РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ИЗВЕСТИЯ ГЛАВНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ В ПУЛКОВЕ

<u>№</u> 226

труды

VII Пулковской молодежной астрономической конференции

28 – 31 мая 2018 года

Санкт-Петербург 2018 Конференция проводилась при поддержке РФФИ, проект No 18-32-10019

Редакционная коллегия:

Член-корр. РАН А.В. Степанов (ответственный редактор)

доктор физ.-мат. наук А.Т. Байкова кандидат физ.-мат. наук Т.П. Борисевич (ответственный секретарь) доктор физ.-мат. наук А.В. Девяткин доктор физ.-мат. наук Р.Н. Ихсанов доктор физ.-мат. наук Ю.А. Наговицын доктор физ.-мат. наук А.А. Соловьев

Зав. редакцией Е.Л. Терёхина

Издание осуществлено с оригинала, подготовленного к печати Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН

ИЗВЕСТИЯ ГЛАВНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ В ПУЛКОВЕ № 226 Труды VII Пулковской молодежной астрономической конференции

Утверждено к печати Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН

Компьютерная верстка оригинал-макета Е.Л. Терёхиной

ISSN 0367-7966

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2018

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Abrahamyan H.V., Mickaelian A.M., Paronyan G.M., Mikayelyan G.A.</i> Investigation of the radio properties of a large homogeneous sample of infrared galaxies	5
Варивода В.В., Ильин В.Б., Прокопьева М.С., Сен А.К., Гупта Р. Межзвездная поляризация в эпоху Gaia	11
<i>Королькова О.А.</i> Моделирование крупномасштабных структур солнечной короны	20
<i>Куликова А.М.</i> Исследования двойных и кратных карликов в ближайших окрестностях Солнца	27
Левчук Ю.А., Коваленко И.Г., Захарченко В.Д. Цифровой дробно-дифференцирующий фильтр для сверхбыстрой оценки луче- вой скорости потенциально опасных для Земли астероидов	32
Лоптева Л.С., Кушталь Г.И., Прошин В.А., Скоморовский В.И., Трифо- нов В.Д., Химич В.А., Чупраков С.А., Фирстов С.В. Хромосферные телескопы Байкальской астрофизической обсерватории. Новый свет	35
Никифорова А.А., Бакланов П.В., Блинников С.И., Троицкий И.С., Троиц- кая Ю.В., Савченко С.С., Борман Г.А., Гришина Т.С. Сверхновая 2017eaw: наблюдения и моделирование	46
<i>Paronyan G.M., Mickaelian A.M., Abrahamyan H., Mikayelyan G.</i> Homogeneous catalogue X-Ray AGN and activity types of galaxies selected from HRC/BHRC sample	52
<i>Перепелицын А.Е., Моисеев А.В., Опарин Д.В.</i> Редуктор светосилы MaNGaL с перестраиваемым фильтром для малых и средних телескопов	65
<i>Перминов А.С., Кузнецов Э.Д.</i> Динамическая эволюция системы Солнце – Юпитер – Сатурн – Уран – Нептун на интервале времени 10 млрд лет	71
<i>Прошина И.С., Князев А.Ю., Сильченко О.К.</i> Кольца звездообразования в S0-галактиках	77
Рябухина О.Л., Зинченко И.И., Землянуха П.М., Соболев А.М., Ладейщи- ков Д.А. Исследование волокнообразной области звездообразования G192.76+00.10	86
<i>Samsonyan A.L.</i> Mid infrared [NeII] and [NeIII] and [CII] 158 micron emission line profiles in AGN and starbursts	98
<i>Шульман С.В.</i> Статистическое исследование магнитных звёзд класса О	102

Шульман С.Г.	
Связь глубоких минимумов UX Ori с возмущениями в диске	108
Список авторов	115

INVESTIGATION OF THE RADIO PROPERTIES OF A LARGE HOMOGENEOUS SAMPLE OF INFRARED GALAXIES

Abrahamyan H.V., Mickaelian A.M., Paronyan G.M., Mikayelyan G.A.

Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory (BAO), Byurakan, Armenia

Having 145,902 infrared galaxies from IRAS PSC/FSC we distinguished 3505 sources, which have optical spectra in SDSS DR14 and have radio fluxes at 1400 MHz (NVSS/FIRST). Investigation of these sources show that only 13% of them have classification for activity types. We compare fluxes in infrared, radio and optical ranges and as a result we obtain ratios $F(radio, FIRST)/F(60 \ \mu m, IRAS) = 0.014$, $F(radio, FIRST)/F(100 \ \mu m, IRAS) = 0.0061$, F(radio, FIRST)/F(u-band, SDSS DR14) = 0.35 and F(radio, FIRST)/F(g-band, SDSS DR14) = 0.38.

1. Introduction

Optical identification of IRAS sources revealed that IRAS Point Source Catalogue (PSC) and Faint Source Catalogue (FSC) contain many quasars and other active galactic nuclei (AGN), late-type stars, planetary nebulae (PN), variables, etc. To be able to effectively use the IRAS catalogues containing many common sources, it is desirable to have a joint catalogue of all IRAS point sources with improved data on the basis of both databases and build samples of the abovementioned types of objects for their further studies. However, the cross-correlation of catalogues is a tricky task, since many associations of sources are relative and it is not always clear what sources from one database coincide with another database. IRAS PSC and FSC catalogues were created in 1986 (IRAS PSC) and 1989 (IRAS FSC), and provide information of fluxes at wavelength bands 12, 25, 60 and 100 μ m. IRAS PSC contains 245,889 sources and IRAS FSC contains 173,044 sources at galactic latitude |b| > 10°.

Catalogues	IRAS-PSC	IRAS-FSC	AKARI-IRC	AKARI-FIS	WISE
Year	1986	1989	2010	2010	2012
Wavebands (µm)	12, 25, 60, 100	12, 25, 60, 100	9, 18	65, 90, 140, 160	3.4, 4.6, 11.6, 22.6, 1.25, 1.65, 2.17
Wavelengths (µm)	8–120	8-120	6.7–25.6	50–180	2.6–28
Resolution (")	40	20	0.3	0.8	0.5
Sensitivity (Jy)	0.25, 0.25, 0.4, 1.0	0.1–0.5	0.05, 0.12	~0.55	0.00008-0.006
Sky area	All-sky	b > 10°	All-sky	All-sky	All-sky
Coverage (%)	96	83	94	98	99
Source number	245,889	173,044	870,973	427,071	563,921,584

Table 1. Main characteristics of IRAS-PSC, IRAS-FSC, AKARI-IRC,AKARI-FIS and WISE catalogues.

For our investigation we cross-match these two catalogues. To combine the common sources, we count errors of coordinates for all sources. Each source in these catalogues has coordinate errors. We did a cross-correlation between IRAS PSC and FSC and considered errors for each source; we took those identifications having positional errors between the sources not exceeding 3σ (which corresponds to 99.73% probability). For that, in frame of the Armenian Virtual Observatory (ArVO), we created a software through which we made cross-correlations (Knyazyan et al., 2011) [1]. To obtain information about fluxes in other IR bands we did cross-correlation using the same method with AKARI-IRC All-Sky Survey Point Source Catalogue [2], AKARI-FIS All-Sky Survey Bright Source Catalogue [3] and used VizieR for AllWISE catalogue [4] having very accurate positions. We give in Table 1 the main characteristics of the catalogues IRAS-PSC, IRAS-FSC, AKARI-IRC, AKARI-FIS and WISE, including the number of sources. WISE also gives 2MASS point source J, H, K data [4].

Though IRAS sensitivity is much smaller than that of WISE and may also be worse than that of AKARI (however, AKARI fluxes are not always reliable), IRAS provides data for longer wavelengths absent in WISE; this is especially useful for extragalactic studies. That is why IRAS data still remains helpful.

