148 \text{ км/с}$. Эта скорость позволила бы ей за время порядка 18.5 млн. лет добраться до своего текущего местоположения. Два основных механизма приобретения больших начальных скоростей звездами-беглецами состоят в их выбросе из двойной системы либо в результате взрыва одного из компонентов как сверхновой [35], либо динамического взаимодействия в плотном окружении молодого скопления [37]. В рамках сценария со сверхновой практически невозможно объяснить существование вокруг V1117 Her акреционного диска, который в случае близкой вспышки должен был бы практически сразу исчезнуть в результате фотоиспарения. К тому же, начальная скорость компонента, покидающего в этом случае систему, составляет порядка 300-400 км/с [38], что превосходит полученную нами для V1117 Her оценку V_{init} . В сценарии динамического выброса ограничения на начальные скорости мягче: $\sim 100\text{-}200 \text{ км/с}$ [39]. Однако достаточно эффективен этот механизм лишь в плотных центральных областях молодых скоплений, состоящих из нескольких десятков звезд ранних спектральных классов, включая двойные и кратные системы. Исходя из этого, местом рождения V1117 Her могло бы быть гравитационно-связанное звездное скопление возрастом порядка 20 млн. лет. Однако безотносительно механизма начального ускорения и вопроса выживаемости диска, сама по себе оценка кинематического возраста звезды почти в два раза превосходит характерное время затухания активной акреции у Ae/Be звезд Хербига [40]. В то же время акреционные признаки отчетливо наблюдаются в спектре V1117 Her. Это служит весомым аргументом против предположения о рождении V1117 Her в плоскости Галактики и, как следствие, оценки ее кинематического возраста, приводимой выше. Более естественным предположением является то, что звезда сформировалась *in situ*, высоко над плоскостью диска, несколько миллионов лет назад, а ее текущая кинематика отражает кинематику родительского облака изначально находившегося вне молодого тонкого диска.

V1117 Her располагается в проекции на центральную область Галактики, за пределами ближайших к Солнцу и хорошо изученных областей звездообразования. Согласно "Новому списку ОВ ассоциаций" Мельник и Ефремова [41] по галактической долготе V1117 Her граничит с ОВ ассоциациями

в созвездиях Щита и Змеи: Sct OB3 и Ser OB2, располагающимися, однако, вблизи плоскости Млечного Пути на расстоянии в 1.3 кпк и 1.6 кпк, соответственно [42]. Пространственно V1117 Her оказывается сравнительно близка к ним, хотя сценарий непосредственного выброса звезды из низкоширотной ассоциации был выше оценен нами как маловероятный. Тем не менее, можно предположить, что активные процессы в этих OB ассоциациях, такие как вспышки сверхновых и интенсивные ветра от массивных звезд, все же могли оказывать влияние на формирование V1117 Her. Примечательно, что в ассоциации Ser OB2 известен так называемый "дымоход" (chimney, spur), свидетельствующий о выбросе горячего ионизованного газа перпендикулярно к галактической плоскости на расстояние как минимум в 200 пк [43]. Такие "дымоходы" играют важную роль в поставке газа на большие высоты над молодым диском [44]. Возможно, что их энергетика и охлаждающийся газ могут порождать локальные эпизоды звездообразования, примером которого может быть и V1117 Her. Однако детальное обсуждение подобного сценария находится за рамками настоящей статьи.

Дальнейшее исследование вопроса происхождения V1117 Her является важным для лучшего понимания возможных форм и мест звездообразования в Галактике. В первую очередь необходимо получение спектров звезды высокого разрешения, что, учитывая блеск звезды, требует применения крупных телескопов. Также представляет большой интерес дополнительное исследование ассоциаций Ser OB2 и Sct OB3 с целью изучения влияния активных процессов в них на внешнее окружение и возможное стимулирование звездообразования на далекой периферии.

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ №18-32-00501. Наблюдения на Саянской солнечной обсерватории осуществлены с использованием оборудования ЦКП "Ангара" и при поддержке базового финансирования программы ФНИ II.16.

Авторы благодарят рецензента О.Ю.Барсунову за внимательное прочтение рукописи и замечания, позволившие улучшить ее текст.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск,
e-mail: ilya.astro@gmail.com

SPECTROSCOPY AND KINEMATICS OF V1117 Her - THE HIGH-LATITUDE UX Ori TYPE STAR

I.S.POTRAVNOV, M.V.ESELEVICH

We present results based on our studies of low-resolution spectra and kinematics of the star V1117 Her, which is located at the high galactic latitude $b=+33^{\circ}8$. It was shown, that the star possesses A7 IV photospheric spectrum, luminosity $L \approx 26 L_{\odot}$ and spectral signatures of the accretion activity. This confirms its previous classification as young Ae Herbig star with UX Ori type photometric variability. However, the parallax of V1117 Her in GAIA DR2 catalogue corresponds to the distance of $D \approx 1.4$ kpc and its height above the Galactic plane is of about $Z \approx 800$ pc. The kinematics of the star indicates the most probable formation *in situ*, outside the plane of the young disk. Possible scenario of V1117 Her formation is briefly discussed.

Keywords: *V1117 Her: spectroscopy: kinematics: UX Ori type stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Blažko*, Astron. Nachr., **236**, 279, 1929.
2. *M.Kun, M.Racz, L.Szabados*, IBVS, **6089**, 1, 2014.
3. *V.P.Grinin*, A&AT, **3**, 17, 1992.
4. *V.Grinin*, ASPC, **510**, 32, 2017.
5. *S.L.A.Vieira, W.G.B.Corradi, S.H.P.Alencar et al.*, Astron. J., **126**, 2971, 2003.
6. *P.M.McGehee*, in: "Handbook of Star Forming Regions, Volume II: The Southern Sky", ed. B.Reipurth, ASP MP, 2008.
7. *В.Л.Афанасьев, С.Н.Додонов, В.Р.Амирханян и др.*, Астрофиз. Бюлл., **71**, 514, 2016.
8. *Р.А.Буренин, А.Л.Амвросов, М.В.Еселеевич и др.*, Письма в Астрон. ж., **42**, 333, 2016.
9. *G.Zhao, Y.-H.Zhao, Y.-Q.Chu et al.*, RAA, **12**, 723, 2012.
10. *X.-Q.Cui, Y.-H.Zhao, Y.-Q.Chu et al.*, RAA, **12**, 1197, 2012.
11. *A.J.Pickles*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **110**, 863, 1998.
12. *J.Falcon-Barroso, P.Sánchez-Blazquez, A.Vazdekis et al.*, Astron. Astrophys., **532**, 95F, 2011.
13. *R.O.Gray, C.J.Corbally*, "Stellar Spectral Classification", Princeton University Press, 2009.
14. *J.Muzerolle, P.D'Alelio, N.Calvet et al.*, Astron. J., **617**, 406, 2004.

15. *J.Kwan, W.Fisher*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **411**, 2383, 2011.
16. *G.M.Green, E.F.Schlafly, D.Finkbeiner et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **478**, 651, 2018.
17. *E.L.Fitzpatrick*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **111**, 63, 1999.
18. *B.Gustafsson, B.Edwardsson, K.Eriksson et al.*, Astron. Astrophys., **486**, 951, 2008.
19. *F.Hamann, S.E.Persson*, Astron. J., **394**, 628, 1992.
20. *J.Hernandez, N.Calvet, C.Briceno et al.*, Astron. J., **127**, 1628, 2004.
21. *L.Bianchi, J.Herald, B.Efremova et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **335**, 161, 2011.
22. *R.M.Cutri, M.F.Skrutskie, S. van Dyc et al.*, 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources, VizieR On-line Data Catalog: II/246, 2003.
23. *R.M.Cutri et al.*, VizieR Online Data Catalog: AllWISE Data Release, VizieR On-line Data Catalog: II/328, 2014.
24. *D.Ishihara, T.Onaka, H.Kataza et al.*, Astron. Astrophys., **514**, A1, 2010.
25. *V.P.Grinin, P.S.The, D. de Winter et al.*, Astron. Astrophys., **292**, 165, 1994.
26. *GAIA collaboration*, Astron. Astrophys., **595**, 36, 2016.
27. *GAIA collaboration*, Astron. Astrophys., **616**, 22, 2018.
28. *L.Lindegren*, Lund Observatory technical note, (<https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/public-dpac-documents>), 2018.
29. *П.П.Паренаго*, "Курс звездной астрономии", ОГИЗ Гостехиздат, М., 1946.
30. *В.В.Витязев, А.В.Попов, А.С.Цветков и др.*, Письма в Астрон. ж., **44**, 265, 2018.
31. *D.R.H.Johnson, D.Soderblom*, Astron. J., **93**, 864, 1987.
32. *R.Shonrich, J.Binney, W.Dehnen*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **403**, 1829, 2010.
33. *P.E.Nissen*, in: "Origin and Evolution of the Elements, from the Carnegie Observatories Centennial Symposia", Eds. A.McWilliam, M.Rauch, p.154, 2004.
34. *В.В.Бобылев, А.Т.Байкова*, Письма в Астрон. ж., **42**, 3, 2016.
35. *A.Blaauw*, BAN, **15**, 265, 1961.
36. *J.Bovy*, Astrophys. J. Suppl., **216**, 29, 2015.
37. *A.Poveda, J.Ruiz, C.Allen*, BOTT, **4**, 86, 1967.
38. *R.Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, P.T. de Zeeuw*, Astron. Astrophys., **365**, 49, 2001.
39. *P.J.T.Leonard, M.J.Dunkan*, Astron. J., **99**, 608, 1990.
40. *I.Mendigutia, A.Mora, B.Montesinos et al.*, Astron. Astrophys., **543**, A59, 2012.
41. *А.М.Мельник, Ю.Н.Ефремов*, Письма в Астрон. ж., **21**, 13, 1996.
42. *A.M.Melnik, A.K.Dambis*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **472**, 3887, 2017.
43. *D.Forbes*, Astron. J., **120**, 2594, 2000.
44. *M.A. de Avillez, D.L. Berry*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **328**, 708, 2001.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

ГОРБЫ И СВЕРХГОРБЫ В СИСТЕМЕ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ ТИПА SU UMa 1RXS J161659.5+620014

Е.П.ПАВЛЕНКО, А.А.СОСНОВСКИЙ, К.А.АНТОНЮК,
Э.Р.ЛЮМАНОВ, Н.В.ПИТЬ, О.И.АНТОНЮК

Поступила 20 апреля 2020

Фотометрические исследования карликовой новой типа SU UMa 1RXS J161659.5+620014 были выполнены на 2.6-м и 1.25-м телескопах Крымской астрофизической обсерватории в 2017 и 2018гг. в неактивном состоянии системы, во время нормальных вспышек и во время сверхвспышки. Найдено, что интервал между соседними нормальными вспышками составлял около 11 сут. в 2017г. Наблюдения в 2017г. в спокойном состоянии системы позволили обнаружить орбитальный период 0.06888(2) сут. Наблюдения в 2018г. показали хорошую воспроизводимость характеристик сверхвспышки со сверхвспышками предыдущих лет. Был уточнен период положительных сверхгорбов на стадии "С", равный 0.071044(15) сут. и определены их цветовые индексы.

Ключевые слова: *1RXS J161659.5+620014: катаклизмические переменные:
карликовые новые: отрицательные сверхгорбы*

1. *Введение.* Карликовые новые типа SU UMa относятся к подклассу катаклизмических переменных звезд. В системах типа SU UMa звезда-донор позднего спектрального класса (M-L) заполняет свою полость Роша и через внутреннюю точку Лагранжа теряет вещество на немагнитный белый карлик с массой в три и более раз превышающей массу компонента-донора [1]. Вещество донора не сразу аккрецирует на белый карлик, а образует вокруг него аккреционный диск, который время от времени вспыхивает, что вызывается тепловой нестабильностью диска [2-4]. Системы типа SU UMa показывают два типа вспышек - так называемые "нормальные" вспышки и "сверхвспышки". Нормальные вспышки возникают с интервалом от нескольких суток до десятков суток, делятся 2-4 сут. и имеют амплитуду 2^m-5^m. Они располагаются между сверхвспышками, амплитуды которых больше, чем амплитуды нормальных вспышек, а длительности - от 10 сут. и более. В минимуме блеска между вспышками при благоприятном наклоне орбиты можно наблюдать "горбы" - колебания блеска с орбитальным периодом, а во время сверхвспышек - колебания блеска с периодом "положительных сверхгорбов", на несколько процентов превосходящих орбитальный период.

Впервые сверхгорбы были открыты независимо Фогтом [5] и Уорнером

[6] во время сверхвспышки 1972г. карликовой новой типа SU UMa VW Hyi. Если "горбы" связывают с условиями видимости "горячего пятна" и/или "горячей линии" [1,7], то причина "сверхгорбов" принципиально иная. Согласно современным представлениям [8-10], сверхгорбы являются собой приливные высвобождения энергии в диске. Они происходят, когда радиус диска достигает резонансной орбиты, соответствующей резонансу 3:1, при этом диск из кругового преобразуется в эллиптический и показывает апсидальную прецессию. Источник сверхгорбов находится во внешних частях диска, в том месте, где орбиты частиц пересекаются, а их период P_{sh} связан с орбитальным P_{orb} и прецессионным P_{prec} периодами соотношением:

$$1/P_{prec} = 1/P_{orb} - 1/P_{sh} .$$

Достичь данной резонансной орбиты могут только системы с отношением масс $q = m_2/m_1 < 0.25$, где m_2 и m_1 - массы донора и белого карлика соответственно, поскольку для систем с большим q радиус 3:1 резонанса будет находиться уже за границей приливного радиуса.

Като и др. [11] выделили и исследовали три стадии в изменении периода сверхгорбов в течение сверхвспышки. Это стадия А, которая характеризуется постоянным периодом; стадия В - с развитыми сверхгорбами и систематическими изменениями этого периода, причем, его средняя величина меньше, чем на стадии А; стадия С - с периодом, меньшим, чем на стадии В, видимая на поздней фазе сверхвспышки до пост-сверхвспышечной фазы. На данном этапе предполагается, что стадия А характеризуется скоростью динамической прецессии на радиусе 3:1 резонанса, стадия В отражает рост газового давления в диске [12-14]. Происхождение стадии С все еще остается неясным. Звезды типа WZ Sge редко показывают ярко выраженный переход к стадии С.

В 80-е годы последовал ряд работ по колориметрии сверхгорбов. Авторы отмечали, что в основном сверхгорбы "красные", т.е., показатели цвета наиболее красные, когда яркость сверхгорба достигает максимального значения [1]. Однако это единичные данные, и авторы отмечали, что для полноты картины данных наблюдений явно не хватает.

Известно, что кроме положительных сверхгорбов, аккреционные диски могут демонстрировать и отрицательные сверхгорбы, период которых на несколько процентов меньше орбитального [15]. В отличие от положительных сверхгорбов, которые бывают только во время сверхвспышек, они наблюдаются у катализических переменных и родственных объектов на различных этапах эволюции (для различных орбитальных периодов) [15-17]. Число известных таких систем невелико, а их происхождение связывают с нодальной прецессией наклонного диска (см., например, [16]). У карликовой новой V1504 Cyg по данным космического телескопа Кеплер Осаки и Като [18] обнаружили

сильную корреляцию изменения длительности интервала (цикла) между нормальными вспышками с появлением (или исчезновением) отрицательных сверхгорбов. У большинства катализмических переменных цикл относительно стабилен, однако есть несколько систем, где частота нормальных вспышек может изменяться драматически от S (короткий цикл) до L (длинный цикл), согласно исследованиям Смака [19]. Осаки и Като [18] предположили, что появление отрицательных сверхгорбов может уменьшать частоту нормальных вспышек. Однако это справедливо, как заметили авторы, для вспышек типа "inside-out" ("извне-вовнутрь"), у которых тепловая нестабильность сначала зарождается во внешних частях диска, а затем распространяется во внутренние. Связь появления или/и исчезновения отрицательных сверхгорбов с изменением частоты цикла, предсказанная Осаки и Като, была найдена еще для V503 Cyg [20,21] и NY Her [22] по наземным наблюдениям.

Целью нашей работы было исследование периодических процессов у 1RXS J161659.5+620014 на разных стадиях вспышечной активности, изучение цветовых характеристик сверхгорбов, а также определение характеристик самой вспышечной активности в течение сезона наблюдений.

1.1. 1RXS J161659.5+620014. Первоначально объект был выделен как рентгеновский, он занесен в каталог ROSAT. Объект также известен как MASTER OT J161700.81+620024.9 [23] (далее - 1RXS J1616), авторы обнаружили его в ярком состоянии 11 сентября 2012г. и предположили, что это карликовая новая. Через несколько лет было подтверждено, что объект является карликовой новой типа SU UMa [24]. Его блеск во сверхвспышке 2017г. был 14^m.9. Период сверхгорбов на стадии В оказался равен 0.071370 сут., а на стадии С - 0.071063 сут.

Орбитальный период системы к настоящему времени был неизвестен. Като и др. [24] определили этот объект как активную карликую новую (т.е., с коротким сверхциклом ~90 сут.) и заметили у нее «нечастые» для такого сверхцикла нормальные вспышки. Авторы предположили, что увеличение интервала между вспышками могло произойти из-за наклона аккреционного диска над орбитальной плоскостью (в этом случае аккреционная струя большую часть времени попадает не в край диска, а в его центральные части, и требуется больше времени для достижения критических условий, необходимых для запуска тепловой нестабильности). Вследствие этого можно было бы ожидать появление нодальной прецессии диска и отрицательных сверхгорбов на кривых блеска.

2. Наблюдения. Наблюдения были выполнены на двух телескопах КрАО: 2.6-м телескопе им. Г.А.Шайна (ЗТШ) с ПЗС камерой Apogee Alta E47 и 1.25-м телескопе (АЗТ-11) с ПЗС камерой ProLine PL230. Журнал

наблюдений представлен в табл.1, где указаны начало-конец наблюдений, число экспозиций, телескоп, цветовая система и статус вспышечной активности. В качестве звезды сравнения использовалась звезда USNO B1=1519-0236952 ($B = 14.74$, $R = 13.00$, $I = 12.53$). Все наблюдения 2017г. проводились без применения светофильтров, а во время сверхвспышки – в полосах фотометрической системы Джонсона-Кузинса $BVRc$ (за исключением первой ночи, когда объект наблюдался в интегральном свете). Кривые реакции обоих ПЗС-фотометров имеют максимумы чувствительности в красной области спектра. Точность единичной оценки блеска по наблюдениям на ЗТШ составила $0^m.005$ - $0^m.07$, а на АЗТ-11 – $0^m.02$ - $0^m.07$ в зависимости от яркости объекта и погодных условий наблюдений.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Начало-конец наблюдений HJD 2458000+...	N	Телескоп	Цветовая система	Статус вспышечной активности
038.17486-038.32644	223	ЗТШ	Без фильтра	Минимум
039.17447-039.36167	257	ЗТШ	Без фильтра	Минимум
043.20146-043.36860	77	A3T-11	Без фильтра	Вспышка
044.22010-044.37231	72	A3T-11	Без фильтра	Вспышка
045.19102-045.28075	43	A3T-11	Без фильтра	Минимум
046.20416-046.28762	40	A3T-11	Без фильтра	Минимум
050.18918-050.27813	41	A3T-11	Без фильтра	Минимум
051.19126-051.31055	57	A3T-11	Без фильтра	Минимум
053.25747-053.28090	12	A3T-11	Без фильтра	Вспышка
054.20112-054.33112	61	A3T-11	Без фильтра	Вспышка
262.29500-262.37608	543	ЗТШ	Без фильтра	Сверхвспышка
264.27756-264.54642	1152	ЗТШ	$BVRc$	Сверхвспышка
265.26600-265.54503	1209	ЗТШ	$BVRc$	Сверхвспышка
266.25976-266.54530	1212	ЗТШ	$BVRc$	Сверхвспышка
268.30443-268.31101	10	A3T-11	Без фильтра	Сверхвспышка
269.35477-269.36144	10	A3T-11	Без фильтра	Сверхвспышка

3. 2017г.: нормальные вспышки и горбы на кривых блеска в спокойном состоянии. Наши наблюдения в 2017г. вне сверхвспышки охватили две нормальные вспышки и фрагменты спокойного состояния между ними. Кривая блеска приведена на рис.1. (слева). Амплитуда вспышек, как видно из рисунка, была не менее $2^m.0$. Пропуски в наблюдениях не дают возможности точно определить длину цикла (интервал между соседними вспышками). Если предположить, что они хорошо воспроизводятся, то их

появление не противоречит ~ 11 -дневному циклу (рис.1, справа).

Для анализа переменности блеска в спокойном состоянии мы исключили данные трех ночей, приходящиеся на нормальные вспышки, вычли тренд, соответствующий небольшим колебаниям среднего блеска от ночи к ночи и провели анализ временных рядов, используя метод Стеллингверфа, реализованный в пакете программ ISDA [25]. Результат приведен на рис.2.

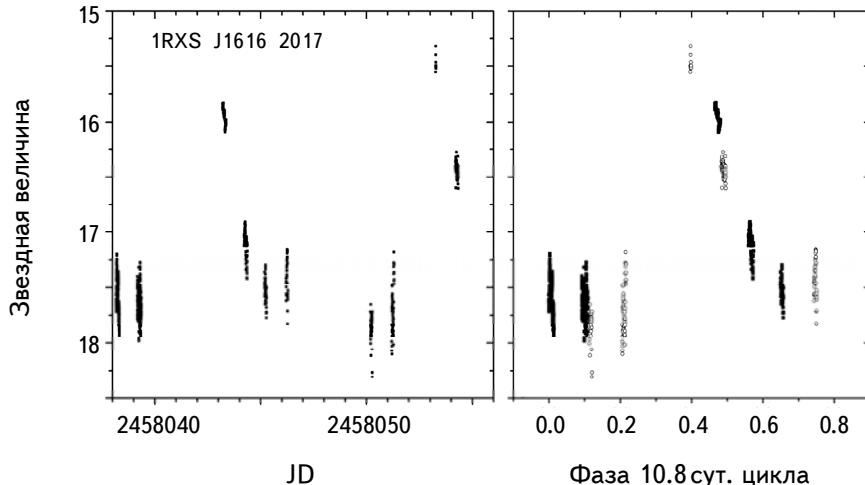


Рис.1. Слева: кривая блеска 2017г., охватившая две вспышки и спокойное состояние. Справа: свертка данных с вероятным циклом вспышек 10.8 сут. Заполненными кружками показаны данные первого цикла, а открытыми - второго. Поскольку кривые реакции свето-приемников имеют максимальную чувствительность в красной области спектра, нуль-пункт шкалы звездных величин условно принят для R_c .

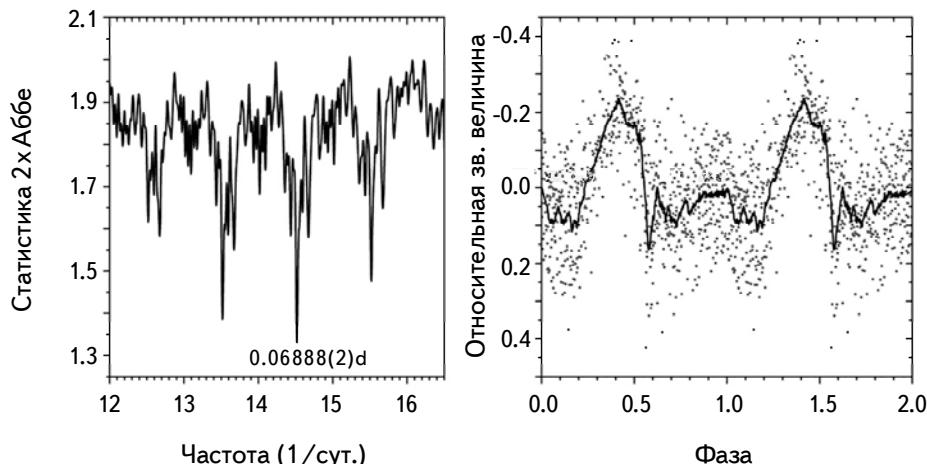


Рис.2. Периодограмма для данных семи ночей спокойного состояния 2017г. (слева) и свертка данных с периодом 0.06888(2) сут. (справа). Серые точки - индивидуальные значения. Сплошной линией проведена сглаженная кривая. Начальная эпоха соответствует НД 2458038.17486.

Периодограмма указывает на наиболее значимый пик 0.06888(2) сут. среди пиков, разделенных суточной скважностью. Средняя кривая блеска, построенная по этим ночам, имеет один горб с амплитудой около 0^m.4, длиящийся ~0.4 периода и резкое (затменообразное) кратковременное ослабление блеска на фазе 0.55, напоминая своим видом известные орбитальные кривые, приведенные, например, в [1,26]. На этих кривых горб объясняется различными условиями видимости горячего пятна на диске в процессе движения по орбите. Для проверки предположения, является ли обнаруженный период орбитальным периодом, мы определили величину избытка периода ε [1], используя величину периода сверхгорбов на стадии В, взятую из [24].

$$\varepsilon = (P_{sh} - P_{orb})/P_{orb},$$

где P_{sh} - период положительных сверхгорбов, P_{orb} - предположительно орбитальный период, найденный по нашим данным.

По нашим данным мы получили значение $\varepsilon = 0.036$. На рис.3 приведена эмпирическая зависимость между величинами орбитального периода и ε для положительных и отрицательных сверхгорбов, куда мы также нанесли найденную нами величину для 1RXS J1616 в предположении, что обнаруженные периодические изменения блеска происходят с орбитальным периодом. Из рисунка видно, что положение ε для 1RXS J1616 хорошо укладывается на эмпирическую зависимость и, следовательно, гипотеза орбитального периода верна. Таким образом, мы не обнаружили отрицательные сверхгорбы в минимуме блеска при цикле 11 сут.

Кратковременное ослабление блеска на фазе 0.58 вероятно связано с

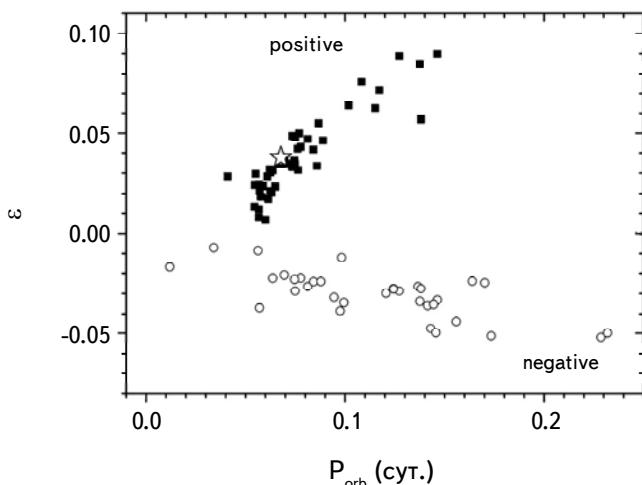


Рис.3. Избыток периода ε для положительных (positive) и отрицательных (negative) сверхгорбов (заполненные кружки и квадраты, соответственно). Данные взяты из [26-39]. Звездочкой обозначено положение 1RXS J1616, полученное по нашим данным.

касательным затмением диска вторичным компонентом. На рис.4 показаны свертки с орбитальным периодом для наиболее точных данных, полученных на ЗТШ по двум ночам. Поскольку в течение ночи ряд наблюдений охватывал несколько орбитальных циклов, свертки приведены для каждого цикла. Видно, что профиль кривой блеска несколько изменяется от цикла к циклу, причем эти изменения больше в интервале фаз 0.62-0.22, чем в интервале 0.22-0.62, где наблюдается горб. Подобная нестабильность кривых была отмечена нами ранее для другой карликовой новой с частным затмением 1RXS J0038 [26].

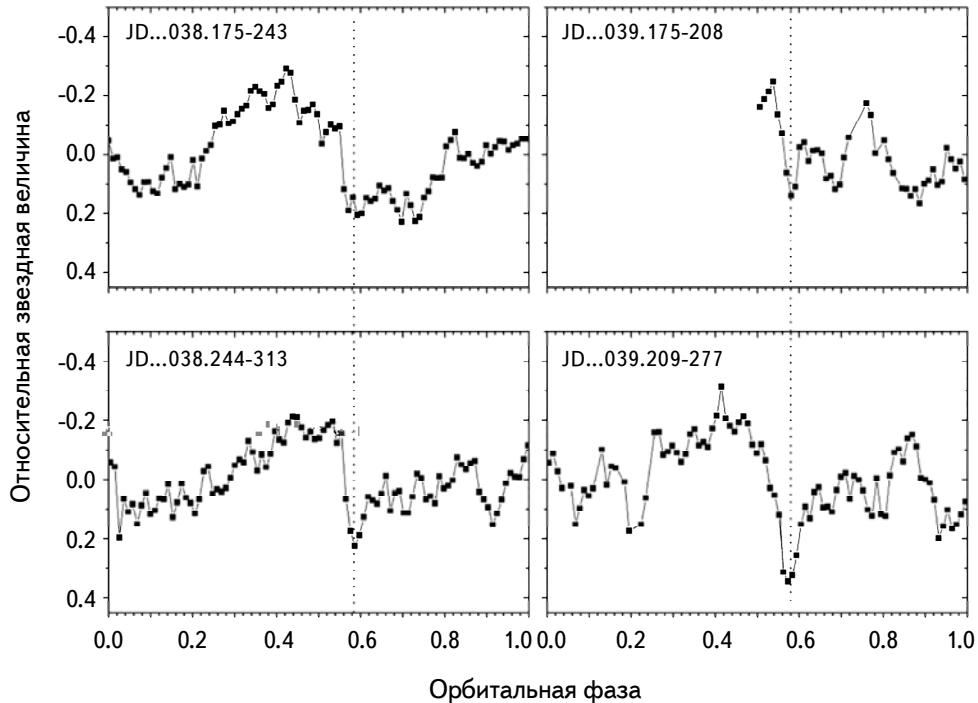


Рис.4. Примеры фазовых кривых блеска для отдельных орбитальных циклов двух ночных наблюдений. Указаны интервалы юлианской даты (три последние цифры) для соответствующих кривых. Пунктирная линия на фазе 0.58 соответствует фазе затменнообразного минимума.

4. 2018г.: сверхвспышка и сверхгорбы.

4.1. Период сверхгорбов. Большая часть наших наблюдений 2018г. пришлась на вторую половину плато вспышки. Периодограмма, построенная в окрестности ожидаемого периода сверхгорбов по всем данным плато и свертка с наиболее значимым периодом приведены на рис.5. Средний период сверхгорбов оказался равным 0.071164(60) сут. Профиль фазовой кривой блеска асимметричен, представляет собой резкий подъем блеска и небольшой

вторичный горбик на нисходящей ветви. Средняя амплитуда профиля сверхгорба - около $0^m.15$. В табл.2 приведены гелиоцентрические моменты максимумов сверхгорбов.

Таблица 2

МОМЕНТЫ МАКСИМУМОВ СВЕРХГОРБОВ В
ПОЛОСЕ R_c HJD 2458000+...

262.325	264.466	265.461	266.386
264.324	265.32	265.532	266.455
264.395	265.388	266.313	266.525

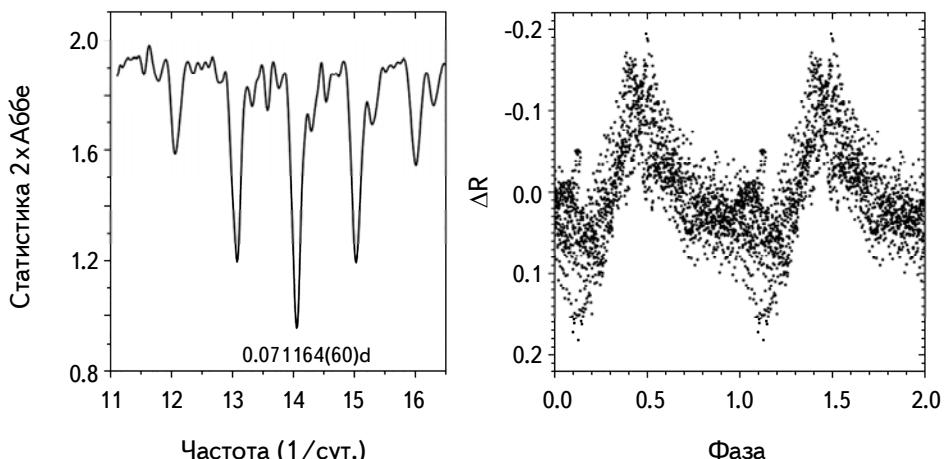


Рис.5. Периодограмма в окрестности периода сверхгорбов, построенная по данным трех ночей сверхспышки 2018г. в полосе R_c и соответствующая свертка с периодом 0.071164 сут.

Далее были определены величины О-С (разности наблюденных (О) и рассчитанных (С) моментов максимумов блеска сверхгорбов), рассчитанные для периода 0.071373 сут., с которым определялись аналогичные величины О-С для сверхспышки 2017г. [24]. Мы сравнили ход О-С для различных сверхспышек, наблюдавшихся в 2016, 2017 [24] и 2018гг. (наши данные). Результат представлен на рис.6. Там же приведена и наша кривая блеска сверхспышки 2018г. Наблюдения, очевидно, пришлись на ее вторую половину.

Из диаграммы видна хорошая воспроизводимость данных О-С для различных сверхспышек. В частности, по всем данным определен излом зависимости О-С от номера цикла в районе $E=0$, соответствующий переходу от стадии В к стадии С в эволюции периода сверхгорбов. Период на стадии С, определенный с помощью метода О-С по всем доступным данным 2016-2018гг., оказался равен 0.071044(15) сут. Он меньше периода, полученного

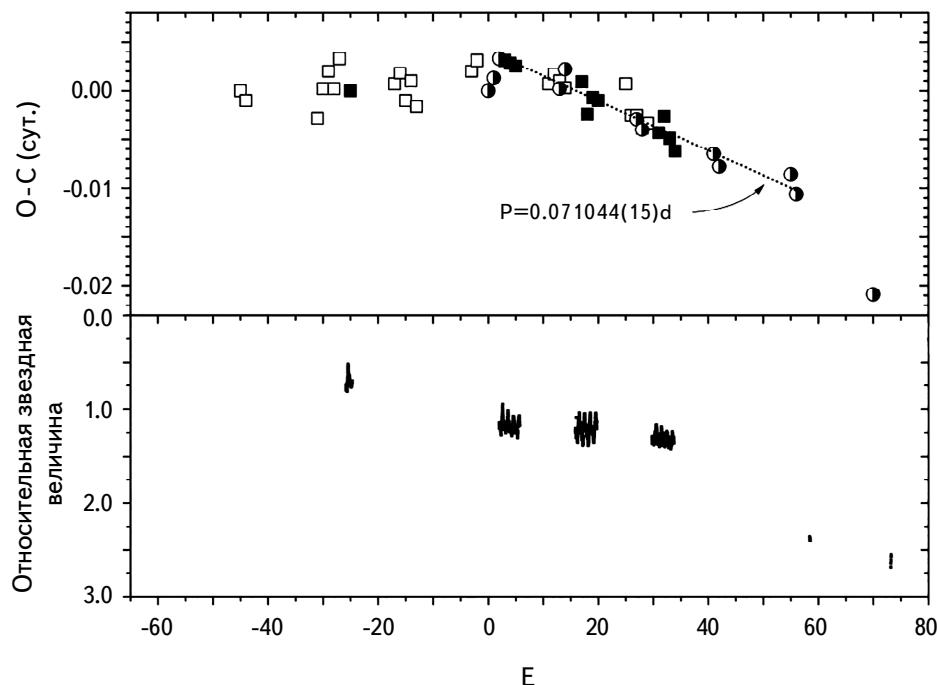


Рис.6. Вверху: ход О-С для моментов максимумов блеска в зависимости от номера цикла Е. Заполненными квадратами обозначены наши данные 2018 г., кружками и открытыми квадратами - данные 2016 и 2017 гг., соответственно. Начальные эпохи для разных сверхвспышек смещены до наилучшего совпадения О-С. Внизу: Кривая блеска 2018 г. по нашим данным. Цикл Е = -25 соответствует JD = 2458262.3, а Е = -40 - JD = 2458268.3.

нами периодограммным методом, поскольку в последнем случае в выборку данных были включены и данные первой ночи, приходящейся на стадию В с большим периодом. Существенное отклонение последней точки на диаграмме вызвано, очевидно, тем, что она приходится на окончание стадии С (или после нее), когда основной (если не единственный) вклад в изменение блеска уже вносил орбитальный период.

4.2. Колориметрия сверхгорбов. Исходные кривые блеска в полосах *BVRc* приведены для каждой из трех ночей плато сверхвспышки на рис.7.

Видно, что средние амплитуды кривых сверхгорбов слегка изменяются от ночи к ночи в пределах 0^m.25-0^m.13 в полосе *B*, 0^m.27-0^m.17 в полосе *V* и 0^m.29-0^m.16 в полосе *Rc*, т.е., амплитуда немножко увеличивалась с длиной волны. Чтобы сравнить наши результаты с данными исследований показателей цвета других авторов (которые представлены в крайних полосах из наблюдавшихся полос спектра), мы вычислили показатели цвета *B-Rc*, а чтобы увеличить статистическую значимость, сделали это по всем трем ночам

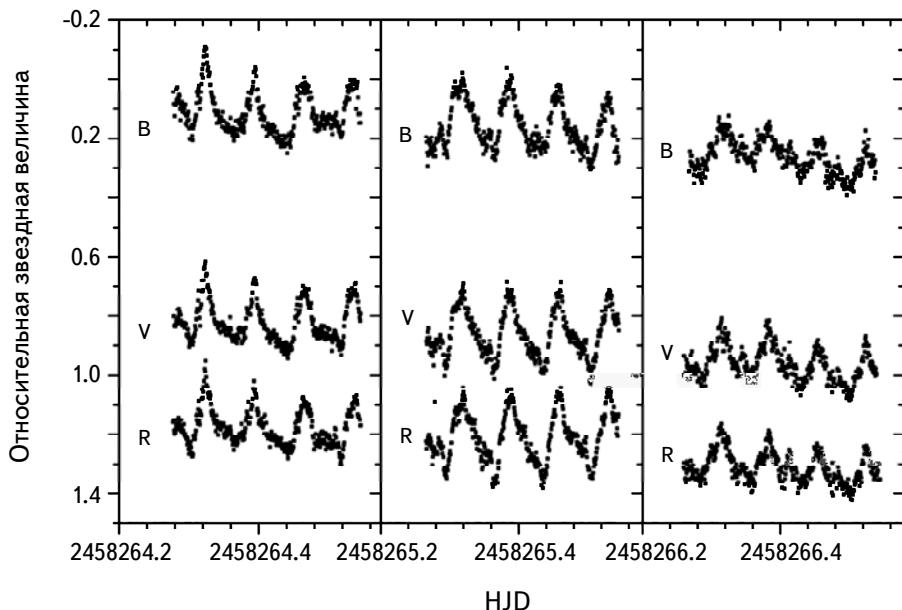


Рис.7. Кривые блеска для трех последовательных ночей плато сверхвспышки в полосах $BVRc$.

(рис.8). Усредненная картина выглядит так: средняя амплитуда кривой в полосе Rc по трем ночам составила $0^m.17$, а показателя цвета $B-Rc$ всего $0^m.027$, причем, показатель цвета $B-Rc$ имеет тенденцию быть наиболее "голубым" в минимуме блеска сверхгорба и наиболее "красным" в его максимуме (более точно - он наиболее "красный" от максимума до середины нисходящей ветви, и наиболее "голубой" от минимума до середины восходящей ветви профиля сверхгорбов).

На сегодняшний день в литературе имеется не очень много данных по колориметрии положительных сверхгорбов. Однако известно, что для систем типа WZ Sge голубой пик показателя цвета имеет тенденцию совпадать с минимумом на кривой блеска положительного сверхгорба, например, показатели цвета $g'-Ic$ для CSS130418:174033+414756 [40]; HV Vir и OT J012059.6+325545 [41]; $g'-I'$ для EZ Lyn [42]; $B-I$ для SSS J122221.7-311525 [43]. Описание фотометрической системы SDSS (Sloan Digital Sky Survey) $ug'r'i'z'$ и ее связь с системой Джонсона-Кузинса $UBVRcIc$ даны в работе [44]. В то же время, Мацуи и др. [45] сообщили о том, что голубой пик на кривой показателя цвета $g'-Ic$ приходится на восходящую ветвь профиля положительного сверхгорбова у V455 And. Подобное поведение замечено Шугаровым и др. [46] у RZ Leo для показателя цвета $B-Rc$. Отметим, что наш результат согласуется

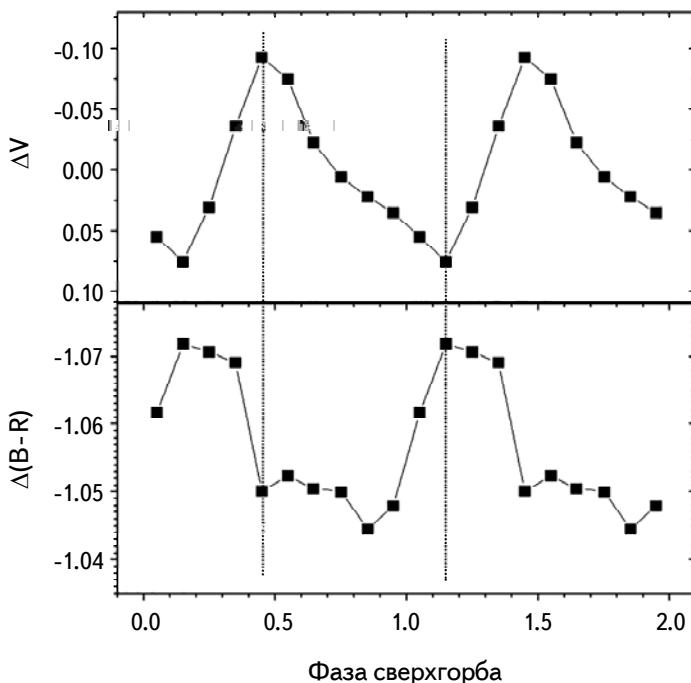


Рис.8. Средний профиль кривой блеска в полосе Rc и показателя цвета $B-Rc$ по трем ночам сверхвспышки 2018г. Размер значка соизмерим с ошибкой. Линии проведены через максимум и минимум кривой блеска.

с данными из литературы. Вышеупомянутые авторы замечают, что различное поведение показателей цвета может зависеть от стадии развития сверхгорбов. По их мнению, особенности показателей цвета могут иметь разную причину - эффект давления в аккреционном диске или указывать на холодную область во внешних его частях за пределами 3:1 резонансного радиуса. Совершенно очевидно, что необходимо продолжение колориметрических исследований положительных сверхгорбов на разных стадиях их развития у разных систем для увеличения статистики и в конечном итоге - для понимания особенностей аккреционного диска.

5. Заключение.

1. По данным 2017г. интервал между соседними нормальными вспышками составил около 11 сут.
2. Впервые обнаружен орбитальный период системы 0.06888 сут.
3. Определены цветовые характеристики для стадии С сверхгорбов: показатель цвета $B - Rc$ наиболее "красный" от максимума до середины нисходящей ветви, и наиболее "голубой" от минимума до середины восходящей ветви профиля сверхгорбов.

4. Вопреки предположению, мы не обнаружили наличия отрицательных сверхгорбов у 1RXS J1616. Вероятно, их появление должно было бы соответствовать циклу нормальных вспышек больше 11 сут., а данный цикл можно классифицировать как относительно короткий цикл "S" для 1RXS J1616 в 2017г.

Анализ наблюдений карликовой новой 1RXS J1616 выполнен за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-10063).

ФГБУН "Крымская астрофизическая обсерватория РАН",
Россия, e-mail: eppavlenko@gmail.com

HUMPS AND SUPERHUMPS IN THE SU UMa-TYPE DWARF NOVA, 1RXS J161659.5+620014

E.P.PAVLENKO, A.A.SOSNOVSKIJ, K.A.ANTONIUK, E.R.LUMANOV,
N.V.PIT, O.I.ANTONIUK

Photometric investigations of the SU UMa-type dwarf nova, 1RXS J161659.5+620014 were carried out at 2.6-m and 1.25-m telescopes of the Crimean Astrophysical Observatory in 2017 and 2018 years during quiescent, normal outbursts and superoutburst. We found the interval between normal outbursts to be about 11 d in 2017. Observations in 2017 during quiescence allowed to find the orbital period 0.06888(2) d. Observations in 2018 displayed good reproducibility of the superoutburst characteristics with these of previous years. We improved a period of positive superhumps at stage "C" to be 0.071044(15) d. The color indexes of superhumps were defined.

Keywords: 1RXS J161659.5+620014: cataclysmic variable: dwarf nova: negative superhumps

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.Warner*, Cataclysmic Variable Stars, Cambridge University Press, 1995.
2. *J.K.Cannizzo*, *Astrophys. J.*, **419**, 318, 1993.
3. *Y.Osaki*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **108**, 39, 1996.
4. *J.-P.Lasota*, *NewAR*, **45**, 449, 2001.
5. *N.Fogt*, *Astron. Astrophys.*, **36**, 369, 1982.

6. *B.Warner*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **170**, 219, 1975.
7. *D.V.Bisikalo, A.A.Boyarchuk, V.M.Chechetkin et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **300**, 39, 1998.
8. *R.Whitehurst*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **232**, 35, 1988.
9. *D.O'Donoghue*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **246**, 29, 1990.
10. *M.Hirose, Y.Osaki*, PASJ, **42**, 135, 1990.
11. *T.Kato, A.Imada, M.Uemura et al.*, PASJ, **61**, 395, 2009.
12. *S.H.Lubow*, Astrophys. J., **401**, 317, 1992.
13. *J.R.Murray*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **314**, L1, 2000.
14. *T.Kato, Y.Osaki*, PASJ, **65**, 115, 2013.
15. *C.Hellier*, Cataclysmic Variable Stars, Springer, 2001.
16. *M.M.Montgomery, E.L.Martin*, Astrophys. J., **722**, 989, 2010.
17. *M.Montgomery, D.V.Bisikalo*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **405**, 1397, 2010.
18. *Y.Osaki, T.Kato*, PASJ, **65**, 50, 2013.
19. *J.Smak*, Acta Astron., **59**, 419, 2009.
20. *E.Pavlenko, D.Samsonov, O.Antonyuk et al.*, Astrophysics, **55**, 49, 2012.
21. *N.Pit, E.Pavlenko, K.Antoniuk et al.*, RAA, 2020, in press.
22. *A.Sosnovskij, E.Pavlenko, N.Pit et al.*, Inf. Bull. Var. Stars, **6216**, 1, 2017.
23. *P.Balanutsa, D.Denisenko, E.Gorbovskoy et al.*, ArXiv, **1307.7396**, 2013.
24. *T.Kato, K.Isogai, F.-J.Hambach et al.*, PASJ, **69**, 75, 2017.
25. *J.Pelt*, Frequency analysis of astronomical time series, Valgus, 1980.
26. *E.P.Pavlenko, A.A.Sosnovskij, N.A.Katysheva et al.*, Astrophysics, **59**, 304, 2016.
27. *T.Kato, Y.Osaki*, PASJ, **65**, L13, 2013.
28. *T.Ohshima*, PASJ, **66**, 67, 2014.
29. *Y.Osaki, T.Kato*, PASJ, **66**, 15, 2014.
30. *J.Patterson*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **110**, 1132, 1998.
31. *E.Armstrong, J.Patterson, E.Michelsen et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **435**, 707, 2013.
32. *R.Cornelisse, M.M.Kotze, J.Casares et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **436**, 910, 2013.
33. *V.P.Kozhevnikov*, New Astron., **41**, 59, 2015.
34. *A.Olech, A.Rutkowski, A.Schwarzenberg-Czerny*, Acta Astron., **57**, 331, 2007.
35. *M.A.Wood, M.D.Still, S.B.Howell et al.*, Astrophys. J., **741**, 105, 2011.
36. *J.Smak*, Acta Astron., **69**, 79, 2019.
37. *G.V.Ramsay, M.A.Wood, J.K.Cannizzo et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **469**, 950, 2017.
38. *A.Retter, Y.Chou, T.R.Bedding et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **330**, L37, 2002.
39. *A.Sklyanov, E.Pavlenko, O.Antonyuk et al.*, Astrophysics, **61**, 64, 2018.
40. *A.Imada, K.Isogai, K.Yanagisawa et al.*, PASJ, **70**, 79, 2018.
41. *A.Imada, K.Isogai, T.Raki et al.*, PASJ, **70**, 2, 2018.
42. *M.Isogai, A.Arai, A.Yonehara et al.*, PASJ, **67**, 1, 7, 2015.
43. *V.N.Neustroev et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **467**, 597, 2017.
44. *J.A.Smith et al.*, Astron. J., **123**, 2121, 2002.
45. *R.Matsui et al.*, PASJ, **61**, 1081, 2009.
46. *S.Y.Shugarov, N.A.Katysheva, D.Chochol et al.*, Astrophys. Space Sci, **363**, 100, 2018.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ ВРАЩЕНИИ ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА А

И.С.САВАНОВ¹, Е.С.КАЛИНИЧЕВА¹, Е.С.ДМИТРИЕНКО²

Поступила 23 апреля 2020

Принята к печати 26 августа 2020

Литературные данные указывают на значительный рост параметра дифференциального вращения $\Delta\Omega$ у звезд, горячее 6700 К. Из анализа формы кривых блеска и наличия специфического набора пиков на спектрах мощности мы установили, что 47 из 57 исследованных объектов с $T_{\text{эфф}}$ выше 7500 К могут быть отнесены к пульсирующим звездам, и лишь 10 - к звездам с переменностью блеска вследствие вращательной модуляции. После исключения пульсирующих переменных, для звезд с $T_{\text{эфф}}$ выше 7500 К средняя величина $\Delta\Omega = 0.051 \pm 0.01$ рад/сут. Этот вывод не позволяет считать правомерным сделанное нами ранее предположение об интерпретации пиков на спектрах мощности для ROTD звезд, как обусловленных проявлениями возможного дифференциального вращения. Еще одно независимое свидетельство о низком значении параметра $\Delta\Omega$ для звезд спектрального класса А было получено при построении зееман-доплеровских карт для звезды γ Gem - оценка параметра дифференциального вращения звезды составила величину 0.0073 ± 0.0023 рад/сут.

Ключевые слова: звезды: активность: пятна: фотометрия: переменность:
дифференциальное вращение

1. *Введение.* Фотометрические наблюдения высокой точности, полученные с космическим телескопом Кеплер, открыли возможность исследования различного рода переменности звезд, в том числе, вызванной их вращательной модуляцией вследствие присутствия пятен на поверхности. Наблюдательные проявления дифференциального вращения (ДВ) звезд могут быть исследованы несколькими методами, их описание и обсуждение полученных результатов можно найти, например, в [1]. В настоящее время широкое применение получил один из них, основанный на анализе различия периодов, установленных по расщеплению пиков в спектрах мощности переменности блеска запятненных звезд. При использовании этого метода в [2,3] были установлены параметры ДВ для представительных выборок с числом звезд в несколько десятков тысяч. Авторы [2,3] по наблюдениям с телескопом Кеплер выполнили анализ кривых блеска 18616 и 12300 объектов, соответственно, и установили величины параметров их дифференциального вращения α и $\Delta\Omega$. Закон дифференциального вращения описывается уравнением вида $\Omega(\theta) = \Omega(\text{eq})(1 - \alpha \sin^2 \theta)$, где θ - широта, $\Delta\Omega = \alpha\Omega(\text{eq})$.

В [2] анализ был проведен на основе данных наблюдений ограниченного временного интервала Q3. Данные [3] были получены по более обширной выборке Q1-Q14. Это наиболее многочисленные однородные данные определений α и $\Delta\Omega$, позволяющие проводить их статистический анализ. Они характеризуют изменения параметров ДВ для объектов в широком диапазоне эффективных температур - от 3200 К до 12000 К. На основании данных, представленных в [3], можно сделать заключение о значительном росте параметра $\Delta\Omega$ у звезд горячее 6700 К, для которых величина параметра $\Delta\Omega$ может достигать 0.6 рад/сут. и выше.

Результаты ряда других исследований также указывают на возможное наличие значительного увеличения величины параметра $\Delta\Omega$ у ряда звезд спектральных классов - А и более ранних. Метод определения параметра ДВ, основанный на спектральных наблюдениях и связанный с анализом фурье-преобразования профилей линий в спектрах быстровращающихся звезд, был развит в исследовании [4] и представлен в серии статей (см. в [5]). Результаты этих исследований находятся в хорошем согласии с данными из [3] для объектов с температурами выше 8000 К.

Кроме того, авторы [6] выполнили оценки параметров ДВ для 2562 звезд спектральных классов K-A. Методика применяемого анализа была основана на частотном анализе и схожа с используемой в [3]. К сожалению, авторы [6] не опубликовали результаты определений параметров ДВ для индивидуальных объектов.

Данные анализа [7] привели к установлению в спектре мощности A-B звезд специфического набора частот, включающего отдельный изолированный пик и массив меньших по амплитуде частично-разрешаемых пиков. В [8] была сделана попытка интерпретировать происхождение пиков на спектрах мощности наличием групп пятен, расположенных на различных широтах звезды, которая обладает ДВ. Найденные в [8] значения $\Delta\Omega$ для 12 звезд типа ROTD лежат в интервале величин 0.45-0.7 рад/сут. Выполненный анализ позволил заключить, что, в принципе, причина появления пиков может быть обусловлена ДВ звезды с пятнами, и в [8] мы не отвергли эту гипотезу.

Новые высокоточные спектрополяриметрические наблюдения звезд спектрального класса А (см., например, [9]) позволяют при исследовании магнитных полей и построении магнитных карт поверхностей этих объектов получить оценки периода вращения P и параметра ДВ $\Delta\Omega$. В случае, если для звезд спектрального класса А величина параметра $\Delta\Omega$ действительно в несколько раз превышает солнечное значение, то его учет, несомненно, необходим при исследовании магнитной активности и при проведении доплер-зеемановского картирования. Можно заключить, что изучение результатов определений $\Delta\Omega$ для звезд спектральных классов - А и более ранних - до настоящего времени

остается актуальным и продолжает привлекать внимание исследователей.

2. *Анализ дифференциального вращения объектов с температурой фотосфера более 7500 K.* Цель нашего исследования состоит в детальном анализе параметра $\Delta\Omega$ для звезд с температурой фотосфера более 7500 K. Для этого мы рассмотрели данные определений параметров ДВ из [3]. Объектов с $T_{\text{эфф}}$ более 7500 K в списке [3] оказалось 57. Для каждого из них по данным архива Кеплер для сета наблюдений Q3 мы построили спектры мощности и проанализировали фазовые диаграммы, соответствующие доминирующему периоду. Примеры рассмотренных диаграмм представлены на рис.1.

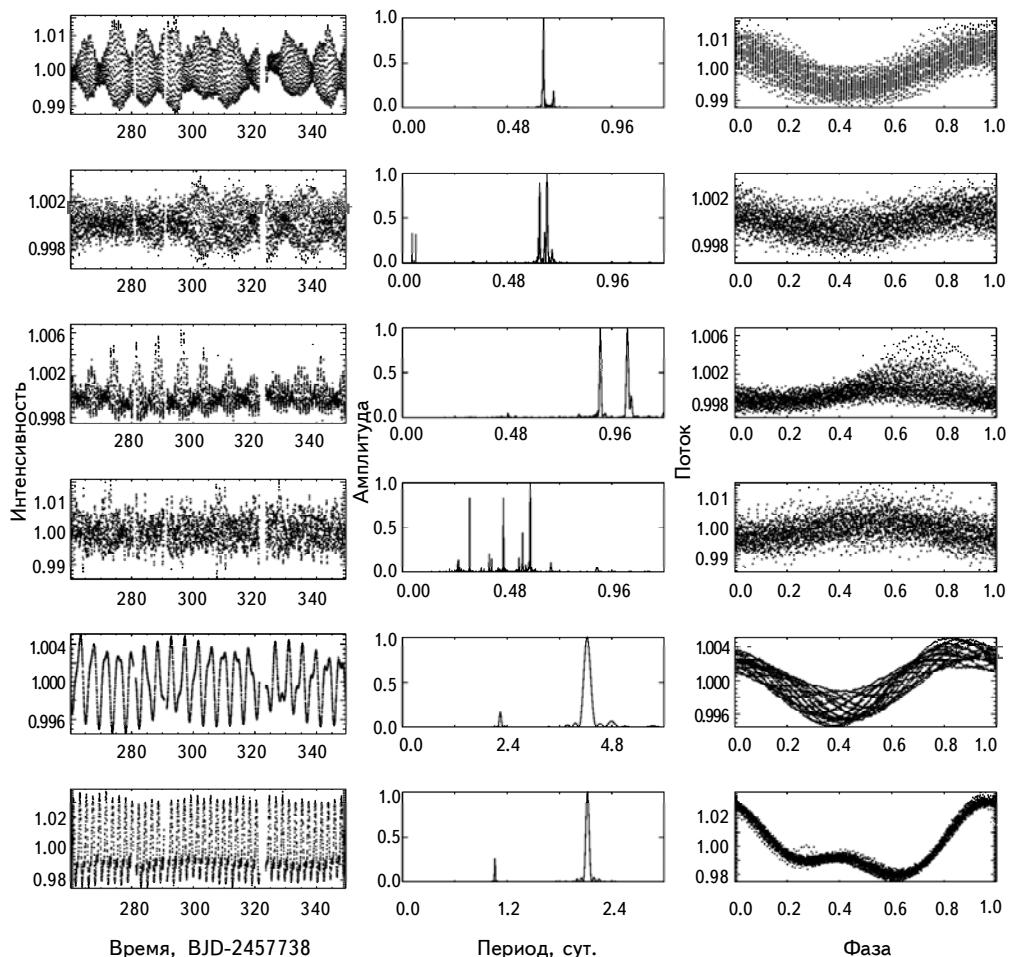


Рис.1. Примеры кривых блеска, спектров мощности и фазовых диаграмм для 6 объектов из [3] с $T_{\text{эфф}}$ более 7500 K (пояснения см. в тексте).

Главный результат нашего анализа состоит в том, что значительное количество кривых блеска по своей форме, а спектр мощности по наличию специфического набора пиков, могут быть интерпретированы, как принадлежащие пульсирующим звездам, а не звездам с вращательной модуляцией блеска (ROT). В дополнение к этому, периоды многих таких объектов составляют менее 0.5-0.8 сут. Примеры кривых блеска, спектров мощности и фазовых диаграмм для пульсирующих звезд представлены на диаграммах в верхних 4-х рядах на рис.1. Всего объектов, которые по нашему мнению могут быть отнесены к пульсирующим, оказалось 47 из 57. Три звезды (KIC 3865742, KIC 8177087 и KIC 10558302) могли бы быть отнесены к ROT объектам условно, однако формы их кривых блеска показывают отличия от типичной для звезды с вращательной модуляцией блеска, эти звезды имеют на спектре мощности пики с большей полушириной. Лишь остальные 10 могут рассматриваться как объекты с вращательной модуляцией блеска (в качестве примеров см. 2 нижних ряда на рис.1).

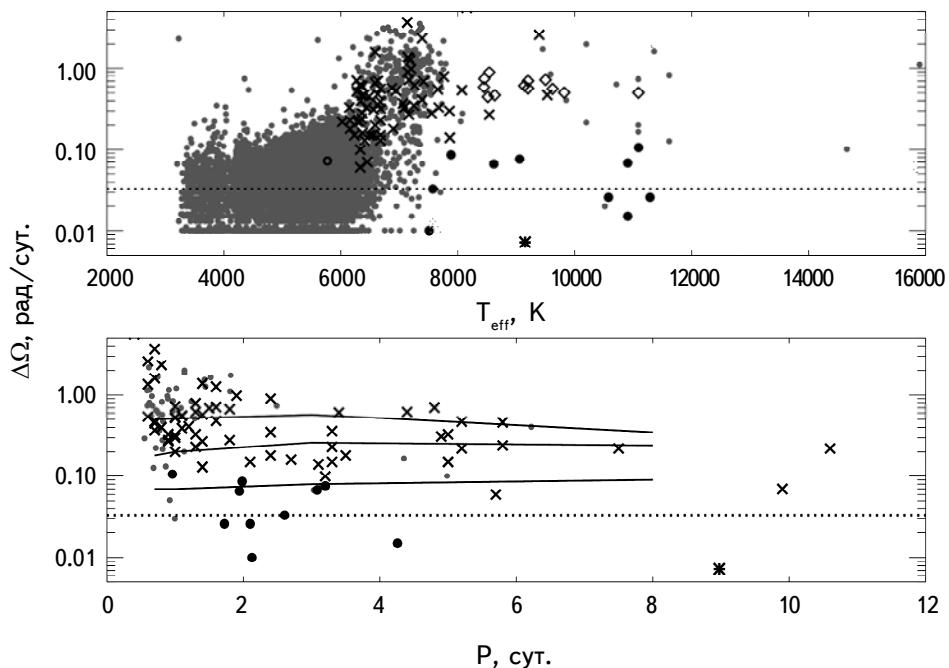


Рис.2. Вверху: Диаграмма зависимости параметра $\Delta\Omega$ от эффективной температуры. Внизу: Диаграмма изменений параметра $\Delta\Omega$ от периода вращения P . Темные крупные кружки - измерения для 10 звезд из [3] с вращательной модуляцией блеска, мелкие серые кружки - данные [3], крестики - данные из [5], ромбы - данные [8]. Звездочка - данные для звезды γ Gem. Штриховая линия - среднее значение $\Delta\Omega$ для 10 звезд из [3]. Открытый кружок на верхней диаграмме - данные для Солнца. Три линии на нижней диаграмме (снизу-вверх) - изменения параметра $\Delta\Omega$ для 3 значений масс звезд - 1, 1.2 и $1.275 M_{\odot}$ из [12]. На нижней диаграмме серыми кружками приведены данные [3] только для звезд с $T_{\text{эфф}}$ более 7500 К.

Таким образом, для окончательного анализа нами было отобрано 10 звезд. У многих из них на спектре мощности имеются пики для половинного значения величины периода вращения, которые принято объяснять наличием пятен на противоположных частях поверхности. Это обстоятельство могло бы служить дополнительным аргументом в пользу вращательного характера изменений их кривых блеска.

На рис.2 представлена диаграмма зависимости параметра $\Delta\Omega$ от эффективной температуры, на которой крупными темными кружками выделено положение 10 рассмотренных нами объектов. После исключения данных для звезд, переменность блеска которых обусловлена пульсациями, было найдено, что для звезд с $T_{\text{эфф}} > 7500$ К средняя величина $\Delta\Omega$ составляет 0.051 ± 0.01 рад/сут. (пунктирная линия). Отметим, что отбор указанных 10 объектов проводился только на основе анализа формы их кривых блеска и пиков на спектре мощности, без рассмотрения соответствующих величин параметра $\Delta\Omega$. Таким образом, детальное исследование свойств дифференциального вращения для звезд с $T_{\text{эфф}} > 7500$ из [3] приводит к выводу о более низком значении параметра $\Delta\Omega$ для них, чем было получено в [3,5].

3. Обсуждение результатов. Анализ наблюдательных данных архива космического телескопа Кеплер позволил автору [10] выделить среди А звезд новый тип объектов ROTD. Они обладают переменностью блеска, обусловленной вращательной модуляцией пятен на поверхности, а кроме того спектры мощности этих объектов содержат характерные особенности, включающие узкий пик, а также на меньших частотах - широкий пик, состоящий из многочисленных деталей. Такие группы пиков могли бы соответствовать пятнам, расположенным на различных широтах звезды, обладающей дифференциальным вращением. Однако такая конфигурация пиков никогда не наблюдалась в спектрах мощности холодных, активных дифференциально вращающихся звезд. В [10] (см. также ссылки в статье) были рассмотрены альтернативные объяснения, которые состояли в предположениях либо о наличии планеты или тел на синхронной орбите, либо о существовании эффекта отражения в системах без затмения и прочее.

Принципиально новое объяснение особенностей спектра мощности звезд ROTD было дано в [11]. Авторы [11] связали присутствие групп пиков с колебаниями набора мод волн Россби. Эти моды были обнаружены авторами [11] у звезд спектральных классов В, А и F Главной последовательности, у запятненных звезд, у объектов типа γ Dor и др. В рамках предположения о присутствии у 12 исследуемых в [8] звезд типа ROTD дифференциального вращения, для них были найдены значения параметра $\Delta\Omega$. Установлено, что эти значения лежат в интервале величин 0.45-0.7 рад/сут. Полученные

результаты были сопоставлены с уже рассмотренными выше данными из литературных источников, содержащих сведения о параметрах $\Delta\Omega$ звезд.

В [8] было показано, что заключение о значительном росте параметра $\Delta\Omega$ у звезд, горячее 6700 К, может быть сделано по двум независимым источникам, использующим различные методики определения этого параметра и косвенно, по данным исследования [6]. Средняя величина параметра дифференциального вращения $\Delta\Omega$ по измерениям для 12 изученных нами звезд типа ROTD составила 0.61 ± 0.10 рад/сут., что согласуется со средними величинами $\Delta\Omega$ по данным литературных источников [8,3]. В этом случае в [8] мы посчитали правомерным вывод о том, что структура пиков на спектрах мощности для ROTD звезд обусловлена возможным наличием у этих объектов дифференциального вращения. Однако, как показал анализ, проведенный в первой части нашей статьи, после исключения данных для звезд, переменность блеска которых обусловлена пульсациями, у звезд с $T_{эфф}$ выше 7500 К средняя величина $\Delta\Omega$ составляет всего 0.051 ± 0.01 рад/сут. (что близко к солнечному значению $\Delta\Omega = 0.07$ рад/сут.). В этом случае нет оснований считать правомерным сделанное нами ранее в [8] предположение об интерпретации наборов пиков на спектрах мощности для ROTD звезд, как обусловленных проявлениями возможного дифференциального вращения.

Теоретические исследования [12,13] допускают присутствие у звезд спектральных классов F значительной величины параметра дифференциального вращения. Согласно [13] величина параметра $\Delta\Omega$ резко увеличивается при переходе к объектам с $T_{эфф}$ выше 7000 К и может достигать 0.7 рад/сут. Поведение этого параметра описывается степенной функцией с большим показателем степени (уравнение 5 в [13]). Расчеты [13] приводятся для звезд с $T_{эфф}$ вплоть до 6700 К. Авторы [12] указывают на сопоставимые величины параметра $\Delta\Omega$ для объектов этого же температурного диапазона, при этом для звезды с 1.275 массой Солнца (максимальной при расчетах) в [12] было приведено значение 0.58 рад/сут. (рис.3 в [12]). На рис.2 представлены зависимости изменений параметра $\Delta\Omega$ для 3 значений масс звезд - 1, 1.2 и $1.275 M_\odot$ из [12]. Можно заключить, что теоретические расчеты [12,13] показали, что высокие значения $\Delta\Omega$ достижимы для F звезд. Важно отметить, однако, что они были выполнены для звезд с $T_{эфф}$ ниже 6500-6700 К, а рассматриваемые в нашем исследовании объекты горячее и имеют большие массы. Применимость результатов расчетов [12] для горячих A звезд не очевидна. Требуются новые теоретические исследования подобные [14] для дальнейшего сопоставления с наблюдательными проявлениями дифференциального вращения у звезд спектрального класса A. Согласно [14] поверхности слабые магнитные поля у горячих звезд могут быть обусловлены

присутствием небольших конвективных зон, связанных с зонами ионизации водорода и гелия (см. рис.2 в [14]).

В последние годы в литературе были опубликованы результаты анализа высокоточных спектрополяриметрических наблюдений ярких звезд спектрального класса A, которые в том числе содержат оценки параметра их дифференциального вращения. Например, отметим работу [9], авторы которой выполнили исследование яркой звезды спектрального класса A γ Gem ($T_{\text{эфф}} = 9150 \pm 310$ K) - металлической (Am) звезды с умеренно выраженным аномалиями химического состава (см. ссылки в [9]). Этот анализ был основан на 25 сетах высокодисперсионных спектрополяриметрических наблюдений. К числу наиболее значимых результатов [9] следует отнести обнаружение магнитного поля у этой Am звезды. До недавнего времени считалось, что звезды только одного из типов химической пекулярности - Ap/Bp звезды - являются магнитными. В принципе, гипотетически возможно, что γ Gem относится к магнитным звездам со сверхслабым реликтовым полем. Авторы [9] из анализа переменности профилей линий установили период ее вращения $P=8.975$ сут. При построении зееман-доплеровских карт в [9] была получена оценка параметра ДВ γ Gem, которая составила величину 0.0073 ± 0.0023 рад/сут. (символ звездочки на рис.2). Эта величина существенно ниже оценок $\Delta\Omega$, приведенных в [3] для звезд с $T_{\text{эфф}}$ больше 7500 K.

4. Заключение. Для изучения характера изменений параметров ДВ звезд спектральных классов - A и более ранних, требуются новые наблюдательные и теоретические исследования. В [1] было показано, что заключение о значительном росте параметра $\Delta\Omega$ у звезд, горячее 6700 K, может быть сделано по двум независимым источникам [3,5], использующим различные методики определения этого параметра и косвенно, по данным исследования [6]. Главный результат нашей работы состоит в том, что из анализа формы кривых блеска и наличия специфического набора пиков на спектрах мощности было найдено, что 47 из 57 объектов из [3], с $T_{\text{эфф}}$ выше 7500 K, могут быть отнесены к пульсирующим звездам, и лишь 10 - к звездам с переменностью блеска вследствие вращательной модуляции. После исключения данных для звезд с пульсационной переменностью, для оставшихся 10 объектов средняя величина $\Delta\Omega$ составила 0.051 ± 0.01 рад/сут., что сопоставимо с солнечным значением $\Delta\Omega = 0.07$ рад/сут. В этом случае нет оснований считать правомерным наше предположение [8] об интерпретации пиков на спектрах мощности для ROTD звезд, как обусловленных проявлениями возможного ДВ.

При построении зееман-доплеровских карт для γ Gem в [9] была получена оценка параметра ДВ звезды, которая составила величину 0.0073 ± 0.0023 рад/сут., в случае если для звезд спектрального класса A величина параметра $\Delta\Omega$

действительно в несколько раз превысит солнечное значение, то несомненно, что учет ДВ будет необходим при исследовании магнитной активности и проведении доплер-зеемановского картирования этих звезд.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00423).

¹ Учреждение Российской академии наук Институт астрономии РАН, Москва, Россия, e-mail: igs231@mail.ru

² Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия

ON THE DIFFERENTIAL ROTATION OF A STARS

I.S.SAVANOV¹, E.S.KALINICHEVA¹, E.S.DMITRIENKO²

Literature data indicate a significant increase of the differential rotation parameter $\Delta\Omega$ for stars hotter than 6700 K. From the analysis of the light curves and the presence of a specific set of peaks on the power spectra we found that 47 of the 57 investigated objects with T_{eff} above 7500 K can be attributed to pulsating stars and only 10 - to stars with brightness variability due to rotational modulation. After excluding pulsating variables for stars with a T_{eff} above 7500 K the average value of $\Delta\Omega = 0.051 \pm 0.01$ rad/day. This conclusion does not allow us to consider assumption about the interpretation of peaks in the power spectra for ROTD stars as a possible manifestation of differential rotation valid. Another independent evidence of the low value of the parameter $\Delta\Omega$ for stars of spectral class A was obtained from the Zeeman-Doppler imaging for the star γ Gem - the estimation of the parameter of the differential rotation of the star was 0.0073 ± 0.0023 rad/day.

Keywords: *stars: activity: spots: photometry: variability: differential rotation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *I.S.Savanov, E.S.Dmitrienko, D.S.Pandei et al.*, *Astrophys. Bull.*, **73**, 454, 2018.
2. *T.Reinhold, A.Reiners, G.Basri*, *Astron. Astrophys.*, **560**, A4, 2013.
3. *T.Reinhold, L.Gizon*, *Astron. Astrophys.*, **583**, A65, 2015.
4. *A.Reiners*, *Astron. Astrophys.*, **446**, 267, 2006.
5. *M.Ammler-von Eiff, A.Reiners*, *Astron. Astrophys.*, **542**, A116, 2012.
6. *L.A.Balona, M.Svanda, M.Karlicky*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **463**, 1740, 2016.
7. *L.A.Balona*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **431**, 2240, 2013.
8. *I.S.Savanov, E.S.Dmitrienko*, *Astrophysics*, **62**, 48 2019.
9. *A.Blazere, P.Petit, C.Neiner et al.*, arXiv:1912.08688, 2020.
10. *L.A.Balona*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **467**, 1830, 2017.
11. *H.Saio, D.W.Kurtz, S.J.Murphy et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **474**, 2774, 2018.
12. *L.L.Kitchatinov, S.V.Olemskoy*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **423**, 3344, 2012.
13. *M.Kuker, G.Rudiger*, *Astron. Nachr.*, **332**, 933, 2011.
14. *M.Cantiello, J.Braithwaite*, *Astrophys. J.*, **883**, 106, 2019.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ADS 7251 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ПУЛКОВЕ НА 65-см РЕФРАКТОРЕ С 1962 ПО 2018ГГ.

Н.А.ШАХТ, Д.Л.ГОРШАНОВ, И.С.ИЗМАЙЛОВ, Л.Г.РОМАНЕНКО

Поступила 26 мая 2020

Принята к печати 26 августа 2020

Представлены результаты исследования двойной звезды ADS 7251 (STF 1321) на основании однородного ряда наблюдений на 65-см рефракторе с 1962 по 2018гг. в Пулкове. Ошибки среднегодового положения ρ , θ равны $0''.004$ и $0''.02$ для фотографических и $0''.003$, $0''.01$ для ПЗС наблюдений. По полученным относительным положениям и точному параллаксу Gaia, рассчитана новая орбита. Для сравнения использовались современные наблюдения Hipparcos и Gaia, а также далеко отстоящие по времени наблюдения XIX в., выполненные Струве. Исследование показало лучшую сходимость с удаленными наблюдениями при использовании параллакса Gaia. Ошибки, рассчитанные по О-С, составляют $0''.008 \pm 0''.011$. Они сравниваются с ошибками, полученными для других, близких к Солнцу двойных звезд, а также с соответствующими оценками, полученными для звезд, вращающихся вокруг центрального тела Галактики и наблюдавшихся на телескопах Keck и VLT. Отмечается актуальность наблюдений компонентов ADS 7251 А и В как возможных родительских звезд экзопланет.

Ключевые слова: *двойная звезда ADS 7251, GJ 338: орбита: масса: параллакс: 61 Cyg, S0-2, S0-102: центр Галактики*

1. *Введение.* Данное исследование выполнено в рамках программы Пулковской обсерватории наблюдений двойных и кратных звезд в окрестностях Солнца. Целью программы является получение однородных и плотных рядов наблюдений для определения орбит, параллаксов и оценки масс, а также для получения фотометрических параметров избранных звезд. Часть результатов последних лет изложена в [1-5]. Среди звезд программы наиболее долговременные ряды положений относятся к таким звездам как ADS 14636 (61 Cyg), ADS 7251 и др., которые много лет наблюдаются на пулковских инструментах: нормальном астрографе и 26-дюймовом рефракторе (65 см).

Настоящая работа является продолжением исследования близкой к Солнцу двойной звезды - широкой пары ADS 7251, часть фотографических наблюдений которой была представлена ранее в [6-8]. В данной работе рассмотрен более продолжительный ряд, охватывающий наблюдения в Пулковской обсерватории на 26-дюймовом рефракторе ($D = 650$ мм, $F = 10413$ мм) в 1962-2018гг., в который входят также результаты, полученные с помощью ПЗС камеры.

Наблюдения ADS 7251 являются весьма актуальными благодаря уникальным характеристикам этой звезды и связанным с ними рядом современных задач. Отметим главные моменты, применительно к которым эти наблюдения представляют интерес:

- 1) Звезда входит в списки ближайших к Солнцу объектов, которые, согласно их спектральному классу и другим физическим характеристикам, могут обладать планетоподобными спутниками, в том числе, находящимися в обитаемой зоне. Наблюдения ADS 7251 ведутся на разных инструментах и в разных диапазонах волн. Известно, что по наблюдениям на спектрографе CARMENES у компонента В обнаружена планета с периодом обращения 24.0 дня и, предположительно, с массой 10 масс Земли [9].
- 2) На долгосрочную перспективу рассчитаны наблюдения ADS 7251 в среднем инфракрасном (MIR) диапазоне с планируемым прямым обнаружением экзопланет [10].
- 3) ADS 7251 входит в список звезд, используемых для калибровки соотношения между массой и известными радиусом и эффективной температурой [11].
- 4) Оба компонента звезды ADS 7251 обладают почти одинаковой яркостью и принадлежат к близким спектральным классам, что сводит к минимуму эффект атмосферной дисперсии и ошибку уравнения блеска и является важным обстоятельством для наблюдателей. Также нужно отметить выгодное для Пулкова расположение звезды на небесной сфере (α, δ), благодаря которому мы наблюдаем ее в весенний период близко к зениту и при наиболее удачных погодных условиях, что повышает точность положений и фотометрических характеристик.
- 5) По имеющимся данным есть возможность построить новую орбиту, сравнив ее:
 - а) с орбитами, полученными по более ранним наблюдениям, см. Чанг, [12],
 - б) с наблюдениями из космоса Hipparcos и Gaia и
 - с) с далеко отстоящими по времени наблюдениями В.Я.Струве и О.В.Струве [13,14].
- 6) Отдельный интерес представляет анализ изменения орбиты с использованием нового параллакса Gaia и сравнение эфемерид с наблюдениями.
- 7) На основе продолжительного однородного ряда наблюдений представляет интерес проверка уклонений от орбитального движения и наличия периодичности в этих уклонениях, что может быть вызвано гравитационным влиянием возможного спутника с долгопериодической орбитой.
- 8) В связи с проблемой анизотропии распределения полюсов орбит двойных звезд и возможного влияния галактического гравитационного поля на их ориентацию (см. [15]), представляется актуальным изучение параметров

ориентации орбит двойных звезд, положения их полюсов и направлений на периастр в галактической системе координат.

2. Основные данные о звезде ADS 7251. Мы представляем результаты наблюдений двойной звезды ADS 7251 (Gliese 338, STF 1321, HD 79210/HD 79211). Оба компонента двойной системы ADS 7251 принадлежат к классу поздних красных карликов, обладающих меньшим размером и светимостью чем Солнце. ADS 7251 - хорошо известная широкая пара: $\rho_{2000} = 17''$; $\theta_{2000} = 92^\circ$, где ρ - угловое расстояние между компонентами звезды, θ - позиционный угол. Ее параметры приведены в табл.1, где [16] - данные из Gaia Data Release2, 2018. Звездная величина, спектр и лучевая скорость взяты из [17-19]. Позиционные наблюдения покрывают дугу орбиты в 50° , из них 16° содержат наблюдения в Пулкове.

Таблица 1

ДАННЫЕ О КОМПОНЕНТАХ ЗВЕЗДЫ ADS 7251

	A	B	Ref
R.A.	$09^{\text{h}}14^{\text{m}}22^{\text{s}}.775$	$09^{\text{h}}14^{\text{m}}24^{\text{s}}.683$	[16]
Dec.	$+52^\circ41'11''.79$	$+52^\circ41'10''.906$	[16]
π_{tr}	157.8796 ± 0.0366 mas	157.8851 ± 0.0414 mas	[16]
G mag	$6^{\text{m}}.97$	$7^{\text{m}}.05$	[16]
V mag	$7^{\text{m}}.63$	$7^{\text{m}}.72$	[17]
Sp	K7 V	M0 V	[18]
V_r	11.14 ± 0.10 km/s	12.50 ± 0.10 km/s	[19]
	10.77 ± 0.14 km/s	11.98 ± 0.18 km/s	[16]

3. Наблюдения и обработка. Звезда ADS 7251 наблюдается на пулковском 65-см рефракторе близко к меридиану на зенитном расстоянии не более 10° . В настоящей работе использованы 206 астронегативов, полученных в 1962-1999гг., измеренных на автоматической машине "Фантазия" [20,21]. Также были использованы 69 ПЗС-наблюдений, полученных в 2004-2018гг. с помощью ПЗС-камеры FLI PRO Line 09000 с размером поля 12 кв. мин. Ошибки одного среднегодового положения составляют: $0''.004$ по ρ и $0''.02$ по θ для фотографических наблюдений и соответственно $0''.003$ и $0''.01$ для ПЗС-наблюдений. На рис.1 даны относительные положения компонента B относительно A, полученные по нашим наблюдениям, а также сравнение с эфемеридой и наблюдениями других авторов.

Обработка наблюдений велась так же, как в статьях [3,4,6], по методике, изложенной в работах [22,23]. Построение орбиты производилось с использованием метода параметров видимого движения (ПВД), разработанного в Пулковской обсерватории для определения долговременных орбит,

наблюдаемых по короткой дуге. Метод и его применение детально описаны авторами работ [22-24]. Отметим, что в работе [24] метод был использован для системы "звезда S0-2 + центральное тело Галактики". В этом случае мы рассматривали систему как двойную звезду, а в настоящей работе использовали ее для сравнения.

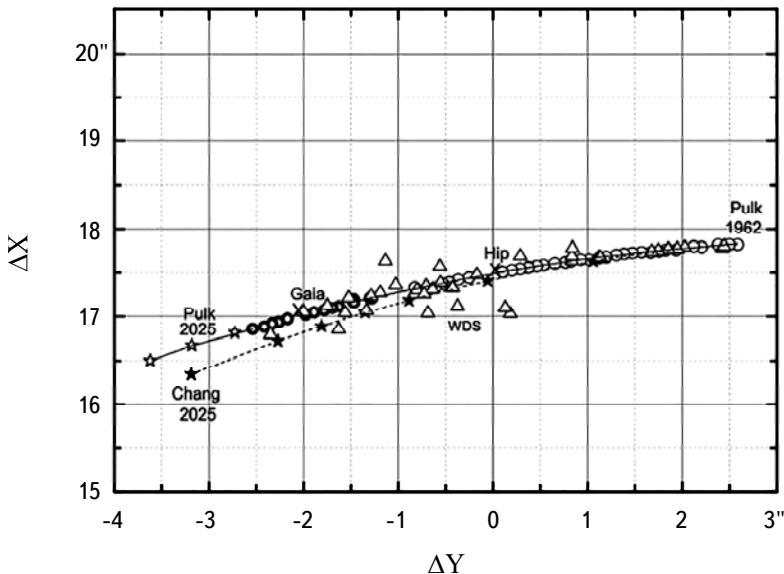


Рис.1. Траектория вторичной компоненты ADS 7251 относительно главной в прямоугольных координатах, $\Delta X = \rho \sin\theta$, $\Delta Y = \rho \cos\theta$, в секундах дуги. Светлые кружки - пулковские фотографические наблюдения, жирные кружки - пулковские ПЗС-наблюдения, треугольники - данные из Вашингтонского каталога двойных звезд WDS. Указаны результаты наблюдений спутников Hipparcos и Gaia (косые кресты), а также эфемеридные значения на ближайшие годы (звездочки). Пунктирная кривая и темные звездочки - эфемериды, вычисленная до 2025г., согласно орбите Чанг [12], сплошная кривая и светлые звездочки - согласно пулковским данным.

В методе ПВД для наблюдаемой дуги орбиты определяются пять параметров видимого движения на средний момент интервала наблюдений (см. рис.2): расстояние ρ между компонентами, позиционный угол θ , видимое относительное движение компонент $\Delta\mu$, его направление - ψ и радиус кривизны дуги наблюдений ρ_c . Кроме этого, для определения орбиты необходимы дополнительные параметры: сумма масс компонентов M_{AB} , их относительная лучевая скорость ΔV_r , равная $V_{r(B)} - V_{r(A)}$, и π_{tr} - годичный параллакс звезды. Тригонометрический параллакс π_{tr} и лучевая скорость V_r компонентов были взяты из данных, приведенных в ссылках в табл.1. Относительные положения компонентов, полученные по фотографическим наблюдениям 1962-1999гг., даны в нашей предыдущей работе [6]. В настоящей статье в табл.2 приводятся

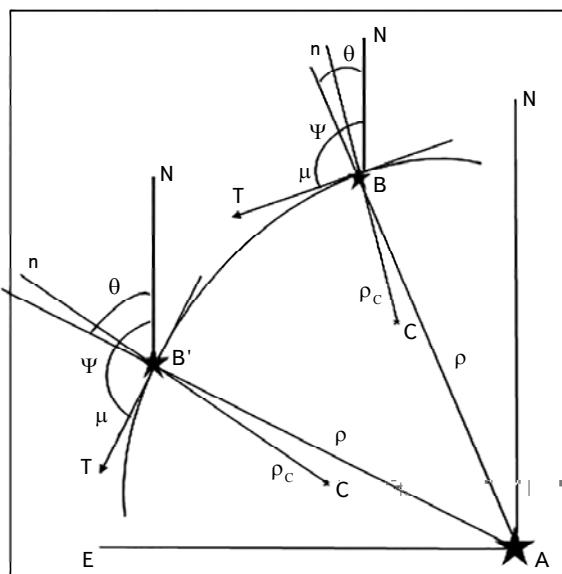


Рис.2. Параметры видимого движения. Обозначения в тексте.