Given that there are 73,770 common sources from IRAS-PSC and IRAS-FSC, the IRAS PSC/FSC Combined Catalogue contains 345,163 sources. This is the number of IRAS all-sky survey point sources (not counting the Serendipitous Sky Survey, IRAS-SSC [5]. As mentioned, 73,770 sources have data from both IRAS-PSC and IRAS-FSC. To ensure the reliability of our identifications, we give in Fig. 2 a comparison of the fluxes of these common sources from IRAS-PSC and IRAS-FSC. At 12, 25 and 60 μ m fluxes very well coincide, however for 100 μ m (and for some sources also at 60 μ m) we see larger deviations probably due to poor flux measurements at 60 and 100 μ m, especially in IRAS-PSC. The discrete limits on the diagrams appear due to flux limits in PSC catalogue at 12, 25, 60 and 100 μ m (0.25, 0.25, 0.40 and 1.00 mJy respectively) and in FSC at 100 μ m (1.00 mJy).

Luminous Infrared Galaxies or (LIRG's) are galaxies with luminosities, the measurement of brightness, above $10^{11} L_{\odot}$. LIRG's are more abundant than starburst galaxies, Seyfert galaxies and quasi-stellar objects at comparable luminosity. Infrared galaxies emit more energy in the infrared than at all other wavelengths combined. A LIRG's luminosity is 100 billion times that of the Sun.

Galaxies with luminosities above $10^{12} L_{\odot}$, are Ultra-Luminous Infrared Galaxies (ULIRG's). Many of the LIRG's and ULIRG's are showing interactions and disruptions. Many of these types of galaxies spawn about 100 new stars a year as compared to ours which spawn one a year, this creates the high level of luminosity. More luminous than ULIRGs are the HLIRG, Hyper-Luminous Infrared Galaxies. The most luminous class are the ELIRG, Extremely Luminous Infrared Galaxies.

Infrared galaxies appear to be single, gas rich spirals whose infrared luminosity is created largely by the formation of stars within them. However, some galaxies' luminosity come from an Active Galactic Nucleus (AGN). These AGNs reside in compact regions at the centres of galaxies and have higher than normal luminosity. The emission of the AGN has been observed in the radio, infrared, optical, ultra-violet, X-ray and gamma ray wavebands. These types of galaxies were discovered in 1983 with IRAS. In some cases, an LIRG's luminosity may come from starburst, the creation of stars, and also an active galactic nucleus.

These galaxies contain more energy in the IR portion of the spectrum, not visible to the naked eye. The energy given off by LIRG's is comparable to that of a quasar, which before was known as the most energetic object in the universe.

There are 145,902 (42.3%) "galaxies" [1], which are in fact candidate galaxies to be checked by their optical images and other parameters. In this work we investigate this sample to create a large list of genuine IRAS-selected galaxies. Having the largest sample, we can achieve the best understanding on many properties of IR galaxies.

2. Cross-correlation of IRAS-PSC and IRAS-FSC

In catalogues IRAS-PSC and IRAS-FSC, for each source we have positional errors given as Minor and Major axes, which relate to the orientation of the satellite during the observations. For crosscorrelations, we used Major and average axes positional errors for each object. We created a software through which we made crosscorrelations. This software (http://arvo.sci.am/crosscorrelation/crosscor.html) allows considering positional errors for each source individually and we have taken identifications having coordinate differences between counterparts not exceeding 3σ (calculated using both sigmas from PSC and FSC). As a result, we obtained 73,770 identifications when using the Major axes and 72,777 when

using the average errors. To avoid losing identifications, finally we build our Catalogue using identification by SemiMajor axes [1].

Some sources have two or more associations. For these sources we take associations using the following criteria:

- 1. the first (nearest by distance) association is taken, if the second one (and others) is 3 times farther than the first one (these are the best identifications and we call them Category 1). We have 58,296 (79%) such associations.
- 2. in case of positional ambiguity (when the genuine association is not clear as in Category 1), we take those associations having close fluxes (coincidence within 20%) and quality flags indicating the same nature of objects. We call them Category 2 associations and we have 10,488 (14%) such cases.
- 3. the first (nearest by distance) association is taken, if the second one (and others) is 2 times farther than the first one (weaker criterion giving worst identifications). We call them Category 3 associations and we have 4901 (7%) such cases.

			Cross-co	rrela	tion pa	ige		
Please	upload catale	gs to cor	relate those with each other or with ava	ilable on ti	e server cata	logs. You	must read <u>requirements</u>	for uploaded catalog
	starting a cor	relation.	Browse	0			Browse	
	IRAS/PSC	•		٠	IRAS/FSC	•		
			By RMS - 3.0 sigma	© By	Radius (arcsec	10.0		
Sub	mit Query							

In Figure 1 we can see main page our software, which we used.

Figure 1. Cross-correlation software.

3. Infrared galaxies from IRAS PSC/FSC

In catalogues IRAS-PSC and IRAS-FSC, for each source we have positional errors given as Minor and Major axes, which relate to the orientation of the satellite during the observations. For cross-correlations, we used Major and average axes positional errors for each object. We created a software through which we made cross-correlations. This software allows considering positional errors for each source individually and we have taken identifications having coordinate differences between counterparts not exceeding 3σ (calculated using both sigma from PSC and FSC). As a result, we obtained 73,770 identifications. The IRAS PSC/FSC Combined Catalogue contains 345,163 sources [1].

For our IRAS PSC/FSC Combined Catalogue we give the probability of classification for each source into "star" or "galaxy". For this purpose, we used fluxes and quality flags from IRAS and other catalogues.

If an IRAS source is confidently identified with AKARI-IRC and there is no match in AKARI-FIS, then in all probabilities the object is a star, and if an IRAS source is detected in AKARI-FIS without a record in AKARI-IRC, then in all probabilities the object is a galaxy. For brighter sources, when all records are available, we use the IR colours, i.e. we follow the change of the flux from shorter to longer wavelengths; in case of a decrease it is a high probability star and in case of an increase it is a high probability galaxy. We can in fact estimate the type of all sources based on IRAS flux and quality flag data, as well as on AKARI and WISE/2MASS measurements. If all data show the same type of object, then we give it as a genuine one, and if there is an ambiguity, we give the most probable type with a flag. In Fig. 2, for a possible star and a galaxy we built spectral energy distributions (SED) based on our collected data from NIR 2MASS JHK to FIR IRAS and AKARI. The star is IRAS

00012+7614 = IRAS F00012+7614 and the galaxy is IRAS F00041-3446. These sources were chosen as examples because they are very typical for stars and galaxies. The star is TYC 4492-1689-1 (V = 10.43) and the source chosen as a galaxy is also the radio source NVSS J000639-342943.



Figure 2. "Star" (IRAS 00012+7614 = IRAS F00012+7614) and "Galaxy" (IRAS F00041-3446) SEDs based on 2MASS, WISE, AKARI and IRAS photometric data.

There are 145,902 (42.3%) candidate galaxies. To understand which optical types have IR galaxies and answer some questions in optical area we must cross-correlate with SDSS, USNO A2.0, USNO B1.0, GSC 2.3.2, MAPS, APM, RC3, RNGC and with other catalogues in optical area.

Having information from WISE we build color-color diagrams for infrared galaxies (Figure 3). Along with the vast majority of objects located in main loci, there are many others spread mainly to the right side. Most probably, these redder objects are those having strong stellar population and larger peripheries and are detected in WISE as red objects.



Figure 3. Color-color diagram using WISE catalogue

4. Radio properties of infrared galaxies

Having 145,902 (42.3%) candidate infrared galaxies and for understanding their radio and optical properties we cross-corelated with NVSS [7], FIRST [6] radio catalogues and with SDSS DR14 [8] optical catalogue. For results we have 6514 infrared sources have optical identification from which 3505 have radio identification. For 3505 sources we have radio fluxes in 1400 MHz. Having that we build distribution of fluxes (Figure 4).



Figure 4. Distribution of fluxes at 1400 MHz.