Таблица 2

СРЕДНЕГОДОВЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ В-А

Момент	<i>N</i>	ρ ("")	σ_ρ ("")	θ (°)	σ_θ (°)
2004.161	5	17.2577	0.0027	94.2822	0.0039
2005.160	10	17.2516	0.0008	94.6060	0.0063
2006.146	2	17.2269	-	94.9308	-
2008.059	5	17.1913	0.0056	95.4858	0.0198
2009.071	5	17.1831	0.0047	95.7597	0.0149
2010.047	5	17.1679	0.0026	96.0562	0.0057
2011.131	5	17.1513	0.0031	96.4019	0.0058
2012.041	5	17.1349	0.0022	96.7013	0.0109
2014.207	5	17.1103	0.0022	97.3626	0.0056
2015.190	5	17.0851	0.0026	97.7055	0.0119
2015.980	5	17.0750	0.0005	97.9466	0.0026
2016.978	5	17.0545	0.0028	98.2462	0.0142
2018.187	7	17.0472	0.0013	98.6689	0.0102

среднегодовые положения ρ (""), θ (°) на момент наблюдений и их ошибки σ_ρ (""), σ_θ (°) по ПЗС-наблюдениям в 2004-2018гг.

4. Основные результаты. Параметры видимого движения, полученные из пулковских наблюдений пары ADS 7251, а также дополнительные параметры, приведены в табл.3.

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ВИДИМОГО ДВИЖЕНИЯ ADS 7251

ΔT (г.)	T_0 (г.)	ρ (")	θ ($^{\circ}$)	μ ("/г.)	ψ ($^{\circ}$)	ρ_c (")	$M_A + M_B$ (M_{\odot})	ΔV_r (км/с)	π_{tr} (")
1962- 2018	1990.18	$17.4915 \pm$ 0.0020	$89.971 \pm$ 0.006	$0.09310 \pm$ 0.0008	$190.688 \pm$ 0.040	$22.59 \pm$ 0.55	1.1	$1.36 \pm$ 0.20	$0.15788 \pm$ 0.00003

Таблица 4

ОЦЕНКИ МАССЫ КОМПОНЕНТОВ ADS 7251

M_{AB} (M_{\odot})	$M_B/(M_A + M_B)$	M_A (M_{\odot})	M_B (M_{\odot})	Метод	Ссылки
0.91	0.505	0.45	0.46	M_{dyn}	Hopmann, 1954 [25]
2.26	0.50	1.13	1.13	M_{dyn}	Güntzel-Lingner, 1955 [26]
1.14	0.64	0.41	0.73	M_{dyn}	Chang, 1972 [12]
1.10	0.49	0.56	0.54	M_{dyn}	Горшанов, Шахт, 2010 [6]
1.22	0.49	0.62	0.60	M_{sp}	Boyajian et al, 2012 [27]
1.03	0.50	0.52	0.51	M_{sp}	Jaime et al., 2014 [28]
1.33	0.48	0.69	0.64	M_{dyn}	Gonzàles-Àlvares et al. [9]

Оценки суммы масс компонентов ADS 7251 M_{AB} делались неоднократно разными авторами, их результаты представлены в табл.4. Динамическая масса M_{dyn} получена прямым методом, основанным на законе всемирного тяготения и наблюдении движения компонентов двойной звезды. M_{sp} - масса, полученная в результате высокоточных наблюдений интерферометра и спектрографа, с помощью которых определены радиусы R_* и эффективные температуры T_{eff} . Мы приняли здесь значение $M_{AB} = 1.1 M_{\odot}$, полученное в нашей предыдущей работе [6], которое также близко к оценкам, выполненным в последние годы другими авторами. Отдельно мы рассмотрели вариант орбиты, получаемой по нашим наблюдениям в том случае, если предположить сумму масс компонентов равной $1.33 M_{\odot}$, согласно [9].

Как уже отмечалось в предыдущих наших работах, метод ПВД позволяет получить однозначные элементы орбиты при имеющемся точном параллаксе, относительной лучевой скорости компонентов и контрольных наблюдениях, а именно, относительных положениях, далеко отстоящих по времени. Контрольные наблюдения позволяют определить (выбрать) знак угла β между вектором положения и картинной плоскостью ($\cos\beta = \rho/r\pi_{tr}$, где π_{tr} - тригонометрический параллакс, r - величина радиус-вектора между компонентами).

На рис.3 даны две орбиты для разных значений угла β . Сплошной линией проведена орбита, хорошо согласующаяся с наблюдениями В.Я.Струве и О.В.Струве 1821-1878гг. [13,14].

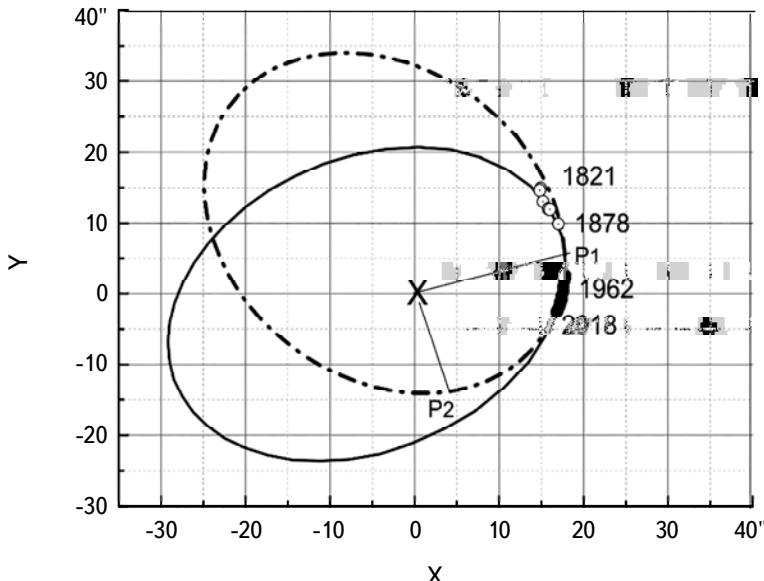


Рис.3. Две орбиты ADS 7251 и сравнение с наблюдениями Струве. Сплошная кривая соответствует $\beta = +27^{\circ}.4$, штриховая - $\beta = -27^{\circ}.4$. Светлые кружки - наблюдения Струве в 1821-1878гг. Черные кружки - наблюдения в Пулкове в 1962-2018гг. P1 и P2 - положения перигея.

На рис.4 даны две орбиты, одна из которых вычислена с современным параллаксом Gaia, другая с наибольшим значением из оценок Hipparcos. Использованы величины из базы данных SIMBAD для компонента A: $\pi_{tr} = 157.8796 \pm 0.0366$ mas (Gaia) и $\pi_{tr} = 172.08 \pm 6.31$ mas (Hip), причем на рисунке обозначены их округленные значения $0''.158$ и $0''.172$. Для контроля на рис.4 также приведены наблюдения Струве 1821-1878гг., которым, как видно, лучше соответствует орбита, полученная с параллаксом Gaia.

На рис.1, 3, 4 и далее на рис.5 пулковские результаты даны согласно орбите Pulk II, см. табл.5. Орбитальные элементы, полученные как по пулковскому ряду, так и по другим наблюдениям, приводятся в табл.5. В строках 1 и 2 даны значения элементов, полученные другими авторами [12], [9], с которыми мы сравнили наши результаты. При этом работа [12] относится к наиболее удаленной по времени, работа [9] является наиболее близкой по времени. Результаты, полученные по пулковским наблюдениям и отмеченные жирным шрифтом, даны в строках 3 (Pulk I) и 5 (Pulk II). При этом указано, какое значение суммы масс использовалось. В строке 4

даны результаты [7,8], полученные нами ранее только по фотографическим наблюдениям.

Сравнение показало, что с продолжением времени наблюдений получаемый период обращения увеличивается. Вычисленные эфемериды для нашей орбиты Pulk II и [12] даны на рис.1 и рис.5.

На рис.5 приводится сравнение между собой эфемерид, вычисленных по различным орбитам, а также наших ПЗС-наблюдений. Эфемерида, посчитанная

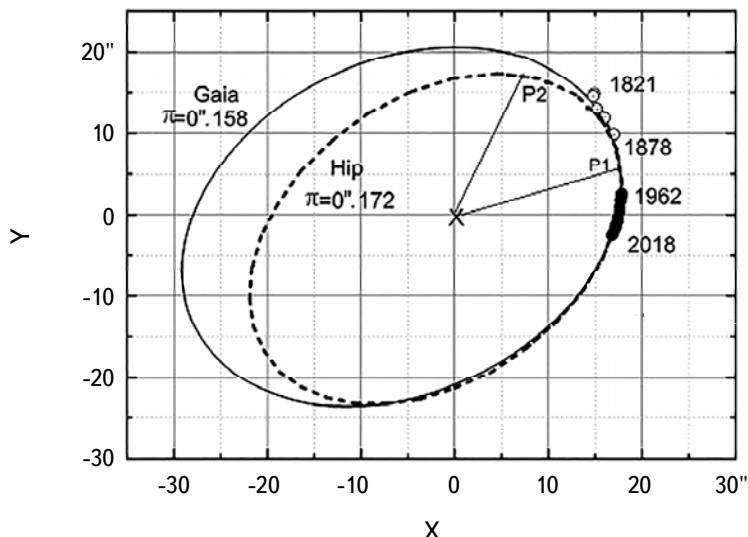


Рис.4. Две орбиты ADS 7251, построенные с разными значениями параллакса. Обозначения - как на рис.3.

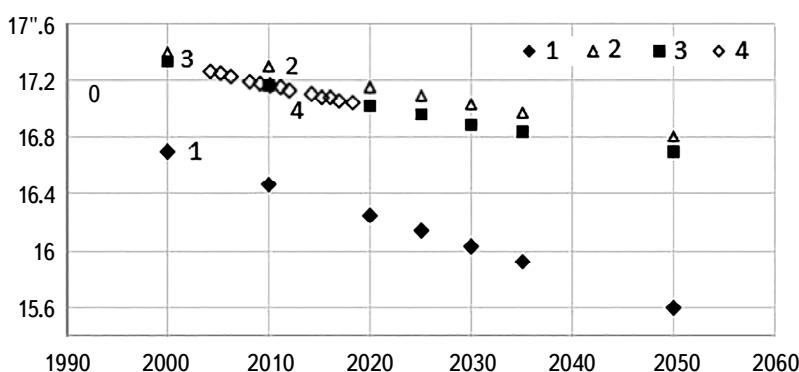


Рис.5. Сравнение эфемерид относительных расстояний с, вычисленных по различным орбитам, с пулковскими ПЗС-наблюдениями. Чёрные ромбы (1) - по орбите из работы [12], треугольники (2) - по орбите из [9], квадраты (3) - по орбитам Pulk I и Pulk II из настоящей работы (обе эфемериды совпали), пустые ромбы (4) - наши ПЗС-наблюдения.

по обеим орбитам, полученным в настоящей работе, показывает в целом удовлетворительное согласие с эфемеридой по орбите, построенной в статье [9] по литературным данным за 200 лет наблюдений пары ADS 7251. Однако эфемерида по орбите из более ранней работы [12] заметно уклоняется от всех вышеупомянутых эфемерид и от наблюдений. Это еще раз подтверждает необходимость проведения новых наблюдений для уточнения орбит.

5. Оценка точности. По вычисленным для момента времени t координатам ρ_C , θ_C и координатам (ρ_0 , θ_0), полученным из наблюдений в тот же момент, можно было посчитать разность (O-C), характеризующую точность построенной орбиты вблизи начального момента, или в пределах наблюдаемой дуги:

$$(O - C)_t = \sqrt{\rho_0^2 \sin^2(\theta_0 - \theta_C) + (\rho_0 - \rho_C)^2}.$$

Здесь индексы "O" относятся к наблюдениям, по которым определена орбита, "C" - относительные положения, вычисленные по этой орбите.

В табл.5 в столбце 9 мы даем значение ошибки (O-C)_t для нашей орбиты для общего (фотографические плюс ПЗС) ряда наблюдений 1962-2018гг.,

Таблица 5

ПАРАМЕТРЫ ОРБИТ ADS 7251, ПОЛУЧЕННЫЕ ПО РАЗНЫМ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫМ ДАННЫМ

a , а.е.	P , год	e	ω , °	i , °	Ω , °	T_p , год	(O-C), "	Примечание
102.6	975	0.28	44	± 21	173.8	2260	0.017	Chang, [12]
130.9	1295	0.01	109.1	37	32.4	1513	-	Gonzàles-Àlvares et al. [9]
145.8	1526.6	0.135	359.6	137.7	43.0	1805.2	0.011	Pulk I, $M_{AB} = 1.33 M_\odot$
136.9	1528.0	0.08	210	141	216.6	1882.8	0.011	Pulk, [7, 8] $M_{AB} = 1.22 M_\odot$
163.1 ±12.1	1986.3 ±246.4	0.241 ±0.062	32.1 ±6.6	141.7 ±1.8	48.7 ±3.1	1937.2 ±23.2	0.011	Pulk II, $M_{AB} = 1.1 M_\odot$

Примечание: При вычислении эфемериды, соответствующей орбите Chang, (см. рис.1), согласно нашему алгоритму, было использовано значение наклонности равное $180^\circ - 21^\circ$.

состоящего из 45 нормальных точек. Внешняя ошибка орбитальных элементов, приведенная в табл.5, была получена методом вариаций элементов орбиты, предложенным Киселевым [22] и использовавшимся ранее. Ошибки элементов того же порядка, как ошибки, представленные в табл.5, были получены также

при их вычислении с помощью метода Монте-Карло.

6. Сравнение наблюдений с вычисленной орбитой. Отметим, что для звезды ADS 7251 общая ошибка О-С по всему ряду равна 0".011. Отдельно по нашим ПЗС-наблюдениям с 2004 по 2018гг. получена ошибка, равная 0".008. Ошибка, полученная по фотографическим наблюдениям 1962-1997гг., равна 0".009.

В заключение было интересно сравнить соответствующие величины для других звезд и применить к ним наш метод определения орбиты по короткой дуге, если в публикациях имелись исходные данные, аналогичные нашим наблюдениям.

Основываясь на нашем опыте применения метода ПВД к звезде S0-2, вращающейся вокруг центрального тела Галактики (см., Kiselev et al. [24]), мы постарались вычислить орбиту наиболее близкой к центру Галактики звезды S0-102 и проверили возможность использования метода для более современных наблюдений S0-2. При этом мы воспользовались опубликованными данными телескопов Keck [29] и VLT [30] для S0-102 и Keck [31] для S0-2. Во всех случаях мы использовали относительно короткие дуги наблюдений из опубликованных данных.

Элементы орбит звезды S0-102, вычисленных авторами работ [29,30] и значения (О-С), приведены в табл.6 в 1 и 3 строках сверху. Также в табл.6 приведены орбиты (2 и 4 строчки таблицы), полученные нами методом ПВД по опубликованным в [29,30] относительным положениям $\Delta R.A.$, $\Delta Dec.$. В 5 строке дана орбита звезды S0-2, вычисленная нами по данным из работы [31].

Для звезд, отмеченных в первом столбце таблицы жирным шрифтом, орбиты вычислены нами методом ПВД с использованием выбранной из наблюдений короткой дуги. Простым шрифтом отмечены орбиты авторов [29,30]. В последнем столбце табл.6 даны величины (О-С). Жирным шрифтом

Таблица 6

ПРИМЕРЫ ОРБИТ ЗВЕЗД S0-102 И S0-2. ВЕЛИЧИНА (О-С)

Star	P , г.	a , а.е.	e	i , °	ω , °	Ω , °	T_p , г.	ΣM , M_\odot	D , кпк	(О-С), "
S0-102 [29]	11.50	815	0.68	151*	185	175	2009.5	$4.1 \cdot 10^6$	7.7	0".007
S0-102 ПВД	11.53	815	0.67	33	182	172.8	2009.5	$4.1 \cdot 10^6$	7.35	8
S0-102 [30]	13.10	893	0.74	141.7*	133.5	129.9	2009.31	4.15×10^6	8.19	13
S0-102 ПВД	11.44	816	0.84	48.9	216.3	182.5	2010.3	4.15×10^6	8.19	5
S0-2 ПВД	14.06	925	0.82	55.4	235.3	26.24	2002.6	$4.1 \cdot 10^6$	7.7	13

Примечание: В двух случаях, отмеченных звездочкой (*), мы, согласно нашему алгоритму вычисления эфемериды, использовали величину наклонности как $180^\circ - i$, т.е. 29° и $38^\circ.3$, соответственно.

выделены (О-С), полученные по выбранной дуге, простым шрифтом - по всему имеющемуся наблюдательному ряду.

Можно отметить, что для звезды 61 Cyg [4], орбита которой также была получена по многолетнему ряду пулковских наблюдений, ошибка (О-С) составляла $0''.016 \div 0''.019$ в зависимости от относительной длины дуги.

7. Заключение. Выполнено динамическое исследование относительного движения широкой пары ADS 7251 в однородной инструментальной системе. Данная работа проводилась на основе классических наблюдений на длиннофокусном инструменте с привлечением результатов космических наблюдений и сравнением с наземными наблюдениями на больших инструментах. Исследование проводилось на основе однородного ряда многолетних наблюдений, максимально освобожденного от влияния систематических ошибок: использовался один инструмент, по возможности применялся один сорт эмульсии фотографистинок, измерение пластиинок производилось на одной измерительной машине. Определена новая орбита с использованием современного значения параллакса Gaia. В связи с разными оценками масс компонентов мы даем два варианта орбиты, отмеченных жирным шрифтом в табл.5. Наблюдения показали хорошую сходимость с положениями Hipparcos и Gaia. Кроме того, вычисленная эфемерида достаточно хорошо согласуется с отдаленными по времени наблюдениями наших предшественников В.Я.Струве и О.В.Струве.

Также показана эффективность разработанного в ГАО метода ПВД, применяемого для определения параметров визуально-двойных звезд, в ряде случаев, с использованием только относительно короткой наблюдательной дуги. Сравнение показало, что при достаточном числе наблюдений в течение одного сезона и продолжением наблюдений в течение многих лет, точность положений на длиннофокусном 65-см рефракторе сопоставима с наблюдениями на больших телескопах. Наблюдения продолжаются, есть возможность для улучшения орбиты на основе однородных наблюдений.

Дальнейшее исследование предполагает более подробное сравнение орбит, а также анализ, относящийся к п.7, 8 *Введения*.

В заключение мы хотим отметить, что наблюдательный материал, полученный в результате многолетних наблюдений в Пулкове и содержащий, кроме положений, также и фотометрические данные об этой звезде, не исчерпан. Имеется ряд наблюдений на пулковском нормальном астрографе. Данные по фотометрии можно использовать для исследования компонентов А и В, являющихся переменными вспыхивающими звездами типа UV Ceti. В связи с этим мы выражаем надежду на дальнейшее использование инструмента в современных научных целях.

Авторы выражают благодарность всем наблюдателям, принимавшим участие в накоплении данных. Работа поддержана грантом РФФИ № 20-02-0563A.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: natalia.shakht@yandex.ru dengorsh@mail.ru

RESEARCH OF THE ADS 7251 DOUBLE STAR BY MEANS OF PULKOV OBSERVATIONS WITH 65-cm REFRACTOR FROM 1962 TO 2018

N.A.SHAKHT, D.L.GORSHANOV, I.S.IZMAILOV, L.G.ROMANENKO

The paper represents the results of a study of the binary star ADS 7251 (STF 1321), based on a homogeneous series of observations with 65-cm refractor from 1962 to 2018 in Pulkovo. The errors of the average annual position ρ , θ are $0''.004$ and $0''.02$ for photographic and $0''.003$, $0''.01$ for CCD observations. Based on the obtained relative positions and the precise Gaia parallax, a new orbit is calculated. For comparison, we used modern observations of Hipparcos and Gaia, as well as Struve observations of XIX century. The study showed the best convergence with the observations of the past years using Gaia parallax. The errors calculated by O-C are $0''.008 \div 0''.011$. They are compared with errors obtained for other binary stars close to the Sun, as well as with the corresponding estimates obtained for star rotating around the central body of the Galaxy and observed on Keck and VLT telescopes. The relevance of observations of the components of ADS 7251 A and B as possible parent stars of exoplanets is noted.

Keywords: binary ADS 7251, GJ 338: orbit: mass: parallax: 61 Cyg, S0-2, S0-102: Galaxy Center

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A.Kiselev, O.V.Kiyaeva, I.S.Izmailov et al., Astron. Rep., **58**, 2, 2014.
2. I.S.Izmailov, E.A.Roshchina, A.A.Kiselev et al., Astron. Lett., **42**, 1, 2016.
3. D.L.Gorshanov, N.A.Shakht, A.A.Kiselev, Astrophysics, **49**, 386, 2006.
4. N.A.Shakht, D.L.Gorshanov, O.O.Vasilkova, Astrophysics, **60**, 507, 2017.

5. *E.B.Поляков, O.O.Василькова, Д.Л.Горшанов и др.*, Астрофизика, **61**, 495, 2018, (Astrophysics, **61**, 444, 2018).
6. *N.A.Shakht, D.L.Gorshanov, E.A.Grosheva et al.*, Astrophysics, **53**, 111, 2010.
7. *N.A.Shakht, D.L. Gorshanov, O.O.Vasilkova*, Proc. Symp. 310 IAU, **104**, 2014.
8. *N.A.Shakht, L.G.Romanenko, D.L.Gorshanov et al.*, Solar System Research, **50**, 56, 2016.
9. *E.Gonzàles-Álvares, M.R.Zapatero Osorio, J.A.Caballero et al.*, arXiv: 2003.13052v1 [astro ph.EP], 29 Mar 2020.
10. *J.Kammerer, S.P.Quanz*, Astron. Astrophys., **609**, A4, 2018.
11. *A.W.Mann, E.Gaidos, M.Ansdell*, arXiv:1311.0003v5 [astro-ph.EP], 2014.
12. *K.Chang*, Astron. J., **77**, 759, 1972.
13. *F.G.W.Struve*, Stellarum duplicium et multiplicium mensurae, Petropoli, 1837.
14. *O.Struve*, Pulkova Observations, **9**, 1878.
15. *J.Agati, L.D.Bonneau, A.Jorissen et al.*, Astron. Astrophys., **574**, A6, 2015.
16. Gaia Data Release 2, Gaia Collaboration, 2018.
17. *E.Hog, C.Fabricius, V.V.Makarov*, Astron. Astrophys., **355**, L27-30, 2000.
18. *J.D.Kirkpatrick, T.J.Henry, D.W.Jr.McCarthy*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **77**, 417, 1991.
19. *D.L.Nidever, G.W.Marcy, R.P.Butler et al.*, Astrophys. J., Suppl. Ser., **141**, 503, 2002.
20. *А.Г.Герасимов, Е.В.Поляков, Ю.Д.Пикин и др.*, "Измерительная техника", **4**, 1994.
21. *V.N.Frolov, Yu.K.Ananievskaya, D.L.Gorshanov et al.*, Astron. Lett., **36**, 338, 2010.
22. *A.A.Kiselev, O.V.Kiyaeva*, Soviet Astron., **24**, 708, 1980, (in Russian).
23. *A.A.Kiselev, L.G.Romanenko*, Astron. Rep., **40**, 795, 1996.
24. *A.A.Kiselev, Yu.N.Gnedin, E.A.Grosheva et al.*, Astron. Rep., **57**, 100, 2007.
25. *J.Hopman*, Mitt. Der Univ. Sternwarte Wien, **7**, 101, 1954.
26. *H.U.Güntzel-Lingner*, Astron. Nachr., **282**, 183, 1955.
27. *T.S.Boyajian, K.von Braun, G.van Belle et al.*, Astrophys. J., **757**, 112, 2012.
28. *L.G.Jaime, L.Aguilar, B.Pichardo*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **443**, 260, 2014.
29. *L.Meyer, A.M.Ghez, R.Schödel et al.*, Science, **338**, 84, 2, 2012b.
30. *M.Parsa, A.Eckart, B.Shahzamanian et al.*, Astrophys. J., **845**, 22 2017.
31. *A.M.Chez, S.Salim, N.N.Weinberg*, arXiv: 0808.2870v1 [astro-ph], 2008.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ Cyg OB7

Н.Д. МЕЛИКЯН

Поступила 29 мая 2020

Принята к печати 26 августа 2020

В работе приводятся результаты спектральных наблюдений известных эмиссионных звезд в области Cyg OB7. Получены 64 спектра для 9 эмиссионных звезд за период 2001-2007гг. На всех спектрах измерены эквивалентные ширины наиболее характерных для звезд типа Т Тельца спектральных линий. Отмечено, что все спектральные линии показывают сильные изменения. Спектры исследованных звезд находятся в спектральном диапазоне K8-M4. Две звезды (№12 и 23) показывают отрицательный бальмеровский скачок. На спектрах звезд №23 и 86 зарегистрированы запрещенные линии [OIII] 4959 Å и 5007 Å и [SII] 6716/31 Å, характерные для классических звезд типа Т Тав.

Ключевые слова: эмиссионные звезды: T Tau звезды: Cyg OB7

1. *Введение.* Открытие звездных ассоциаций имело важное значение в изучении проблемы эволюции звезд, так как решение многих вопросов звездной космогонии тесно связано с открытием и изучением этих физически неустойчивых систем [1-2]. Обнаружение и исследование Т ассоциаций путем $\text{H}\alpha$ обзоров очень эффективны. Такие обзоры нами начаты еще в 1979г. на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с помощью 4° объективной призмы. Наблюдения проводились в нескольких полях областей Цефея и Лебедя, где обнаружены больше 200 новых $\text{H}\alpha$ звезд [3-9]. Предварительный анализ наших первых наблюдений позволил вместе с $\text{H}\alpha$ эмиссионными звездами обнаружить также первые вспыхивающие звезды в этих областях [3,4], которые тесно связаны со звездами типа Т Тельца [10]. Особенно плодотворными оказались наблюдения, начатые в 2000г. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в области Cyg OB7 [11-20]. Исследования этой области позволили обнаружить множество интересных объектов. Только в небольшом участке с размерами 14'x 14' обнаружены 11 новых $\text{H}\alpha$ звезд, одна из которых показала вспышечную активность [18], две кометарные туманности, связанные с эмиссионными звездами и три группы НН объектов. Зарегистрировано образование нового туманного объекта в ближних инфракрасных лучах [11]. Фотометрические исследования звезд области позволили зарегистрировать неправильные изменения блеска у 42-х звезд области, в

частности у звезд с $\text{H}\alpha$ эмиссией [20]. Для 9 эмиссионных звезд получены спектры в период 2001-2007гг. Настоящая работа посвящена исследованию спектральных характеристик этих звезд.

2. Наблюдения. В работе приводятся результаты спектральных наблюдений, выполненных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории им. В.А.Амбарцумяна в 2000-2005гг., с применением спектральных камер ByuFOSC-2 [21] и SCORPIO [22], установленных в первичном фокусе телескопа. При работе с ByuFOSC-2 в качестве светоприемника использована CCD камера со светочувствительным элементом фирмы "Tomson", с размерами 1060 x 1028 пиксель. Наблюдения со спектральной камерой ByuFOSC-2 охватывают спектральную область 4200-6600 Å с пространственным разрешением 0".65. С приемной аппаратурой SCORPIO используется ПЗС матрица с размерами 2063 x 2058 пиксель. При прямых наблюдениях охватывается область размерами 14' x 14' с пространственным разрешением 0.42 пиксель. В спектральной моде используется гризма с дисперсионной решеткой 600 штрих/мм. В результате получается линейная дисперсия 1.7 Å /pix. С помощью спектральной камеры SCORPIO охватывается спектральная область 3900-7300 Å . Обе спектральные камеры позволяют проводить наблюдения как в режиме получения прямых изображений с широкополосными и узкополосными фильтрами, так и в режиме спектроскопии с длинной щелью. Более подробная информация об использованных аппаратах, фильтрах, о методике наблюдений и полученном наблюдательном материале представлена в наших ранних работах [11-14]. В настоящей работе использованы также спектральные наблюдения, полученные в 2007г. на 1.82-м телескопе обсерватории Азиаго (Италия) с помощью приемной аппаратуры AFOSC (Asiago Faint Object Spectrograph and Camera). Подробное описание работы спектральной камеры AFOSC и характеристик 1.82-м телескопа приводится в [23]. Наиболее важными преимуществами спектральной камеры AFOSC являются наблюдения высокого качества и гибкость выполнения различных видов наблюдений. При наблюдениях со спектральной камерой AFOSC были использованы три разные гризмы: 1) гризма 4 (спектральная область 3360-7740 Å , с $\lambda_{\text{cen}} = 5800 \text{ Å}$), 2) гризма 6 (спектральная область 3300-4900 Å , с $\lambda_{\text{cen}} = 4000 \text{ Å}$), и 3) гризма 8 (спектральная область 6250-8050 Å , с $\lambda_{\text{cen}} = 7000 \text{ Å}$) (см. [23]).

Отметим, что спектры 9 звезд получены с спектральной камерой SCORPIO. С помощью ByuFOSC получены спектры 5 звезд (№8, 10, 12, 22, 23). С спектральной камерой AFOSC получены спектры 6 звезд гризмой 4, и по 5 звезд гризмами 6 и 8.

3. Результаты наблюдений. Как было отмечено выше все программные звезды являются неправильными переменными. В табл.1 приводятся величины

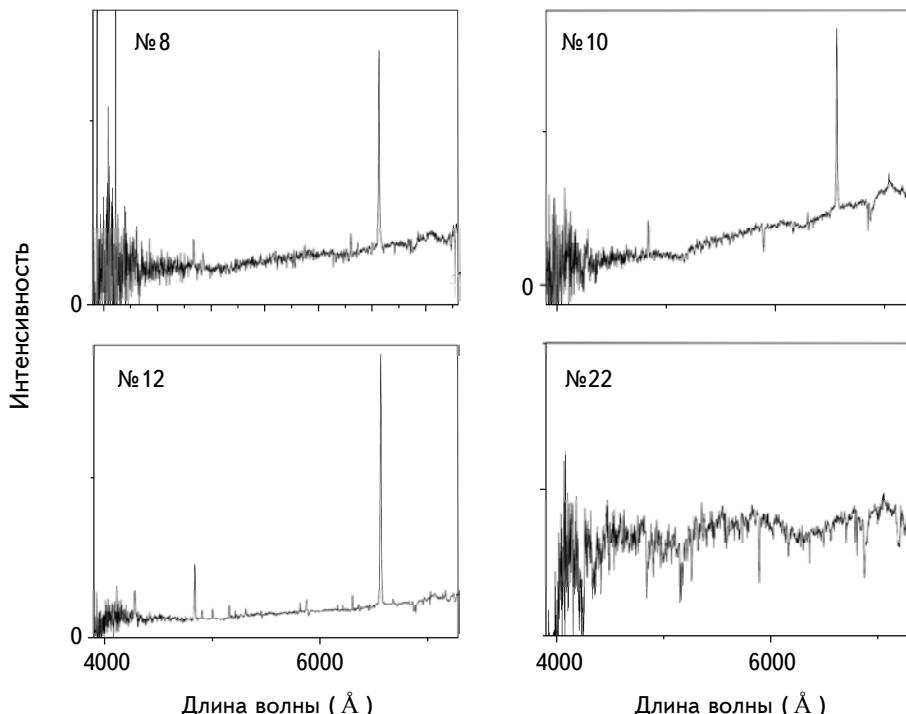
этих звезд в B , V , R , I лучах в их минимуме, и зарегистрированные амплитуды изменения блеска, взятые из работы [20]. Из данных таблицы

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД [20]

N	m_B	m_V	m_R	m_I	ΔB	ΔV	ΔR	ΔI
8	18 ^m .25	17 ^m .68	17 ^m .23	15 ^m .55	0 ^m .74	1 ^m .0	1 ^m .06	1 ^m .13
10	15.96	15.51	14.93	13.34	0.59	0.66	0.47	0.65
12	16.85	15.99	15.42	13.7		0.22	0.21	0.32
22	14.7	14.35	14.23	13.93		-	-	0.99
23	16.56	16.72	16.44	14.32	0.84	1.97	2.16	-
38	15.89	14.99	15.51	12.96		-	0.99	0.24
70	18.18	17.24	16.97	14.83		0.21	0.41	0.31
71	19.36	17.59	17.15	15.18	1.5	0.98	0.99	1.12
86	19.54	18.75	18.63	18.15		0.43	0.65	1.8

видно, что самая слабая звезда, для которой был получен спектр, имеет величину $m_B = 19^m.54$ (№86), а самая яркая - $m_B = 14^m.7$ (№22). Зарегистрированные амплитуды изменения блеска находятся в пределах от 0^m.21 до 2^m.16. Номера звезд в табл.1 соответствуют номерам, полученным в работе [20], где приводится также карта отождествления звезд.



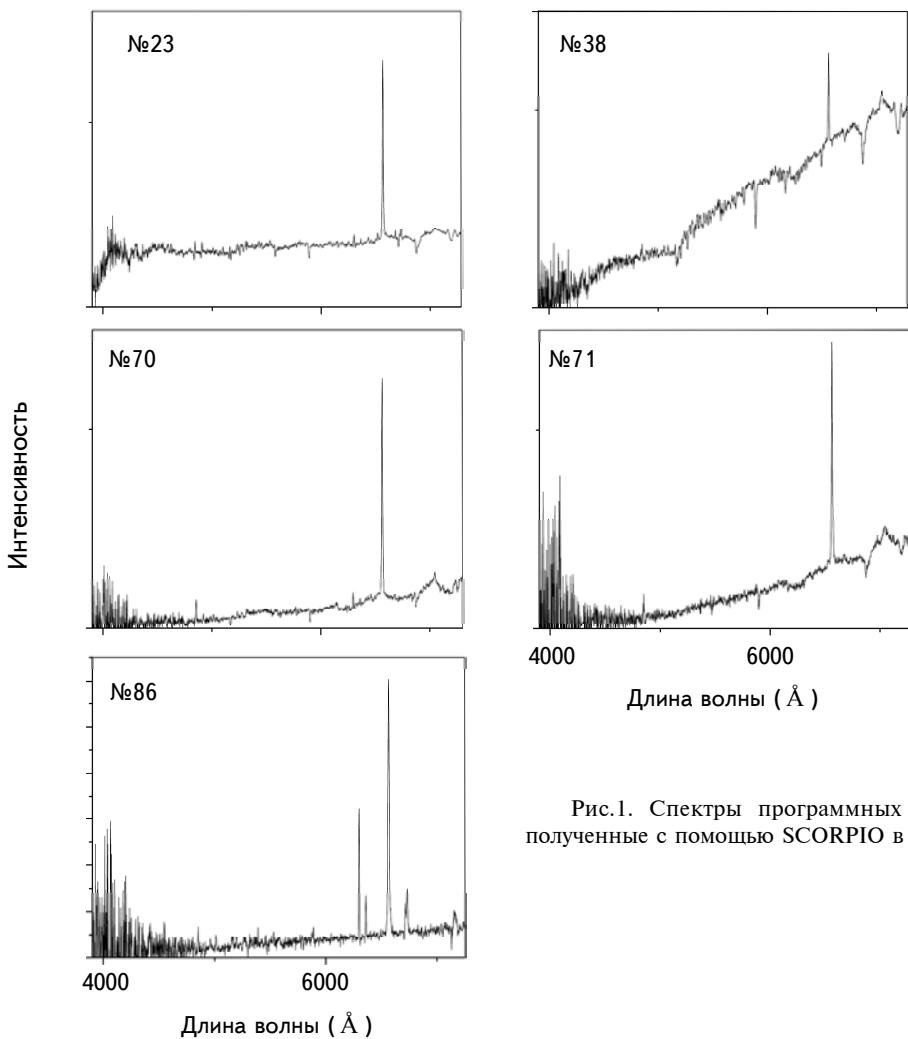


Рис.1. Спектры программных звезд полученные с помощью SCORPIO в 2004г.

На рис.1 для иллюстрации приводятся по одному спектру всех 9 звезд, полученному с помощью приемной аппаратуры SCORPIO в 2004г. На рисунке по оси абсцисс приводится длина волны в ангстремах, а по оси ординат - интенсивность в произвольных единицах.

На рис.1, все звезды, кроме звезды №22, являются эмиссионными. Звезда №22 включена нами в список эмиссионных звезд по результатам спектральных наблюдений с помощью приемной аппаратуры ByuFOSC в 2001г. [13], где четко зарегистрированы эмиссионные линии $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$, с соответственными эквивалентными ширинами 3.2 \AA и 2.4 \AA . В дальнейших спектральных наблюдениях, выполненных в 2004 и 2007гг., звезда не показывала признаков эмиссии. На рис.2а показан спектр этой звезды, полученный в 2001г., где

стрелками указаны эмиссионные линии $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$. На спектрах, полученных в 2004 и в 2007гг., эмиссия в $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ отсутствует, но видны абсорбционные линии CaII H и K слабой интенсивности (см. рис.2б), и очень слабое CaI 4227 Å . Зарегистрирована также линия LiI 6707 Å . Как известно линия CaI 4227 Å практически отсутствует в спектрах звезд типа О и В, и, максимальной интенсивности достигает у звезд спектрального класса М. Линии CaII H и K , отсутствуют у звезд класса О, достигают максимальной интенсивности у звезд класса K0, и можно следить за ними в некоторых случаях до спектрального класса М1. Линия Mgb по интенсивности сравнима с линией NaD . На спектрах видны также слабые полосы TiO , которые замечаются у звезд класса K8-М0. Перечисленные спектральные особенности звезды, а также распределение энергии в спектре, позволяют отнести ее к спектральному классу K8.

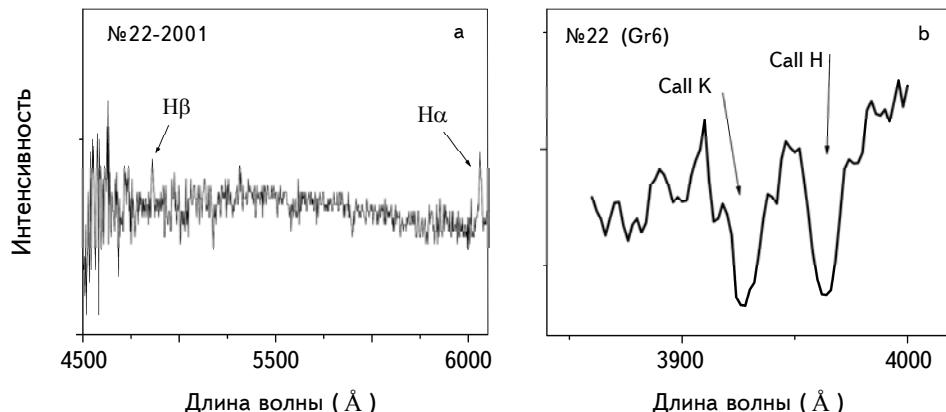


Рис.2. а) Показан спектр звезды №22, полученный в 2001г., стрелками показаны эмиссионные линии $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$. б) показаны линии поглощения CaII H и K , полученные в 2007г.

В табл.2 приводятся минимальные и максимальные значения эквивалентных ширин зарегистрированных эмиссионных линий, измеренные для всех наших программных звезд. Для измерений выбраны наиболее характерные линии для звезд типа Т Тав. Использованы спектры, полученные на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в 2001, 2004 и 2005гг., и спектры, полученные на 1.82-м телескопе обсерватории Падова в 2007г. В таблице приводятся результаты измерений эквивалентных ширин, уверенно отождествленных и наиболее характерных спектральных линий. Отметим, что буквой "w" в таблице отмечены те случаи, когда измеряемая линия слаба и величина эквивалентной ширины линии находится на уровне ошибок измерений.

Результаты измерений эквивалентных ширин показывают, что почти во всех случаях зарегистрированы изменения их значений со временем. У всех

Таблица 2

**ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ
СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ**

Сп. Линии	- EW(Å)								
	№8	№10	№12	№22	№23	№38	№70	№71	№86
Hα (min)	16	17	72	-	25.1	5.4	74.5	35.4	80.4
Hα (max)	61	26.1	87	3.2	52.9	7	-	-	114
Hβ (min)	6.7	2.6	30.3	-	25.1	0.4	20.4	16.4	>0
Hβ (max)	52.4	10.9	35.5	2.4	54.8	6.9	-	-	19
SII6716/31(min)					1.2				20.2
SII6716/31(max)					6				28.8
Li 6707(min)	w	w	w	-0.5	-1	-0.9	w	-	w
Li 6707(max)	-1.6	-1.15	-1.96	-1	-4.5	-1.1	-0.83	-	-2.2
OI 6300(min)	w	w	1.6	-	1.4	<1	w	-	44
OI 6300(max)	3.15	3	4.2	-	8	1.4	4.6	-	56.1
OI 6363(min)	w	w	0.43	-	0.4	w	w	-	14.5
OI 6363(max)	1.4	1.2	1.15	-	2.2	0.5	1.7	-	17.7

звезд зарегистрирована сильная эмиссия в Hα . В случае звезды №12 можно проследить за эмиссионными линиями водорода серии Бальмера до H10. Подробно остановимся на обсуждении спектральных характеристик каждой звезды отдельно.

3.1. Звезда №8, как эмиссионная, обнаружена во время поиска эмиссионных звезд в 2000г. [11]. Была обнаружена связанная со звездой кометарная туманность малых размеров, переменная в линиях [SII]6716/31 Å и Hα [13], которая позже повторно была обнаружена и получила название CN2 [24]. Фотометрические исследования позволили обнаружить неправильные изменения блеска звезды с достаточно большими амплитудами [20]. Неправильные изменения интенсивности эмиссионных линий зарегистрированы и при спектральных исследованиях. Зарегистрированы сильные изменения эквивалентных ширин линий Hα ($-16\text{ Å} \div -61\text{ Å}$) и Hβ ($-6.7\text{ Å} \div -52.4\text{ Å}$), запрещенных линий [OI] 6300 Å и 6363 Å (см. табл.2). Линии излучения Fe I слабые. На спектре, полученном в 2001г., видна эмиссия в линии HeI 5876 Å по эквивалентной ширине, сравнимой с линией поглощения NaD. По спектрам, полученным в 2004г., линия излучения HeI 5876 Å ослабла, а линия поглощения NaD на спектре отсутствует. На спектрах, полученных в 2007г., линия поглощения NaD опять появляется, но отсутствует излучение в линии HeI 5876 Å . Видна также слабая эмиссия HeI 6678 Å . На спектрах звезды, полученных в 2004г., четко выделяется линия поглощения Li 6707 Å ,

НАБЛЮДЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ Cyg OB7 603

которая также показывает изменения со временем. Замечаются некоторые слабые полосы поглощения TiO. Неправильные изменения блеска звезды [20] и эквивалентных ширина, а также наблюдаемые спектральные характеристики свидетельствуют о принадлежности звезды к типу Т Тельца спектрального класса M0.

3.2. Звезды №10, 38, 70 и 71 имеют похожие распределения энергии в спектрах. Отметим, что спектры звезд №70 и 71 получены только в 2004г. Все четыре звезды показывают неправильные изменения интегрального блеска [20]. Звезды №10, 38 показывают также изменения интенсивностей спектральных линий. У всех этих звезд наблюдаются: линия поглощения Li 6707 Å , эмиссионные линии водорода и запрещенные линии нейтрального кислорода [OI] 6300 Å и 6363 Å , а также другие линии, характерные для звезд типа Т Тельца. Все спектральные линии переменны, но если интенсивность линии H α у звезды №38 всегда $-EWH\alpha < 10\text{ Å}$, то у трех остальных $-EWH\alpha >> 10\text{ Å}$. На спектрах звезд хорошо видна MgI 5167-83 Å и полосы TiO, характерные для звезд спектрального класса M. По перечисленным спектральным характеристикам звезда №10 имеет спектральный класс M1, звезда №71 - M3 и звезды №38 и 70 имеют спектральный класс M4.

3.3. Спектры звезд №12, 23 и 86 наиболее интересны. Спектры первых двух звезд получены при всех наблюдательных периодах, а при наблюдениях, выполненных в 2007г. спектры этих звезд получены с помощью трех гризм, охватывающих разные участки спектра. Отметим, что в каждый период наблюдений получены по два спектра для каждой звезды в течение одной ночи. Никаких особых изменений при сравнении полученных пар спектров не обнаружено. Но значительные изменения в спектрах звезд зарегистрированы в разные годы.

На спектре №12 присутствуют линии излучения ионизованного железа $\lambda\lambda 4923\text{ Å}$, 5018 Å , 5169 Å и 5316 Å . Четко выделяются запрещенные линии [OI] $\lambda\lambda 6300\text{ Å}$ и 6363 Å . На спектре хорошо видна линия излучения HeI 5876 Å , которая по интенсивности вдвое превышает интенсивность линии поглощения NaD ($EW5876\text{ Å} = -3.6\text{ Å}$; $EWNaD = 1.7\text{ Å}$). На спектрах звезды можно также заметить линию излучения HeI 6678 Å и линию поглощения LiI 6707 Å . В 2004г. усилены эмиссионные линии ионизированного железа, тогда как в 2005г. они практически отсутствуют или сильно ослаблены, но появляются слабые следы полос TiO. В 2007г. линии ионизированного железа вновь усилены, но отсутствует линия поглощения LiI 6707 Å . На рис.3 показан спектр звезды №12, полученный в 2007г. с помощью приемной аппаратуры AFOSC с гризмой 6. Охватывается спектральная область 3600-4900 Å . На рисунке хорошо видны отрицательный бальмеровский скачок и

сильные линии излучения водорода до H10. Отметим, что изменяется также распределение энергии в спектре, звезда становится более голубой. На спектре, полученном с гризмой №6 (AFOSC), зарегистрированы сильные эмиссионные линии CaII H&K, CaI 4227 Å и, по-видимому, виден слабый след излучения HeII 4686 Å, что также свидетельствует о высокой температуре звезды. В целом, во время наблюдений спектр звезды изменяется от K8 до M1.

Эмиссионная звезда №23 обнаружена в 2000г. [11]. Было показано, что

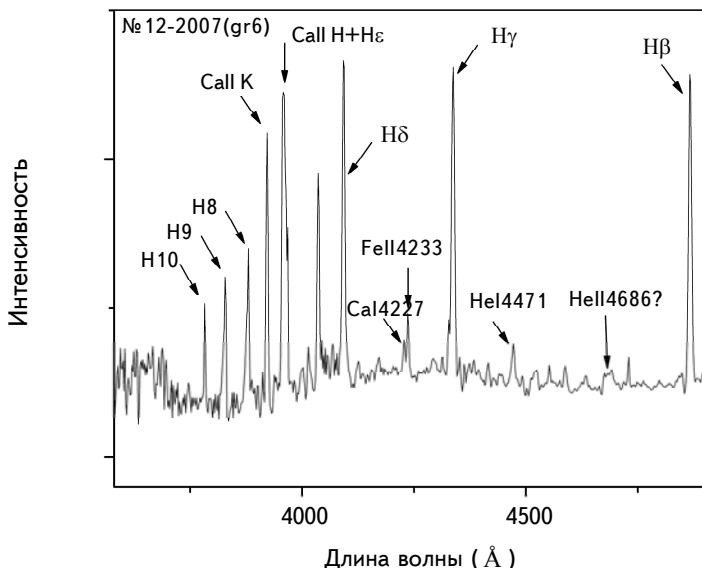


Рис.3. Спектр звезды №12, полученный в 2007г. с помощью гризмы 6 приемной аппаратуры AFOSC. Охватывается спектральная область 3600-4900 Å .

она вместе со звездами №8, 10 и 12, по всей вероятности, составляет неустойчивую физическую систему типа Трапеции [13]. На спектрах звезды видны почти все эмиссионные линии, зарегистрированные у звезды №12, кроме эмиссии в линии HeI 5876 Å и водородных линий короче He (по-видимому эмиссия линии CaII H частично усиlena эмиссией в He) (рис.4а). Интересными отличиями от звезды №12 являются наличие на спектрах слабых эмиссионных линий SII 6716/6731 Å (рис.4б), а также очень слабые следы дважды ионизованного кислорода [OIII] 4959 Å и 5007 Å . Из линий поглощения следует отметить наличие триплета Mg II (5167, 5172, 5183 Å), некоторых слабых молекулярных полос TiO и присутствие LiI 6707 Å значительной интенсивности. На рис.4с приводится участок линий SII 6716/6731 Å на спектре, полученный в 2007г. на 1.82-м телескопе с помощью приемной аппаратуры AFOSC. Спектр получен с гризмой №8. На рисунке видно, что линия LiI 6707 Å слабее, чем на рис.4б. На спектрах звезды

видны все эмиссионные линии, характерные для звезд типа Т Тав. Наличие молекулярных полос TiO и распределение энергии в спектре звезды позволяют отнести ее к спектральному классу M0.

Эмиссионная звезда №86, а также кометарная туманность, связанная со

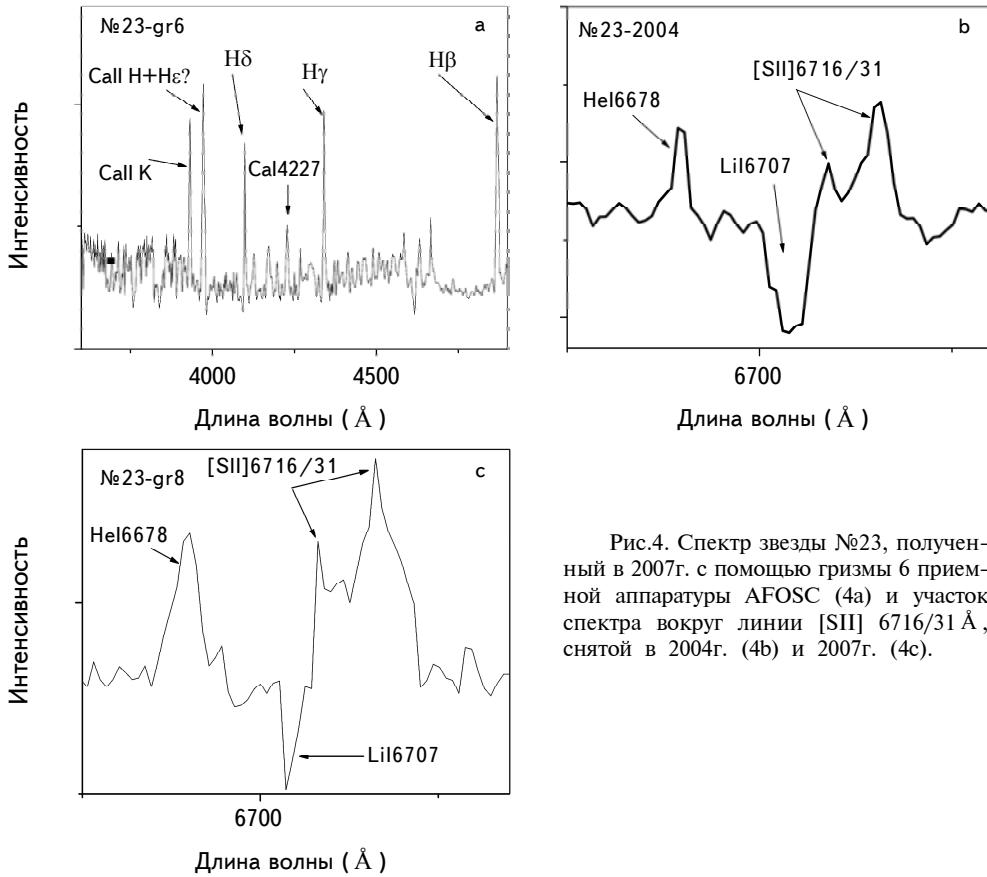


Рис.4. Спектр звезды №23, полученный в 2007г. с помощью гризмы 6 приемной аппаратуры AFOSC (4а) и участок спектра вокруг линии [SII] 6716/31 Å, снятой в 2004г. (4б) и 2007г. (4с).

звездой, обнаружены нами в 2000г. [11] и повторно в 2003г. [24]. Зарегистрирована переменность яркости звезды с наибольшей амплитудой изменения блеска в ближних инфракрасных лучах $\Delta m(I) = 1^m.8$ [20]. На рис.5а, б показаны спектры звезды, полученные в 2004 и 2005гг. На спектрах звезды, полученной в 2004г. (4а), уверенно отождествлены эмиссионные линии $H\beta$, [OIII] 4959 Å и 5007 Å, HeI 5876 Å и рядом почти вдвое сильная эмиссия линии NaD (см. рис.5с), эмиссия в линиях [OI] 6300 Å и 6363 Å, $H\alpha$ и линии [SII] 6716/31 Å, на спектре замечаются также слабые эмиссии ионизованного железа. Следует отметить, что из 9 программных звезд только у звезды №86 зарегистрирована линия NaD в эмиссии. Можно заметить слабый след линии поглощения Li 6707 Å, которая, по-видимому, частично залита интенсивным крылом

линии [SII] 6716 Å . На спектрах, полученных в 2005г.(рис.4б), уверенно отождествляются только эмиссии в линиях [OI] 6300 и 6363 Å , H α и [SII] 6716/31 Å . Не видна также эмиссия в H β и [OIII]4959 Å и 5007 Å вероятно из-за слабого сигнала в этой области спектра. Отметим, что во время наблюдений в 2005г. звезда находилась в минимуме блеска. На спектрах, полученных в 2005г., линия HeI 5876 Å отсутствует. Линия NaD в эмиссии или в поглощении не зарегистрирована.

Наличие характерных для переменных типа Т Тельца эмиссионных линий,

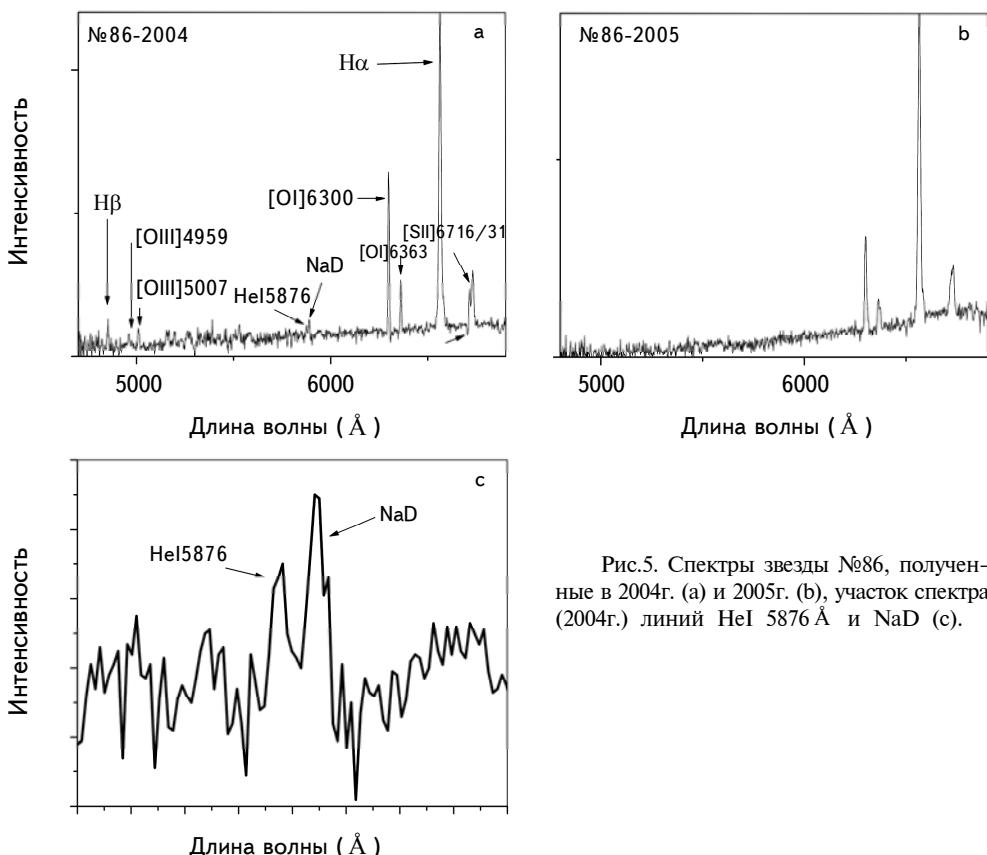


Рис.5. Спектры звезды №86, полученные в 2004г. (а) и 2005г. (б), участок спектра (2004г.) линий HeI 5876 Å и NaD (с).

их сильная переменность, а также неправильные изменения яркости звезды [20] указывают на ее принадлежность к этому типу переменных. По распределению энергии в спектре звезды и при наличии слабых полос TiO звезду можно отнести к спектральному классу M0.

4. Заключение. Для 9 звезд в разные годы получены 64 спектра. На каждой из них измерены эквивалентные ширины спектральных линий наиболее

характерных для звезд типа T Tau. Уже первые результаты нашего поиска Нα объектов позволили предположить о наличии новой Т ассоциации в области Cyg OB7 [13]. Однако только наличие эмиссии в Нα еще не доказывает принадлежность звезды к переменным типа T Tau. Линией Нα обладают многие звезды, в том числе и вспыхивающие звезды типа UV Ceti, но известно, что эквивалентная ширина линии Нα у звезд типа T Tau, в отличие от вспыхивающих звезд, всегда больше 5-10 Å [25]. Интенсивности эмиссионных линий водорода у звезд типа T Tau строго коррелируют между собой, и при изменениях блеска одновременно усиливаются или ослабевают. Неправильные изменения блеска у звезд типа T Tau сопровождаются изменениями их спектров, что сильно затрудняет определение спектрального класса. Используя известные критерии классификации звезд [25], были определены средние спектральные классы наших программных звезд. Спектральные классы программных звезд находятся в интервале K8-M4. На спектрах звезд №12 и 23, полученных с помощью гризмы №6 (AFOSC), зарегистрирован отрицательный бальмеровский скачок, а у звезды №12 линии излучения водорода прослеживаются до H10. У всех звезд, кроме звезды №22, зарегистрированы сильные эмиссионные линии, а также линия поглощения LiI 6707, характерная для звезд типа T Tau. На спектрах звезд №23 и 86 зарегистрированы также запрещенные линии [OIII] 4959 Å и 5007 Å и [SII] 6716/31 Å, характерные для классических звезд типа T Tau и свидетельствующие о наличии молекулярных выбросов. Неправильные изменения яркости звезд [20], сильные изменения интенсивностей эмиссионных линий и зарегистрированные спектральные характеристики подтверждают ранее сделанное предположение о наличии в этой области новой Т ассоциации [13].

Автор благодарит Р.Навасардян, бывшую сотрудницу Астрономической обсерватории Падова (Италия), за полученные по нашей просьбе спектры звезд на 182-см телескопе обсерватории Падова в 2007г.

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

SPECTRAL OBSERVATIONS OF EMISSION STARS IN CYG OB7

N.D.MELIKIAN

The results of spectral observations of known emission stars in Cyg OB7 are presented. 64 spectrums of 9 emission stars received in the period 2001-2007. On all spectrums equivalent widths of the most characteristic spectral lines for T Tau type stars were measured. It is shown that all spectral lines during the observations show strong changes. The spectral classes of studied stars are in the spectral range K8-M4. Two stars (№12 and 23) are show negative Balmer Jump. On the spectrums of stars №23 and 86, forbidden emission lines of [OIII] 4959 Å and 5007 Å , as well as [SII] 6716/31 Å , characteristics of classical T Tau type stars, are registered.

Keywords: *emission stars: T Tau stars: Cyg OB7*

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.А.Амбарцумян*, Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, 1947.
2. *В.А.Амбарцумян*, Астрон. ж., **26**, 3, 1949; Научные труды, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1960, т.2, с.7.
3. *N.D.Melikian, I.Jankovics, K.P.Tsvetkova et al.*, IBVS, 1750, 1980.
4. *I.Jankovics, N.D.Melikian, M.K.Tsvetkov*, IBVS, 1779, 1980.
5. *N.D.Melikian, V.S.Shevchenko, S.Yu.Melnikov*, IBVS 3073, 1987.
6. *Н.Д.Меликян, В.С.Шевченко*, Астрофизика, **32**, 169, 1990.
7. *Н.Д.Меликян*, Астрофизика, **37**, 219, 1994, (Astrophysics, **37**, 130, 19940).
8. *Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян*, Астрофизика, **39**, 57, 1996, (Astrophysics, **39**, 27, 1996).
9. *Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Л.Г.Ахвердян и др.*, Астрофизика, **39**, 217, 1996, (Astrophysics, **39**, 115, 1996).
10. *В.А.Амбарцумян*, Астрофизика, **6**, 31, 1970 (Astrophysics, **6**, 11, 1970).
11. *Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян*, Астрофизика, **44**, 265, 2001, (Astrophysics, **44**, 216, 2001).
12. *Г.А.Арутюнян, Н.Д.Меликян*, Астрофизика, **44**, 431, 2001, (Astrophysics, **44**, 352, 2001).
13. *Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян*, Астрофизика, **46**, 353, 2003, (Astrophysics, **46**, 282, 2003).
14. *Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян*, Астрофизика, **49**, 375, 2006,

НАБЛЮДЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ Cyg OB7 609

(Astrophysics, **49**, 320, 2006).

15. *Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян и др.*, Астрофизика, **50**, 17, 2007, (Astrophysics, **50**, 10, 2007).
16. *Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо и др.*, Астрофизика, **51**, 229, 2008, (Astrophysics, **51**, 189, 2008).
17. *Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян*, Астрофизика, **53**, 549, 2010, (Astrophysics, **53**, 490, 2010).
18. *Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян и др.*, Астрофизика, **54**, 423, 2011, (Astrophysics, **54**, 377, 2011).
19. *Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Х.Гомес*, Астрофизика, **59**, 547, 2016, (Astrophysics, **59**, 484, 2016).
20. *Н.Д.Меликян, Х.Гомес*, Астрофизика, **60**, 565, 2017, (Astrophysics, **60**, 520, 2017).
21. *T.A.Movsessian, J.Boulesteix, J.-L.Gach et al.*, Baltic Astron., **9**, 652, 2000.
22. *V.L.Afanasiev, E.B.Guzhur, S.R.Zhelenkov et al.*, Bull. Special Astrophys. Observ., **58**, 90, 2005.
23. *S.Desidera, D.Fantinel, E.Giro et al.*, "AFOSC USER Manual", Osservatorio Astronomico di Padova, Version, **1**, 2, 2003.
24. *T.Movssian, T.Khanzadyan, T.Magakian et al.*, Astron. Astrophys., **412**, 147, 2003.
25. *C.Jaschek, M.Jaschek*, The Classification of Stars, Cambridge Univ. Press, 1987.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ В СПЕКТРАХ СВЕРХГИГАНТОВ РАННИХ ТИПОВ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 12 июня 2020

В статье проводится теоретическое исследование изменений некоторых характеристик спектров сверхгигантов ранних типов, обусловленных рассеянием излучения в непрерывном спектре. В качестве механизма рассеяния рассматривается томсоновское рассеяние на свободных электронах, хотя применяемый подход является достаточно общим. Выявлена причина изменений в спектральном классе звезды при постоянстве балометрической светимости и поверхностной температуры, приводятся условия, необходимые для их осуществления. Изучается влияние рассеяния в континууме на величины скачков интенсивностей в водородном спектре в зависимости от степени ионизации. Выявлены условия, при которых начинает действовать механизм Шустера образования эмиссионных линий как в изотермической атмосфере, так и в атмосфере с температурным градиентом.

Ключевые слова: звезды *супергиганты: скачки интенсивности: эмиссионные линии: томсоновское рассеяние*

1. Введение. Среди сверхгигантов ранних типов важное место занимают звезды спектрального класса А и смежных подклассов типов В и F. Эти звезды визуально наиболее яркие не только в нашей галактике, но и в других галактиках. Имеются бесспорные доказательства об истечении вещества и существовании расширяющихся оболочек у всех указанных объектов. Являясь частью яких голубых переменных (LBV) звезд, они характеризуются относительно спокойным состоянием, прерывающимся время от времени извержениями звездной материи. Оболочки ускоряются вследствие давления излучением и образуют более или менее непрозрачные ветры с относительно небольшой конечной скоростью [1,2].

Хорошо установлено, что в формировании спектров указанных звезд важную роль играет рассеяние излучения в непрерывном спектре. Из ряда возможных механизмов рассеяния обычно рассматривается томсоновское рассеяние на свободных электронах. Высокая температура и разреженная плазма с высокоионизованным водородом и, частично, гелием делают данный механизм основным [3].

Понимание о важности учета явления рассеяния в непрерывном спектре восходит к работам Шустера [4]. Механизм томсоновского рассеяния на

свободных электронах в применении к атмосферам звезд ранних типов рассматривался Амбарцумяном в [5]. Он пришел к выводу, что цветовые температуры указанных звезд могут отличаться от эффективных температур, поэтому замена последних цветовыми температурами приведет к уменьшению оценочных значений радиусов таких звезд. Для температур порядка 10^5K он определил верхний предел плотности газа, ниже которого механизм томсоновского рассеяния становится важным.

Одним из эффектов рассеяния в непрерывном спектре является его влияние на линейчатый спектр. В частности, от относительной роли данного рассеяния зависит появление линий в абсорбции или в эмиссии. Задача о выявлении условий образования эмиссионных линий в атмосферах звезд рассматривалась в ряде работ, например, в [6-8], а также в [9], где использовался принцип инвариантности Амбарцумяна [10,11] и ряд других результатов, полученных в [12,13].

Сильно выраженная нестационарность массивных звезд высокой светимости проявляется в изменчивости не только их спектрального класса, но и эмиссии и поглощения, спектральных скачков, профилей линий и т.д. Подробное и всестороннее исследование указанных явлений несомненно способствует лучшему пониманию эволюции указанных звезд, находящихся на стадиях развития после выгорания водорода. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию проявлений различного рода нестационарностей указанных звезд и обобщению результатов, полученных ранее нами в [9,14].

План изложения материала такое: в следующем разделе в приближении серой атмосферы исследуется эффект дрейфа частотного распределения спектра звезды, обусловленный рассеянием излучения в непрерывном спектре. Обсуждаются возможные ошибки, которые могут возникнуть при интерпретации некоторых наблюдательных данных. В разделе 3 описывается влияние томсоновского рассеяния в континууме на величины лаймановского, бальмеровского и пашеновского скачков в спектре водорода в зависимости от степени ионизации. В последующих трех разделах исследуется вопрос об условиях появления эмиссионных линий, связанных с действием механизма Шустера. Особое внимание уделяется атмосфере с градиентом температуры и различным механизмам распределения по частотам внутри линий.

2. Частотное распределение потока излучения, выходящего из серой атмосферы. Мы начнем с исследования влияния рассеяния в континууме на наблюдаемый спектр. Следует оговориться, что для приводимых ниже рассуждений сам тип механизма не важен, хотя имеется в виду именно томсоновское рассеяние на свободных электронах, играющее важную роль в формировании спектров рассматриваемых нами звезд-сверхгигантов ранних

типов.

Уравнение переноса излучения в рассматриваемой нами задаче пишется в виде

$$\eta \frac{dI_v}{dr} = -(\alpha_v + \sigma)I_v + \sigma J_v + \alpha_v B_v(T), \quad (1)$$

где α_v и σ - коэффициенты истинного поглощения и рассеяния в непрерывном спектре, отнесенные к единице длины, $B_v(T)$ - функция Планка и

$$J_v = \int I_v \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (2)$$

Обычное граничное условие в рассматриваемой задаче $I_v(0, \eta) = 0$ при $\eta > 0$.

Хорошо известно (см., например, [15,16]), что явление рассеяния не влияет на вид условия лучистого равновесия, поскольку при таком процессе существует баланс между падающей и рассеянной энергиями и соответствующие им члены в условии лучистого равновесия взаимно уничтожаются. Поэтому имеем

$$\int_0^\infty \alpha_v J_v d\omega = \int_0^\infty \alpha_v B_v(T) d\omega. \quad (3)$$

Рассмотрим серую полубесконечную водородную атмосферу, которая снаружи не освещается. В качестве среднего коэффициента поглощения выберем планковское среднее [15,16], задающееся формулой

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_0^\infty \alpha_v B_v(T) d\omega}{\int_0^\infty B_v(T) d\omega}. \quad (4)$$

Заменяя в уравнении (1) α_v на $\bar{\alpha}$ и интегрируя обе части уравнения по всем частотам, можем написать

$$\eta \frac{dI_v}{d\tau} = (1 + \gamma)I_v - \gamma J - B(T), \quad (5)$$

где $d\tau = -\bar{\alpha} dr$, $\gamma = \sigma/\bar{\alpha}$, и

$$J = \int_0^\infty J_v d\omega, \quad B(T) = \int_0^\infty B_v(T) d\omega. \quad (6)$$

Теперь условие лучистого равновесия (3) может быть записано в виде

$$J = B(T) = \frac{ac}{4\pi} T^4, \quad (7)$$

где a - постоянная Стефана. Уравнение переноса (5) приобретает вид

$$\eta \frac{dI}{dr} = I(t, \eta) - B(T), \quad (8)$$

и задача сводится к решению классического уравнения Милна относительно $J(t)$, где $t = (1 + \gamma)\tau$, (предполагается, что коэффициенты поглощения и рассеяния не меняются с глубиной)

$$J(t) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} J(t') Ei(|t - t'|) dt' \quad (9)$$

с хорошо известным решением

$$J(t) = \pi F[t + q(t)], \quad (10)$$

где $q(t)$ - функция Хопфа. С учетом (6) для градиента температуры находим

$$T(t) = T_{eff}[t + q(t)]^{1/4}. \quad (11)$$

Таким образом, функциональный вид температурного градиента сохраняется, однако непрозрачность среды в нашей задаче обусловлена как истинным поглощением, так и рассеянием.

Рис.1а демонстрирует ход температуры с оптической глубиной в зависимости от τ . Как и следовало ожидать, когерентному томсоновскому рассеянию подвергаются кванты всех длин волн, что приводит к увеличению непрозрачности среды, затрудняя тем самым выход квантов из нее, аналогично классическому покровному эффекту. В результате, очевидно, что рост температуры с глубиной в среде становится круче. Важно подчеркнуть, что это происходит при постоянстве эффективной температуры (как и поверхностной температуры в приближении Эддингтона) и интегрального потока. Отсюда, в свою очередь, следует, что звезда, в поверхностных слоях атмосферы которой имеют место процессы рассеяния, не меняет свою болометрическую

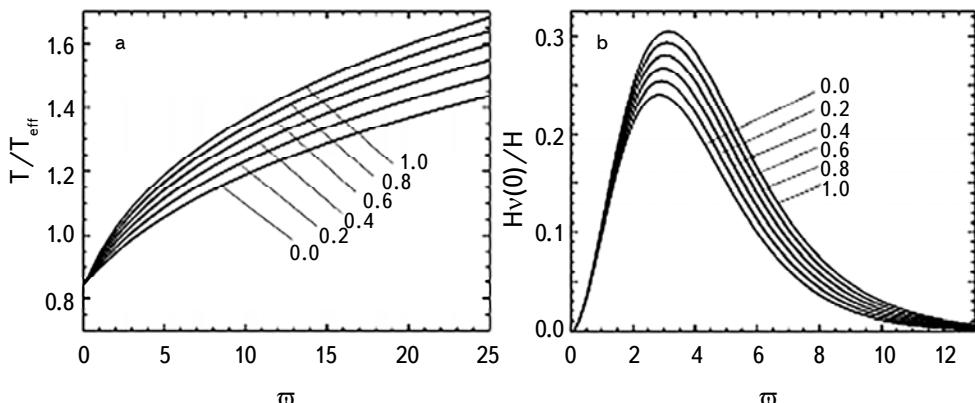


Рис.1. а) Изменение температуры с глубиной при отмеченных значениях γ . б) Спектральное распределение потоков выходящего излучения при отмеченных значениях γ .

светимость. В то же время наблюдатель, очевидно, обнаружит изменения в спектре звезды в виде смещения потока излучения в сторону коротких волн. Это видно на рис.1б, где показана зависимость спектрального распределения потоков излучения от γ в приближении Эддингтона

$$\frac{H_v(0)}{H} = 0.31\varpi^3 \int_0^\infty \frac{E_2(\tau) d\tau}{e^{\varpi p(\tau, \gamma)} - 1}, \quad (12)$$

где $\varpi = h\nu/kT_e$, $p(\tau, \gamma) = \frac{3}{4}(1+\gamma)\tau + \frac{1}{2}$. Из приведенной картины явствует, что спектральный класс звезды перемещается в сторону более ранних классов без изменений в светимости. На диаграмме Герцшпрунга-Рассела это представляется как дрейф влево параллельно горизонтальной оси спектральных классов.

Количественную картину смещения спектрального класса демонстрирует рис.2. Показано как и в какой мере процессы рассеяния влияют на наблюдаемый спектр. В частности, из рис.2а можно заключить, что даже небольшие изменения величины γ приводят к смещению спектра на несколько подклассов. В начале работы отмечалось, что такие изменения могут привести к ошибкам при оценке радиусов звезд с использованием хорошо известной формулы [15,16]

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4, \quad (13)$$

в которой эффективная температура заменяется цветовой. Здесь мы укажем на также другие возможные ошибки, которые могут возникнуть при использовании диаграммы (L vs T_{eff}) Герцшпрунга-Рассела для пекулярных звезд рассматриваемого типа. Действительно, при известной светимости звезды, а также ее радиуса, измеренного независимым путем, спектральный класс, определенный с помощью диаграммы, может отличаться от реального.

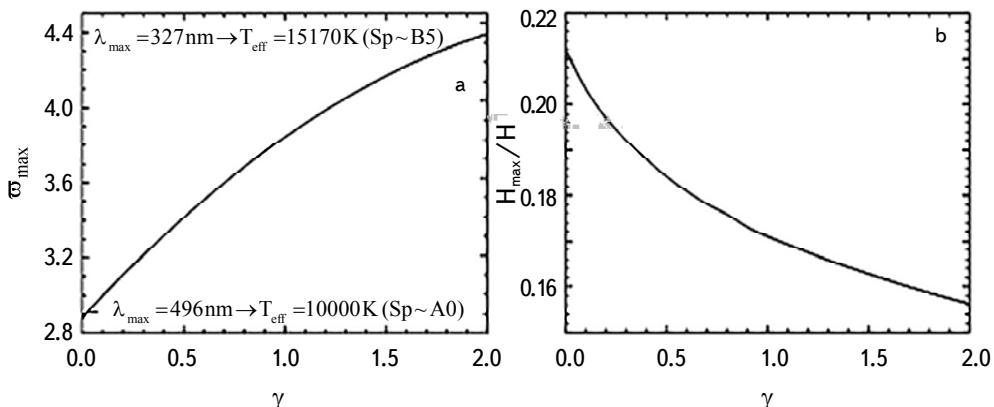


Рис.2. а) Изменения в спектральном классе при увеличении роли рассеяния в непрерывном спектре. б) Зависимость максимального значения наблюдаемого потока от γ .

Обратимся теперь к вопросу о том, при каких условиях эффект томсоновского рассеяния становится важным. Данный вопрос для гелиевой атмосферы, в применении к звездам типа WR при $T=10^5$ К, был рассмотрен Амбарцумяном в [5]. С использованием формулы для среднего коэффициента поглощения из [17,18] для верхнего предела плотности газа он получил $\rho \leq 10^{-9}$ г/см³, что соответствует плотности электронов порядка 10¹⁵ см⁻³. Вычисленные нами аналогичные оценки для водородного спектра при $T=10^4$ К составляют $\rho \leq 10^{-13}$ г/см³ и, соответственно, $n_e \leq 10^{11}$ см⁻³.

Представляет большой интерес также влияние рассеяния в непрерывном спектре в различных диапазонах спектра. Для этой цели рассмотрим водородный спектр, коэффициент поглощения для которого задается известной формулой (см., например, [16])

$$\alpha_v = C(T) \frac{n_e n^+}{v^3} \left\{ \frac{2\chi_1}{kT} \sum_{i=i_0}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{-\chi_i/kT} + 1 \right\} \left(1 - e^{-hv/kT} \right), \quad (14)$$

где коэффициенты Гаунта приняты равными единице и

$$C(T) = \frac{2\pi^2 e^6 k T}{3\sqrt{3} c h(2\pi m k t)^{3/2}} \quad (15)$$

(для остальных величин приняты обычные обозначения: h и k - постоянные Планка и Больцмана, e и m - заряд и масса электрона). Величина i_0 определяется из условия $h v \geq \chi_i$. Для $T=10^4$ К это дает

$$\alpha_v = 36.71 \cdot 10^5 \frac{n_e n^+}{v^3} \left[31.44 \cdot (7.05 \cdot 10^6 + 6.44 + 0.21 + \dots) + 1 \right] \left(1 - e^{-hv/kT} \right). \quad (16)$$

Для нас представляют интерес первые более высокие по величине слагаемые в скобках, которые соответствуют последовательно сериям Лаймана, Бальмера и Пашена. Нам необходимы осредненные приближенные значения коэффициентов поглощения для каждого из указанных диапазонов в коротковолновой окрестности скачков указанных серий. Представляя эти величины в виде $\alpha_v = A n_e n^+ \text{ см}^{-1}$, находим соответственно $A = 2.3 \cdot 10^{-32}$, $1.4 \cdot 10^{-36}$, $5.4 \cdot 10^{-37}$. С другой стороны, для томсоновского рассеяния мы имеем $\sigma = n_e \sigma_0$, где величина

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2, \quad (17)$$

выражающаяся через классический радиус электрона, равна $6.65 \cdot 10^{-25}$ см². Тогда, в предположении, что водород полностью ионизован, имеем $\sigma/\alpha_v = 2.9 \cdot 10^7 n^{-1}$ в окрестности лаймановского скачка и $4.8 \cdot 10^{11} n^{-1}$, $1.2 \cdot 10^{12} n^{-1}$ для бальмеровского и пашеновского скачков, соответственно. Мы видим, что в разреженной плазме эффект томсоновского рассеяния начинает проявляться с электронных

плотностей 10^{12} см^{-3} и ниже, что при полностью ионизованном водороде соответствует плотностям порядка 10^{-12} г/см^3 . Этот результат согласуется с результатом, полученным Амбарцумяном в связи с звездами WR. В то же время видно, что эффект томсоновского рассеяния начинает проявляться, в первую очередь, в длинноволновой области спектра, в то время как данный эффект в UV области становится измеримым лишь при плотностях ниже $10^6, 10^7 \text{ г/см}^3$.

3. Влияние томсоновского рассеяния на скачки интенсивностей.

Рассмотрим влияние многократного когерентного рассеяния на скачки интенсивностей в водородном спектре. Для этой цели обратимся к исходной задаче, задаваемой уравнением переноса излучения (1), которая в эддингтоновском приближении сводится к системе уравнений

$$\frac{1}{3} \frac{dJ_v}{d\tau} = (k_v + \gamma) \bar{H}_v, \quad \frac{1}{3} \frac{d\bar{H}_v}{d\tau} = k_v (J_v - B_v(T)), \quad (18)$$

где, как и выше, $d\tau = -\bar{\alpha} dr$, $k_v = \alpha_v / \bar{\alpha}$ и $\bar{H}_v = H_v / 2\pi$. Данную систему можно свести к решению уравнения

$$\frac{d^2 J_v}{d\tau^2} = \bar{\kappa}_v^2 (J_v - B_v(T)), \quad (19)$$

где $\bar{\kappa}_v^2 = 3k_v(k_v + \gamma)$.

При решении (19) в разложении $B_v(T)$ по τ ограничимся первыми двумя членами, так что $B_v(T) = B_v(T_0)(1 + \beta_v \tau)$, где [16]

$$\beta_v = \frac{3}{8} \frac{h\nu}{kT_0} \left(1 - e^{-h\nu/kT_0}\right)^{-1}. \quad (20)$$

Уравнение (20) решается при обычных предположениях об отсутствии падающего извне излучения и ограниченности решения на больших глубинах. Мы имеем

$$\bar{H}_v(0) = B_v(T_0) \left(1 + \frac{\beta_v}{\bar{\kappa}_v}\right) \Bigg/ \left(2 + \sqrt{3 \left(1 + \frac{\sigma}{\alpha_v}\right)}\right), \quad (21)$$

что позволяет определить искомые значения скачков $\bar{H}_{v>v_0} / \bar{H}_{v<v_0}$, где $\bar{H}_{v>v_0}$ и $\bar{H}_{v>v_0}$ - выходящие потоки излучения непосредственно до и после скачка. Знание $\alpha_{v>v_0} / \bar{\alpha}$ и $\alpha_{v>v_0} / \bar{\alpha}$ из (16) приводит к требуемому результату.

Рис.3, 4 показывают зависимость лаймановской, бальмеровской и пашенновской скачков $D = \log(H_{v>v_0} / H_{v<v_0})$ от относительной роли томсоновского рассеяния γ . На каждом рисунке изображены две кривые, которые относятся к изотермической атмосфере (пунктир) и к атмосфере с температурным градиентом в линейном приближении (сплошная линия). Приведенные кривые позволяют делать ряд важных выводов. Как и можно было ожидать, скачки, образуемые в атмосфере с меняющейся с глубиной температурой больше, нежели скачки в изотермической атмосфере.

Далее, процесс рассеяния в изотермической атмосфере приводит к появлению скачков в результате того, что кванты с частотой до и после скачков выходят из разных глубин и число рассеяний претерпеваемые ими прежде, чем покинуть атмосферу, различно.

Увеличение роли рассеяния, естественно, больше сказывается на квантах, которые выходят из более глубоких слоев атмосферы, поэтому величины скачков, как правило, растут с увеличением γ . Данный эффект аналогичен поведению профилей линий поглощения в ядре и крыльях с увеличением вероятности переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния. Более сложная картина наблюдается в случае атмосферы с температурным градиентом, где скачки образуются и при отсутствии рассеяния. Здесь поведение величины скачка от γ зависит от относительной роли процессов истинного поглощения

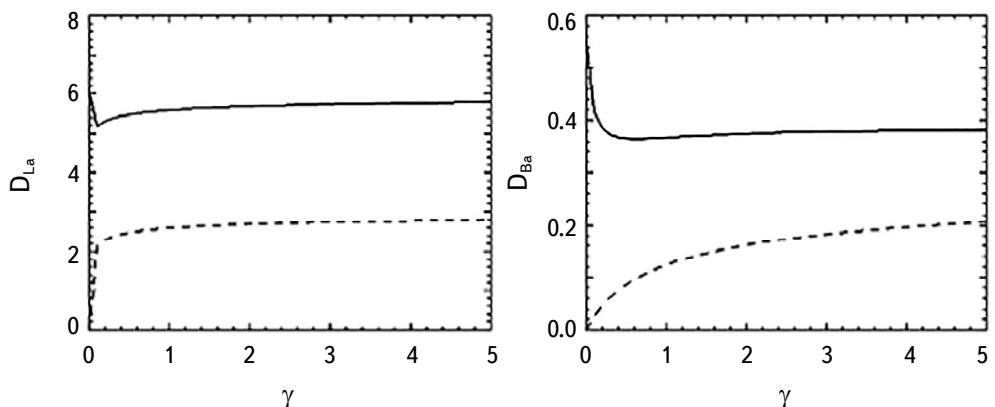


Рис.3. Зависимость лаймановского (слева) и бальмеровского (справа) скачков от томсоновского рассеяния в изотермической атмосфере (пунктир) и атмосфере с температурным градиентом (сплошная линия).