Our sources have radio fluxes in $1.2 \div 3500$ mJy (average = 10.69 mJy). For our 3505 infrared galaxies using catalogues SDSS DR14 (information of redshift) and FIRST (information of fluxes) we build graph which shows us how fluxes are related to redshift (Figure 5).



Figure 5. Redshift vs. flux in 1400 Mhz.

So, for understanding which type infrared galaxies is radio galaxies we cross-corelated our infrared sources with SDSS DR-14, VCV-13 and NED. In table 2 we can see only 13% of 3505 infrared/radio galaxies which have spectra in SDSS DR14 have classification.

Ν	Туре	Number
1	Sy, Sy1, Sy2	326
2	HII	12
3	Blazar	7
4	QSO	100
5	Unknown	3060
	Total	3505

Table 2. Classification of infrared/radio galaxies.

We plan to next work do classification these sources.

Having information of fluxes of our source in infrared, radio an optical area we compared that. So, we have $F(radio, FIRST)/F(60\mu m, IRAS) = 0.014$, $F(radio, FIRST)/F(100\mu m, IRAS) = 0.0061$, F(radio, FIRST)/F(u-band, SDSS DR14) = 0.35 and F(radio, FIRST)/F(g-band, SDSS DR14) = 0.38.

5. Conclusion

The comparison of catalogues IRAS PSC and FSC opportunity to us divided 145,902 (42.3%) infrared sources which are candidate of galaxies. Using SDSS DR14, FIRST and NVSS catalogues we distinguished 3505 sources which have spectra from SDSS DR14 and have radio fluxes in 1400 MHz. 3505 sources have spectra but only 13% of these sources have classification.

By comparison of the average fluxes of these sources we have F(radio, FIRST)/F(60 μ m, IRAS) = 0.014, F(radio, FIRST)/F(100 μ m, IRAS) = 0.0061, F(radio, FIRST)/F(u-band, SDSS DR14) = 0.35 and F(radio, FIRST)/F(g-band, SDSS DR14) = 0.38.

References

- 1. Abrahamyan, H.V., Mickaelian, A.M., Knyazyan, A.V. // Astronomy and Computing, 2015, 10, 99.
- 2. Ishihara, D.; Onaka, T.; Kataza, H.; et al. //A&A, 2010, 514, id.A1, 14.
- 3. Yamamura I., Makiuti S., Ikeda N., et al. 2010, AKARI/FIS All-Sky Survey BSC, Version 1.0, ISAS/JAXA
- 4. Cutri, R.M., Skrutskie, M.F., Van Dyk, S., et al. 2003, 2MASS All-Sky Catalog, Univ. Massachusetts and IPAC/Caltech.
- 5. Kleinmann S.G., Cutri R.M., Young E.T., et al. 1986, IRAS Serendipitous Survey Catalog, Joint IRAS Science W.G.
- 6. Helfand, D.J.; White, R.L.; Becker, R.H. // ApJ, 2015, 801, article id. 26, 17 p.
- 7. Condon, J., Cotton, W., Greisen, E., et al. // AJ, 1998, 115, 1693.
- 8. Alam, S.; Albareti, F.D.; Allende P., et al. // ApJS, 2015, 219, 1, d. 12, 27.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИО СВОЙСТВ БОЛЬШОЙ ОДНОРОДНОЙ ВЫБОРКИ ИНФРАКРАСНЫХ ГАЛАКТИК

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

Бюраканская Астрофизическая Обсерватория НАН РА им. В. Амбарцумяна, Армения

Имея 145,902 инфракрасными галактик из IRAS PSC/FSC [1], мы выделили 3505 источников, которые имеют оптические спектры в SDSS DR14 и имеют радиопотоки на 1400 МГц (NVSS/FIRST). Исследование этих источников показывает, что только 13% из них имеют классификацию по типам активности. Мы сравнили потоки в инфракрасном, радио и оптическом диапазонах и получили соотношения $F(paquo, FIRST)/F(60 \ \mu m, IRAS) = 0.014$, $F(paquo, FIRST)/F(100 \ \mu m, IRAS) = 0.0061$, $F(paquo, FIRST)/F(u- полоса, SDSS DR14) = 0.35 \ u F(paquo, FIRST)/F(g-полоса, SDSS DR14) = 0.38.$

МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ЭПОХУ GAIA

Варивода В.В.¹, Ильин В.Б.^{2,3,4}, Прокопьева М.С.², Сен А.К.⁵, Гупта Р.⁶

¹ВАС им. Буденного, Санкт-Петербург, Россия ²СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия ³ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия ⁴СПбГУАП, Санкт-Петербург, Россия ⁵Университет Ассам, Силчар, Индия ⁶IUCAA, Пуне, Индия

Межзвездная поляризация, вызванная взаимодействием космического излучения с межзвездной пылью, является важным источником информации о пыли и магнитных полях. Параллаксы звезд, появившиеся недавно в Gaia DR2, позволяют извлекать из поляризационных данных более полную информацию. Современное использование таких данных для исследования пыли во внешних частях плотных облаков мы иллюстрируем на примере глобулы B5. На примере рассмотрения поляризационных карт окрестностей глобулы B227 с учетом фотометричес-ких данных и параллаксов Gaia мы обсуждаем новый подход к изучению крупномасштабных магнитных полей.

1. Введение

Межзвездная поляризация, т.е. поляризация излучения далеких объектов межзвездной пылью на луче зрения, – важный источник информации, который, с одной стороны, существенно дополняет сведения о космических пылинках, даваемые межзвездным поглощением, с другой – дает сведения о межзвездных магнитных полях.

В первом случае наблюдаемая волновая зависимость поглощения $A(\lambda)$ с ключевым параметром R_V дополняется волновой зависимостью степени поляризации $P(\lambda)$ с параметрами λ_{max} и K, характеризующими положение максимума и ширину кривой $P(\lambda)$. Одновременное рассмотрение этих трех параметров существенно сужает область значений основных модельных параметров ансамбля пылевых частиц (см., например, [1]), хотя некоторую неопределенность вносит не совсем пока понятный механизм ориентации космических пылинок магнитным полем [2].

Во втором случае, поскольку, по-видимому, обычно ориентация межзвездных пылинок происходит так, что направление линейной поляризации прямо прошедшего через них излучения параллельно направлению магнитного поля, межзвездная поляризация используется для картографирования полей, а дисперсия векторов поляризации – для оценки силы полей [3].

В данной работе мы иллюстрируем современное использование межзвездной поляризации в обоих случаях: при исследовании пыли во внешних частях плотных облаков на примере глобулы Barnard 5 (B5) и при рассмотрении межзвездных магнитных полей на примере наблюдений поляризации в направлении глобулы B227. В п.2 мы резюмируем имеющиеся сведения о пылевой составляющей глобул и обсуждаем результаты нашего поляриметрического исследования пыли во внешних частях глобулы B5. В п.3 рассматриваются имеющиеся детальные поляризационные карты небольших областей неба и обсуждаются результаты картографирования области вокруг глобулы B227, дающие с учетом параллаксов Gaia DR2 новые сведения о галактическом магнитном поле. В заключении резюмируются полученные результаты.

2. Исследование пыли во внешних частях плотных облаков

2.1. Глобулы Бока и их пылевая составляющая

Глобулы Бока – маломассивные, компактные, сравнительно изолированные молекулярные облака, которые являются местом образования звёзд солнечной массы. Поскольку ряд важных аспектов процесса звездообразования всё ещё не ясен, такие глобулы представляют собой удобные лаборатории для детального изучения данного процесса.

Исследования глобул проводились разными методами: газовая составляющая изучалась посредством наблюдений в различных молекулярных линиях и линии HI, пылевая составляющая – посредством наблюдений поглощения и поляризации излучения фоновых звёзд, теплового (поляризованного) излучения пыли в далёкой инфракрасной и субмиллиметровой областях, а также рассеянного пылью излучения.