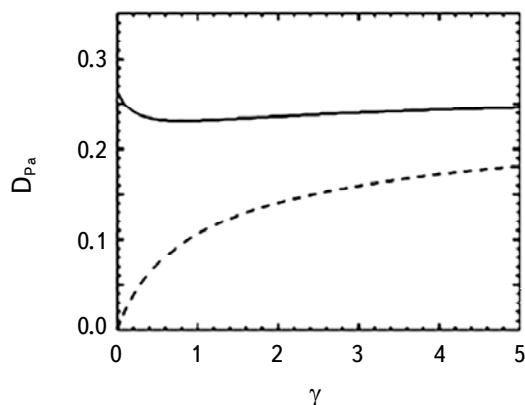


Рис.4. Зависимости, аналогичные изображенным на рис.3 для пашеновского скачка.

и томсоновского рассеяния в различных участках спектра.

4. Простейшая задача когерентного рассеяния в линии и в непрерывном спектре. Прежде чем обратиться к самой задаче, подлежащей решению, рассмотрим вначале вспомогательную задачу и введем некоторые величины, которые контролируют процесс рассеяния в атмосфере.

Пусть имеется полубесконечная одномерная и изотермическая атмосфера, способная рассеивать как в линии, так и в непрерывном спектре. Далее, предположим, что она освещается излучением единичной интенсивности в непрерывном спектре, которое рассеивается в ней. Обозначая через n_1 плотность нейтральных атомов, для вероятности рассеяния фотона в непрерывном спектре p_1 можно написать

$$p_1 = \frac{n_e \sigma_0}{n_1 (\chi_v + \kappa_v) + n_e \sigma_0}, \quad (22)$$

где χ_v и κ_v - коэффициенты поглощения в непрерывном спектре и линии, рассчитанные на один атом водорода. Мы предполагаем, что атомы могут находиться в двух состояниях - ионизованном и нейтральном, находясь при этом на основном уровне. Полагая, что количество свободных электронов определяется только ионизацией водородных атомов, формуле (22) можно придать более компактную форму

$$p_1(x) = \frac{\bar{\gamma}}{\alpha(x) + \beta + \bar{\gamma}}, \quad (23)$$

где приняты следующие обозначения: $\bar{\gamma} = (n^+ / n_1)(\sigma_0 / \kappa_0)$, κ_0 - коэффициент поглощения в центральной частоте спектральной линии, $\alpha(x)$ - профиль коэффициента поглощения в линии, x - безразмерная частота, измеряемая смещением от центральной частоты в доплеровских ширинах и β - отношение коэффициента поглощения в континууме к коэффициенту поглощения в центре линии.

Аналогично (23), для вероятности рассеяния кванта внутри линии будем иметь

$$p_2(x) = \frac{\lambda \alpha(x)}{\alpha(x) + \beta + \bar{\gamma}}, \quad (24)$$

где λ - коэффициент переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния, Функция перераспределения по частотам будет состоять из двух компонентов: $r_1 = \alpha(x)\delta(x - x_0)$ и $r_2 = \gamma\delta(x - x_0)$, соответственно для спектральной линии и непрерывного спектра (δ - дельта-функция Дирака). Нетрудно видеть, что эти два процесса могут быть объединены и рассматриваться как один процесс рассеяния с коэффициентом $\tilde{\lambda}$, где

$$\tilde{\lambda}(x) = \frac{\lambda\alpha(x) + \bar{\gamma}}{\lambda\alpha(x) + \beta + \bar{\gamma}}. \quad (25)$$

Явное выражение коэффициента отражения для монохроматического рассеяния, полученное с использованием принципа инвариантности, имеет вид [19]

$$\rho(x) = \frac{1}{\tilde{\lambda}} \left(2 - \tilde{\lambda} - 2\sqrt{1 - \tilde{\lambda}} \right), \quad (26)$$

который с учетом (25) можно написать

$$\rho(x) = \frac{\sqrt{v(x)} - \sqrt{u(x)}}{\sqrt{v(x)} + \sqrt{u(x)}}, \quad (27)$$

где для краткости введены обозначения: $v(x) = \alpha(x) + \beta + \bar{\gamma}$, $u(x) = (1 - \tilde{\lambda})\alpha(x) + \beta$. Функция $\rho(x)$ обладает вероятностным смыслом и представляет собой вероятность отражения кванта от полубесконечной изотермической атмосферы. При когерентном рассеянии она совпадает с профилем образующейся линии, для которой ниже принято обозначение $R_*(x)$.

5. Линии, образованные в результате монохроматического рассеяния. Хорошо известно (см., например, [15,16]), что задача об образовании спектральных линий в модели Милна-Эддингтона с учетом поглощения в континуме сводится к решению уравнения переноса излучения с источниковым членом, описывающим распределение первичных источников энергии, следующего вида

$$\varepsilon(\tau, x) = u(x)B_v[T(\tau)], \quad (28)$$

где τ - оптическая глубина, рассчитанная в центре линии. При решении задачи обычно пользуются разложением функции Планка в ряд по степеням τ

$$B_v[T(\tau)] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_{vn}}{n!} (\beta\tau)^n. \quad (29)$$

В работах ([12,13]) нами был предложен простой способ определения профилей спектральных линий, образованных в атмосферах с распределенными в них источниками энергии вида (29). Было показано, что профили линий в общем случае источников указанного вида могут быть получены рекуррентным путем и выражены через профиль линии, образованной в изотермической атмосфере с $\varepsilon(x) = u(x)$. Заметим, что $u(x)$ также обладает вероятностным смыслом, представляя собой вероятность того, что падающий квант претерпит истинное поглощение и будет термализован либо в частотах линии, либо в непрерывном спектре. В первой из вышеупомянутых работ было показано, что существует простая связь между профилями линий, образованных в изотермической атмосфере R_0 и профилем отраженной линии R_* :

$$R_0(x) + R_*(x) = 1. \quad (30)$$

Данное соотношение допускает простую вероятностную трактовку, которая следует из того факта, что квант, падающий на среду, либо должен отразиться от нее, либо будет термализован в ней при многократном рассеянии. Теперь, используя (27), получим

$$R_0(x) = 2 \sqrt{\left(1 + \frac{1}{\sqrt{u(x)/v(x)}}\right)}. \quad (31)$$

Рассмотрим вопрос о том, при каких условиях в данном простом случае изотермической атмосферы спектральная линия может появиться в эмиссии. Очевидно, для этого необходимо и достаточно, чтобы $R_0(x) > R_0(\infty)$. Из (31) находим

$$(1 - \lambda)\bar{\gamma} > \lambda\beta. \quad (32)$$

Полученный результат можно интерпретировать как сравнение двух противоположно направленных процессов: рассеяния в непрерывном спектре с последующим поглощением в линии и, обратного процесса, рассеяния в линии с последующим поглощением в континууме. Другими словами, факт появления спектральной линии в поглощении или эмиссии зависит от уровня перекачки квантов при рассеянии от линии в континуум, и наоборот (см. рис.5). Мы видим также, что условию (32) вероятнее всего будут удовлетворять слабые линии, образующиеся в сравнительно глубоких слоях атмосферы. Это обстоятельство указывает на важность учета градиента температуры в среде.

Далее, как следовало ожидать, степень ионизации играет решающую роль в возникновении эмиссионной линии. Для иллюстрации можно привести некоторые оценки относительной степени ионизации водорода для температур $10^4 \div 10^5$ К и спектральных линий с относительно небольшими значениями

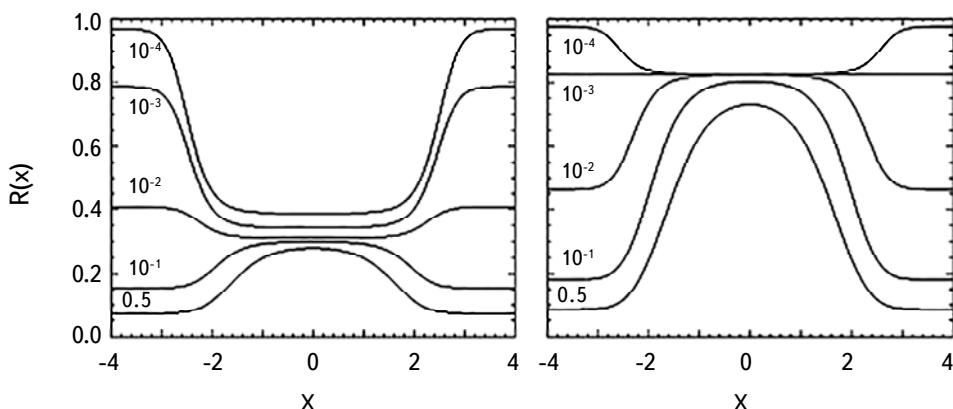


Рис.5. Профили спектральных линий, образуемых в изотермической атмосфере при $\lambda = 0.9$ (слева) и $\lambda = 0.5$ (справа) при отмеченных значениях параметра $\bar{\gamma}$ и $\beta = 10^{-3}$.

$\lambda \leq 0.8 \div 0.9$ в достаточно широкой области длин волн 300-900 нм. Мы имеем $\gamma = \sigma_0 / \kappa_0$, где κ_0 для чисто доплеровского уширения линии задается [15,16]

$$\kappa_0 = \frac{\lambda_0^3}{8\pi^{3/2} v} \frac{g_k}{g_i} A_{ki}, \quad (33)$$

где λ_0 - длина волны центра линии, A_{ki} - эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов и $v = \sqrt{2kT/M}$ - средняя тепловая скорость (для остальных величин использованы общепринятые обозначения). Чтобы получить оценки для степени ионизации заметим, что правая часть неравенства (32) при принятых нами значениях параметров есть величина порядка 10^{-4} и менее, в то время как отношение $\gamma = \sigma_0 / \kappa_0$ для линий с A_{ki} порядка $10^5 \div 10^6 \text{ c}^{-1}$ лежит в интервале $10^{-9} \div 10^{-10}$. Это означает, что степень ионизации порядка 10^5 и выше является достаточной для появления линий в эмиссии, в особенности тех линий, которые возникают при переходах между высокими уровнями. Такая высокая ионизация вполне осуществима в высокотемпературных и разреженных оболочках изучаемых нами звезд.

Рассмотрим теперь атмосферу с градиентом температуры. В линейном приближении мы имеем

$$B_v(T) = B_v(T_0)(1 + \beta_v^* \bar{\tau}), \quad (34)$$

где $\bar{\tau}$ - оптическая глубина в непрерывном спектре, определенная для среднего планковского коэффициента поглощения и

$$\beta_v^* = \beta_v \frac{\alpha_v}{\bar{\alpha}}. \quad (35)$$

В согласии с [16], для нормированного профиля линии находим

$$R(x) = [P(x)/P(0)]R_0(x), \quad (36)$$

где

$$P(x) = 1 + \frac{\beta_v^* \beta}{v(x) \sqrt{1 - \tilde{\lambda}(x)}} = 1 + \frac{\beta_v^* \beta}{\sqrt{v(x) u(x)}}. \quad (37)$$

Переход от центра линии к крыльям в функциях $R_0(x)$ и $P(x)$ происходит в взаимно противоположных направлениях и замкнутой аналитической формулы для условия появления эмиссионной линии не существует.

Рис.6, 7 показывают профили линий, образованных в атмосфере, в которой температура растет с глубиной линейно. Рассмотрены два случая, соответствующие двум значениям β_v^* , относящимся к двум различным (коротковолновым и длинноволновым) диапазонам спектра. Мы видим, что, как и в случае изотермической атмосферы, здесь также порог влияния электронного рассеяния во многом зависит от величины λ . Особенно наглядно это иллюстрирует рис.8, который показывает зависимость нижнего порога

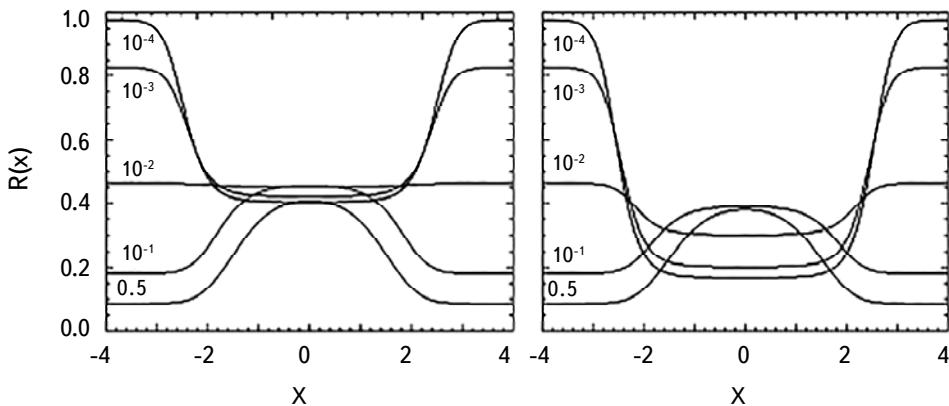


Рис.6. Профили спектральных линий для $\lambda = 0.9$, образуемых в атмосфере с градиентом температуры при $\beta_v^* = 0.2$ (слева) $\beta_v^* = 2.0$ (справа) и различных $\bar{\gamma}$, принимающих те же значения, что и на рис.5. Во всех случаях $\beta = 10^{-3}$.

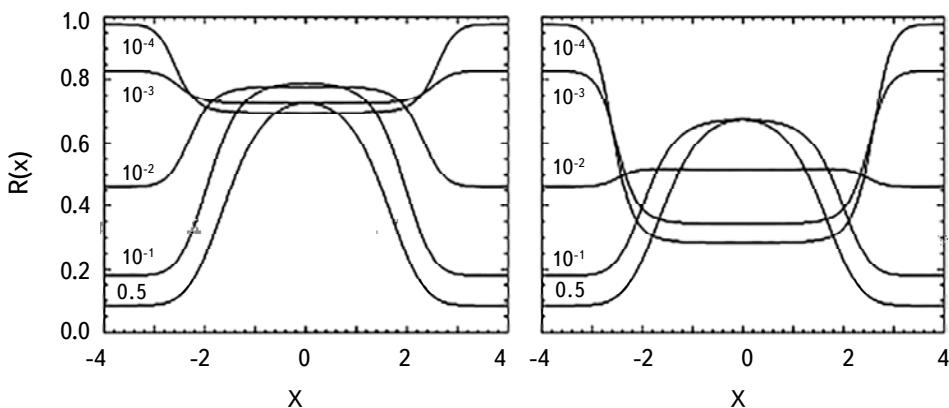


Рис.7. То же, что на рис.6 при $\lambda = 0.5$.

для рассеяния в континууме, приводящего к появлению эмиссии.

Значение указанного порога существенно зависит также от β_v^* , то есть от того, в какой области непрерывного спектра линия формируется. Эти два факта взятых вместе позволяют заключить, что наиболее вероятным является появление эмиссии у слабых линий, возникающих в длинноволновой области спектра. В общей сложности, различия между профилями линий, образованных в изотермической атмосфере и атмосфере с температурным градиентом, количественные и, главным образом, повторяют друг друга. Профили как абсорбционных, так и эмиссионных линий расширены, имеют колоколообразный вид и сужаются при дальнейшем росте роли электронного рассеяния. Последнее связано с тем, что эти линии образуются, в среднем, в более поверхностных и относительно низкотемпературных слоях атмосферы.

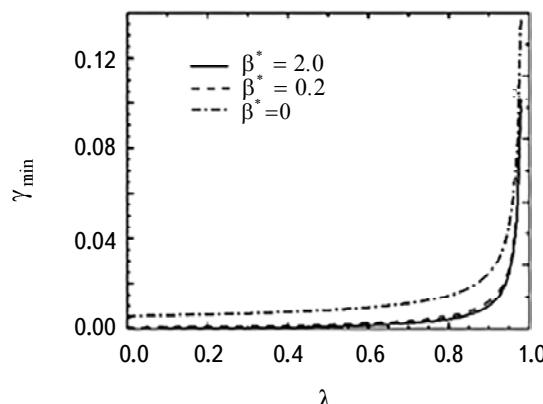


Рис.8. Зависимость порога влияния электронного рассеяния от λ при отмеченных значениях параметра, указывающего на градиент температуры.

6. Линии при полном перераспределении по частотам. В связи с полученными результатами, возникает естественный вопрос, в какой мере и каким образом возможное перераспределение энергии в частотах линии при многократном рассеянии может влиять на наблюдаемые профили. Можно предположить, что такое влияние возможно в исключительных случаях при промежуточных значениях коэффициента рассеяния в линии. В самом деле, в предыдущем разделе мы убедились, что эффект томсоновского рассеяния проявляется особенно отчетливо в случае слабых линий при небольших значениях параметра λ . В то же время, эффекты перераспределения существенны преимущественно у сильных линий. Тем не менее, как мы убедимся ниже, влияние частотного перераспределения излучения в линии при наличии рассеяния в континууме весьма специфично и заслуживает отдельного рассмотрения.

Как и в предыдущем разделе, будет применяться теория, развитая нами в [12]. Вначале рассмотрим вопрос об образовании спектральных линий в изотермической атмосфере. Коэффициент отражения от полубесконечной атмосферы $\rho(x, x')$ в данном случае, очевидно, зависит от двух переменных, - частот падающего и отраженного квантов. С учетом того, что в атмосфере задействованы два механизма рассеяния, уравнение для функции ρ , полученное применением принципа инвариантности, примет вид

$$v(x)\rho(x, x') = \frac{\lambda}{2}\varphi_0(x)\varphi_0(x') + \frac{\bar{\gamma}}{2}\delta(x - x')[1 + \rho(x, x')]^2, \quad (38)$$

где

$$\varphi_0(x) = \alpha_0(x) + \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x')\alpha_0(x')dx', \quad (39)$$

и $\alpha_0(x) = \pi^{-1/4} \alpha(x)$; $\alpha(x)$ - профиль коэффициента поглощения, который в рассматриваемой задаче считается доплеровским и равным $\exp(-x^2)$. Решение уравнения (38) позволяет определить искомый профиль спектральной линии

$$R_0(x) = 1 - \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x') dx'. \quad (40)$$

Результаты приводятся на рис.9, где показаны профили линий с $\lambda = 0.9$ и $\lambda = 0.5$ при различных значениях \bar{y} . Линии имеют двухвершинную форму, что, впрочем, характерно для полностью некогерентного рассеяния. Такая форма четче проявляется у слабых линий (правый рисунок), однако, в отличие от профилей, обычно получаемых при данном механизме рассеяния,

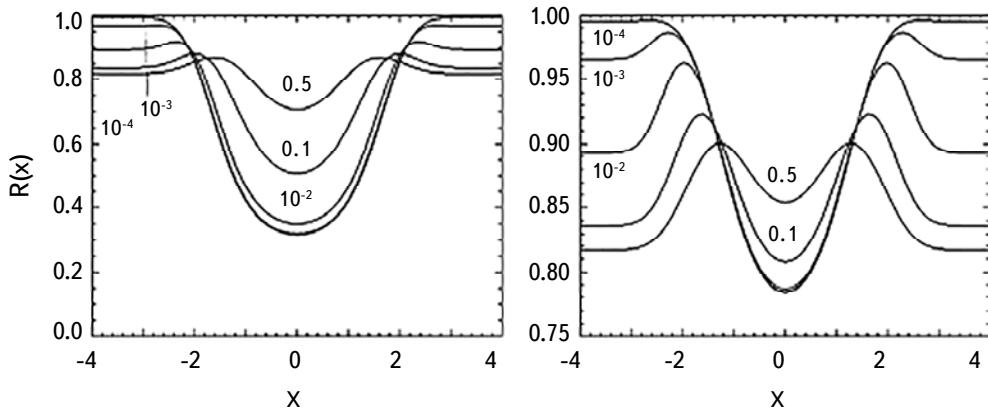


Рис.9. Профили спектральных линий, образуемых в изотермической атмосфере при полном перераспределении по частотам для $\lambda = 0.9$ (слева) и $\lambda = 0.5$ (справа) и отмеченных значениях \bar{y} . В обоих случаях $\beta = 10^{-3}$.

здесь центральная депрессия по величине может превосходить высоту самих горбов. Обращает на себя внимание также тот факт, что в разных областях одной и той же линии может наблюдаться как эмиссия, так и абсорбция, в то время как при монохроматическом рассеянии линия целиком наблюдается либо в эмиссии, либо в абсорбции. Ширина линий, как следовало ожидать, зависит от значения коэффициента λ .

Задача об определении профилей спектральных линий, образованных в полубесконечной атмосфере при наличии температурного градиента, рассматривалась нами в упомянутой выше работе [12] без учета рассеяния излучения в континууме. При источниковом члене вида (28) в уравнении переноса и разложении функции Планка (29) искомая интенсивность выходящего излучения представляется в виде ряда

$$I(0, x) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n I_n(0, x). \quad (41)$$

Как уже указывалось, величины $I_n(0, x)$ определяются рекуррентным образом, в данном случае посредством

$$v(x)I_n(0, x) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') p(0, x', x) I_n(0, x') dx' + \beta I_{n-1}(0, x), \quad (42)$$

где $p(0, x', x)$ представляет собой вероятность того, что квант с частотой x' , поглощенный на границе среды, выйдет из нее в виде кванта частоты x . При учете рассеяния в непрерывном спектре вид функции первичных источников (28) не меняется, поэтому уравнение (42) сохраняет свою силу и в данном случае, однако теперь

$$\alpha(x) p(0, x', x) = \frac{1}{2} \alpha_0(x') \{ \lambda \varphi_0(x) + \bar{\gamma} [1 + \rho(x, x')] \delta(x - x') \}. \quad (43)$$

В результате ряда несложных выкладок можно получить следующее рекуррентное соотношение для определения искомых величин $I_n(0, x)$

$$I_n(0, x) = \frac{1}{v(x)g(x)} \left[\frac{\lambda}{2} h_n \varphi_0(x) + \beta I_{n-1}(0, x) \right], \quad (44)$$

где

$$g(x) = 1 - \frac{\bar{\gamma}}{2} \frac{\alpha_0(x)}{v(x)} (1 + \rho(x, x)), \quad h_n = \int_{-\infty}^{\infty} I_n(0, x) \frac{\alpha_0(x)}{v(x)g(x)} dx. \quad (45)$$

Решением уравнения (38) определяется $g(x)$, а постоянные h_n находятся из системы алгебраических уравнений, получаемых из самого соотношения (44). В частности,

$$I_1(0, x) = \frac{\beta}{v(x)g(x)} \left[\frac{\lambda}{2b} h_0 \varphi_0(x) + I_0(0, x) \right], \quad (46)$$

где

$$b = 1 - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_0(x)\alpha_0(x)}{v(x)g(x)} dx. \quad (47)$$

Результаты численных расчетов приводятся на рис.10, 11. Как и выше, в качестве примеров рассматриваются сильные линии с $\lambda = 0.9$ и слабые с $\lambda = 0.5$, образуемые в различных диапазонах спектра.

Как мы видим, основные особенности, характерные профилям линий, образуемых в изотермической атмосфере, сохраняются и при наличии температурного градиента в среде. Вместе с тем следует отметить зависимость формы профилей линий от области спектра, где они образуются. Линии широкие и имеют колоколообразную форму в коротковолновом диапазоне при больших значениях параметра β_v^* .

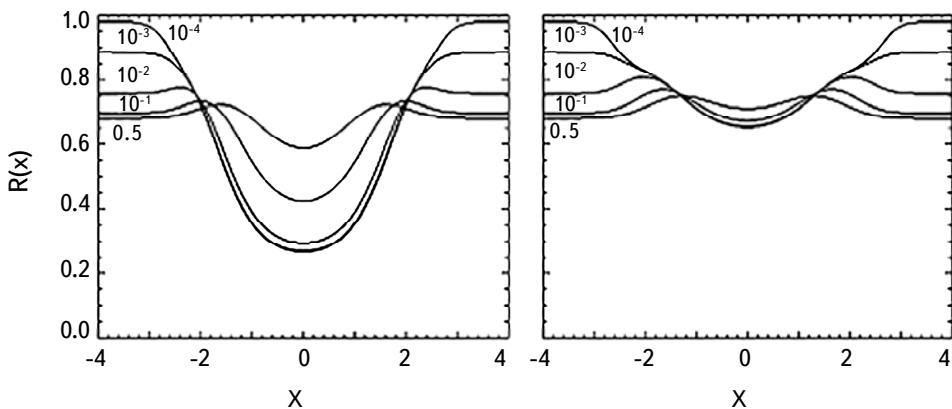


Рис.10. Профили спектральных линий, образуемых в атмосфере с температурным градиентом $\beta^* = 0.2$ при полном перераспределении по частотам для $\lambda = 0.9$ (слева) и $\lambda = 0.5$ (справа) и отмеченных значениях $\bar{\gamma}$. В обоих случаях $\beta = 10^{-3}$.

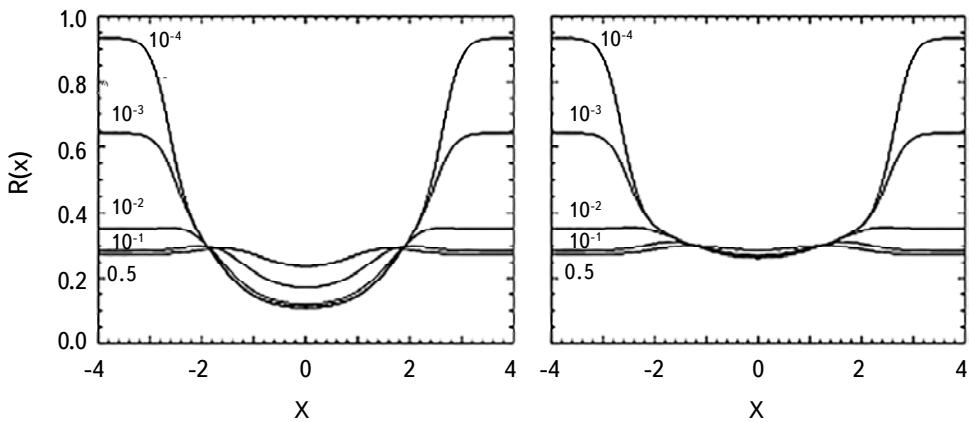


Рис.11. То же, что на рис.10 для атмосферы с температурным градиентом $\beta^* = 2.0$.

7. Заключение. В работе мы исследовали три важных аспекта изменений спектров звезд-сверхгигантов ранних типов, обусловленных томсоновским рассеянием на свободных электронах. Наряду с качественным описанием происходящих изменений, были приведены количественные оценки, которые, в общей сложности, согласуются с результатами других авторов и данными наблюдений. Показано, что несмотря на малость коэффициента электронного рассеяния, при некоторых физических условиях влияние данного механизма на некоторые наблюдаемые характеристики спектров изучаемых звезд, такие как частотное распределение континуума, скачки интенсивностей и появление спектральных линий в эмиссии, может быть измеримо. Вместе с тем важно подчеркнуть, что для адекватного описания спектров рассматриваемых звезд,

следует задачи формирования спектральных линий рассматривать совместно с теми или иными динамическими моделями. Далее, при самосогласованной постановке задачи, связанной с атмосферой и с температурным градиентом, необходимо принять во внимание также изменение оптических свойств среды, обусловленное изменениями с глубиной локальных параметров, описывающих элементарный акт рассеяния.

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

INVESTIGATION OF SOME MANIFESTATIONS OF NON-STATIONARITY IN THE SPECTRA OF THE EARLY TYPE SUPERGIANTS

A.G.NIKOGHOSSIAN

The paper presents a theoretical study of changes in some spectral characteristics of the early type supergiants due to the scattering of radiation in the continuous spectrum. Thomson scattering on free electrons is regarded as a scattering mechanism, although the approach used is fairly general. The cause of changes in the star's spectral class at constant bolometric luminosity and surface temperature is revealed, and conditions necessary for their implementation are given. The effect of scattering in the continuum on the magnitude of intensity jumps in the hydrogen spectrum depending on the degree of ionization is studied. The conditions under which the Schuster mechanism of emission lines formation starts to operate both in the isothermal atmosphere and in the atmosphere with temperature gradient are brought out.

Keywords: *supergiant stars; intensity discontinuities; emission lines; Thomson scattering*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.M.Humphreys, K.Davidson*, *Astrophys. J.*, **232**, 409, 1979.
2. *S.P.Owocki, K.G.Gayley, N.V.Shaviv*, *Astrophys. J.*, **616**, 525, 2004.
3. *S.C.Wolff*, *The A-type Stars. Problems and Perspectives*, NASA SP-46, 1983.

4. *A.Schuster*, *Astrophys. J.*, **21**, 1, 1905.
5. *B.A.Амбарцумян*, Труды АО ЛГУ, **23**, 6, 1938.
6. *D.G.Hummer, G.Rybicki*, Methods in Computational Physics, N.Y., Acad. Press., 1967.
7. *K.B.Gebbie, R.N.Thomas*, *Astrophys. J.*, **154**, 285, 1968.
8. *J.P.Harrington*, *Astrophys. J.*, **162**, 913, 1970.
9. *G.L.Israelian, A.G.Nikoghossian*, *J. Quant., Spectrosc. Radiat. Transfer*, **56**, 509, 1996.
10. *B.A.Амбарцумян*, ДАН СССР, **38**, 257, 1943.
11. *B.A.Амбарцумян*, Научные труды, т.1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
12. *A.G.Nikoghossian, H.A.Harutyunian*, *Astrophys. Sp. Sci.*, **64**, 269, 1978.
13. *Г.А.Арутюнян, А.Г.Никогосян*, ДАН СССР, **242**, 66, 1978.
14. *A.G.Nikoghossian, G.LIsraelian*, *J. Quant., Spectrosc. Radiat. Transfer*, **56**, 501, 1996.
15. *D.Mihalas*, Stellar Atmospheres, San-Francisco, Freem, 1978.
16. *B.B.Соболев*, Курс теоретической астрофизики, М., Наука, 1985.
17. *S.Chandrasekhar*, *ZS f. Astrophys.*, **8**, 167, 1934.
18. *A.Unsold*, *ZS f. Astrophys.*, **8**, Heft 1, 1934.
19. *B.B.Соболев*, Перенос излучения в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

О ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПРИЧИНАХ СХОДСТВА И РАЗЛИЧИЙ СПЕКТРОВ МАСС РАЗЛИЧНЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

А.В.ТУТУКОВ, Б.М.ШУСТОВ

Поступила 29 июня 2020

Выполнено сравнение спектров масс астрономических объектов различной природы: космической пыли, астероидов, планет, звезд, звездных скоплений, галактик и скоплений галактик. Ранее авторы отмечали сходство (начальных) функций масс относительно массивных объектов (звезд, галактик, скоплений галактик). В данной работе диапазон масс астрономических объектов расширен до предела и составляет примерно 68 порядков величины. Подтверждено, что начальные спектры масс объектов в ансамблях, формирующихся путем фрагментации (быстрый процесс), могут быть в первом приближении в статистически значимом диапазоне представлены базовой (опорной) функцией $dN/dM \propto M^{-2}$, где dN - количество объектов в диапазоне масс $[M, M+dM]$. Смысл этой функции состоит в том, что плотность вероятности формирования объекта в интервале масс $[M, M+dM]$ не зависит от массы M или, другими словами, сводится к отсутствию выделенного масштаба масс. Кратко обсуждаются физические причины, определяющие отклонения начальных функций масс от опорной функции. Отмечено, что спектры масс в ансамблях объектов, формирующихся в результате слияний (коагуляции в случае пыли), т.е. в относительно медленном эволюционном процессе, также могут быть близки к виду опорной функции. Основная причина такой универсальности кроется в случайном характере процессов образования и эволюции обсуждаемых ансамблей астрономических тел.

Ключевые слова: *спектр масс; начальная функция масс*

1. *Введение.* Масса является одной из основных характеристик астрономических объектов: астероидов, планет, звезд, галактик и т.д. В астрономических ансамблях (множествах однотипных объектов), где число объектов очень велико, есть возможность применять методы статистики. Статистические распределения весьма информативны и отражают основные закономерности формирования и эволюции объектов. К распределению объектов по массе это относится, пожалуй, в первую очередь. Статистические распределения меняются со временем, так как все объекты обсуждаемых здесь масштабов рождаются, эволюционируют и, в конечном итоге, прекращают свое существование. Поэтому любое текущее распределение по массам (отметим, что мы наблюдаем чаще всего не начальное распределение, а именно текущее) является результатом как закономерностей рождения объектов (т.е. начального распределения), так и эволюционных процессов, действовавших на протяжении времени от рождения объектов до настоящего времени. Если эволюционные

процессы в ансамбле продолжались длительное время, т.е. на шкале t_a , много большей характерного времени t_g определяющего эволюционного процесса для отдельных объектов, то наблюдаемое распределение может сильно отличаться от исходного. Типичный пример - очень сильные отклонения наблюдаемой функции масс (ФМ, PDMF) звезд поля ($t_a \sim$ сравнимо с возрастом Галактики) от начальной функции масс звезд (НФМ, IMF) в области быстро эволюционирующих массивных звезд (t_g - миллионы лет). И наоборот, в очень молодом звездном скоплении наблюдаемый спектр масс звезд близок к НФМ, поскольку $t_a \leq t_g$. Собственно, только в этих условиях и можно говорить о наблюдаемой НФМ, а не восстановленной с использованием теории. Понятно, что для построения адекватной картины эволюции (модели) мы должны иметь хорошее представление о НФМ и максимально полную эволюционную модель, позволяющую надежно описать эволюцию ФМ. Сравнение этой теоретической ФМ с наблюдаемой ФМ даст возможность оценить качество нашей модели.

В астрофизике особое внимание уделяется изучению функций масс звезд и галактик. Уже первые такие исследования принесли результаты, которые натолкнули исследователей на представления о некоторых общих закономерностях в описании функций масс. Цвики [1] на основании имевшейся в то время информации о массах галактик предположил, что спектр масс галактик и их скоплений может быть представлен одной функцией. Это была догадка, которая не была в то время достаточно подкреплена наблюдениями и впоследствии практически была забыта.

После появления в 1955г. классической работы Солпитера [2], который вывел эмпирическую функцию, описывающую НФМ звезд в диапазоне масс примерно $1-10 M_\odot$, уже 65 лет практически все исследователи используют для описания НФМ звезд функцию в виде степенного распределения $dN(M) \propto M^{-\alpha} dM$, где M - масса образовавшейся звезды. Эту функцию не совсем корректно называют функцией Солпитера, хотя это название верно только для значения показателя $\alpha = 2.35$. Общий вид НФМ звезд на всем интервале звездных масс более сложен. НФМ имеет широкий максимум близ $0.4 M_\odot$, соответствующий характерному масштабу звездных масс в ансамбле образующихся звезд, а также обрезание на самых малых и самых больших массах. Важнейшая особенность НФМ - это ее универсальность практически повсюду в нашей Галактике. В ряде работ (см., например, [3]) изучались вариации показателя α в указанном диапазоне масс $1-10 M_\odot$ в различных галактических областях и, как правило, различия оказывались в пределах лишь нескольких десятых. Таким образом, все НФМ звезд в Галактике оказались в этом интервале масс довольно близкими к некоторому "базовому" (опорному) распределению $dN(M) \propto M^2 dM$. Эта очевидная универсальность

НФМ является вызовом для теории звездообразования, поскольку из общих соображений НФМ, казалось бы, должна меняться в зависимости от разнообразных условий и механизмов звездообразования.

В исследованиях спектров масс других объектов, от самых массивных (скоплений галактик) до относительно маломассивных (астероидов), обнаружена та же закономерность - близость вида функции масс к универсальной опорной функции. Наиболее полно это сходство проанализировано в [4,5]. Если в работе Бинджели и Хашер [4] упор сделан именно на констатацию этого сходства в широком диапазоне масс (36 порядков), то в работе Шустова и Тутукова [5], в которой рассматривался диапазон масс от звезд до скоплений галактик (примерно 17 порядков), сделана попытка объяснить причины такого сходства.

Еще одно существенное замечание. Спектр масс меняется в двух основных и противоположных по действию процессах. Это разрушение (фрагментация) объектов и их слияние. Фрагментация объекта приводит к появлению нового ансамбля в короткой шкале времени. Например, фрагментация молекулярного облака и появление протозвездного скопления происходит в шкале времени короче 1 млн лет, т.е. формирование начального спектра масс протекает в шкале, более короткой по сравнению со шкалой эволюционного изменения массы любой звезды. А вот для галактик понятие НФМ, по существу, неприменимо. Галактики и скопления галактик образовались в результате противоположного (по сравнению со звездами) и гораздо более длительного процесса - последовательного слияния объектов меньшего масштаба (минигало темного вещества) и дальнейшей аккумуляции в образовавшихся потенциальных ямах барионных сгустков - зародышей будущих галактик. Можно лишь говорить о некотором начальном спектре (функции) масс минигало и о наблюдаемой функции масс галактик. В [5] отмечено, что несмотря на совершенно различные механизмы формирования ансамблей звезд (фрагментация) и галактик (слияние), наблюдаемая ФМ галактик и скоплений галактик имеют вид довольно близкий к виду опорной функции. Ниже мы обсудим причины этого.

В данной работе мы еще более расширили диапазон рассматриваемых масс космических объектов - от космических пылинок (масса от 10^{-20} г) до скоплений галактик (10^{48} г), так что ширина рассматриваемого диапазона имеет практическое предельное значение - 68 порядков! Главное внимание удалено тем объектам, которые не были обсуждены в [5], а также анализу тех физических процессов, которые ответственны за отклонения спектров масс рассматриваемых ансамблей тел от опорной функции. В разделе 2 описаны некоторые общие свойства спектров масс ансамблей астрономических объектов, формирующихся в результате фрагментации и/или слияния. В разделе 3 представлены особенности распределений по массам ансамблей

астрономических объектов от космической пыли до скоплений галактик.

2. Спектры масс при фрагментации и/или слиянии. Фрагментация и коагуляция (слияние) - это два естественных явления, которые можно наблюдать в природе в самых разнообразных масштабах, причем процессы происходят случайным образом и, как правило, многократно с течением времени. Математическое описание этих процессов довольно непростая задача. Одно из наиболее полных описаний можно найти в [6]. Процессы фрагментации и слияния определяют эволюцию систем частиц, которые характеризуются прежде всего своими размерами (или массой). Здесь мы рассматриваем лишь самые простые варианты: мгновенную фрагментацию и стохастическую коагуляцию (возможны лишь бинарные слияния), которые, чаще всего, имеют место в астрономических условиях.

В [5] мы представили некую "философию" образования спектра масс. Множество конкурирующих процессов образования и разрушения объектов в различных ансамблях можно описать в целом на языке случайных процессов. Если процессов много и все они вносят сравнимый вклад, их совместный результат можно представить как некоторый шум. На некоторых этапах могут доминировать те или иные факторы, и тогда можно говорить об определенной (выделенной) "физике процесса", вызывающей отклонения от случайности. Мы полагали, что значение показателя наклона $\alpha = -2$ отражает статистические свойства ансамбля объектов, образовавшихся в процессе фрагментации родительского молекулярного облака. Мы провели аналогию процесса фрагментации с белым шумом. В конкретной задаче формирования звезд в результате фрагментации, понятие "белый шум" означает, что процесс идет в условиях отсутствия выделенного масштаба массы, что эквивалентно равнораспределению вещества по логарифму массы звезд.

Поскольку в этой работе мы рассматриваем также твердотельные астрономические объекты (например, астероиды), то полезно представлять, какие результаты (спектры масс) можно ожидать при мгновенной фрагментации таких объектов. В мировой литературе имеется огромное количество работ как теоретических, так и экспериментальных по этому вопросу. Мы приведем здесь только два примера.

В [7] ударная фрагментация хрупких сфер изучена численно с помощью трехмерной дискретно-элементной модели. Результаты воспроизводят многие экспериментальные наблюдения свойств фрагментов. На рис.1 слева показано теоретическое распределение масс фрагментов для ударов хрупких твердотельных сфер о мишень с различными начальными скоростями (100-200 м/с). Видно, что спектр масс осколков имеет наклон близкий к -2. Спектр масс самых крупных фрагментов описывается известным распределением Вейбулла. На

рис.1 справа приведен спектр масс фрагментов в реальном эксперименте - это спектр масс осколков артиллерийского 155 мм снаряда (из <http://www.inderscience.com/info/ingeneral/forthcoming/php?jcode=ijvp>). Видно, что спектр масс осколков имеет наклон близкий к -1.9.

Коагуляция - процесс не менее сложный, чем фрагментация. Как правило, слияния - это бинарные процессы. При описании коагуляции частиц обычно рассматривают изменение со временем t концентрации частиц $n(x, t)$ некоторой массы x . Количество слияний частиц массами x и y за время $[t; t+dt]$, считается равным $0.5n(x, t)n(y, t)K(x, y)dt$, где K - ядро (Kernel), т.е. весовая функция, описывающая конкретное бинарное взаимодействие. Дифференцируя $n(x, t)$ по t , получим набор уравнений, часто называемых уравнениями коагуляции Смолуховского [8]:

$$\frac{d}{dt} n(x, t) = \frac{1}{2} \sum_{y=1}^{x-1} K(y, x-y) n(y, t) n(x-y, t) - n(x, t) \sum_{y=1}^{\infty} K(x, y) n(y, t).$$

Обычно рассматривают ядра следующих видов:

- $K(x, y) = 1$;
- $K(x, y) = x + y$, аддитивное ядро;
- $K(x, y) = xy$, мультипликативное ядро.

Мультипликативное ядро интересно для описания слияний в ансамбле гравитирующих тел (например, слияний галактик в скоплениях галактик). Аддитивное ядро удобно применять при описании слияний нейтральных частиц, в которых сечение слияния определяется только геометрическими размерами (массой) частиц. Для иллюстрации эволюции спектра масс в ансамбле слипающихся (в бинарных слияниях) частиц мы приводим рис.2, построенный

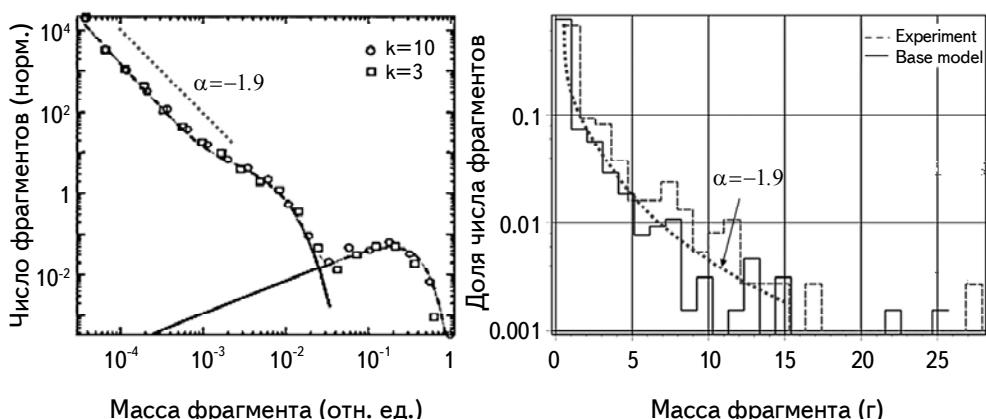


Рис.1. Слева - теоретическое распределение масс фрагментов, возникающих при ударной фрагментации твердых тел. Справа спектр масс фрагментов в реальном эксперименте - спектр масс осколков артиллерийского 155 мм снаряда. Точечная линия соответствует степенному закону с показателем степени -1.9.

нами по результатам простых расчетов с простейшим ядром ($K=1$). В некотором единичном пространстве был взят ансамбль из $N_0 = 50000$ случайно распределенных в фазовом пространстве одинаковых частиц, масса которых в начальный момент времени считалась единичной. На врезке (рис.2) показана динамика изменения общего числа частиц N_t в ансамбле. Время t дано в единицах характерного времени, определявшегося как функция среднего расстояния между частицами.

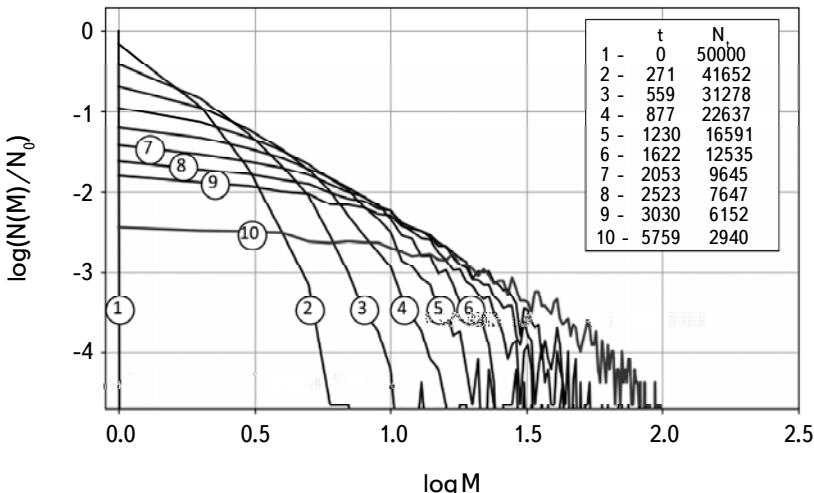


Рис.2. Изменение спектра масс ансамбля объектов вследствие коагуляции. В процессе слияний полное количество объектов N_t уменьшается. Время t указано в единицах характерного времени (см. в тексте).

Интересно отметить, что огибающая всех графиков на рис.2 имеет вид прямой с показателем степени -2. Таким образом, можно предположить, что если процесс протекает во всех единичных объемах некоторого большого объема некоррелированно, то общее распределение объектов по массам (функция масс) может оказаться близким к виду опорной функции. Еще одна очевидная особенность состоит в том, что в процессе слияния начальное распределение "забывается", так что принятые нами начальное условие (тела одинаковой массы) вполне приемлемо.

3. Особенности распределений по массам ансамблей астрономических объектов.

3.1. *Космическая пыль.* Когда мы говорим о космической пыли, то речь может идти как о межзвездной пыли, так и о межпланетной. Эти два населения отличаются по ряду характеристик, но в контексте данной работы наиболее важным отличием является механизм образования.

Процесс образования межзвездных пылинок сопровождается практически

все события потери вещества звездами различных типов на самых разных стадиях их эволюции. Пыль найдена в ветре красных сверхгигантов [9], ветре звезд Вольфа-Райе [10], ветре массивных предсверхновых звезд типа Cas A [11] и даже в остатках сверхновых. Анализ оболочки сверхновой Краба [12] показал наличие в ней около $0.1 M_{\odot}$ пыли с размерами пылинок a от 10^{-6} до 10^{-4} см и со спектром масс $dN/dM \propto M^{-2}$. Таким образом, хотя красные гиганты солнечных масс остаются основным поставщиком газа и пыли в межзвездную среду, массивные звезды, вероятно, вносят свой существенный вклад в количественный и качественный состав межзвездной пыли.

Образование пылинок в истечениях вещества из звезд протекает примерно одинаково (см., например, [13,14]). Когда температура газа падает при движении газа от звезды наружу, а плотность газа еще достаточно высока, происходит первичная конденсация паров веществ, из которых образуются сначала молекулярные кластеры, т.е. небольшие группы атомов или молекул, образующие устойчивую группу - зародыш пылинки. Этот процесс называется нуклеацией. При столкновениях с уже сформировавшимся зародышем пылинки, атомы и молекулы могут присоединяться к нему, либо вступая в химические реакции с атомами пылинки (хемосорбция), либо достраивая формирующийся кластер. Обычно рост пылинок в этом режиме ограничивается размером пылинки до 10^{-5} см, причем по условиям образования все эти пылинки состоят из относительно тугоплавких веществ. Далее, поступив в разреженную, горячую межзвездную среду в поле ультрафиолетового излучения звезд, пыль может быть частично разрушена [15]. Дальнейший рост пылинок, а, возможно, и возобновление их образования, продолжается в плотных гигантских молекулярных облаках (ГМО), хорошо экранированных от разрушительного для пылинок ультрафиолета. Скорость роста размера пылинки может быть оценена как $da/dt = \rho v$, где ρ и v - плотность и тепловая скорость пылеобразующих молекул при температуре T . При характерных значениях $\rho \sim 10^{-22}$ г/см³ и $v \sim 2 \cdot 10^3 T^{1/2}$ см/с, скорость изменения размера пылинки составляет $da/dt \sim 2 \cdot 10^{-19} T^{1/2}$ см/с. При характерных временах жизни ГМО $3 \cdot 10^7$ лет пылинки могут вырасти до 10^{-4} см. Дальнейший рост пылинок возможен только в плотных, протопланетных газопылевых дисках (см., например, [16]), где включается механизм коагуляции. Процессы коагуляции, зависящие от свойств поверхности пылинок и их температур, возможны только в том случае, когда столкновения между пылинками происходят при низких относительных скоростях соударений.

Классическим в астрофизике считается спектр масс (смеси) межзвездных пылинок, представленный в работе [17], опубликованной еще в 1977г. Распределение частиц по размерам описывается очень простым законом $dN/da \propto a^{-3.5}$ (т.н. MRN распределение). Отметим, что этому распределению соответствует

спектр масс $dN(M) \propto M^{-1.83} dM$, т.е. значение показателя близко к описывающему опорную функцию масс значению -2. В более поздних работах было показано, что в целом это распределение все еще применимо (см. [18,19]). Более современное распределение межзвездных пылинок различных типов (силикатных и углеродных) по размерам показано на рис.3, адаптированном из [20].

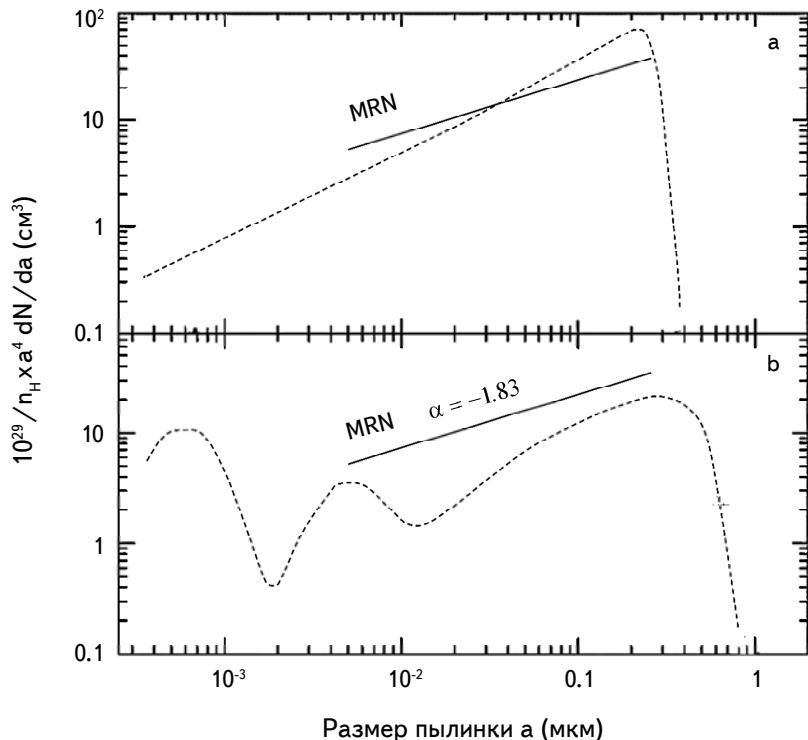


Рис.3. а) Распределение межзвездных пылинок по размерам согласно [17] (распределение MRN), б) одно из типичных распределений, представленных в работе Weingartner и Draine [20] (при $R_v = 3.1$).

Существенным изменением представлений о спектре масс межзвездной пыли является тот факт, что население малых и сверхмалых частиц оказалось гораздо более многочисленным, чем казалось ранее. В последние годы идет существенное уточнение спектров масс и других свойств межзвездных пылинок (см., например, [21]).

Несмотря на то, что рост пыли в первичной протопланетной туманности происходит за счет коагуляции, значительная часть пыли, наблюдаемой в современной Солнечной системе, образовалась за счет дробления (фрагментации твердых тел), выветривания и т.д. Процессы аккумуляции небесных тел во внутренней Солнечной системе практически закончились и распределение

мелких частиц (пыли) определяется столкновениями.

Спектр масс малых твердых тел малого размера можно исследовать - что называется *in situ*, например в лабораториях или в экспериментах в околоземном космическом пространстве (ОКП). В ОКП постоянно присутствует техногенный и естественный мусор. Естественная составляющая (природный космический мусор - пыль, метеороиды) интересна не только с чисто научной, но и с практической точки зрения. Спектр масс метеороидов (и техногенного космического мусора) определяют из наблюдений различными способами: из метеорных наблюдений в оптическом и радиодиапазонах, анализа повреждений КА, с помощью датчиков соударений. Как показал анализ микрократеров на поверхности солнечных панелей телескопа "Хаббл", поток очень маленьких (микронных) частиц, состоящих в основном из оксида алюминия (результат использования твердого топлива), на орбите телескопа превышает поток межпланетной пыли, но для частиц средних размеров преобладают микрометеороиды (по материалам ESA Post-Flight Impact Analysis of HST Solar Arrays - 2002).

В метеорной астрономии принято характеризовать спектр масс метеорных частиц с помощью т.н. индекса массы (mass index s). Распределение метеороидов по массам описывается степенным приближением $N(M) \propto M^{-s}$. Индекс массы метеоров s может отличаться для спорадических метеоров и метеорных потоков. В работе [22] представлены результаты определения индекса массы спорадических метеоров по четырехлетним радарным наблюдениям с помощью одного из лучших радио инструментов для наблюдений метеоров - радара CMOR (the Canadian Meteor Orbit Radar). Получено среднее значение и оценены вариации индекса $s = 2.17 \pm 0.07$. Вариации характеризуют население метеороидов на различных участках земной орбиты. Аналогичные результаты получены недавно с радаром, расположенным в южном полушарии, в Аргентине; в [23], опубликовано полученное за десятилетний период наблюдений значение $s = 2.0$. Для метеорных потоков значения индекса обычно получаются ниже. В работе [24] по наблюдениям Квадрантид и Геминид с радаром CMOR индекс массы был оценен как 1.55 и 1.65, соответственно. Полный спектр масс от межпланетной пыли до астероидов можно найти в [25].

3.2. Астероиды и планеты. Сценарий образования астероидов остается темой многих исследований и пока далек от полноты и согласованной интерпретации многих его аспектов. Он, естественно, является частью общей теории картины образования и ранних стадий эволюции Солнечной системы. Согласно общепринятым представлениям (см. [26]), образование планетной системы в протопланетном диске протекает следующим образом. Сначала

частицы пыли оседают на плоскость диска, где образуют сгустки в результате действия различных механизмов: гравитационной неустойчивости, потоковой неустойчивости, турбулентной конденсации или прямого слипания. В результате образуются тела, состоящие из льдов и каменистых включений, причем для внутренних, более близких к звезде областей, каменистая составляющая является основной. Согласно классическим представлениям основную роль в дальнейшей эволюции играют т.н. планетезимали. Это тела, разброс начальных размеров которых составляет от сотен метров до несколько сотен километров. После окончания процесса конденсации рост продолжается через попарные столкновения между планетезималиями. Для тел размером более 1 км становится эффективной гравитационная фокусировка, темп столкновений возрастает и размеры планетизималей быстро растут. Массивные тела растут гораздо быстрее, чем тела меньшего размера и, в конце концов, население планетизималей делится на небольшую группу самых крупных тел и оставшееся многочисленное население меньших тел. В дальнейшем, эти самые крупные тела определяют динамику населения тел меньшего размера, в частности, частоту их столкновений.

В ранней внутренней Солнечной системе процесс столкновений каменистых тел определял Юпитер. Ранее рождение Юпитера остановило процесс формирования других крупных тел (планет) в промежутке между ним и Марсом, поэтому небольшие объекты, попадавшие в эту область, сталкивались, что привело к их фрагментации с последующим возникновением астероидов.

Итак, население астероидов сформировалось в процессе столкновительной эволюции, приводящей как к аккумуляции, так и к дроблению (фрагментации) тел. Теоретические исследования эволюции столкновений астероидов (см., например, [27-30]) направлены на понимание того, как столкновения сформировали наблюдаемые особенности населения астероидов. Как показано в модели [31], эволюцию сталкивающихся объектов в Главном поясе астероидов можно описать интегродифференциальным уравнением, имеющим стационарное решение $dN(M) \propto M^{-1.83} dM$. Наблюдаемые спектры масс астероидов заметно отличаются для различных астероидных семейств и диапазонов астероидных масс [32-34]. Но все-таки наблюдается общий характер - усредненные показатели наклонов спектров масс близки к -1.8 [35].

Спектр масс астероидов может быть оценен по распределению ударных кратеров на Луне. Исследование распределения 80000 кратеров диаметром 3-500 км по размерам в предположении пропорциональности площади кратера массе астероида приводит к стандартной функции масс астероидов ($\alpha = -2$) [36]. Этот метод при его доработке представляется очень перспективным для восстановления функции масс космических объектов соответствующих масс.

Планеты земного типа являются продуктами столкновительной аккумуляции астероидов различных масс, вплоть до масс, сравнимых с конечной

массой для данной планеты, что следует из параметров их орбит, заметно отличающихся от круговых. Однако время, необходимое для формирования ядра гигантской планеты путем столкновения планетизималей, намного больше, чем время жизни диска [37]. Эта трудность привела к разработке другого сценария аккреции, в котором ядра растут за счет аккреции более мелких сгустков (pebbles, камешков, гальки) твердого вещества сантиметрового масштаба, образовавшихся непосредственно из пылевого вещества [38]. Из-за их небольшого размера галька больше подвержена влиянию сопротивления движению в газе и поэтому может быть легче аккреирована ядром [39], что приводит к более быстрому образованию гигантских планет. Планеты-гиганты могут быть также продуктами прямой гравитационной фрагментации периферии самого холодного газопылевого протопланетного диска [40].

Как мы видим даже это очень краткое изложение космогонических аспектов показывает насколько сложен комплекс процессов, ведущих к образованию планет и малых тел Солнечной системы. И снова, привлекая изложенную выше "философскую" концепцию, можно полагать, что спектры масс этих тел подчиняются законам статистики случайных процессов.

Теоретические оценки спектра масс, вытекающие из аккумуляционных моделей, приводят к спектру, близкому к опорному (см. например, [41]). Есть и некоторые наблюдательные свидетельства этого. В [42,43] оценки наблюдаемого распределения экзопланет по массам представлены соотношением $dN(M) \propto M^{-1.5} dM$. Наблюдательная статистика распределения масс массивных свободных планет в галактиках (с квазарами), которая получена с использованием методов микролинзирования, описана как степенная функция с показателем -3 [44], или -2 [45].

Отметим, что уже ранние работы по изучению исходного распределения двойных звезд по угловым моментам позволили оценить, что до сорока процентов всех звезд могут иметь планетные системы [46]. Сейчас наблюдается более 4000 планет массой до 10^{31} г. Но это лишь небольшая доля планет. Спектр масс этих экзопланет, естественно, является предметом исследования. Но, как обычно в астрономии, на пути к выявлению реального (спектра масс) лежат весьма существенные эффекты наблюдательной селекции различной природы. И пока что статистику масс экзопланет нельзя включить в полноценное рассмотрение, хотя указания на согласие наклона функции масс экзопланет с опорной функцией имеются.

В целом, можно заключить, что в процессе развитой столкновительно - аккумуляционной эволюции твердого вещества протопланетного диска стандартный вид безмассштабного спектра масс малых тел сохраняется в пределах неопределенности оценки в широком интервале их масс, достигающего величины около двадцати порядков.

3.3. Коричневые карлики и звезды. Коричневые карлики с массами $10^{31}\text{--}10^{32}$ г., занимают промежуточное по массам положение между планетами и звездами. Из анализа наблюдений коричневых карликов можно сделать разные выводы об образовании этих объектов. Допускается их образование как одиночных объектов, так и в качестве спутников более массивных звезд. Не исключено, что одиночные коричневые карлики образуются в близких окрестностях неустойчивых кратных систем молодых звезд, распадающихся в момент образования. В современных каталогах одиночных коричневых карликов немного, что осложняет восстановление функции масс этих объектов [47]. Существующие оценки показывают, что число коричневых карликов с массами $0.01M_{\odot}\text{--}0.1M_{\odot}$ в несколько раз меньше числа звезд с массой $\sim 0.5M_{\odot}$ [48]. Коричневые карлики встречаются и среди далеких спутников А-К звезд Главной последовательности [49,50]. Согласно простой оценке орбитальные угловые моменты последних систем заметно превосходят предельные угловые моменты, необходимые для образования более тесных двойных звезд со сравнимыми массами компонентов такой же общей массы. Это является убедительным свидетельством того, что образование, по крайне мере, этих коричневых карликов является результатом фрагментации исходного газопылевого протозвездного облака, а не продуктом деления или фрагментации околозвездного протопланетного диска. То есть, они по происхождению похожи на звезды малых масс, а не на сверхмассивные планеты. Наблюдательные оценки спектра масс коричневых карликов остаются редкими. Редкий пример - работа [49], в которой для коричневых карликов с массой $5M_{\odot}\text{--}50M_{\odot}$ спектр масс может быть представлен как $dN(M) \propto M^{-1.5}$.

Вид наблюдаемой функции масс звезд подробно обсуждается в [5]. Еще раз напомним, что спектр масс газовых облаков и протозвезд массой $1\text{--}100M_{\odot}$ из окрестности Солнца в Галактике совпадает с опорным, а вот для звезд он отличается. Здесь мы только отметим, что отличие показателя степени солпитеровской функции масс от показателя опорной функции масс является, вероятно, следствием потери массы молодыми массивными звездами в виде звездного ветра, интенсивность которого сильно зависит от содержания металлов. В недавних работах [51,52] показано, что показатель α в функции масс при металличности $Z > 0.5Z_{\odot}$ зависит от Z как

$$\alpha = 2.35 + \log \frac{Z}{Z_{\odot}},$$

то есть, уменьшение обилия металлов всего в два раза приводит функцию масс звезд к стандартной. Отметим, что такое изменение наклона начального спектра масс звезд необходимо отслеживать при исследовании эволюции звездного состава Галактики.

3.4. Звездные скопления, галактики, скопления галактик.

Спектры масс звездных агрегатов обсуждаются в [5] довольно подробно. Отметим, что при выяснении НФМ скоплений нужно учитывать, что, во-первых, большинство скоплений, вероятно, разрушаются в момент образования после удаления газовой компоненты звездным ветром и ионизацией газа молодыми массивными звездами [53], и, во-вторых, время жизни скоплений определяется их массой, будучи для скоплений малой массы много короче хаббловского времени. Наклон НФМ галактических звездных скоплений, как правило, совпадает с наклоном опорной функции [54,55]. Логично, что спектр масс молодых звездных скоплений в M31 совпадает со спектром масс их предшественников - газовых облаков и с опорным спектром [56]. Таков же спектр масс гигантских молекулярных облаков в M61 [57] и в нашей Галактике [58].

При анализе функции масс галактик необходимо учесть эволюционные факторы, существенно его определяющие. Как отмечалось выше, спектр масс галактик является продуктом эволюции типа слияния (merging). Как видно из рис.2, спектр масс при слияниях может быть весьма различным. Но, конечно, "ранние" модельные спектры (1-3) характерны не для галактик, а для эволюции минигало темного вещества, а поздние спектры (7-10) описывают поведение ансамбля для чрезмерно больших времен. Можно показать, что для типичных скоплений галактик характерная шкала времени, принятая в моделях, представленных на рис.2, составляет $\sim 10^7$ лет, и значения $t > 1000$ означают выход за возраст Вселенной. Из рис.2 можно сделать еще один вывод - чем моложе скопление, тем круче наклон спектра масс. Действительно, изучение спектра масс галактик в далеких молодых скоплениях на $3 < z < 8$ показало, что при $z > 3$ наклон функции масс совпадает с наклоном опорной функции [59,60]. Такие величины z отвечают возрастам скоплений $< 10^9$ лет. А вот в окрестностях Галактики ($R < 8$ Мпк), возраст которой на порядок выше, наклон функции масс оказался около -1.1 [61].

Большинство наблюдаемых галактик объединены в плотные скопления галактик массой $10^{12} M_\odot - 10^{15} M_\odot$. Масса скопления M и его радиус R связаны соотношением $M = 0.2 R^2$ [62]. Средняя плотность меняется с массой как $3 \cdot 10^{-26} [10^{15}/(M/M_\odot)]^{1/2}$ г/см³, что при современной плотности Вселенной 10^{-29} г/см³ [63] означает, что структурирование Вселенной в ходе ее расширения произошло при возрасте порядка миллиарда лет. При этом структурные элементы массой более $10^{15} M_\odot$ не образовывались, а их дальнейшей гравитационной концентрации в последующем мешало космологическое расширение. Наблюдавший спектр масс скоплений галактик в указанном выше интервале масс, как правило, близок к опорному спектру [64,65].

4. Заключение. Эта статья является продолжением начатого нами ранее анализа наблюдаемых спектров масс различных астрономических объектов. Выполненный анализ позволяет предположить, что (начальные) спектры масс всех указанных объектов могут быть представлены (опорной) степенной функцией с показателем степени -2. Остающаяся неопределенность наблюдательных оценок показателя степени не превышает нескольких десятых. Границные значения масс каждого из указанных объектов определяются условиями их образования и эволюции. Наблюданная функция отдельных объектов масс часто отличается от опорной функции в силу эффектов эволюции. Например, функция масс протозвездных газовых облаков совпадает с опорной [57,58], но наклон НФМ звезд отличается от опорной, что может быть объяснено быстрой потерей массы молодыми звездами мощным звездном ветром. Интенсивность звездного ветра сильно зависит от металличности звезд [51,52]. Для звезд низкой металличности наклон НФМ совпадает с опорной функцией.

Физическое содержание опорного спектра масс может означать отсутствие выделенного масштаба массы в пределах области существования объектов данного рода. Отклонение наклона этой функции от наклона опорной функции означает, что нужно искать физические причины, приводящие к отклонению. Проведенный в статье анализ функций масс астрономических объектов: пыли, астероидов, планет, звезд, галактик и скоплений галактик позволяет сформулировать ряд актуальных задач, решение которых будет способствовать расширению наших представлений об условиях формирования спектра масс различных астрономических объектов.

Институт астрономии РАН, Москва,
Россия, e-mail: atutukov@inasan.ru bshustov@mail.ru

ON THE FUNDAMENTAL REASONS FOR SIMILARITY AND DIFFERENCES IN THE MASS SPECTRA OF VARIOUS ASTRONOMICAL OBJECTS

A.V.TUTUKOV, B.M.SHUSTOV

The mass spectra of astronomical objects of various nature are compared: those of cosmic dust, asteroids, planets, stars, star clusters, galaxies, and clusters of galaxies. Previously, the authors noted the similarity of the (initial) mass functions

of relatively massive objects (stars, galaxies, clusters of galaxies). In this paper, the mass range of astronomical objects is extended to a limit of approximately 68 orders of magnitude. It is confirmed that the initial mass spectra of objects in ensembles formed by fragmentation (fast process) can be represented in the first approximation in a statistically significant range by the base (reference) function $dN/dM \propto M^{-2}$, where dN is the number of objects in the mass range $[M, M+dM]$. The meaning of this function is that the probability density of object formation in the mass range $[M, M+dM]$ does not depend on the mass M , or, in other words, it means absence of a dedicated mass scale. The physical reasons for deviations of initial mass functions from the reference function are briefly discussed. It is noted that mass spectra in ensembles of objects formed as a result of merging (coagulation in the case of dust), i.e. in a relatively slow evolutionary process, can also be close to the type of reference function. The main reason for this universality lies in the random nature of the processes of formation and evolution of the discussed ensembles of astronomical bodies.

Keywords: *spectrum of masses: the initial mass function*

ЛИТЕРАТУРА

1. F.Zwicky, Phys. Rev., **61**, 489, 1942.
2. E.Salpeter, Astrophys. J., **121**, 161, 1955.
3. C.B.Верещагин, Астрон. ж., **65**, 281, 1988.
4. B.Binggeli, T.Hascher, Publ. Astron. Soc. Pacif., **119**, 592, 2007.
5. Б.Шустов, А.Тумуков, Астрон. ж., **95**, 765, 2018, (Astron. Rep., **62**, 724, 2018).
6. J.Bertoin, Random Fragmentation and Coagulation Processes, (Cambridge University Press), 2006.
7. F.K.Wittel, H.A.Carmona, F.Kun *et al.*, Int. J. Fract., **154**, 105. 2008.
8. M. von Smoluchowski, Phys. Z., **17**, 557, 1916.
9. T.Kaminski, astro-ph/1903.09558, 2019.
10. P.Williams, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **445**, 1253, 2014.
11. B-C.Koo, J-H.Kim, H.Oh *et al.*, astro-ph/1912.01924, 2019.
12. F.Priestley, M.Barlow, I. De Looze *et al.*, astro-ph/1912.02117, 2019.
13. Y.A.Fadeyev Astrophys. Space Sci., **95**, 357, 1983.
14. Y.A.Fadeyev, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **233**, 65, 1988.
15. C.Kochanek, astro-ph/1407.4856.
16. C.Aguirre-Gangas, J.Pineda, L. Szucs *et al.*, Astron. Astrophys., **623**, 147, 2019.
17. J.S.Mathis, W.Rumpl, K.H.Nordsieck, Astrophys. J., **217**, 425, 1977.
18. E.Kruegel, The Physics of Interstellar Dust. (Institute of Physics Publishing

- Bristol and Philadelphia), 2003.
19. *H.Hirashita, H.Kobayashi*, EPS, **65**, 1083, 2013.
 20. *J.C.Weingartner, B.T.Draine*, *Astrophys. J.*, **548**, 296, 2001.
 21. *A.P.Jones, L.Fanciullo, M.Köhler et al.*, *Astron. Astrophys.*, **558**, A62, 2013.
 22. *R.C.Blaauw, M.D.Campbell-Brown, R.J.Weryk*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **412**, 2033, 2011.
 23. *D.Janches, C.Brunini, J.L.Hormaechea*, *Astron. J.*, **157**, 240, 2019.
 24. *R.C.Blaauw, M.D.Campbell-Brown, R.J.Weryk*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **414**, 3322, 2011.
 25. *G.Drolshagen, D.Koschny, S.Drolshagen et al.*, *P&SS*, **143**, 21, 2017.
 26. *Б.М.Шустов*, Научные труды Института астрономии РАН, **4**, 356, 2019.
 27. *S.Wallace, T.Quinn*, arXiv e-prints, arXiv:1810.07201, 2018.
 28. *W.K.Hartmann, A.C.Hartmann*, *Icarus*, **8**, 361, 1968.
 29. *K.A.Holsapple, K.Wunneman, P.Michel*, in *Modeling Asteroid Collisions and Impact Processes*, 679, 2015.
 30. *M.Jutzi*, in *IAU General Assembly*, **29**, 2246674, 2015.
 31. *J.S.Dohnanyi*, *JGR*, **74**, 2531, 1969.
 32. *W.F.Bottke, D.D.Durda, D.Nesvorný et al.*, *Icarus*, **175**, 111, 2005.
 33. *B.J.Gladman, D.R.Davis, C.Neese et al.*, *Icarus*, **202**, 104, 2009.
 34. *I.Wlodarczyk, J.Leliwa-Kopystynski*, *Meteoritics and Planetary Science*, **49**, 1795, 2014.
 35. *A.Johansen, M.MacLow, P.Lacerda et al.*, astro-ph/1503.07347, 2015.
 36. *C.Yang, H.Zhao, L.Bruzzone et al.*, astro-ph/ 1912, 01240, 2019.
 37. *J.B.Pollack, O.Hubickyj, P.Bodenheimer et al.*, *Icarus*, **124**, 62, 1996.
 38. *T.Birnhiel, H.Klahr, B.Ercolano*, *Astron. Astrophys.*, **539**, A148, 2012.
 39. *M.Lambrechts, A.Johansen*, *Astron. Astrophys.*, **544**, A32, 2012.
 40. *A.Tutukov, A.Fedorova*, *Astron. Rep.*, **56**, 775, 2012.
 41. *S.Wallace, R.Quinn*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **489**, 2159, 2019.
 42. *W.Hubbard, M.Hattori, A.Burrows et al.*, *Astrophys. J.*, **658**, 59, 2007.
 43. *R.Malhotra*, *Astrophys. J.*, **808**, 71, 2015.
 44. *N.Brügger, Y.Alibert, S.Ataiee et al.*, *Astron. Astrophys.*, **619**, 174, 2018.
 45. *D.Bennetn, R.Akeson, Y.Alibert et al.*, *BAAS*, **51**, 505, 2019.
 46. *А.Г.Масевич, А.В.Тутуков*, Эволюция звезд: теория и наблюдения, (Наука, Москва), 1988.
 47. *P.Kroupa*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **322**, 231, 2001.
 48. *G.Suarez, J.Downes, C.Roman-Zuniga et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **486**, 1718, 2019.
 49. *K.Wagner, D.Apai, K.Kratter*, astro-ph/1904.06438, 2019.
 50. *A.Bohn, M.Kenworthy, C.Ginski et al.*, astro-ph/1912.04284, 2019.
 51. *S.Zhou, H.Mo, C.Li et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **485**, 5256, 2019.
 52. *D.Guszeinov, P.Hopkins, A.Graus*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **485**, 4852, 2019.
 53. *A.Tutukov*, *Astron. Astrophys.*, **70**, 57, 1978.
 54. *D.Cook, J.Lee, A.Adamo et al.*, astro-ph/1902.00082, 2019.

55. *M.Fujii, P.Zwart*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **449**, 726, 2015.
56. *L.Johnson, A.Seth, J.Dalcanton et al.*, Astrophys. J., **839**, 78, 2017.
57. *E.Rosowsky*, Publ. Astron. Soc. Pascif., **117**, 1403, 2005.
58. *S.Benincasa, S.Loezman, A.Wetzel et al.*, astro-ph/1911.05251, 2019.
59. *N.Henden, E.Puchwein, S.Shen et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **479**, 5385, 2018.
60. *R.Bhatawdekar, Ch.Concelice, B.Margalef-Bentabol et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **486**, 3805, 2019.
61. *M.Neuzil, P.Mansfeld, A.Kravtsov*, astro-ph/1912.04397, 2019.
62. *A.Tutukov*, Astron. Rep., **63**, 79, 2019.
63. *H.Zeng, D.Yan*, astro-ph/1912.10965, 2019.
64. *E.Kourkchi, R.Tully*, Astrophys. J., **843**, 16, 2017.
65. *H.Bohringer, G.Chon, M.Fukugita*, Astron. Astrophys., **608**, 62, 2017.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧИ ДИФФУЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОМЕРНОЙ ЧИСТО РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ. II

О.В.ПИКИЧЯН

Поступила 12 февраля 2020
Принята к печати 26 августа 2020

Работа является второй частью предыдущей статьи автора. Ее цель заключается в иллюстрации, на простых примерах нелинейных задач одномерной чисто рассеивающей среды, эффективности использования введенных ранее вспомогательных функций, так называемых линейных образов (ЛО) функции отражения-пропускания. Сначала получено явное аналитическое решение нелинейной "прямой" задачи определения полей выходящего излучения из "составной" среды, состоящей из отражающей поверхности и слоя конечной толщины с известными отражающими-пропускающими свойствами. Затем решены нелинейные "обратные" задачи определения: а) внешних возбуждающих полей по данным выходящего из среды излучения, б) поля на "недоступной" границе среды по наблюдениям светового режима на одной ее границе, в) интенсивностей излучений, идущих в одном направлении по измерениям полей в противоположном направлении, г) некоторых характеристик среды по измерениям интенсивностей, падающих на нее извне и выходящего через одну ее границу излучения, д) поля внутри среды по измерениям двухсторонних полей излучения лишь на одной границе среды. В конце показано, что в нелинейной задаче освещения полу бесконечной среды не имеет место явление "просветления" среды, световой режим как вне, так и внутри среды совпадает с решением линейной задачи.

Ключевые слова: *перенос излучения: нелинейная задача*

1. *Введение.* В первой части данной работы [1] было получено явное решение простой нелинейной задачи отражения-пропускания излучения одномерным и чисто рассеивающим слоем конечной толщины, состоящего из двухуровневых атомов. Оно сводилось к решению функционального уравнения полной инвариантности Амбарцумяна, написанного для введенных нами вспомогательных функций, называемых линейными образами (ЛО) отражения-пропускания. При этом удалось определить также поле излучения внутри среды.

В настоящей работе показывается, что использование ЛО позволяет также исследовать некоторые более сложные нелинейные, в том числе обратные, задачи переноса излучения, имеющие более широкое применение. В прямой постановке - это задачи переноса в средах с подстилающими поверхностями, обратными же являются задачи восстановления полей излучения и оптических характеристик среды при обычно встречающихся на практике случаях, когда

наблюдательный материал недостаточно полон. В работе приводятся явные аналитические решения некоторых из указанного рода нелинейных задач.

2. Задачи с подстилающей поверхностью. В линейной теории переноса излучения задачи, касающиеся атмосфер с подстилающими рассеивающими и поглощающими поверхностями, имеют важное прикладное значение. В этом случае искомое поле излучения образуется в результате многократного взаимодействия двух объектов с заранее известными отражающими-пропускающими способностями (см., например, [2,3]). В астрофизических приложениях чаще рассматриваются задачи, в которых поверхности располагаются ниже атмосферы (в случае планет ими могут оказаться, например, твердый, жидкий, или растительный покровы). Однако существуют также задачи, в которых указанные поверхности находятся выше атмосферы, как, например, при облачном покрове, создающей парниковый эффект в планетных атмосферах, а также покровный эффект для отдельной звезды или эффект отражения излучения в случае тесных звездных пар. Поэтому использование полученного ранее нами аналитического решения простой нелинейной задачи для анализа более сложных задач, учитывающих наличие подстилающих поверхностей, представляет особый интерес.

Пусть имеется система, состоящая из двух взаимодействующих объектов, условно рассматриваемых как подстилающая поверхность и атмосфера. Вопрос заключается в определении роли подстилающей поверхности, обладающей нелинейными оптическими свойствами, в общем случае представляют интерес роль нелинейности каждой из двух составляющих.

Пусть в изотропной одномерной среде геометрической толщины L имеет место чистое изотропное рассеяние, при этом со стороны левой границы (см. рис.1) примыкает поверхность, отражающая и пропускающая способности которой известны Q^\pm . Последние нелинейным образом зависят от падающих на них слева и справа пучков (x, y). Допускается также, что поверхность обладает двусторонними и не зависящими от внешнего возбуждения

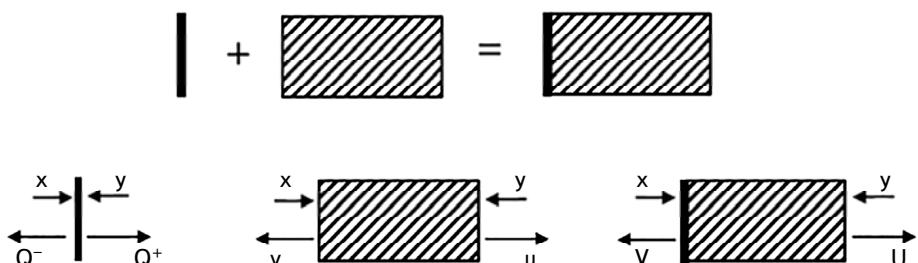


Рис.1. Схема сложения подстилающей поверхности и рассеивающей-поглощающей среды (наверху). Обозначения физических величин, описывающих составляющие части и суммарную среду по отдельности (внизу).

излучательными способностями ε^\pm . Другими словами, величины

$$Q^\pm \equiv Q^\pm(x, y; \varepsilon^\pm) = \tilde{Q}^\pm(x, y) + \varepsilon^\pm \quad (1)$$

представляют интенсивности излучения, направленного вправо "+" и влево "-" при условии, что на поверхность слева и справа падает излучение интенсивности x и y , соответственно. Введем в рассмотрение также величины $U \equiv U(x, y) \equiv U(x, y; \varepsilon^\pm; L)$, $V \equiv V(x, y) \equiv V(x, y; \varepsilon^\pm; L)$, представляющие собой интенсивности излучения, выходящего соответственно через правую и левую границы системы поверхность + атмосфера, когда она слева и справа освещена внешним излучением интенсивности x и y . При этом отражающие и пропускающие характеристики отдельных составляющих частей данной системы считаются заданными: $Q^\pm(x, y; \varepsilon^\pm)$ для подстилающей поверхности и $u \equiv u(x, y) \equiv u(x, y; L)$, $v \equiv v(x, y) \equiv v(x, y; L)$ - для атмосферы геометрической толщины L в отсутствии примыкающей поверхности.

В верхней части рис.1 показано каким образом поверхность и атмосфера объединяются в единую систему, внизу отмечаются отражающие-пропускающие радиационные характеристики как каждого из компонентов, так и среды, получающейся в результате их объединения.

Задача заключается в определении величин U и V по известным Q^\pm , u , v . Интенсивности излучения, идущие вправо и влево на контактной границе атмосферы с поверхностью, обозначим через p и s , соответственно.

Формулы нелинейного сложения слоев (см., например, [4]) для искомых величин в данном случае можно записать в виде

$$U(x, y) = u(p, y), \quad V(x, y) = Q^-(x, s; \varepsilon^-), \quad (2)$$

$$\begin{cases} s = v(p, y) \\ p = Q^+(x, s; \varepsilon^+) \end{cases}, \quad (3)$$

где величины u и v имеют явные представления [1]

$$u = y + (x - y)T, \quad v = x - (x - y)T, \quad (4)$$

а ЛО $T \equiv T(x, y; L) \equiv T(x + y; L) \equiv T(z; L) \equiv T(z)$ дается выражением

$$T(z) = q \frac{1 + bz}{1 + qbz}, \quad (5)$$

при этом величина $q \equiv q(L)$ представляет пропускающую способность среды геометрической толщины L в одномерной, линейной и консервативной задаче переноса излучения.

Величина s в (3) с учетом соотношений (4) и (5) находится из трансцендентного уравнения

$$s = \frac{(1-q)Q^+ + [1 + (Q^+ + y)b]qy}{1 + (Q^+ + y)bq}, \quad (6)$$

которое при обозначениях

$$A(s) \equiv (1-q) - (s-y)bq, \quad B \equiv 1 + bqy, \quad C \equiv (1+by)qy, \quad (7)$$

с учетом (1) примет простой вид

$$A(s)\tilde{Q}^+(x, s) - \tilde{B}s + \tilde{C} = 0, \quad (8)$$

где

$$\tilde{B} \equiv 1 + bq(\varepsilon^+ + y), \quad \tilde{C} \equiv (1-q)\varepsilon^+ + [1 + b(\varepsilon^+ + y)]qy. \quad (9)$$

Решение трансцендентного уравнения (8) относительно s , можно строить, например с помощью надлежащего выбора итеративной схемы, с учетом условий

$$Q^+(x, s; \varepsilon^+) \leq x + s + \varepsilon^+ \quad \text{или} \quad \tilde{Q}^\pm(x, y) \leq x + y, \quad (10)$$

отражающих факт отсутствия процессов размножения фотонов в поверхности. После определения s , значение искомой величины V находится непосредственно из второго соотношения (2). Другая искомая величина U определяется из первого соотношения (2) с учетом выражений (4), (5)

$$U(x, y) = \frac{(1-q)y + [1 + (p+y)b]pq}{1 + (p+y)bq}, \quad (11)$$

где значения величин p и $p+y$ с помощью (3), (1) и (8) находятся в виде:

$$p = \frac{Bs - C}{A(s)} = \frac{s - [1 - (s-y)b]qy}{1 - q - (s-y)bq}, \quad p + y = \frac{s + (1-2q)y}{1 - q - (s-y)bq}. \quad (12)$$

Соотношение (3) позволяет переписать выражение (11) также непосредственно в форме

$$U(x, y) = \frac{(1-q)y + (1+by)qQ^+ + bq(Q^+)^2}{1 + (Q^+ + y)bq}, \quad Q^+ \equiv Q^+(x, s; \varepsilon^+). \quad (13)$$

Так решается поставленная нами задача в общем случае, когда многократно взаимодействующие между собой составляющие системы обладают нелинейными свойствами.

Определенный интерес представляют также частные случаи рассмотренной задачи, когда какой-либо из компонентов составной системы обладает линейными свойствами.