Несмотря на полученные таким образом данные, для решения проблемы звездообразования требуются более детальные сведения о геометрии и силе магнитных полей в окрестности и внутри глобул и, особенно, о свойствах пыли в них. Поскольку пыль тесно связана с другими компонентами межзвёздной среды, изучение её свойств даёт информацию о физических условиях в глобулах и их эволюции.

На сегодняшний день есть много свидетельств того, что пылевые частицы в плотных облаках, включая глобулы, значительно отличаются от тех, которые находятся в диффузной межзвёздной среде. Например, Foster и др. [4] обнаружили связь между параметром R_V и поглощением A_V для умеренных оптических толщин и интерпретировали ее как следствие роста пылинок в облаках. В работах [5, 6] показано, что рассеянный свет и субмиллиметровое излучение пыли свидетельствуют об изменении её свойств (включая увеличение среднего размера частиц) с растущей оптической толщиной внутри молекулярного облака. Также на относительно большие частицы указывает альбедо, наблюдавшееся в полосах от U до I в [7]. Поляризация излучения звезд, расположенных за облаком IC 5146 и наблюдавшихся в ближнем ИК диапазоне, предполагает значительный рост частиц в слоях с $A_V > 2.5$ зв. вел. [8]. Fanciullo и др. [9] показали, что эволюция пылинок в молекулярных облаках необходима и для объяснения поляризации, наблюдаемой в видимом и субмиллиметровом диапазонах. Эти и подобные им наблюдательные свидетельства эволюции пыли в плотных облаках дополняются сегодня теоретическими расчетами такой эволюции (например, [10, 11]).

Отметим, что все эти наблюдаемые эффекты зависят не только от распределения пылевых частиц по размеру, а средний размер частиц, хотя и является основным параметром, но не единственен – другие параметры задачи могут играть существенную роль. Поэтому для понимания свойств пыли в облаках требуются дополнительные наблюдательные данные, например, сведения о длине волны максимума поляризации λ_{max} , которая может дать важную дополнительную информацию о среднем размере пылевых частиц.

Однако за последнее десятилетие было сделано крайне мало новых измерений этого параметра в направлении молекулярных облаков. Например, Funciullo и др. [9] рассматривали поляриметрические данные из работы 2007 г. [12], в которой, в свою очередь, в основном использовались более ранние наблюдения других авторов. Такая ситуация складывается, главным образом, из-за того, что λ_{max} может быть надежно определено только для звёзд с не очень большим поглощением A_V в облаке, т.е. это не дает информации о более плотных областях, которые казались единственно интересными. Однако, ранее параметр λ_{max} был определен для примерно сотни лучей зрения, проходящих через различные молекулярные облака или диффузную межзвёздную среду (см., например, [13]). Полученные значения показали некоторую корреляцию с оптической толщиной внутри облака (A_V) , но зависимости для разных облаков оказалась несколько сдвинутыми вертикально друг относительно друга [14].

Отметим, что рассмотренные молекулярные облака отличаются от глобул тем, что последние являются более изолированными, компактными и образующими только маломассивные звезды. Пока параметр λ_{max} был оценен лишь для одной глобулы B5, но с большими ошибками (см. подробнее [15, 16]). Заметим, что этот параметр может быть надёжно определен лишь для гало и внешних слоёв глобул (центральные их части слишком малы и непрозрачны), но есть признаки того, что свойства пыли в этих слоях должны быть также специфическими (см., например, [7, 10]).

Ниже, используя многоцветную поляриметрию звезд в направлении B5 и данные астрометрических, фотометрических и спектральных обзоров неба, мы обсудим структуру межзвездной среды в данном направлении и получим новое свидетельство того, что пылевые частицы во внешних частях этой глобулы имеют специфические свойства.

2.2. Результаты наблюдений и их обсуждение

Мы выполнили поляриметрические наблюдения нескольких десятков звезд в окрестности глобулы B5 на 2.6-м ЗТШ и 1.25-м АЗТ-11 КрАО в полосах UBVRI (см. подробнее [17]). Полученные результаты были дополнены данными из других работ для более надежного определения зависимости $P(\lambda)$ и ее параметра λ_{max} . Окончательные результаты для иллюстрации приведены на рис. 1, где показаны нормированные степени поляризации для всех звезд в зависимости от нормированной длины волны и аппроксимирующая кривая Серковского для ее параметра K = 1 (точки), 1.2 (пунктир), 1.5 (штрих-пунктир).



Рис. 1. Все данные для В5 и аппроксимирующие кривые Серковского (см. текст).

распределение поглощения A_V и векторов поляризации P как в картинной плоскости, так и с расстоянием d. Наш анализ показал, что для относительно высокоширотной глобулы B5 ($l = 161^\circ$, $b = -17^\circ$) следует принимать во внимание лишь 2 слоя: ближайший ($d \sim 150$ пк), являющийся продолжением комплекса облаков в Тельце, и более удаленный ($d \sim 300$ пк), принадлежащий комплексу облаков в Персее и включающий глобулу B5 (см. подробнее [17]). При этом можно считать первый слой однородным с $A_V \approx 0.8^m$, $P_V \approx 0.8\%$, $\theta \approx 50^\circ$ и зависимостью $P(\lambda)$, описываемой кривой Серковского с $\lambda_{max} \approx 0.56$ мкм. Используя эти результаты и данные для звезд, расположенных за глобулой B5, соответствующим вычитанием вклада первого слов мы определили A_V , θ_V и

Спектральные классы наблюдавшихся звезд принимались согласно HDE [18], LAMOST DR2 [19] и работе [20], основанной на наблюдениях в Вильнюсской фотометрической системе. Параллаксы определялись из данных Gaia [21]. Согласно [22], видимое поглощение оценивалось из соотношения $A_V = 1.1 \ E(V - K_s)$, где Vи K_s брались из разных обзоров неба, а соответствующие истинные цвета – из работы [23].

Поскольку не только пыль во внешних слоях облака может давать значимый вклад в наблюдаемое межзвездное поглощение и поляризацию, рассматривалось $P(\lambda)$, связанные только с глобулой. Полагая, как обычно, что в глобуле $\theta(\lambda) = \text{const}$, мы рассчитали модельные зависимости $\theta(\lambda)$ для звезд за глобулой. Они оказались в согласии с наблюдаемыми, что подтвердило нашу двухслойную модель среды в направлении B5.



Рис. 2. Распределение поглощения в области В5 (внешний контур – $A_V = 3^m$, внутренний – $A_V = 5^m$) и наблюдавшиеся звезды S1–12 (точки). Числа около точек – найденные значения A_V и λ_{max} , а также расстояние до звезды.

Полученные результаты показали корреляцию значений λ_{max} , связанных с пылью в глобуле, с оптической толщиной (A_V) просвечиваемой части глобулы (см. рис. 2). Кроме этого, мы нашли, что слои с $A_V \approx 2-3$ зв. вел. характеризуются значениями $\lambda_{max} \approx 0.6-0.8$ мкм, в то время как для диффузной межзвездной среды в направлении на В5 и в стороне от нее по данным для нескольких звезд мы получили $\lambda_{max} = 0.52-0.58$ мкм. Таким образом, значения λ_{max} , найденные нами для глобулы B5, свидетельствуют о специфических свойствах пылинок во внешних слоях глобул и согласуются с данными, полученными другими способами для более массивных молекулярных облаков.

3. Вариации межзвездной поляризации в картинной плоскости и с расстоянием

3.1. Поляризационные карты и Gaia DR2

Первый достаточно большой обзор межзвездной поляризации, включавший около 1800 звезд, позволил построить поляризационную карту нашей Галактики (распределение векторов межзвездной поляризации в картинной плоскости) [24]. Карта выявила области неба, характеризуемые регулярной ориентацией поляризационных векторов, и нерегулярную ориентацию во многих областях в галактической плоскости. Более поздняя компиляция поляризационных данных для 5500 звезд в [25] дала более упорядоченную карту, особенно для звезд на расстоянии d > 1 кпк [26].