2.1. Линейная поверхность. В данном случае очевидно:

$$Q^+(x, s; \varepsilon^+) = t^+x + r^+s + \varepsilon^+, \quad Q^-(x, s; \varepsilon^-) = r^-x + t^-s + \varepsilon^-, \quad (14)$$

при этом величинами t^\pm и r^\pm обозначены двусторонние отражающие и

пропускающие способности подстилающей поверхности в линейном случае. Из (8) и (9) имеем

$$A_0 s^2 + B_0 s - C_0 = 0, \quad (15)$$

где приняты обозначения:

$$A_0 \equiv r^+ b q, \quad B_0 \equiv b_0 + b_1 x + b_2 y, \quad C_0 = a_0 + a_1 x + a_2 y + a_3 x y + a_4 y^2, \quad (16)$$

$$b_0 \equiv 1 - (1-q)r^+ + b q \varepsilon^+, \quad b_1 \equiv b q t^+, \quad b_2 \equiv (1-r^+)b q, \quad (17)$$

$$a_0 \equiv (1-q)\varepsilon^+, \quad a_1 \equiv (1-q)t^+, \quad a_2 \equiv (1+b\varepsilon^+)q, \quad a_3 \equiv b q t^+, \quad a_4 \equiv b q. \quad (18)$$

Физическому решению уравнения (15) соответствует положительный знак перед квадратным корнем. После определения s из (15), выходящее через левую границу среды излучение с учетом (14) находится из соотношения (2)

$$V(x, y) = r^- x + t^- s + \varepsilon^-, \quad (19)$$

а излучение $U(x, y)$, выходящее через правую границу среды, как и раньше, находится из (11)-(13).

2.2. Линейная атмосфера. В этом случае достаточно (см. [1]) в любую из формул (6)-(9) подставить $b \equiv 0$, чтобы свести вопрос к решению уравнения

$$s = (1-q)Q^+(x, s; \varepsilon^+) + qy \quad \text{или} \quad s = (1-q)[\tilde{Q}^+(x, s) + \varepsilon^+] + qy. \quad (20)$$

Полученное уравнение имеет весьма прозрачный физический смысл - внутреннее поле, идущее к поверхности, состоит из двух компонентов: от доли излучения самой поверхности - Q^+ , которая отразилась от линейной среды и части падающего на правую границу излучения y , которая была пропущена атмосферой. После решения (20) интенсивность излучения, выходящая через правую границу, находится из (13) или (11) подстановкой $b \equiv 0$

$$U(x, y) = qQ^+(x, s; \varepsilon^+) + (1-q)y = \frac{qs + (1-2q)y}{1-q}, \quad (21)$$

а $V(x, y)$ из (2).

2.3. Оба компонента линейные. Это наиболее простой случай, задача становится линейной, поэтому решение приводится здесь лишь в справочных целях. Оно может быть получено разными путями, в частности, из уравнения (20) с учетом равенств (1), (14) нетрудно получить

$$s = \frac{(1-q)(\varepsilon^+ + t^+ x) + qy}{1 - (1-q)r^+}. \quad (22)$$

3. Нелинейные задачи переноса в обратной постановке. С точки зрения астрофизической интерпретации наблюдений область обратных задач восстановления истинных характеристик объектов по наблюдаемым

величинам гораздо шире и разнообразнее (см., например, [3,5-9]). Более того, анализ диффузных полей излучения с помощью математически точной формулировки обратной задачи подчас намного эффективнее и актуальнее, чем прямое моделирование процессов многократного взаимодействия излучения с веществом. Действительно, исходные радиационные свойства исследуемого объекта, явления или физической ситуации чаще приходится восстанавливать именно посредством практического измерения интенсивностей наблюдаемых полей излучения. Однако, несмотря на их практическую важность, обратные нелинейные задачи переноса лучистой энергии вследствие математической сложности все еще остаются мало изученными. Поэтому целесообразно попытаться полученные в [1] аналитические выражения прямой задачи, использовать также для анализа задач в обратной постановке.

Для иллюстрации ниже приводятся некоторые простые примеры, типичные для моделей различных экспериментально-практических ситуаций, когда по наблюдаемым величинам определяются величины, недоступные измерению или те или иные локальные характеристики самой среды.

3.1. Определение внешних возбуждающих полей по данным выходящего из среды излучения. Определить интенсивности x и y , входящих в среду пучков по наблюдаемым значениям u и v , выходящего из среды излучения. Из (4), получим систему двух уравнений

$$\begin{cases} x + y = u + v \\ x - y = \frac{u - v}{2T(x + y) - 1}. \end{cases} \quad (23)$$

Если учесть первое из уравнений (23), то решение этой системы нетрудно записать непосредственно в виде:

$$x = \frac{(u+v)T(u+v)-v}{2T(u+v)-1}, \quad y = \frac{(u+v)T(u+v)-u}{2T(u+v)-1}, \quad (24)$$

где ЛО задается формулой (5). Выражениями (24) дается явное решение поставленной задачи.

3.2. Определение интенсивности излучения на недоступной для измерения границе среды по наблюдениям светового режима на другой границе. Если наблюдателю доступны измерения, сделанные лишь со стороны одной из границ среды (например левой), то по наблюдаемым на этой границе значениям интенсивностей излучения (падающего x и отраженного v) можно определить значения соответствующих величин (входящих u и выходящих v интенсивностей) на противоположной - (правой) границе среды. Для этого достаточно с учетом (5) решить систему (23) относительно u и v

$$bqy^2 + [1 + (x - v)b]qy = (1 + bv)qx - (x - v), \quad (25)$$

$$bqu^2 + [1 - (x - v)b]qu = (1 + bv)qx - (x - v)(1 - q). \quad (26)$$

В полученных квадратных уравнениях физическим решениям соответствует положительный знак перед квадратным корнем. При этом, если решено лишь одно из (25), (26), то решение другого можно непосредственно найти из (4).

3.3. Определение интенсивностей излучения в одном из направлений по измерениям интенсивности противоположно направленного излучения. Пусть, как и выше, обе границы среды одновременно освещены мощными пучками излучения интенсивностей x и y , соответственно, при этом известно, идущие в одном и том же направлении (например слева направо x и u). Требуется определить значения аналогичных интенсивностей излучения соответствующие обратному направлению (т. е. справа налево y и v):

$$y = \frac{(1 + bqx)u - (1 + bx)qx}{1 - q + (x - u)bq} \quad \text{или} \quad y = \frac{u - [1 + (x - u)b]xq}{1 - [1 - (x - u)b]q}, \quad (27)$$

$$v = \frac{(1 - q)x - (x - u)(1 + ub)q}{(1 - q) + (x - u)bq}. \quad (28)$$

3.4. Определение некоторых характеристик среды по измерениям интенсивностей падающего излучения и излучения, выходящего через одну из ее границ. Пусть измерены интенсивности падающего на среду излучения (x, y) и выходящего (например v) через одну из границ излучения. Требуется определить как оптическую толщину $\tau(0, 0)$ этой среды в невозбужденном состоянии (т.е. когда $x = 0, y = 0$), так и выявить закон изменения оптической толщины $\tau(x, y)$ в зависимости от интенсивностей (x, y) внешнего возбуждающего излучения, т.е. определить уровень просветления среды в зависимости от внешнего возбуждающего излучения и, наконец, "экспериментальным" путем найти локальную характеристику b вещества среды.

Посредством второго выражения (4), с учетом (5), нетрудно получить

$$\frac{1}{q} = \frac{x - y - [y^2 + xy - (x + y)v]b}{x - v}. \quad (29)$$

При этом (см. [10])

$$q = \frac{1}{1 + \frac{\tau(0)}{2}}, \quad (30)$$

где сохранены все обозначения, использованные ранее в [1]:

$$\begin{aligned}\tau(x, y, L) &= \tau(x+y, L) \equiv \tau(z, L) \equiv \tau(z), \quad \tau(0) = \int_0^L k_0(l) dl = \frac{hv}{2} B_{12} N, \\ k_0(l) &= n(l) \frac{hv}{2} B_{12}, \quad N \equiv \int_0^L n(l) dl.\end{aligned}\tag{31}$$

Из соотношений (29), (30) окончательно получим значение оптической толщины невозбужденной среды, выраженное через измеряемые величины v , x , y и значение b микро характеристики вещества рассеивающей-поглощающей среды

$$\tau(0) = 2 \frac{v - y - (y^2 + xy - zv)b}{x - v} = 2 \frac{v - y}{x - v} (1 + bz). \tag{32}$$

С учетом (31) найдем также число нейтральных атомов

$$N = \frac{4}{hv B_{12}} \frac{v - y - (y^2 + xy - zv)b}{x - v} = \frac{4}{hv B_{12}} \frac{v - y}{x - v} (1 + bz). \tag{33}$$

Уместно подчеркнуть, что посредством формул (32) и (33) определяются параметры невозбужденной среды, несмотря на то, что измерения относились именно реально возбужденной среде. Очевидно, правые части соотношений (32) и (33) инвариантны по отношению к мощности внешнего возбуждающего излучения (x , y). Из тех же наблюдений, помимо исходной оптической толщины $\tau(0)$ среды, нетрудно определить также ее реальную оптическую толщину $\tau(z)$ как функцию от мощности возбуждающих полей x и y

$$\tau(z) = \int_0^L k(z, l) dl = \frac{\tau(0)}{1 + bz} = 2 \frac{v - y}{x - v}. \tag{34}$$

Величина b является одной из локальных характеристик вещества среды и непосредственно связана с атомными величинами

$$b = \frac{B_{12} + B_{21}}{2 A_{21}} = \frac{c^2}{4 hv_{12}^3} \left(1 + \frac{g_2}{g_1} \right). \tag{35}$$

Эта величина до сих пор считалась заранее известной. Если же теперь поставить задачу независимого "экспериментального" определения значения этой величины, то потребуются данные еще одного наблюдения. Действительно, используя результаты уже двух наблюдений (x_1, y_1, v_1) и (x_2, y_2, v_2) из инварианта (32) нетрудно получить также ее значение:

$$\frac{v_1 - y_1}{x_1 - v_1} (1 + bz_1) = \frac{v_2 - y_2}{x_2 - v_2} (1 + bz_2), \tag{36}$$

$$b = \frac{(v_1 - y_1)(x_2 - v_2) - (v_2 - y_2)(x_1 - v_1)}{(x_1 - v_1)(v_2 - y_2)z_2 - (x_2 - v_2)(v_1 - y_1)z_1}. \tag{37}$$

Отметим, наконец, что вышеприведенные формулы в значительной мере упрощаются, когда среда освещена лишь с одной стороны, т.е., например, при условии $y \equiv 0$, $x \neq 0$. Здесь мы сталкиваемся с классической задачей

определения оптических параметров среды посредством измерения падающего x и отраженного v от среды излучения:

$$\tau(0) = 2 \frac{v_0}{x - v_0} (1 + xb), \quad N = \frac{4}{hv B_{12}} \frac{v_0}{x - v_0} (1 + xb), \quad (38)$$

$$\tau(x) = 2 \frac{v_0}{x - v_0}, \quad b = \frac{(x_2 - v_2)v_1 - (x_1 - v_1)v_2}{(x_1 - v_1)x_2 v_2 - (x_2 - v_2)x_1 v_1}, \quad (39)$$

где $v_0 \equiv v(x, 0)$.

3.5. Определение поля излучения внутри среды по измерениям двухсторонних полей на одной из границ среды. В первой части данного исследования [1] задача определения поля внутри среды была решена двумя способами: как прямая задача сложения двух отдельных слоев с заранее известными отражающими-пропускающими свойствами и как обратная задача, сформулированная в виде задачи Коши для уравнения переноса излучения. Здесь же она будет рассматриваться в виде классической обратной задачи "дистанционного зондирования", когда по данным "измерений" интенсивностей входящего и выходящего излучений определяется внутренний световой режим среды без какого-либо использования уравнения переноса излучения. Будем исходить из формул нелинейного сложения слоев, полученных впервые Амбарцумяном в [11,12].

Пусть среда геометрической толщины L со стороны левой и правой границ освещена излучением с интенсивностями x и y , соответственно. Необходимо определить интенсивности вправо (+) и влево (-) направленного излучения $I^\pm(l; x, y; L)$ на глубине l данной среды по известному отраженному излучению $v(x, y; L) \equiv I^-(0; x, y; L)$. Проведя мысленно разрез на произвольной глубине $0 < l < L$, нетрудно записать (рис.2)

$$v(x, y; L) = v(x, I^-(l; x, y; L); l). \quad (40)$$

Действительно, соотношение (40) показывает [11,12] (см. также [1]), что выходящее из слоя $[0, L]$ поле $v(x, y; L)$ при внешнем воздействии (x, y) инвариантно по отношению отсекания от исходной среды ее части $[l, L]$ при

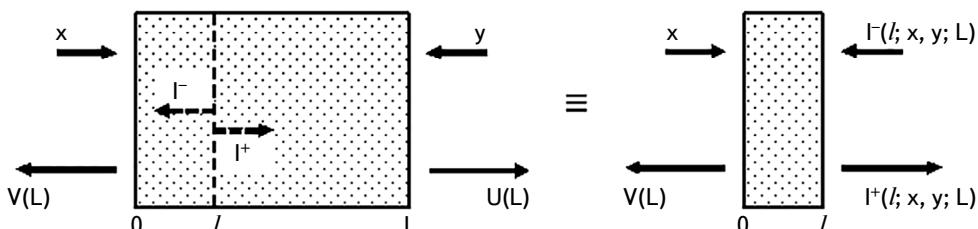


Рис.2. Схема иллюстрирующая эквивалентность задач о выходящем излучении и поля излучения внутри среды.

сохранении на оставшуюся часть $[0, l]$ воздействия $(x, I^-(l; x, y; L); l)$ в качестве внешнего.

Из соотношения (40) и рис.2 яствует, что одной и той же паре измеряемых значений $(v; x)$ соответствует произвольное число значений l и L (при $0 < l < L$), для которых решение обратной задачи 3.2. о восстановлении входящих и выходящих интенсивностей u и v для слоя толщины L одновременно будут давать решение также более общей задачи о восстановлении внутренних полей излучения $I^\pm(l; x, y; L)$ на произвольной глубине l слоя L . Действительно, заменами $y \rightarrow I^-(l; x, y; L)$ и $u(x, y; L) \rightarrow I^+(l; x, y; L)$, а также $q(L) \rightarrow q(l)$ и переобозначением $v(x, y; L) \equiv V(L)$ уравнения (25), (26) перепишутся уже в виде

$$bq(l)(I^-)^2 + \{1 + [x - V(L)]b\}q(l)I^- - [1 + bV(L)]q(l)x - [x - V(L)] = 0, \quad (41)$$

$$bq(l)(I^+)^2 + \{1 - [x - V(L)]b\}q(l)I^+ - [1 + bV(L)]q(l)x - [x - V(L)][1 - q(l)] = 0. \quad (42)$$

Последние нетрудно вывести также непосредственно. Для вывода уравнения (41), например, достаточно в правой части (40) использовать вторую из формул (4), и учитывать (5). При этом, если одна из величин $I^\pm(l; x, y; L)$ уже определена из соответствующего уравнения (41) или (42), то вторую можно найти уже без привлечения соответствующего уравнения, с использованием лишь одного из явных выражений нелинейного сложения слоев:

$$I^+(l; x, y; L) = u(x, I^-(l; x, y; L); l) \text{ или } I^-(l; x, y; L) = v(I^+(l; x, y; L), y; L-l). \quad (43)$$

Раскрытие формы последних нетрудно записать при помощи (4):

$$I^+(l; x, y; L) = I^-(l; x, y; L) + [x - I^-(l; x, y; L)]T_l(x + I^-(l; x, y; L)), \quad (44)$$

$$I^-(l; x, y; L) = I^+(l; x, y; L) - [I^+(l; x, y; L) - y]T_{L-l}(y + I^+(l; x, y; L)), \quad (45)$$

где ЛО T_l , T_{L-l} даются выражением (5), здесь нижним индексом дополнительно указана толщина слоя, к которому относится данный ЛО. Таким образом соотношения (41), (44) или же (42), (45) определяют поле внутри среды как решение обратной задачи, те же искомые величины определялись в [1] путем формулирования прямой задачи посредством системы (44), (45).

3.6. Внутреннее поле в полубесконечной среде. Рассмотрим частный случай "задачи 3.5", когда оптическая толщина чисто рассеивающей среды бесконечна, при этом пусть:

$$y = 0, \quad \tau \equiv \int_0^L k_0(l)dl = \infty, \quad I^\pm(l; x, 0; L)|_{\tau=\infty} \equiv I_\infty^\pm(l, x) \equiv I_\infty^\pm. \quad (46)$$

Из (4), (5) и (30) следует, что при чистом рассеянии:

$$V(L)|_{\tau=\infty} = x, \quad (47)$$

т.е. от чисто рассеивающей полубесконечной среды в нелинейном случае, аналогично линейному, полностью отражается все излучение, которое входило в нее извне через ее внешнюю границу. С учетом (47) и факта (сравнить с (30))

$$q(l) = \frac{2}{2 + \int_0^l k_0(l') dl'} \neq 0, \quad (48)$$

уравнения (41), (42) примут вид:

$$b(I_\infty^-)^2 + I_\infty^- - [1 + bx]x = 0, \quad (49)$$

$$b(I_\infty^+)^2 + I_\infty^+ - [1 + bx]x = 0. \quad (50)$$

Уравнения (49) и (50), описывающие поля "вперед" и "назад" идущих излучений идентичны, более того - не зависят от параметра глубины, значит имеет место:

$$I_\infty^+(l, x) = I_\infty^-(l, x) = \text{const}(x), \quad 0 < l < \infty, \quad (51)$$

т.е. на каждой глубине полубесконечной среды интенсивности "вперед" и "назад" идущих излучений равны между собой, а само поле однородно на всех глубинах. Из (51) с учетом $I_\infty^\pm(0, x) = x$ (ср. с (47)) или же прямо из решения уравнений (49), (50) будем иметь:

$$\text{const}(x) = x, \quad \text{т.е. } I_\infty^\pm(l, x) = x. \quad (52)$$

Таким образом, в нелинейной задаче внешнего освещения полубесконечной среды, состоящей из двухуровневых атомов, при чистом рассеянии как выходящее из среды излучение, так и поле внутри нее одинаково на всех глубинах и равно входящему в среду излучению. Этот же световой режим имел место также и в линейной задаче (см., например, уравнения (49)-(50) при $b \equiv 0$). Более того, даже в предельном случае бесконечно мощном освещении среды извне данная нелинейная задача все же продолжает оставаться линейной. Этот результат отнюдь не является тривиальным, поскольку в нем задействованы три бесконечности: бесконечное время воздействия, бесконечно мощное внешнее освещение и бесконечная оптическая толщина среды. В результате их взаимодействия оптические свойства среды не меняются, она нисколько не просветляется, везде устанавливается режим линейного однородного светового поля. То есть здесь важно значение оптической толщины, в отличие от случая среды конечной оптической толщины, где в тех же условиях превосходство принадлежит величине мощности излучения, которая просветляет среду, в пределе доведя ее до полной прозрачности. В ином контексте нелинейная задача одномерной полубесконечной среды, состоящей из двухуровневых атомов, ранее рассматривалась в [11-13], а более общий случай трехуровневого

атома в [14].

4. Заключение. В работе показано, что знание введенной в [15,16] вспомогательной функции - ЛО отражения-пропускания в одномерной нелинейной задаче двухуровневого атома при чистом рассеянии позволяет получить явные решения некоторых более сложных прямых и обратных задач.

Выражаю искреннюю признательность профессору А.Г.Никогосяну за внимание к работе, ценные замечания и помочь при ее выполнении.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
e-mail: hovpik@gmail.com hovpik@bao.sci.am

ANALYTICAL SOLUTION OF THE NON-LINEAR PROBLEM OF RADIATION DIFFUSION IN ONE-DIMENSIONAL PURE SCATTERING MEDIUM. II

H.V.PIKICHYAN

The work is the second part of the author's previous article. Using simple examples of nonlinear problems of a one-dimensional purely scattering medium, the purpose of it is to illustrate the efficiency of using previously introduced auxiliary functions, the so-called linear images (LI) of the reflection-transmission function. At first, an explicit analytical solution was obtained for the nonlinear "direct" problem of determining the fields of the emerging radiation from a "composite" medium consisting of a reflecting surface and a layer of finite thickness with known reflecting-transmitting properties. Then the nonlinear "inverse" problems of determining: a) the external exciting fields according to the data of the radiation emerging from the medium, b) fields on the "inaccessible" boundary of the medium by means of observations of the light regime at one of its boundaries, c) the intensities of radiation traveling in one direction from measurements of fields in the opposite direction, d) some characteristics of the medium by measuring the intensities of radiation incident on it from the outside and emerging through the one of its boundaries, e) fields inside the medium, according to measurements of two-sided radiation fields only at one boundary of the medium. Finally, it is shown that in the nonlinear problem of illumination of a semi-infinite medium the phenomenon of "enlightenment" of the medium does not

occur, whereas the light regime both outside and inside the medium coincides with the solution of the linear problem.

Keywords: *radiation transfer: nonlinear problem*

ЛИТЕРАТУРА

1. *O.B.Пикичян*, Астрофизика, **62**, 437, 2019, (Astrophysics, **62**, 387, 2019).
2. *В.В.Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., ГИТТЛ, 1956, 391с.
3. *Н.И.Минин*, Теория переноса излучения в атмосферах планет, М., Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1988, 264с.
4. *O.B.Пикичян*, Астрофизика, **53**, 285, 2010, (Astrophysics, **53**, 251, 2010).
5. *H.H.Kagiwada, R.Kalaba, S.Ueno*, Multiple scattering processes. Inverse and Direct, Addison-Wesley Publ.Company, 1975, 337р.
6. *Н.Г.Преображенский, В.В.Пикалов*, Неустойчивые задачи диагностики плазмы, Новосибирск, Наука, 1982, 238с.
7. *A.B.Гончарский, A.M.Черепашук, A.G.Ягола*, Некорректные задачи астрофизики, М., Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1985, 352с.
8. *O.I.Смоктий, A.C.Аниконов*, Рассеяние света в средах большой оптической толщины, Санкт-Петербург, Наука, 2008, 440с.
9. *B.E.Зуев, И.Э.Наац*, Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы, Новосибирск, Наука, 1982, 242с.
10. *B.A.Амбарцумян*, Изв. АН Арм. ССР, Естеств. науки, **1-2**, 31, 1944.
11. *B.A.Амбарцумян*, ДАН Арм. ССР, **38**, 225, 1964.
12. *B.A.Амбарцумян*, с.91-104, в сб.: "Теория звездных спектров", под. ред. В.В.Соболева и др., М., Наука, 1966, 388с.
13. *M.A.Мнацаканян*, с.445-463, в сб.: "Принцип инвариантности и ее приложения", под. ред. М.А.Мнацаканяна и О.В.Пикичяна, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1989, 522с.
14. *A.G.Никогосян*, Астрофизика, **1**, 285, 1965, (Astrophysics, **1**, 152, 1965).
15. *O.B.Пикичян*, с.48-49, в сб.: "Пятое Росс.-Арм. Совещ. по мат. физ., комплексному анализу и смежным вопросам" (28 сент. - 3 окт., 2014, Ереван, Армения), Тезисы докладов, Изд. НАН РА, Ереван, 2014, 56с.
16. *H.V.Pikichyan*, JQSRT, **183**, 113, 2016.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

БАРОМЕТРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИ ВЫРОЖДЕННОГО ФЕРМИ-ГАЗА

1. *Введение.* Барометрическая формула для идеального газа связывает концентрацию газа $n(x)$ в силовом потенциальном поле $U(x)$ с высотой x при заданной температуре T и концентрации n_0 на высоте $x=0$. В однородном гравитационном поле барометрическая формула имеет вид [1,2]

$$n(x) = n_0 \exp\left(-\frac{mgx}{kT}\right), \quad (1)$$

где m - масса частиц газа, g - ускорение свободного падения (ускорение в гравитационном поле), k - постоянная Больцмана.

На практике часто достаточно знать зависимость концентрации от потенциальной энергии частиц в силовом поле. В этом случае барометрическая формула приобретает форму известного распределения Больцмана

$$n(U) = n_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \quad (2)$$

для газа с уравнением состояния $p = nkT$ при фиксированной температуре (изотермический случай), где p - давление газа.

Известны барометрические формулы и распределения для других уравнений состояния газов. Например, в [3,4] для описания процессов в плазме используется аналогичная формула адиабатического уравнения состояния; в [5] получена и проанализирована барометрическая формула для газа Ван-дер-Вальса; в [6] выведена барометрическая формула для теплого ферми-газа, которая в форме распределения применялась в теориях ионно-звуковых волн в плазме с квантово-вырожденными электронами [7,8].

Чандрасекар [9,10] получил уравнение состояния ультрарелятивистски вырожденного газа, т.е. газа с энергией Ферми, существенно превышающей энергию покоя частиц. Это уравнение многократно использовалось для описания процессов в недрах белых карликов [11,12] и в теориях волновых процессов в ультрарелятивистски вырожденной плазме [13-20]. Тем не менее,

барометрическая формула для газа с уравнением состояния Чандрасекара нигде не представлялась.

В данной статье сообщается о простом выводе барометрической формулы для ультрарелятивистски вырожденного газа, подчиняющегося уравнению состояния Чандрасекара:

$$P = A \left[\eta \left(2\eta^2 - 3 \right) \sqrt{1 + \eta^2} + 3 \operatorname{arcsinh}(\eta) \right], \quad (3)$$

в котором $A = \pi m^4 c^5 / 3 h^3$ - коэффициент и $\eta = \frac{p_F}{mc} = \sqrt[3]{\frac{3h^3 n}{8\pi m^3 c^3}} = \sqrt[3]{\frac{n}{n_F}}$ - релятивистский параметр вырождения, где P - давление газа; n - концентрация частиц газа; m - их масса; p_F - релятивистский импульс Ферми; n_F - концентрация частиц газа, при которой импульс Ферми равен mc ; c - скорость света; h - постоянная Планка.

2. Вывод барометрической формулы. Будем следовать газостатическому методу вывода барометрической формулы, примененному в [6]. Для этого рассмотрим уравнение газостатического равновесия

$$\frac{1}{n} \frac{dP}{dx} + \frac{dU}{dx} = 0. \quad (4)$$

Подставим (3) в (4) и получим обыкновенное дифференциальное уравнение. Решение уравнение с условием $n(U=0)=n_0$ даёт

$$U = \frac{8A}{n_F} \left[\sqrt{\left(\frac{n_0}{n_F} \right)^{2/3} + 1} - \sqrt{\left(\frac{n}{n_F} \right)^{2/3} + 1} \right]. \quad (5)$$

Разрешая (5) относительно n , получим распределение ультрарелятивистски вырожденного газа Чандрасекара в силовом поле U в явном виде:

$$n = \frac{n_F}{512 A^3} \left[64 A^2 \left(\frac{n_0}{n_F} \right)^{2/3} - 16 A n_F U \sqrt{1 + \left(\frac{n_0}{n_F} \right)^{2/3} + n_F^2 U^2} \right]^{3/2}. \quad (6)$$

Подставляя в нее однородное силовое поле $U = mgx$, получим искомую барометрическую формулу

$$n = \frac{n_F}{512 A^3} \left[64 A^2 \left(\frac{n_0}{n_F} \right)^{2/3} - 16 A n_F mgx \sqrt{1 + \left(\frac{n_0}{n_F} \right)^{2/3} + n_F^2 m^2 g^2 x^2} \right]^{3/2}. \quad (7)$$

Формулы (6) и (7) - основной результат данной работы. Анализируя их, построим график зависимости $n(U)$ (рис.1). Видно, что он имеет две ветви, в промежутке между которыми значения функции (6) комплекснозначные. Правая ветвь при больших значениях U является ложной. Она возникла при

возведении в квадрат (5) при решении иррационального уравнения относительно n . Ложную ветвь необходимо отбросить.

В итоге, формула (6) справедлива лишь до значения U_F , выражаемого соотношением

$$U_F = \frac{8A}{n_F} \left[\sqrt{\left(\frac{n_0}{n_F} \right)^{2/3} + 1} - 1 \right] = mc^2 \left(\sqrt{\eta_0^2 + 1} - 1 \right), \quad (8)$$

которое находится, как наименьший корень функции (7). Здесь релятивистский параметр вырождения η_0 соответствует n_0 .

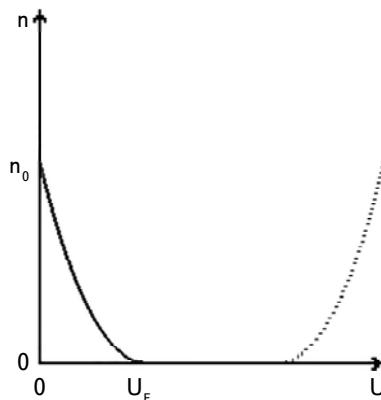


Рис.1. График зависимости (6); ложная ветвь отмечена пунктиром.

3. Заключение. Таким образом, формула (6) при $0 < U < U_F$ есть распределение частиц в силовом поле, а (7) - барометрическая формула для ультра-релятивистски вырожденного газа, подчиняющегося уравнению состояния Чандрасекара [9,10]. Их можно использовать в теориях нелинейных электростатических волн и структур в релятивистской вырожденной плазме.

A barometric formula for ultra-relativistically degenerate Fermi-gas. An exact explicit barometric formula for ultra-relativistically degenerate Fermi-gas governed by the Chandrasekhar equation of state is derived.

Keywords: *ultra-relativistically degenerate Fermi-gas: Chandrasekhar equation of state: barometric formula*

02 июля 2020

¹ РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров, Россия,
e-mail: dubinov-ae@yandex.ru

А.Е.Дубинов
A.E.Dubinov

² СарФТИ НИЯУ МИФИ, Саров,
Нижегородская обл., Россия

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.D.Landau, E.M.Lifshitz*, Statistical Physics, Oxford: Pergamon Press Ltd, 1980.
2. *M.N.Berberan-Santos, E.N.Bodunov, L.Pogliani*, Amer. J. Phys., **65**, 404, 1997.
3. *C.Sack, H.Schamel*, Plasma Phys. Contr. Fus., **27**, 717, 1985.
4. *A.E.Dubinov*, J. Appl. Mech. Techn. Phys., **48**, 621, 2007.
5. *M.N.Berberan-Santos, E.N.Bodunov, L.Pogliani*, Amer. J. Phys., **70**, 438, 2002.
6. *A.A.Dubinova*, Techn. Phys., **54**, 210, 2009.
7. *A.E.Dubinov, A.A.Dubinova, M.A.Sazonkin*, J. Comm. Techn. Electr., **55**, 907, 2010.
8. *A.E.Dubinov, M.A.Sazonkin*, J. Exper. Theor. Phys., **111**, 865, 2010.
9. *S.Chandrasekhar*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **95**, 207, 1935.
10. *S.Chandrasekhar*, Science, **226**, 497, 1984.
11. *S.Chandrasekhar*, An Introduction to the Study of Stellar Structure, Chicago: Univ. Chicago Press, 1939.
12. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, Stellar Physics, Vol. 1, NY-Berlin: Springer, 2001.
13. *B.Eliasson, P.K.Shukla*, Europhys. Lett., **97**, 15001, 2012.
14. *S.Hussain, A.Rehman, H.Hasnain et al.*, Astrophys. Space Sci., **359**, 29, 2015.
15. *G.Mikaberidze, V.I.Berezhiani*, Phys. Lett. A, **379**, 2730, 2015.
16. *F.Haas*, J. Plasma Phys., **82**, 705820602, 2016.
17. *M.M.Hasan, M.A.Hossen, A.A.Mamun*, Phys. Plasmas, **24**, 072113, 2017.
18. *B.Sahu, A.Sinha, R.Roychoudhury*, Phys. Plasmas, **24**, 112111, 2017.
19. *M.K.Ahmed, O.P.Sah*, Phys. Scripta, **21**, 045301, 2019.
20. *H.Soltani, T.Mohsenpour, F.Sohbatzadeh*, Contrib. Plasma Phys., **59**, e201900038, 2019.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 63

НОЯБРЬ, 2020

ВЫПУСК 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ВЫБРОСЕ V1118 Ori B 2018-2020гг.

1. *Введение.* Переменность V1118 Ori была обнаружена в 1983г. [1] и вскоре звезда была классифицирована как EXor или Subfuor [2,3]. В табл1. представлены все выбросы (outburst) V1118 Ori, зарегистрированные после обнаружения звезды в 1983г. до настоящего времени.

Таблица 1

РЕГИСТРИРОВАННЫЕ ВЫБРОСЫ V1118 Ori

Эпоха вспышки	Литература
1983-1984	Херст и др. [1], Парсамян и Гаспарян [2], Косай [4]
1988-1990	Парсамян и др. [5,6]
1992-1994	Гарсиа Гарсиа, Мампасо и Парсамян [7], Парсамян и др. [8]
1996-1998	Хайакава и др. [10], Гарсиа Гарсиа, Парсамян [9]
2004-2006	Вааген и др. [11], Вильямс и др. [12], Гарсиа Гарсиа, Парсамян и др. [13]
2007-2008	Гарсиа Гарсиа, Парсамян [14]
2015-2017	Джаннини и др. [15], Гарсиа Гарсиа, Парсамян [16]
2018-2019	Данная работа, Джунта и др. [17,18]

Предпоследний выброс произошел в сентябре 2015г. Наши наблюдения этого выброса охватили период 2014-2016гг. Основная часть данных наших наблюдений была приведена в работе [16]. После публикации были получены новые данные, которые позволили дополнить кривую блеска (рис.1, слева).

2. *Результаты.* В настоящей работе представлены данные наблюдений последнего выброса в цвете V на 20-см телескопе Шмидта-Кассегрена с ПЗС камерой, охватывающие периоды 09.11.2018-02.12.2019 и 09.28.2019-02.16.2020, которые совпали с началом и концом выброса (рис.1).

Из рис.1 следует, что выброс произошел в начале сентября 2018г. и завершился в середине февраля 2020г. Между двумя перечисленными датами вспышка наблюдалась группой итальянских астрономов [17,18] в полосах g , r , i , z . Выброс был обнаружен ими 9 мая 2019г., после чего звезда стала

недоступной для наблюдений до середины августа. После этого звезда регулярно наблюдалась до конца сентября. Судя по данным (рис.1, справа), пик максимальной яркости V1118 Ori пришелся на период с июня по август 2019г., однако "поймать" его не удалось [18]. Был зарегистрирован редкий случай очень быстрого снижения светимости. До 12 августа светимость звезды уменьшилась примерно на $1^m.5$ звездных величин со скоростью примерно $0^m.033$ за сутки. Соответственно, скорость роста составляла $0^m.018/\text{сут.}$ [18].

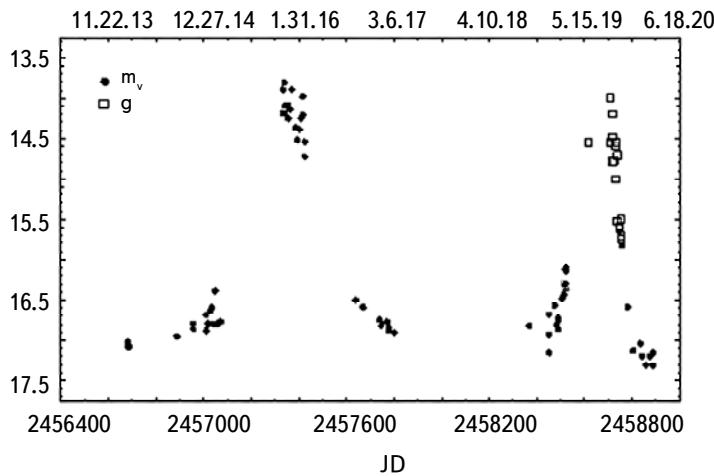


Рис.1. Кривые блеска предпоследней и последней вспышки V1118 Ori.

Оказалось, что наши наблюдения частично (в двух точках) перекрываются с наблюдениями в цвете g Джунта и др. [18], что позволило "сшить" данные двух групп и получить более или менее полную картину выброса. На рис.2 приводится комбинированная кривая светимости в условных единицах, где за единицу принята светимость звезды при $m_v = 17^m$.

Полученную кривую удалось аппроксимировать (рис.2) с помощью "пиковой" функции Грама-Шарлье (GCAS, Gram-Charlier peak function use in chromatography) из пакета Origin 2019b:

$$L(z) = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{2\pi}} e^{-z^2/2} \left(1 + \left| \sum_{i=3}^4 \frac{a_i}{i!} H_i(z) \right| \right),$$

где y_0 , A , w , t_c , a_3 , a_4 - некие постоянные параметры, $z = (t - t_c)/w$, $H_3 = z^3 - 3z$, $H_4 = z^4 - 6z^2 + 3$, которая широко используется в хроматографии - методе разделения и анализа смесей веществ, а также изучения физико-химических свойств веществ, который основан на распределении веществ между двумя фазами - неподвижной (твердая фаза или жидкость, связанная на инертном носителе) и подвижной (газовая или жидккая фаза). Мы специально обращаем внимание на сходство "хроматографических" процессов с рассматриваемым в

данной статье выбросом, где происходит аналогичный, в самых общих чертах, процесс. Здесь, возможно, имеет место проявление глубинной связи между физическими процессами и порождаемыми ими статистическими распределениями. Известно, что совершенно разные по происхождению, но подобные процессы приводят к одинаковым распределениям. Например, случайные независимые события, происходящие с заданной интенсивностью, приводят к пуассоновскому или смежным распределениям. В данной задаче подобие с "хроматографическими" процессами выражается в наличии неподвижного (звезды) и подвижного (выброс) компонентов с индуцированными ими процессами (потеря массы, изменение блеска и т.д.).

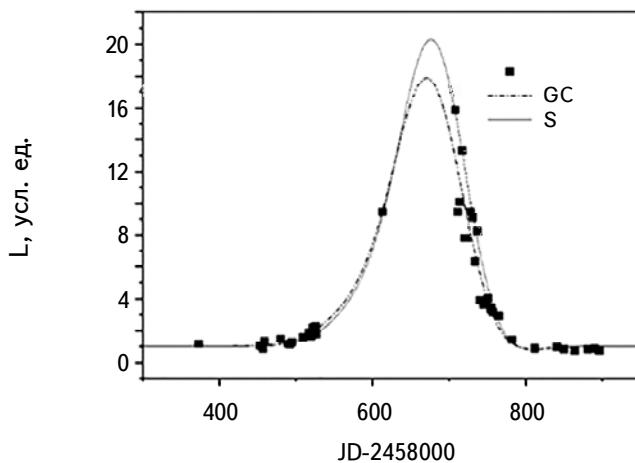


Рис.2. Аппроксимации кривой блеска последней вспышки V1118 Ori.

На рис.2 приводятся две аппроксимации наблюдательных данных. Первая получена непосредственно вышеупомянутой функцией GCAS (GC), а вторая, симулированная (S) аппроксимация, получена путем вариации параметров полученной функции GCAS в пределах их ошибок. Это сделано с целью дать больший статистический вес "ярким" точкам. Значения параметров приведены в табл.2.

Из рис.2 следует, что максимум светимости $13^m.75 \div 13^m.85$ был достигнут в интервале $JD = 2458670 \div 24586676$. Средняя скорость возгорания блеска при этом составляла $0^m.018 \div 0^m.019$ /сут, угасания - $0^m.024 \div 0^m.026$ /сут. Скорость изменения светимости более детально представлена на рис.3.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ФУНКЦИИ ГРАМА-ШАРЛЬЕ

Функция	y_0	A	w	t_c	a_3	a_4
GCAS	1 ± 0.3	2092 ± 619	52 ± 17	653 ± 43	-0.791 ± 1.691	-0.118 ± 1.065
S	1	2300	50	660	-0.791	-0.118

Как видно, кривая скорости изменения светимости следует ходу кривой светимости, достигая своего максимума примерно до полтора месяца до максимума светимости, после чего спадает параллельно правому крылу кривой светимости. Интерпретация этой кривой не входит в задачу данной работы и требует более внимательного рассмотрения.

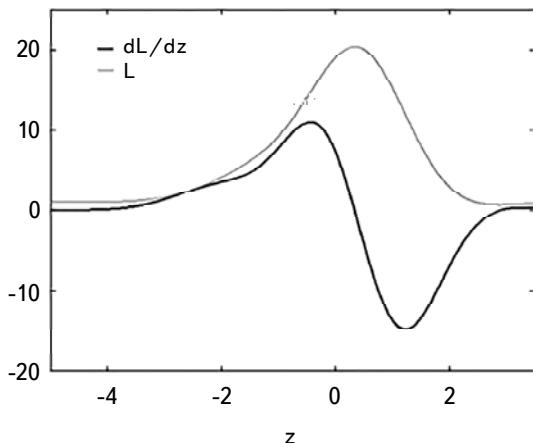


Рис.3. Кривая скорости изменения светимости, сопоставленная с кривой блеска V1118 Ori.

3. Заключение. Приведены новые наблюдательные данные о последних двух выбросах EXor V1118 Ori. Построена и аппроксимирована комбинированная кривая блеска последнего выброса. Определены даты начала, максимума и конца выброса, звездная величина в максимуме, средние скорости изменения звездной величины при возгорании и убывании блеска.

On the outburst of V118 Ori. New observational data on the last two outbursts of EXor star V1118 Ori are presented. The combined light curve of the last outburst is derived and fitted. The dates of the outburst beginning, maximum and ending, the maximal magnitude, and the rate of the brightness increasing and decreasing were determined.