Аналогичный эффект прослеживается для поляризационных карт меньших областей неба. Например, для окрестностей глобулы В227 ($l = 191^{\circ}$, $b = -0.5^{\circ}$) данные для 21 звезды [27] показывают большую дисперсию поляризационных векторов, тогда как наблюдения около 120 звезд в [28] дают практически гауссово распределение позиционных углов со средним значением $\theta \approx 170^{\circ}$ (в галактических координатах $\theta_G \approx 20^{\circ}$) и небольшим среднеквадратическим отклонением $\sigma(\theta) \approx 8^{\circ}$.

Уникальная коллекция детальных поляризационных карт небольших частей неба получена в диссертации [29] (см. также [30]). Она включает карты размером $20' \times 20'$ вокруг ~20 темных облаков из каталога BHR [31] в области $l = 255-350^{\circ}$ и $|b| < 5^{\circ}$. Карты в полосе I_c включали от 100 до 1000 звезд и в основном (более 80%!) показывали регулярное поведение поляризационных векторов (гауссово распределением со среднеквадратическим отклонением порядка 5–13°). Поляризационные карты, полученные другими исследователями (например, индийскими астрономами в [32,33]) менее детальны (обычно существенно меньше 100 звезд).

Очевидно, что часть очень слабых звезд, наблюдавшихся в [29], должна быть очень удаленной. Поскольку во внутренней части (плоскости) Галактики поглощение быстро возрастает с расстоянием и, соответственно, вклад в наблюдаемую поляризацию далеких звезд, как кажется, должна давать пыль на больших расстояниях, явно выраженная регулярность карт [29] представляется трудно объяснимой.

Ниже мы дополним поляриметрические данные, полученные в [28] для большого числа звезд в окрестности глобулы B227, результатами наших фотометрических наблюдений и данными Gaia и сделаем на основании этого выводы о пылевой составляющей этой глобулы и о поведении крупномасштабного магнитного поля в этом направлении.

3.2. Результаты наблюдений и их обсуждение

Фотометрические наблюдения нескольких сотен звезд в окрестности глобулы В227 были произведены на 2-м телескопе IUCAA в Индии в полосах BVR и обработаны по стандартной методике. Полученные результаты были дополнены данными из различных фотометрических обзоров неба.

Для оценки поглощения A_V до звезд мы выполнили их фотометрическую (спектральную) классификацию. Потоки излучения, наблюдаемые в полосах систем Johnson, Sloan, 2MASS и др., и параллаксы Gaia подгонялись с учетом ошибок наблюдений вариациями двух параметров – поглощения A_V и спектрального класса *Sp*, минимизируя невязку. Разделение на звезды главной последовательности и гиганты в большинстве случаев удалось провести, используя поляриметрические данные и сведения о среднем законе межзвездного поглощения в данном направлении (см. подробнее [34]). Применение подхода к звездам с известными A_V и *Sp* показало, что погрешность получаемой оценки A_V обычно составляет порядка 0.3 зв. вел.

Объединение полученных нами результатов с данными детальных поляриметрических наблюдений, опубликованных в [28], позволило сделать 2 вывода.

Во-первых, мы обнаружили странное распределение значений параметра λ_{max} вокруг глобулы (см. рис. 3). Для нескольких звезд, расположенных в стороне от ядра B227 (например, около самой левой "петли" с $\alpha \sim 6^h 7.9^m$, $\delta \sim 19^\circ 35'$), получились неожиданно большие значения $\lambda_{max} \sim 0.7$ мкм. И наоборот, для звезд, просвечивающих глобулу (например, в области $\alpha \sim 6^h 7.4^m$, $\delta \sim 19^\circ 30'$), наблюдаются обычные для диффузной межзвездной среды значения $\lambda_{max} = 0.5-0.6$ мкм.



Рис. 3. Поляризация звезд в области В227 и контуры интенсивности теплового излучения пыли (по данным Herschel).

Возможное объяснение этому – заметная вариация свойств пыли в нейтральном гало глобулы. Важно отметить, что все наблюдавшиеся звезды расположены на расстоянии, большем расстояния до облака, которое равно ~400 пк [28].

Во-вторых, мы нашли, что позиционный угол поляризации θ почти не меняется в зависимости от расстояния d до звезды, хотя видимое поглощение с ростом d заметно возрастает. На верхней панели рис. 4 мы видим, что разброс θ не велик (~10°) и среднее значение θ слабо меняется с ростом d, составляя ~170° при d ~ 600 пк, ~175° при d ~ 1 кпк и ~170° при d > 1.5 кпк. На нижней панели рис. 4 приведена зависимость поглощения A_V от расстояния d согласно нашим оценкам (точки) и недавним трехмерным картам распределения поглощения в Галактике [35–37] (кривые). Отметим общее согласие наших результатов с данными других авторов.

Заметим, что более детальное рассмотрение распределения поглощения в направлении B227 по данным последней работы Lallement и др. [37] показывает существование 4-х поглощающих слоев: 1) продолжения комплекса облаков в Тельце ($d \sim 100$ пк, $A_V \sim 0.6^m$); 2) вещества, связанного с ассоциацией λ Ori, вкл. B227 ($d \sim 400$ пк, $A_V \sim 0.3^m$); 3) вещества, связанного с ассоциацией Mon OB2 ($d \sim 900$ пк, $A_V \sim 0.7^m$); 4) вещества, связанного с ассоциацией Mon OB2 ($d \sim 1.5$ кпк, $A_V \sim 1.5^m$).

Таким образом, несмотря на заметный рост A_V от 0.5 до 3 зв. вел. с ростом расстояния в интервале d от 600 до 2000 пк, позиционный угол варьируется лишь в пределах от 160 до 180 град. Из возможных объяснений этого наблюдательного факта наиболее вероятным кажется специфическая ориентация крупномасштабного (регулярного) галактического магнитного поля в направлении анти-центра Галактики на расстояниях d < 500 пк и d > 1 кпк. Например, в ближней зоне поле примерно перпендикулярно лучу зрения, а в дальней – примерно параллельно ему. Менее вероятным объяснением представляется предположение об очень слабых систематических изменениях направления этого поля на масштабах ~0.5–1 кпк, поскольку луч зрения в сторону B227 пересекает поглощающее вещество, связанное с разными ассоциациями и, следовательно, скорее всего, подвергшееся их воздействию. Последнее обычно приводит к образованию нелинейных протяженных структур поля, подобных Loop I, поляризационную карту которой можно найти в [38].



Рис. 4. Верхняя панель – зависимость позиционного угла θ от расстояния до звезды d. Нижняя панель – зависимость поглощения A_V от расстояния: точки – наши оценки, кривые – данные из работ [35–37].

Заметим, что прояснить ситуацию, т.е. дать объяснение часто наблюдаемым регулярным поляризационным картам, возможно, способен анализ наиболее детальных из них, приведенных в диссертации [29]. Во-первых, часть ВНR-облаков расположена в плоскости Галактики, в хорошо изученном направлении почти на ее центр. Во-вторых, наиболее подробные карты из [29] включают сотни звезд и, следовательно, должно быть возможным надежно проследить вариации позиционного угла для далеких звезд со значительным покраснением.

4. Заключение

Параллаксы, представленные в Gaia DR2, позволяют более полно использовать наблюдения межзвездной поляризации для диагностики космической пыли и магнитных полей. Многоцветные поляриметрические наблюдения звезд в направлении глобулы Бока B5, дополненные данными обзоров неба, включая Gaia, позволили определить вклад глобулы в наблюдаемую поляризацию и сделать вывод об относительно большом размере пылевых частиц уже во внешних слоях B5, что пока не имеет теоретического объяснения. Фотометрические и поляриметрические наблюдения более сотни звезд в направлении глобулы B227 показали, что позиционный угол не меняется с ростом расстояния до звезд, вплоть до 2 кпк, и, соответственно, с ростом поглощения A_V до 3 зв. вел. Этот наблюдательный факт дает информацию об ориентации регулярного магнитного поля Галактики.

Благодарности

Работа была частично поддержана грантом СПбГУАП и грантами РФФИ 16-52-45005, 16-02-00194 и 18-52-52006.

Литература

- 1. Voshchinnikov N.V. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf., 2012, 113, 2334.
- 2. Papoular, R. // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 2018, 475, 3273.
- 3. *Crutcher R.M.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2012, **50**, 29.
- 4. Foster J.B., Mandel K.S., Pineda J.E., et al. // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 2013, 428, 1606.
- 5. *Lefevre C. et al.* // Astron. Astrophys., 2014, **572**, A20.
- 6. Chen M. C.-Y. et al. // Astrophys. J., 2016, 826, 95.
- 7. Togi A., Witt A.N., St. John D. // Astron. Astrophys., 2017, 605, A99.
- 8. Wang J.-W., Lai S.-P., Eswaraiah C., et al. // Astrophys. J., 2017, 849, 157.
- 9. Fanciullo L., Guillet V., Boulanger F., Jones A.P. // Astron. Astrophys., 2017, 602, A7.
- 10. Wong Y.H.V., Hirashita H., Li Z.-Y. // Publ. Astron. Soc. Japan., 2016, 68, 67.
- 11. Ysard N., Kohler M., Jones A., et al. // Astron. Astrophys., 2016, 591, A44.
- 12. Andersson B.-G., Potter S.B. // Astrophys. J., 2007, 665, 369.
- 13. Voshchinnikov N.V., Il'in V.B., Das H.K. // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 2016, 462, 2343.
- 14. Andersson B.-G., Lazarian A., Vaillancourt J.E. // Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2015, 53, 501.
- 15. Bhatt H.C. // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1986, 222, 383.
- 16. Il'in V.B., Khudyakova T.N., Reshetnikov V.P. // Astron. Rep., 1994, 38, 214.
- 17. Il'in V.B., Efimov Yu.S., Khudyakova T.N., et al. // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 2018, 475, 5535.
- 18. Nesterov V.V., Kuzmin A.V., Ashimbaeva N.T., et al. Astron. Astrophys. Suppl., 1995, 110, 367.
- 19. Luo A.-L. et al. VizieR On-line Data Catalog: V/149 (2016).
- 20. Cernis K. // Balt. Astron., 1993, 2, 214.
- 21. Gaia collaboration. // Astron. Astrophys., 2016, 595, A1.
- 22. Voshchinnikov N.V., Il'in V.B. // Sov. Astron. Lett., 1987, 13, 157.
- 23. Straizys V. Multicolor Stellar Photometry. Pachart Publ. House, Tucson. 1992.
- 24. Mathewson D.S., Ford, V.L. // Mem. Roy. Astron. Soc., 1970, 74, 139.
- 25. Heiles C. // Astron. J., 2000, 119, 923.
- 26. Fosalba P., Lazarian A., Prunet S., Tauber J.A. // Astrophys. J., 2002, 564, 762.
- 27. Bhatt H.C., Jain, S.K. // Astron. Astrophys., 1993, 276, 507.

- 28. Eswaraiah C., Maheswar G., Pandey A.K., et al. // Astron. Astrophys., 2013, 556, A65.
- 29. Magalhaes V.S. Ph.D. thesis, INPE, 2012.
- 30. Rodrigues C.V., Magalhães V.S., Vilas-Boas J.W., et al. / Proc. IAU Symp. 302, 21. 2014.
- 31. Bourke T.L., Hyland A.R., Robinson G. // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1995, 276, 1052.
- 32. Sen A.K., Gupta R., Ramprakash A.N., Tandon S.N. // Astron. Astrophys. Suppl., 2000, 141, 175.
- 33. Chakraborty A., Das H.S., Paul D. // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 2014, 442, 479.
- 34. Il'in V.B. et al. // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 2018, in preparation.
- 35. Sale S.E., Drew J.E., Barentsen G., et al. // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 2014, 443, 2907.
- 36. Green G.M., Schlafly E.F., Finkbeiner D., et al. // Month. Not. Roy. Astron. Soc., 2018, 478, 651.
- 37. Lallement R., Capitanio L., Ruiz-Dern L., et al. //Astron. Astrophys., 2018, in press, arXiv: 1804.06060.
- 38. Santos F.P., Corradi W., Reis W. // Astrophys. J., 2011, 728, 104.

INTERSTELLAR POLARIZATION IN GAIA EPOCH

Varivoda V.V.¹, Il'in V.B.^{2,3,4}, Prokopjeva M.S.², Sen A.K.⁵, Gupta R.⁶

¹Budyonny Military Academy of the Signal Corps, St. Petersburg, Russia
 ²St.Petersburg University, St. Petersburg, Russia
 ³Main (Pulkovo) Astronomical Observatory, St. Petersburg, Russia
 ⁴University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia
 ⁵Assam University, Silchar, India
 ⁶IUCAA, Pune, India

The interstellar polarization phenomenon arisen due to interaction of cosmic radiation with interstellar dust is an important source of information on dust grains and the magnetic fields. The stellar parallaxes recently presented in Gaia DR2 allow one to extract now more detailed information from the polarization data. A contemporary usage of such data to study the dust grains in outer regions of dense clouds is illustrated on the example of the globule B5. Consideration of the polarization map of a field around the globule B227 with taking into account various photometric data and Gaia parallaxes is used to discuss a new approach to study large-scale magnetic fields.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ СТРУКТУР СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Королькова О.А.

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

Предложен метод расчета крупномасштабных магнитостатических солнечных корональных структур, обладающих осевой симметрией. Пространственные распределения давления, плотности и температуры плазмы в этих структурах находятся по заданной изначально структуре магнитного поля. Вся рассматриваемая магнитоплазменная конфигурация погруженна в гидростатическую солнечную корону, задаваемую моделью Avreet & Loeser [2008]. На основе разработанного метода предложена модель полярной корональной дыры. Термодинамические параметры моделируемой корональной дыры оказываются близки к наблюдаемым.

1. Введение

Корона является внешней оболочкой солнечной атмосферы. Распределение плазмы в ней сильно неоднородно и определяется структурой и напряженностью коронального магнитного поля. Наблюдения Солнца в разных диапазонах длин волн показали, что для короны характерно наличие двух видов плазменных структур: с закрытой и открытой магнитной конфигурацией. К первому типу относятся такие образования как корональные петли, аркады, шлемовидные структуры и т.п., ко второму – корональные дыры.

Корональные дыры (КД) наблюдаются в рентгеновском диапазоне как области пониженной светимости. Систематическое изучение КД началось в середине 70-х годов XX в. после запуска орбитальной станции «Skylab», позволившей получить подробные снимки Солнца в рентгене и ультрафиолете [1, 2]. Корональные дыры являются источником высокоскоростного солнечного ветра [2], и их изучение, несомненно, важно для предсказания космической погоды и геомагнитной активности. На Солнце практически всегда присутствуют две корональные дыры в полярных областях, однако в период максимума солнечной активности КД могут наблюдаться и на низких широтах вблизи экватора.

На сегодняшний день принято считать, что корональные дыры представляют собой области плазмы пониженной температуры и плотности. На высоте нескольких десятков тысяч километров над поверхностью Солнца температура в КД оказывается значительно ниже окружающей (на 200–500 тысяч К) [3, 4]. Насчет плотности данные наблюдений расходятся, но обычно она тоже принимается ниже плотности невозмущенной короны.