Keywords: *V1118 Ori: outburst*

1 июля 2020

¹ Tamarindo, 5, 41089 Dos Hermanas, Sevilla,
Spain, e-mail: garciados@infonegocio.comX

² Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения,
e-mail: aakopian57@gmail.com

Х.Гарсия Гарсия
J.Garcia Garcia
Эльма С.Парсамян
Elma S.Parsamian
А.А.Акопян
A.A.Akopian

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.M.Hurst, D.Chanal et al.*, IAU Circ., 3924, 1984.
2. *E.S.Parsamian, K.G.Gasparian*, Astrophysics, **27**, 598, 1987.
3. *G.H.Herbig*, Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects, ed. Bo Reipurth, Munchen, 1990, p.223.
4. *H.Kosai*, IAU Circ., 3763, 1983.
5. *E.S.Parsamian, M.A.Ibragimov, G.B.Oganian et al.*, Astrophysics, **36**, 12, 1993.
6. *E.S.Parsamian, K.G.Gasparian, G.B.Oganian et al.*, Astrophysics, **39**, 201, 1996.
7. *J.Garcia Garcia, A.Mampaso, E.Parsamian*, Inf. Bull. Var. Stars, 4268, 1995.
8. *E.S.Parsamian, R.Mujica, L.Corrall et al.*, Astrophysics, **45**, 393, 2002.
9. *J.G.Garcia, E.S.Parsamian*, Inf. Bull. Var. Stars, 4925, 2000.
10. *T.Hayakawa, T.Ueda, M.Uemura et al.*, Inf. Bull. Var. Stars, 4615, 1998.
11. *E.O.Waagen, P.Williams, G. de Scala et al.*, IAU Circ., 8626, 2005.
12. *P.Williams, C.Bembrick, S.Lee*, IAU Circ., 8460, 2005.
13. *J.Garcia Garcia, E.S.Parsamian, J.C.Velazquez et al.*, Inf. Bull. Var. Stars, 5691, 2006.
14. *J.Garcia Garcia, E.S.Parsamian*, Inf. Bull. Var. Stars, 5829, 2008.
15. *T.Giannini, D.Lorenzetti, S.Antoniucci et al.*, Astrophys J. Lett., **819**, L5, 2016.
16. *J.Garcia Garcia, E.S.Parsamian*, Inf. Bull. Var. Stars, 6199, 2017.
17. *A.Giunta, T.Giannini, S.Antoniucci et al.*, ATel #12774, 2017.
18. *A.Giunta, T.Giannini, F.Vitali et al.*, ATel #13298, 2017.

"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 литература дается порядковым номером в строчку в квадратных скобках (например, [5]) и соответствует номеру в списке литературы. Список литературы должен быть оформлен следующим образом:
 - а) Для журнальных статей указываются инициалы и фамилии авторов курсивным шрифтом (в оригинальной транскрипции), название журнала в принятом сокращении (сокращения для некоторых наиболее часто встречаемых журналов, применяемых в "Астрофизике", дается в сайте журнала), номер тома жирным шрифтом, номер первой страницы, год издания. Для русскоязычных журналов, которые переводятся на английский язык, в скобках 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.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 63, 2020 год

<i>Абрамян А.В., Микаелян А.М., Паронян Г.М., Микаелян Г.А.</i> Классификация по типам активности выборки активных галактик с радиоизлучением	363
<i>Абраменко В.И.</i> (см. <i>Андреева О.А.</i>)	137
<i>Абрамян А.В.</i> (см. <i>Паронян Г.М.</i>)	193
<i>Абраменко В.И.</i> (см. <i>Фурсяк Ю.А.</i>)	295
<i>Аджян Г.С.</i> Характеристики горячего кваркового вещества при удер- жании нейтрино	149
<i>Айманова А.К.</i> (см. <i>Кондратьева Л.Н.</i>)	413
<i>Акопян А.А.</i> (см. <i>Гарсия Гарсия Х.</i>)	667
<i>Акопян С.А., Додонов С.Н., Мусеев А.В., Смирнова А.А.</i> Панорамная спектроскопия галактик с очагами звездообразования. Исследование SBS 0750+603B	57
<i>Архехайли Р.М.</i> (см. <i>Арун А.А.</i>)	245
<i>Андреев М.В.</i> (см. <i>Бабина Ю.В.</i>)	257
<i>Андреева О.А., Абраменко В.И., Малащук В.М.</i> Корональные дыры в период максимальной асимметрии 24 цикла солнечной активности	137
<i>Антонюк К.А.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Антонюк К.А.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	559
<i>Антонюк О.И.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	559
<i>Антонюк О.И.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Арун А.А., Архехайли Р.М., Исмаил Х.А.</i> Новое оптическое и инфракрасное фотометрическое исследование молодого открытого скопления звезд NGC 7790	245
<i>Арутюнян Г.</i> (см. <i>Саакян Н.</i>)	375
<i>Арутюнян Г.</i> (см. <i>Саакян Н.</i>)	521
<i>Ахтемов З.С., Цап Ю.Т., Ханейчук В.И.</i> О связи корональных дыр средних и низких широт с общем магнитным полем Солнца	451
<i>Бабина Ю.В., Павленко Е.П., Андреев М.В.</i> Фотометрические исследования промежуточного поляра DO Dra в 2008 и 2019гг.	257
<i>Бабина Ю.В.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Бакунина И.А., Мельников В.Ф., Моргачев А.С.</i> Предвспышечная динамика микроволнового и ультрафиолетового излучения в активных областях Солнца	285
<i>Барановский Э.А.</i> (см. <i>Гопасюк О.С.</i>)	479
<i>Безруковс В.</i> (см. <i>Сухарев А.</i>)	41
<i>Берадзе С.</i> (см. <i>Кочишвили Н.</i>)	275
<i>Блейдерс М.</i> (см. <i>Сухарев А.</i>)	41

<i>Вардосанидзе М.</i> (см. <i>Кочиашвили Н.</i>)	275
<i>Василенко А.А.</i> (см. <i>Компаниец Е.В.</i>)	345
<i>Гайнутдинов Р.И.</i> <i>ППН движение S-звезд вокруг SGR A*</i>	533
<i>Ган В.К.</i> (см. <i>Зимовец И.В.</i>)	463
<i>Гарсия Гарсия Х., Парсамян Э.С., Акопян А.А.</i> О выбросе V1118 Ori в 2018-2020гг.	667
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Вековая стабильность магнитных структур магнитных звезд. II	423
<i>Гопасюк О.С., Барановский Э.А., Таращук В.П., Штерцер Н.И.</i> Физические условия в корональных дырах	479
<i>Горшанов Д.Л.</i> (см. <i>Шахт Н.А.</i>)	583
<i>Григорьева И.Ю.</i> (см. <i>Струминский А.Б.</i>)	437
<i>Гутаев А.Г.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Дариецку М., Дариецку Ч.</i> Новый метод генерации решений для обобщенного уравнения Компанейца и соответствующих функций Гойна	335
<i>Дариецку Ч.</i> (см. <i>Дариецку М.</i>)	335
<i>Делхоз М.</i> (см. <i>Паранд К.</i>)	159
<i>Денисюк Э.К.</i> (см. <i>Кондратьева Л.Н.</i>)	413
<i>Джапаридзе Д., Думбадзе Г., Рамишвили Г., Чаргейшвили Б.</i> Исследование периодичностей дифференциального вращения Солнца	319
<i>Джапаридзе Д.</i> (см. <i>Цинамдзгришивили Т.</i>)	489
<i>Дмитриенко Е.С.</i> (см. <i>Саванов И.С.</i>)	573
<i>Додонов С.Н.</i> (см. <i>Акопян С.А.</i>)	57
<i>Дубинов А.Е.</i> Барометрическая формула для ультрарелятивистского вырожденного Ферми-газа	663
<i>Дубовский П.</i> (см. <i>Сухарев А.</i>)	41
<i>Думбадзе Г.</i> (см. <i>Дзапаридзе Д.</i>)	319
<i>Думбадзе Г., Шергелашивили Б.</i> Колебания эллипсоидальных солнечных активных регионов	131
<i>Ежков М.Ю.</i> (см. <i>Тараканов П.А.</i>)	325
<i>Еселиевич М.В.</i> (см. <i>Потравнов И.С.</i>)	559
<i>Жучков Р.Я.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Заосторожных А.-М.А.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Зимовец И.В., Нечаева А.Б., Шарыкин И.Н., Ган В.К.</i> Распределение плотности фотосферных вертикальных электрических токов во вспышечно-активных областях Солнца	463
<i>Измайлова И.С.</i> (см. <i>Шахт Н.А.</i>)	583
<i>Исмаил Х.А.</i> (см. <i>Арун А.А.</i>)	245
<i>Исраелян Д.</i> (см. <i>Саакян Н.</i>)	375
<i>Исраелян Д.И.</i> (см. <i>Саакян Н.</i>)	521

<i>Калиничева Е.С.</i> (см. <i>Саванов И.С.</i>)	573
<i>Кангавари А.Г.</i> (см. <i>Паранд К.</i>)	159
<i>Каратаева Г.М.</i> (см. <i>Холтыгин А.Ф.</i>)	401
<i>Караченцева В.Е., Карабенцев И.Д., Кашибадзе О.Г.</i> Звездообразование в тонких дисках спиральных галактик видимых анфас	177
<i>Карабенцев И.Д.</i> (см. <i>Карабенцева В.Е.</i>)	177
<i>Карабенцев И.Д., Риене П., Цилх Т.</i> Дюжина новых кандидатов в карликовые галактики местного объема	9
<i>Кашибадзе О.Г.</i> (см. <i>Карабенцева В.Е.</i>)	177
<i>Кейр Л.</i> (см. <i>Сухарев А.</i>)	41
<i>Компаниец Е.В., Василенко А.А.</i> Структура поглощающей среды в ядре галактики Mrk 417 по данным NuSTAR и Swift/BAT	345
<i>Кондратьева Л.Н., Денисюк Э.К., Рева И.В., Кругов М.А., Айманова А.К., Кусакин А.В., Омар Б.К.</i> Фотометрические и спектральные исследования объекта Be/X-RAY BINARY V725 TAU=A0535+262	413
<i>Королькова О.А., Соловьев А.А.</i> Тонкая волокнистая структура спокой- ного солнечного протуберанца	311
<i>Костандян Г.Р.</i> Исследование слабых галактических углеродных звезд из Первого Бюраканского спектрального обзора неба. IV. GAIA DR2 данные	91
<i>Костина М.В.</i> (см. <i>Решетников В.П.</i>)	21
<i>Костина М.В.</i> (см. <i>Тараканов П.А.</i>)	325
<i>Кочиашвили И.</i> (см. <i>Кочиашвили Н.</i>)	275
<i>Кочиашвили Н., Кочиашвили И., Нацвалишвили Р., Берадзе С., Вардоса- nidzeM.</i> Массивная двойная система RY Sct - новое решение кривых блеска	275
<i>Кругов М.А.</i> (см. <i>Кондратьева Л.Н.</i>)	413
<i>Кувшинова И.Б.</i> (см. <i>Розгачева И.К.</i>)	69
<i>Кусакин А.В.</i> (см. <i>Кондратьева Л.Н.</i>)	413
<i>Куценко А.С.</i> (см. <i>Фурсяк Ю.А.</i>)	295
<i>Логачев Ю.И.</i> (см. <i>Струминский А.Б.</i>)	437
<i>Люманов Э.Р.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	559
<i>Маланущенко В.П.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Малащук В.М.</i> (см. <i>Андреева О.А.</i>)	137
<i>Мгебришвили И.</i> (см. <i>Цинамдзгвришвили Т.</i>)	489
<i>Мдзинаришвили Т.</i> (см. <i>Цинамдзгвришвили Т.</i>)	489
<i>Меликян Н.Д.</i> Спектральные наблюдения эмиссионных звезд в области Сyg OB7	597
<i>Мельников В.Ф.</i> (см. <i>Бакунина И.А.</i>)	285
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Абрамян А.В.</i>)	363
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Паронян Г.М.</i>)	193

<i>Микаелян Г.А.</i> (см. <i>Паронян Г.М.</i>)	193
<i>Микаелян Г.А.</i> (см. <i>Абрамян А.В.</i>)	363
<i>Моисеев А.В.</i> (см. <i>Акопян С.А.</i>)	57
<i>Моргачев А.С.</i> (см. <i>Бакунина И.А.</i>)	285
<i>Морченко Е.С.</i> К вопросу о происхождении оптического излучения в импульсной фазе вспышек dMe звезд. I. Обсуждение газодинамических моделей	111
<i>Морченко Е.С.</i> К вопросу о происхождении оптического излучения в импульсной фазе вспышек dMe звезд. II. Непрерывное и линейчатое излучение	501
<i>Нацвалишвили Р.</i> (см. <i>Кочиашвили Н.</i>)	275
<i>Нечаева А.Б.</i> (см. <i>Зимовец И.В.</i>)	463
<i>Никогосян А.Г.</i> Исследование некоторых проявлений нестационарности в спектрах сверхгигантов ранних типов	611
<i>Ноу М.И., Эльхатиб М.М.</i> Фотометрическое исследование некоторых систем типа WUMa	81
<i>Ноух М.И., Эльсанхури В.Х.</i> Кинематика и эллипсоид скоростей красных гигантов гало	207
<i>Омар Б.К.</i> (см. <i>Кондратьева Л.Н.</i>)	413
<i>Орбиданс А.</i> (см. <i>Сухарев А.</i>)	41
<i>Павленко Е.П.</i> (см. <i>Бабина Ю.В.</i>)	257
<i>Павленко Е.П.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Павленко Е.П., Сосновский А.А., Антонюк К.А., Люманов Э.Р., Пить Н.В., Антонюк О.И.</i> Горбы и сверхгорбы в системе карликовой новой типа SU UMa 1RXS J161659.5+620014	559
<i>Парапанд К., Кангавари А.Г., Делхоз М.</i> Два эффективных вычислительных алгоритма для решения нелинейных сингулярных уравнений Лейна-Эмдена	159
<i>Паронян Г.М.</i> (см. <i>Абрамян А.В.</i>)	363
<i>Паронян Г.М., Микаелян А.М., Абрамян А.В., Микаелян Г.А.</i> Типы активности галактик, отобранных из выборки HRC/BHRC. II	193
<i>Парсамян Э.С.</i> (см. <i>Гарсиа Гарсиа Х.</i>)	667
<i>Пикичян О.В.</i> Аналитическое решение нелинейной задачи диффузии излучения в одномерной чисто рассеивающей среде. II	649
<i>Пить Н.В.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Пить Н.В.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	559
<i>Потравнов И.С., Еселеевич М.В.</i> Спектроскопия и кинематика V1117 Her - высокосдиаметральной звезды типа UX Ori	547
<i>Пузин В.</i> (см. <i>Холтыгин А.Ф.</i>)	401
<i>Рамишвили Г.</i> (см. <i>Джапаридзе Д.</i>)	319
<i>Рева И.В.</i> (см. <i>Кондратьева Л.Н.</i>)	413

<i>Решетников В.П., Тараканов П.А., Костина М.В.</i> Фотометрическое исследование двух галактик с X-структурами	21
<i>Риепе П.</i> (см. Каараченцев И.Д.)	9
<i>Розгачева И.К., Кувшинова И.Б.</i> Филаменты крупномасштабной структуры и первичные скалярные и векторные гравитационные возмущения	69
<i>Романенко Л.Г.</i> (см. Шахт Н.А.)	583
<i>Рябов М.</i> (см. Сухарев А.)	41
<i>Саакян Н., Арутюнян Г., Исраелян Д., Хачатрян М.</i> Исследование происхождения многоволнового излучения блазара В3 1343+451 с высоким красным смещением	375
<i>Саакян Н., Исраелян Д.И., Арутюнян Г.</i> Многоволновое изучение далекого блазара PKS 0537-286	521
<i>Саванов И.С.</i> Программа MAGREG для определения величины продольной компоненты магнитного поля звезд по спектрополяриметрическим наблюдениям	103
<i>Саванов И.С.</i> О медленновращающихся Ар звездах. Перспективы их наблюдений в рамках космической миссии TESS	391
<i>Саванов И.С., Калиничева Е.С., Дмитриенко Е.С.</i> О дифференциальном вращении звезд спектрального класса A	573
<i>Садовский А.М.</i> (см. Струминский А.Б.)	437
<i>Симон А.О.</i> (см. Склянов А.С.)	227
<i>Склянов А.С., Павленко Е.П., Антонюк К.А., Пить Н.В., Маланушенко В.П., Щурова А.В., Заосторожных А.-М.А., Шугаров С.Ю., Сосновский А.А., Бабина Ю.В., Антонюк О.И., Симон А.О., Жучков Р.Я., Гутаев А.Г.</i> Изменения периода отрицательных сверхгорбов карликовых новых типа SU UMa. I. MN Dra (2012-2017гг.)	227
<i>Смирнова А.А.</i> (см. Акопян С.А.)	57
<i>Соколов И.В.</i> (см. Холтыгин А.Ф.)	401
<i>Соловьев А.А.</i> (см. Королькова О.А.)	311
<i>Сосновский А.А.</i> (см. Склянов А.С.)	227
<i>Сосновский А.А.</i> (см. Павленко Е.П.)	559
<i>Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., Садовский А.М.</i> Две фазы солнечных вспышек и стохастический механизм ускорения электронов и протонов	437
<i>Сухарев А., Рябов М., Безруковс В., Орбиданс А., Блеидерс М., Удовиченко С., Кейр Л., Эглитис И., Дубовский П.</i> Исследование быстрой переменности блазара OJ287 в радио и оптическом диапазонах	41
<i>Тараканов П.А., Ежков М.Ю., Костиня М.В.</i> Фрактальная размерность космического микроволнового фона как тест данных КА "Planck"	325
<i>Тараканов П.А.</i> (см. Решетников В.П.)	21

<i>Таращук В.П.</i> (см. <i>Гопасюк О.С.</i>)	479
<i>Товмасян Г.М.</i> О размерах и массах скоплений галактик	31
<i>Товмасян Г.М., Торрес-Папаки Х.-П.</i> О направленности галактик в скоплениях	509
<i>Торрес-Папаки Х.-П.</i> (см. <i>Товмасян Г.М.</i>)	509
<i>Тутуков А.В., Шустов Б.М.</i> О фундаментальных причинах сходства и различий спектров масс различных астрономических объектов	631
<i>Удовиченко С.</i> (см. <i>Сухарев А.</i>)	41
<i>Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И., Кущенко А.С.</i> Динамика параметров электрического тока в активных областях Солнца и их связь со вспышечным индексом	295
<i>Ханейчук В.И.</i> (см. <i>Ахтемов З.С.</i>)	451
<i>Хачатрян М.</i> (см. <i>Саакян Н.</i>)	375
<i>Холтыгин А.Ф., Пузин В.Б., Соколов И.В., Карапаева Г.М.</i> Посик сверхбыстрой переменности профилей линий в спектре ε Per A	401
<i>Цап Ю.Т.</i> (см. <i>Ахтемов З.С.</i>)	451
<i>Цилх Т.</i> (см. <i>Караченцев И.Д.</i>)	9
<i>Цинамдзгвришвили Т., Шергелашивили Б., Чаргейшвили Б., Мгебришвили И., Мдзинаришвили Т., Джапаридзе Д.</i> Регулярные и колебательные движения ярких точек короны	489
<i>Чаргейшвили Б.</i> (см. <i>Джапаридзе Д.</i>)	319
<i>Чаргейшвили Б.</i> (см. <i>Цинамдзгвришвили Т.</i>)	489
<i>Шарыкин И.Н.</i> (см. <i>Зимовец И.В.</i>)	463
<i>Шахт Н.А., Горшанов Д.Л., Измайлова И.С., Романенко Л.Г.</i> Исследование двойной звезды ADS 7251 по наблюдениям в Пулкове на 65-см рефракторе с 1962 по 2018гг.	583
<i>Шергелашивили Б.</i> (см. <i>Думбадзе Г.</i>)	131
<i>Шергелашивили Б.</i> (см. <i>Цинамдзгвришвили Т.</i>)	489
<i>Штерцер Н.И.</i> (см. <i>Гопасюк О.С.</i>)	479
<i>Шугаров С.Ю.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Шустов Б.М.</i> (см. <i>Тутуков А.В.</i>)	631
<i>Шуррова А.В.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i>)	227
<i>Эглитис И.</i> (см. <i>Сухарев А.</i>)	41
<i>Эльсанхури В.Х.</i> (см. <i>Ноух М.И.</i>)	207
<i>Эльхатиб М.М.</i> Орбитальное решение некоторых контактных двойных звезд	217
<i>Эльхатиб М.М.</i> (см. <i>Ноух М.И.</i>)	81

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Памяти академика Д.М.Седракяна	5
Памяти академика Е.Терзяна	7
Дюжина новых кандидатов в карликовые галактики местного объема <i>И.Д.Караченцев, П.Риепе, Т.Цилх</i>	9
Фотометрическое исследование двух галактик с X-структурными <i>В.П.Решетников, П.А.Тараканов, М.В.Костина</i>	21
О размерах и массах скоплений галактик <i>Г.М.Товмасян</i>	31
Исследование быстрой переменности блазара ОJ 287 в радио и оптическом диапазонах <i>А.Сухарев, М.Рябов, В.Безруковс, А.Орбиданс, М.Блеидерс, С.Удовиченко, Л.Кейр, И.Эглитис, П.Дубовский</i>	41
Панорамная спектроскопия галактик с очагами звездообразования.	
Исследование SBS 0750+603B <i>С.А.Акопян, С.Н.Додонов, А.В.Моисеев, А.А.Смирнова</i>	57
Филаменты крупномасштабной структуры и первичные скалярные и векторные гравитационные возмущения <i>И.К.Розгачева, И.Б.Кувшинова</i>	69
Фотометрическое исследование некоторых систем типа W UMa <i>М.И.Ноу, М.М.Эльхатиб</i>	81
Исследование слабых галактических углеродных звезд из первого бюраканского спектрального обзора неба. IV. GAIA DR2 данные <i>Г.Р.Костандян</i>	91
Программа MAGREG для определения величины продольной компоненты магнитного поля звезд по спектрополяриметрическим наблюдениям <i>И.С.Саванов</i>	103
К вопросу о происхождении оптического излучения в импульсной фазе вспышек dMe звезд. I. Обсуждение газодинамических моделей <i>Е.С.Морченко</i>	111
Колебания эллипсоидальных солнечных активных регионов <i>Г.Думбадзе, Б.Шергелашивили</i>	131
Корональные дыры в период максимальной асимметрии 24 цикла солнечной активности <i>О.А.Андреева, В.И.Абраменко, В.М.Малащук</i>	137
Характеристики горячего кваркового вещества при удержании нейтрино <i>Г.С.Аджян</i>	149
Два эффективных вычислительных алгоритма для решения нелинейных сингулярных уравнений Лейна-Эмдена <i>К.Паранд, А.Г.Кангавари, М.Делхощ</i>	131

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Звездообразование в тонких дисках спиральных галактик, видимых анфас	
<i>В.Е.Карабенцева, И.Д.Карабенцев, О.Г.Кашибадзе</i>	177
Типы активности галактик, отобранных из выборки HRC/BHRC. II	
<i>Г.М.Паронян, А.М.Микаелян, А.ВАбрамян, Г.А.Микаелян</i>	193
Кинематика и эллипсоид скоростей красных гигантов гало	
<i>М.И.Ноух, В.Х.Эльсанхури</i>	207
Орбитальное решение некоторых контактных двойных звезд	
<i>М.М.Эльхатиб</i>	217
Изменения периода отрицательных сверхгорбов карликовых новых типа SU UMa. I. MN Dra (2012-2017г.)	
<i>А.С.Склянов, Е.П.Павленко, К.А.Антонюк, Н.В.Пить, В.П.Маланушенко, А.В.Щурова, А.-М.А.Заострожных, С.Ю.Шугаров, А.А.Сосновский, Ю.В.Бабина, О.И.Антонюк, А.О.Симон, Р.Я.Жучков, А.Г.Гутаев</i>	227
Новое оптическое и инфракрасное фотометрическое исследование молодого открытого скопления звезд NGC 7790	
<i>А.А.Арун, Р.М.Алрехайли, Х.А.Исмаил</i>	245
Фотометрические исследования промежуточного поляра DO Dra в 2008 и 2019гг.	
<i>Ю.В.Бабина, Е.П.Павленко, М.В.Андреев</i>	257
Массивная двойная система RY Sct - новое решение кривых блеска	
<i>Н.Кочиашвили, И.Кочиашвили, Р.Нацвалиши, С.Берадзе, М.Вардосанидзе</i>	275
Предвспышечная динамика микроволнового и ультрафиолетового излучения в активных областях Солнца	
<i>И.А.Бакунина, В.Ф.Мельников, А.С.Моргачев</i>	285
Динамика параметров электрического тока в активных областях Солнца и их связь со вспышечным индексом	
<i>Ю.А.Фурсяк, В.И.Абраменко, А.С.Куценко</i>	295
Тонкая волокнистая структура спокойного солнечного протуберанца	
<i>О.А.Королькова, А.А.Соловьев</i>	311
Исследование периодичностей дифференциального вращения Солнца	
<i>Д.Джапаридзе, Г.Думбадзе, Г.Рамишвили, Б.Чаргейшвили</i>	319
Фрактальная размерность космического микроволнового фона как тест данных КА "PLANCK"	
<i>П.А.Тараканов, М.Ю.Ежков, М.В.Костина</i>	325
Новый метод генерации решений для обобщенного уравнения Компанейца и соответствующих функций Гойна	
<i>М.А.Дариеску, Ч.Дариеску</i>	335

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Структура поглощающей среды в ядре галактики Mrk 417 по данным NuSTAR и Swift/BAT

Е.В.Компаниец, А.АВасиленко 345

Классификация по типам активности выборки активных галактик с радиоизлучением

А.В.Абрамян, А.М.Микаелян, Г.М.Паронян, Г.А.Микаелян 363

Исследование происхождения многоволнового излучения блазара B3 1343+451 с высоким красным смещением

Н.Саакян, Г.Арутюнян, Д.Исраелян, М.Хачатрян 375

О медленновращающихся Ар звездах. Перспективы их наблюдений в рамках космической миссии TESS

И.С.Саванов 391

Поиск сверхбыстрой переменности профилей линий в спектре ε Per A

А.Ф.Холтыгин, В.Б.Пузин, И.В.Соколов, Г.М.Каратаева 401

Фотометрические и спектральные исследования объекта Be/X-Ray Binary V725 TAU=A0535+262

*Л.Н.Кондратьева, Э.К.Денисюк, И.В.Рева, М.А.Круглов,
А.К.Айманова, А.В.Кусакин, Б.К.Омар* 413

Вековая стабильность магнитных структур магнитных звезд. II

Ю.В.Глаголевский 423

Две фазы солнечных вспышек и стохастический механизм ускорения электронов и протонов

А.Б.Струминский, И.Ю.Григорьева, Ю.И.Логачев, А.М.Садовский 437

О связи корональных дыр средних и низких широт с общим магнитным полем Солнца

З.С.Ахтемов, Ю.Т.Цап, В.И.Ханейчук 451

Распределение плотности фотосферных вертикальных электрических токов во вспышечно-активных областях Солнца

И.В.Зимовец, А.Б.Нечаева, И.Н.Шарыкин, В.К.Ган 463

Физические условия в корональных дырах

О.С.Гопасюк, Э.А.Барановский, В.П.Таращук, Н.И.Штерцер 479

Регулярные и колебательные движения ярких точек короны

*Т.Цинамдзгеришвили, Б.Шергелашивили, Б.Чаргенишвили,
И.Мгебришвили, Т.Мдзинаришвили, Д.Джапаридзе* 489

К вопросу о происхождении оптического излучения в импульсной фазе вспышек dMe звезд. II. Непрерывное и линейчатое излучение

Е.С.Морченко 501

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

О направленности галактик в скоплениях		
	<i>Г.М. Товмасян, Х.-П. Торрес-Папаки</i>	509
Многоволновое изучение далекого блазара PKS 0537-286		
	<i>Н.Саакян, Д.Исаелян, Г.Арутюнян</i>	521
ППН движение S-звезд вокруг SGR A*		
	<i>Р.И.Гайнутдинов</i>	533
Спектроскопия и кинематика V1117 Her - высокоширотной звезды		
типа UX Ori		
	<i>И.С.Потравнов, М.В.Еселеевич</i>	547
Горбы и сверхгорбы в системе карликовой новой типа SU UMA		
1RXS J161659.5+620014		
	<i>Е.П.Павленко, А.А.Сосновский, К.А.Антонюк,</i>	
	<i>Э.Р.Люманов, Н.В.Пить, О.И.Антонюк</i>	559
О дифференциальном вращении звезд спектрального класса А		
	<i>И.С.Саванов, Е.С.Калиничева, Е.С.Дмитриенко</i>	573
Исследование двойной звезды ADS 7251 по наблюдениям в Пулкове		
на 65-см рефракторе с 1962 по 2018гг.		
	<i>Н.А.Шахт, Д.Л.Горшанов, И.С.Измайлов, Л.Г.Романенко</i>	583
Спектральные наблюдения эмиссионных звезд в области Cyg OB7		
	<i>Н.Д.Меликян</i>	597
Исследование некоторых проявлений нестационарности в спектрах		
сверхгигантов ранних типов		
	<i>А.Г.Никогосян</i>	611
О фундаментальных причинах сходства и различий спектров масс		
различных астрономических объектов		
	<i>А.В.Тутуков, Б.М.Шустов</i>	631
Аналитическое решение нелинейной задачи диффузии излучения в		
одномерной чисто рассеивающей среде. II		
	<i>О.В.Пикичян</i>	649
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
Барометрическая формула для ультрапелевитивистски вырожденного		
Ферми-газа		
	<i>А.Е.Дубинов</i>	663
О выбросе V1118 Ori в 2018-2020гг.		
	<i>Х.Гарсиа Гарсиа, Эльма С.Парсамян, А.А.Акопян</i>	667

CONTENTS

Number 1

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

CONTENTS

Number 2

Star formation in thin discs of spiral galaxies seen face-on <i>V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, O.G.Kashibadze</i>	177
Activity types of galaxies selected from HEC/BHRC sample. II <i>G.M.Paronyan, A.M.Mickaelyan, H.V.Abrahamyan, G.A.Mikayelyan</i>	193
Kinematics and velocity ellipsoid of halo red giants <i>M.I.Nouh, W.H.Elsanhouri</i>	207
Orbital solution of some contact binaries <i>M.M.Elkhateeb</i>	217
Variations of the period of negative superhumps in SU UMa-type dwarf novae. I. MN Dra (2012-2017) <i>A.S.Sklyanov, E.P.Pavlenko, K.A.Antryuk, N.V.Pit, V.P.Malanushenko, A.V.Shchurova, A.-M.A.Zaostrozhnykh, S.Yu.Shugarov, A.A.Sosnovskij, Ju.V.Babina, O.I.Antryuk, A.O.Simon, R.Ya.Zhuchkov, A.G.Gutaev</i>	227
New optical and infrared photometric study of young open star cluster NGC 7790 <i>A.A.Haroon, R.M.Alrehaili, H.A.Ismail</i>	245
Photometric investigation of intermediate polar DO Dra in 2008 and 2019 <i>Ju.V.Babina, E.P.Pavlenko, M.V.Andreev</i>	257
Massive binary system RY Sct - new solution of light curves <i>N.Kochiashvili, I.Kochiashvili, R.Natsvlishvili, S.Beradze, M.Vardosanidze</i>	275
Preflare dynamics of microwave and ultraviolet emission in active regions of the Sun <i>I.A.Bakunina, V.F.Melnikov, A.S.Morgachev</i>	285
Dynamics of parameters of electric current in solar active regions and their relation to the flare index <i>Yu.A.Fursyak, V.I.Abramenko, A.S.Kutsenko</i>	295
Fine filament structure of quiescent prominence <i>O.A.Korolkova, A.A.Solov'ev</i>	311
Study of the periodicity of the differential rotation of the Sun <i>D.Japaridze, G.Dumbadze, G.Ramishvili, B. Chargeishvili</i>	319
Fractal dimension of the cosmic microwave background as a test of "Planck" spacecraft data <i>P.A.Tarakanov, M.Y.Yezhkov, M.V.Kostina</i>	325
New solutions generating technique to generalized Kompaneets equation and the corresponding Heun functions <i>M.A.Dariescu, C.Dariescu</i>	335

CONTENTS

Number 3

Nuclear obscuration structure in Mrk 417 based on NuStar and Swift/Bat data

O.V.Kompaniets, A.A.Vasylenco 345

Classification by activity type of a sample of galaxies with radio emission

H.V.Abrahamyan, A.M.Mickaelian, G.M.Paronyan, G.A.Mikayelyan 363

Exploring the origin of multiwavelength emission from high-redshift blazar B3 1343+451

N.Sahakyan, G.Harutyunyan, D.Israyelyan, M.Khachatrian 375

Slow rotating Ap stars. Prospects for their observations with the TESS space mission

I.S.Savanov 391

Searching superfast line profile variability in the spectrum of ε Per A

A.F.Kholtygin, V.B.Puzin, I.V.Sokolov, G.M.Karataeva 401

Photometric and spectroscopic study of the object Be/X-ray binary V725 Tau = A0535 + 262

*L.N.Kondratyeva, E.K.Denissyuk, I.V.Reva, M.A.Krugov,
G.K.Aimanova, A.V.Kusakin, B.K.Omar* 413

The secular stability of magnetic structures of magnetic stars. II

Yu.V.Glagolevskij 423

Two phases of solar flares and stochastic acceleration mechanism of electrons and protons

A.B.Sruminsky, I.Yu.Grigorieva, Yu.I.Logachev, A.M.Sadovski 437

On the relationship of coronal holes of middle and low latitudes with the mean magnetic field of the Sun

Z.S.Akhtemov, Y.T.Tsap, V.I.Haneychuk 451

Density distribution of photospheric vertical electric currents in flare active regions of the Sun

I.V.Zimovets, A.B.Nechaeva, I.N.Sharykin, W.Q.Gan 463

Physical conditions in coronal holes

O.S.Gopasyuk, E.A.Baranovskii, V.P.Tarashchuk, N.I.Shtertser 479

Regular and oscillatory motion of coronal bright points

*T.Tsinamdzgvishvili, B.Shergelashvili, B.Chargeishvili,
I.Mghebrishvili, T.Mdzinarishvili, D.Japaridze* 489

On the origin of optical radiation during the impulsive phase of flares on dMe stars. II. Continuum and line radiation

E.S.Morchenko 501

CONTENTS

Number 4

On the alignment of galaxies in clusters	<i>H.M.Tovmassian, J.P.Torres-Papaqui</i>	509
A multiwavelength study of distant blazar PKS 0537-286	<i>N.Sahakyan, D.Israyelyan, G.Harutyunyan</i>	521
PPN motion of the S-stars around SGR A*	<i>R.I.Gainutdinov</i>	533
Spectroscopy and kinematics of V1117 Her - the high-latitude UX Ori type star	<i>I.S.Potravnov, M.V.Eselevich</i>	547
Humps and superhumps in the SU UMa-type dwarf nova, 1RXS J161659.5+620014	<i>E.P.Pavlenko, A.A.Sosnovskij, K.A.Antoniuk, E.R.Lumanov, N.V.Pit, O.I.Antoniuk</i>	559
On the differential rotation of A stars	<i>I.S.Savanov, E.S.Kalinicheva, E.S.Dmitrienko</i>	573
Research of the ADS 7251 double star by means of Pulkovo observations with 65-cm refractor from 1962 to 2018	<i>N.A.Shakht, D.L.Gorshanov, I.S.Izmailov, L.G.Romanenko</i>	583
Spectral observations of emission stars in CYG OB7	<i>N.D.Melikian</i>	597
Investigation of some manifestations of non-stationarity in the spectra of the early type supergiants	<i>A.G.Nikoghossian</i>	611
On the fundamental reasons for similarity and differences in the mass spectra of various astronomical objects	<i>A.V.Tutukov, B.M.Shustov</i>	631
Analytical solution of the non-linear problem of radiation diffusion in one-dimensional pure scattering medium. II	<i>H.V.Pikichyan</i>	649
NOTES		
A barometric formula for ultra-relativistically degenerate Fermi-gas	<i>A.E.Dubinov</i>	663
On the outburst of V118 Ori	<i>J.Garcia Garcia, Elma S.Parsamian, A.A.Akopian</i>	667

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

О направленности галактик в скоплениях	
<i>Г.М. Товмасян, Х.-П. Торрес-Папаки</i>	509
Многоволновое изучение далекого блазара PKS 0537-286	
<i>Н.Саакян, Д.Исаелян, Г.Арутюнян</i>	521
ППН движение S-звезд вокруг SGR A*	
<i>Р.И.Гайнутдинов</i>	533
Спектроскопия и кинематика V1117 Her - высокоширотной звезды	
типа UX Ori	
<i>И.С.Потравнов, М.В.Еселеевич</i>	547
Горбы и сверхгорбы в системе карликовой новой типа SU UMA	
1RXS J161659.5+620014	
<i>Е.П.Павленко, А.А.Сосновский, К.А.Антонюк,</i>	
<i>Э.Р.Люманов, Н.В.Пить, О.И.Антонюк</i>	559
О дифференциальном вращении звезд спектрального класса A	
<i>И.С.Саванов, Е.С.Калиничева, Е.С.Дмитриенко</i>	573
Исследование двойной звезды ADS 7251 по наблюдениям в Пулкове	
на 65-см рефракторе с 1962 по 2018гг.	
<i>Н.А.Шахт, Д.Л.Горшанов, И.С.Измайлов, Л.Г.Романенко</i>	583
Спектральные наблюдения эмиссионных звезд в области Cyg OB7	
<i>Н.Д.Меликян</i>	597
Исследование некоторых проявлений нестационарности в спектрах	
сверхгигантов ранних типов	
<i>А.Г.Никогосян</i>	611
О фундаментальных причинах сходства и различий спектров масс	
различных астрономических объектов	
<i>А.В.Тутуков, Б.М.Шустов</i>	631
Аналитическое решение нелинейной задачи диффузии излучения в	
одномерной чисто рассеивающей среде. II	
<i>О.В.Пикичян</i>	649
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Барометрическая формула для ультрапеллятивистски вырожденного	
Ферми-газа	
<i>А.Е.Дубинов</i>	663
О выбросе V1118 Ori в 2018-2020гг.	
<i>Х.Гарсиа Гарсиа, Эльма С.Парсамян, А.А.Акопян</i>	667

CONTENTS

Number 4

On the alignment of galaxies in clusters	<i>H.M.Tovmassian, J.P.Torres-Papaqui</i>	509
A multiwavelength study of distant blazar PKS 0537-286	<i>N.Sahakyan, D.Israyelyan, G.Harutyunyan</i>	521
PPN motion of the S-stars around SGR A*	<i>R.I.Gainutdinov</i>	533
Spectroscopy and kinematics of V1117 Her - the high-latitude UX Ori type star	<i>I.S.Potravnov, M.V.Eselevich</i>	547
Humps and superhumps in the SU UMa-type dwarf nova, 1RXS J161659.5+620014	<i>E.P.Pavlenko, A.A.Sosnovskij, K.A.Antoniuk, E.R.Lumanov, N.V.Pit, O.I.Antoniuk</i>	559
On the differential rotation of A stars	<i>I.S.Savanov, E.S.Kalinicheva, E.S.Dmitrienko</i>	573
Research of the ADS 7251 double star by means of Pulkovo observations with 65-cm refractor from 1962 to 2018	<i>N.A.Shakht, D.L.Gorshanov, I.S.Izmailov, L.G.Romanenko</i>	583
Spectral observations of emission stars in CYG OB7	<i>N.D.Melikian</i>	597
Investigation of some manifestations of non-stationarity in the spectra of the early type supergiants	<i>A.G.Nikoghossian</i>	611
On the fundamental reasons for similarity and differences in the mass spectra of various astronomical objects	<i>A.V.Tutukov, B.M.Shustov</i>	631
Analytical solution of the non-linear problem of radiation diffusion in one-dimensional pure scattering medium. II	<i>H.V.Pikichyan</i>	649
NOTES		
A barometric formula for ultra-relativistically degenerate Fermi-gas	<i>A.E.Dubinov</i>	663
On the outburst of V118 Ori	<i>J.Garcia Garcia, Elma S.Parsamian, A.A.Akopian</i>	667

CONTENTS

On the alignment of galaxies in clusters	<i>H.M.Tovmassian, J.P.Torres-Papaqui</i>	509
A multiwavelength study of distant blazar PKS 0537-286	<i>N.Sahakyan, D.Irayelyan, G.Harutyunyan</i>	521
PPN motion of the S-stars around SGR A*	<i>R.I.Gainutdinov</i>	533
Spectroscopy and kinematics of V1117 Her - the high-latitude UX Ori type star	<i>I.S.Potravnov, M.V.Eselevich</i>	547
Humps and superhumps in the SU UMa-type dwarf nova, 1RXS J161659.5+620014	<i>E.P.Pavlenko, A.A.Sosnovskij, K.A.Antoniuk, E.R.Lumanov, N.V.Pit, O.I.Antoniuk</i>	559
On the differential rotation of A stars	<i>I.S.Savanov, E.S.Kalinicheva, E.S.Dmitrienko</i>	573
Research of the ADS 7251 double star by means of Pulkovo observations with 65-cm refractor from 1962 to 2018	<i>N.A.Shakht, D.L.Gorshanov, I.S.Izmailov, L.G.Romanenko</i>	583
Spectral observations of emission stars in CYG OB7	<i>N.D.Melikian</i>	597
Investigation of some manifestations of non-stationarity in the spectra of the early type supergiants	<i>A.G.Nikoghossian</i>	611
On the fundamental reasons for similarity and differences in the mass spectra of various astronomical objects	<i>A.V.Tutukov, B.M.Shustov</i>	631
Analytical solution of the non-linear problem of radiation diffusion in one-dimensional pure scattering medium. II	<i>H.V.Pikichyan</i>	649
NOTES		
A barometric formula for ultra-relativistically degenerate Fermi-gas	<i>A.E.Dubinov</i>	663
On the outburst of V118 Ori	<i>J.Garcia Garcia, Elma S.Parsamian, A.A.Akopian</i>	667



2020. Том 63
Вол. 4

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ADS 7251 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ПУЛКОВЕ НА 65-см РЕФРАКТОРЕ С 1962 ПО 2018ГГ.

Н.А.Шахт, Д.Л.Горшанов, И.С.Измайлов, Л.Г.Романенко 583

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ Cyg OB7

Н.Д.Меликян 597

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ НЕСТАЦИНАРНОСТИ В СПЕКТРАХ СВЕРХГИГАНТОВ РАННИХ ТИПОВ

А.Г.Никогосян 611

О ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПРИЧИНАХ СХОДСТВА И РАЗЛИЧИЙ СПЕКТРОВ МАСС РАЗЛИЧНЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

А.В.Тутуков, Б.М.Шустов 631

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧИ ДИФФУЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОМЕРНОЙ ЧИСТО РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ. II

О.В.Пикичян 649

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

БАРОМЕТРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИ ВЫРОЖДЕННОГО ФЕРМИ-ГАЗА

А.Е.Дубинов 663

О ВЫБРОСЕ V1118 Ori В 2018-2020гг.

Х.Гарсиа Гарсиа, Эльма С.Парсамян, А.А.Акопян 667