Корональные дыры являются наиболее крупномасштабными активными образованиями на Солнце; занимаемая ими площадь может составлять до 20–25% всей солнечной поверхности. Кроме того, это долгоживущие структуры: часто они наблюдаются на протяжении нескольких оборотов Солнца. Время жизни КД на много порядков превышает время установления равновесия в системе, поэтому для их описания приемлемо использовать приближение магнитной гидростатики.

Необходимость построения теоретических моделей солнечных структур с широким набором параметров обусловлена большим разнообразием наблюдательных данных. Многие области солнечной физики нуждаются в наличии достаточно адекватной физической модели изучаемого объекта. Так, например, МГД-моделирование в настоящий момент является основой современной корональной гелиосейсмологии, где по колебательным свойствам объекта восстанавливаются его параметры. Моделирование спокойных корональных структур относительно небольших размеров, в частности, солнечных протуберанцев, описано в [5, 6]. В данной работе мы представляем метод расчета магнитогидростатических образований, размер которых сравним с размерами Солнца, и приводим аналитическую модель полярной корональной дыры.

В статье известного астрофизика Low B.C. [7] проводилось моделирование некоторых типов крупномасштабных магнитостатических солнечных корональных структур, и рассматривался вопрос об их устойчивости. Однако для расчета магнитного поля автором использовалось дополнительное предположение о политропической зависимости давления плазмы от ее плотности.

Предлагаемый нами метод свободен от подобного рода гипотез. В его основе лежит идея, предложенная в [8]: по известной геометрии магнитного поля находятся давление, плотность и температура в каждой точке начальной равновесной конфигурации. Таким образом, для любой заданной наперед магнитной структуры, вписанной в невозмущенную солнечную корону, мы имеем возможность точно рассчитывать равновесные значения термодинамических параметров этой структуры, не используя каких-либо предположений о механизмах переноса тепла в ней.

2. Теоретический расчет

Рассмотрим задачу расчета параметров плазмы для аксиально-симметричной равновесной конфигурации, расположенной в гидростатической солнечной атмосфере при наличии однородного поля силы тяжести. Аксиальная симметрия подразумевает инвариантность относительно произвольных поворотов системы вокруг оси заданной конфигурации. Классическая система уравнений магнитной гидростатики имеет вид:

$$-\nabla P + \frac{1}{4\pi} \left[rot \vec{B} \times \vec{B} \right] + \rho \cdot \vec{g}(\vec{r}) = 0, \tag{1}$$

$$div\vec{B} = 0, \tag{2}$$

$$P = \frac{\rho RT}{\mu}.$$
(3)

Здесь $\rho \cdot \vec{g}(\vec{r})$ – сила тяжести, ρ – плотность, P – давление, \vec{B} – напряженность магнитного поля, T – температура, R – универсальная газовая постоянная, μ – магнитная проницаемость.

Система (1)–(3) неполна, количество неизвестных функций (р, Р, Т, В) на одну превосходит количество уравнений, – не хватает уравнения переноса энергии. Отсюда следует, что для решения поставленной выше задачи мы вынуждены использовать дополнительные зависимости. Чаще всего в качестве такой зависимости выступает связь давления от плотности. Однако данный подход может привести к ошибкам и резкому сужению класса получаемых равновесий, если не к полному их отсутствию. Стоит понимать, что перенос энергии в солнечных структурах достаточно сложен и заведомо не описывается простыми формулами. Мы же предлагаем в качестве начального условия задавать магнитную структуру солнечного образования, опираясь на представления, полученные из наблюдательных данных.

Выберем сферическую систему координат r, θ, φ . Введем функцию магнитного потока A и функцию Ω , определяющую электрический ток вдоль меридиана, так, что $A(r,\theta) = -\int_0^r B_\theta \sin\theta r dr$; $\Omega(r,\theta) = -4\pi c^{-1} \int_0^r j_\theta \sin\theta r dr$. Согласно (2), компоненты напряженности магнитного поля выразяться следующим образом:

$$B_{\theta} = -\frac{1}{r\sin\theta} \frac{\partial A}{\partial r}; \qquad B_r = \frac{1}{r^2\sin\theta} \frac{\partial A}{\partial \theta}.$$
 (4)

Тороидальная компонента поля B_{ω} будет определяться только функцией Ω :

$$B_{\varphi} = \frac{\Omega}{r \cdot \sin \theta}.$$
 (5)

С учетом (4) система (1)-(3) сводится к следующей тройке уравнений:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} - \frac{\cos \theta}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \theta} = -\frac{1}{2} \frac{\partial (\Omega(A))^2}{\partial A} - 4\pi r^2 \sin^2 \theta \frac{\partial P}{\partial A},$$
(6)

$$\rho(r,\theta) = -\frac{1}{g} \frac{\partial P(r,A)}{\partial r},\tag{7}$$

$$T = \frac{\mu \cdot P}{R \cdot \rho}.$$
(8)

Подчеркнем, что ввиду наличия аксиальной симметрии Ω является функцией, зависящей только от магнитного потока A: $\Omega = \Omega(A) = r \cdot \sin \theta \cdot B_{\varphi}$.

Уравнение $A(r,\theta) = const$ определяет конфигурацию магнитных силовых линий в меридиональной плоскости. Уравнение (6) можно напрямую проинтегрировать по A, фиксируя при этом r как параметр. Так как $dA = \frac{\partial A}{\partial r}dr + \frac{\partial A}{\partial \theta}d\theta = \frac{\partial A}{\partial \theta}d\theta$, то фактически мы должны вести интегрирование по координате θ :

$$\int_{0}^{\theta} \frac{\partial P}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial \theta} d\theta = -\frac{1}{4\pi r^{2}} \int_{0}^{\theta} \frac{1}{\sin^{2}\theta} \cdot \frac{\partial A}{\partial \theta} \cdot \left[\frac{\partial^{2}A}{\partial r^{2}} + \frac{1}{r^{2}} \frac{\partial^{2}A}{\partial \theta^{2}} - \frac{\cos\theta}{r^{2}\sin\theta} \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{1}{2} \frac{\partial \Omega^{2}}{\partial A} \right] d\theta.$$
(9)

В формуле (9) некоторые слагаемые в правой части удобно проинтегрировать по частям:

$$\int_{0}^{\theta} \frac{1}{2\sin^{2}\theta} \frac{\partial\Omega^{2}}{\partial\theta} d\theta = \frac{\Omega^{2}}{2\sin^{2}\theta} \bigg|_{0}^{\theta} + \int_{0}^{\theta} \frac{\cos\theta}{\sin^{3}\theta} \Omega^{2} d\theta,$$
$$\frac{1}{r^{2}} \int_{0}^{\theta} \frac{1}{\sin^{2}\theta} \frac{\partial^{2}A}{\partial\theta^{2}} \frac{\partial A}{\partial\theta} d\theta = \frac{1}{r^{2}} \frac{1}{2\sin^{2}\theta} \left(\frac{\partial A}{\partial\theta}\right)^{2} \bigg|_{0}^{\theta} + \frac{1}{r^{4}} \int_{0}^{\theta} \frac{\cos\theta}{\sin^{3}\theta} \left(\frac{\partial A}{\partial\theta}\right)^{2} d\theta.$$

В результате получим формулу для расчета давления плазмы в любой точке рассматриваемой магнитной конфигурации:

$$P(r,\theta) = P_{ex}(r) - \frac{1}{8\pi} P_{mag}(r,\theta),$$
(10)
$$P_{mag} = \frac{\Omega^2}{r^2 \sin^2 \theta} \bigg|_0^{\theta} + \frac{2}{r^2} \int_0^{\theta} \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} \Omega^2 d\theta + \frac{2}{r^2} \int_0^{\theta} \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} \frac{\partial A}{\partial \theta} d\theta + \frac{1}{r^4} \frac{1}{\sin^2 \theta} \left(\frac{\partial A}{\partial \theta}\right)^2 \bigg|_0^{\theta}.$$

Давление равновесной внешней короны P_{ex} в (10) задано аналитической моделью солнечной атмосферы [9, 10].

Зная давление, рассчитаем плотность плазмы по формуле (7). При этом необходимо иметь в виду, что в (7) давление должно быть представлено как функция переменных r и A.

Для любой дифференцируемой функции, в том числе и для $P(r, \theta)$, справедливы следующие утверждения:

$$\frac{\partial P(\mathbf{r},\theta)}{\partial r} = \frac{\partial P(\mathbf{r},\mathbf{A})}{\partial r} + \frac{\partial A}{\partial r} \cdot \frac{\partial P(\mathbf{r},\mathbf{A})}{\partial A},\tag{11}$$

$$\frac{\partial P(\mathbf{r},\theta)}{\partial \theta} = \frac{\partial A}{\partial \theta} \cdot \frac{\partial P(\mathbf{r},\mathbf{A})}{\partial A}.$$
 (12)

Преобразуем формулу (11) к виду:

$$\frac{\partial P(\mathbf{r}, \mathbf{A})}{\partial r} = \frac{\partial P(\mathbf{r}, \theta)}{\partial r} - \frac{\partial A}{\partial r} \cdot \frac{\partial P(\mathbf{r}, \mathbf{A})}{\partial A}.$$
(13)

Для нахождения $\frac{\partial P(\mathbf{r}, \mathbf{A})}{\partial A}$ используем (10), (12):

$$\frac{\partial P(\mathbf{r},\mathbf{A})}{\partial A} \cdot \frac{\partial A}{\partial \theta} = \frac{\partial P(\mathbf{r},\theta)}{\partial \theta} = -\frac{1}{8\pi} \cdot \left[\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial \Omega^2}{\partial \theta} - \frac{2\Omega^2 \cos \theta}{r^2 \sin^3 \theta} + \frac{2\Omega^2 \cos^2 \theta}{r^2 \sin^2 \theta} +$$

Сократив правую и левую часть уравнения (14) на $\frac{\partial A}{\partial \theta}$, получим:

$$\frac{\partial P(\mathbf{r},\mathbf{A})}{\partial A} = -\frac{1}{4\pi} \cdot \left[\frac{1}{2r^2 \sin^2 \theta} \cdot \frac{d\Omega^2}{dA} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r^4 \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} - \frac{2\cos\theta}{r^4 \sin^3 \theta} \cdot \frac{\partial A}{\partial \theta} \right].$$
(15)

С учетом (7), (13) и (15) для плотности в итоге имеем:

$$\rho(r,\theta) = \rho_{ex}(r) + \frac{1}{4\pi g} \cdot \rho_{mag}(r,\theta), \qquad (16)$$

Здесь плотность равновесной внешней короны ρ_{ex} также задана моделью [10], а

$$\rho_{mag} = \frac{\partial P_{mag}(r,\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial A}{\partial r} \cdot \left(\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} - \frac{\cos \theta}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{1}{2} \frac{d\Omega^2}{dA} \right).$$

По известным давлению и плотности плазмы можно рассчитать ее температуру по формуле (8).

Таким образом, наша задача сводится к следующему: опираясь на наблюдательные данные, выбрать такой вид магнитных силовых линий, т.е. подобрать такие функции A и Ω , чтобы параметры плазмы, получаемые из уравнений (10) и (16) были близки к наблюдаемым.

3. Моделирование полярной корональной дыры

Очевидно, что потенциальное или бессиловое магнитное поле не вызывает возмущений давления и плотности в окружающей среде. Т.е. для таких полей магнитные добавки в формулах (10) и (16) обращаются в нуль, а сами формулы сводятся к: $P(r) = P_{ex}(r); \ \rho(r) = \rho_{ex}(r)$. При моделировании силовых структур логично в качестве основы выбирать поле, близкое к потенциальному или бессиловому, модифицируя его под условия поставленной задачи.

Для построения модели полярной корональной дыры мы руководствовались следующими соображениями при выборе функции A(r, Θ):

- магнитная добавка к потенциальному решению должна в первую очередь вносить изменения на магнитных полюсах, в области открытых силовых линий, и иметь ограничение по широте;
- магнитная добавка должна вести к заметному понижению температуры и плотности в рассматриваемой конфигурации.

Рассмотрим следующую потенциальную конфигурацию, приняв функцию $\Omega = 0$:

$$A_{\rm I}(r,\theta) = \frac{{\rm B}_0 \cdot R_0^{-2} \cdot \sin^2 \theta}{2 \cdot (\frac{r}{R_0})},\tag{17a}$$

здесь R_{\odot} – радиус Солнца, B_0 – фотосферное магнитное поле на полюсе; и изменим ее, введя силовую добавку в приполярную область, определяемую углом Θ_0 :

$$A(\mathbf{r},\theta) = \begin{cases} 0 < \theta < \theta_0, A_1 \\ \theta_0 < \theta < \pi, A_1 \cdot (1 - 0.02 \cdot \cos \theta) \end{cases},$$
(17b)

А₁ – соответствует потенциальному распределению (17а).

Вид магнитных силовых линий заданного нами распределения представлен на рис. 1.



Рис. 1. Вид магнитных силовых линий распределения (17b) в меридиональной плоскости, получаемый из условия A(x,z) = const. Принято $B_0 = 5 \Gamma c$.

Малая силовая добавка не вносит существенного вклада в геометрию магнитного поля (на рис. 1 хорошо видно, что до высот 2 радиусов Солнца силовые линии на полюсах остаются незамкнутыми, что соответствует условиям на поверхности источника), однако видоизменяет поведение термодинамических параметров. Результаты полученных распределений плотности и температуры для исследуемой конфигурации представлены на рис. 2 и рис. 3.



Рис. 2. Трехмерный температурный профиль и трехмерный профиль плотности магнитного распределения (17b). В обоих случаях принято B₀ = 5 Гс.

В рассматриваемом распределении магнитного потока $A(r,\Theta)$ единственным свободным параметром является значение напряженности фотосферного магнитного поля. На рис. За, 3b, 3c показано, что от выбора B_0 зависит разница температур между корональной дырой и невозмущенной солнечной атмосферой. Известно, что на полюсах магнитное поле слабое. В нашей модели демонстрируется, что даже при маленьком поле ($B_0 = 3 \Gamma c$) мы наблюдаем эффект понижения температуры в приполярной области, а при $B_0 = 8 \Gamma c$ температура корональной дыры отличается от температуры равновесной внешней короны более чем на 400 000 К. При дальнейшем увеличении магнитного поля температура резко падает вниз, и такая модель перестает иметь физический смысл.

На рис. 2 также представлено распределения плотности силовой магнитной конфигурации. В среднем мы наблюдаем падение плотности порядка 12%.



Рис. 3. Высотный температурный профиль магнитного распределения (17b) при разном выборе напряженности фотосферного магнитного поля на полюсах: a) $B_0 = 3 \Gamma c$, b) $B_0 = 5 \Gamma c$, c) $B_0 = 8 \Gamma c$.

4. Заключение

Разработан способ расчета крупномасштабных осесимметричных магнитостатических солнечных корональных структур. Пространственные распределения термодинамических параметров плазмы в этих структурах: давление, плотность и температура находятся по заданной изначально структуре магнитного поля. Данный метод использован для построения модели полярной корональной дыры. Получаемые распределения термодинамических параметров в рассматриваемой конфигурации близки к наблюдаемым.

Литература

- 1. *Munro, R.H., Jackson, B.V.* Physical properties of a polar coronal hole from 2 to 5 solar radii // Astrophys. J., 1977, **213**, pp. 874, 875, 877-886.
- 2. Zirker, J.B. Coronal holes and high-speed wind streams // Reviews of Geophysics and Space Physics, 1977, 15, pp. 257-269.
- 3. *Obridko, V.N., Solov'ev, A.A.* Magnetohydrostatic model for a coronal hole // Astronomy Reports, 2011, **55**, pp. 1144-1154.
- 4. *Hahn, M., Bryans P., et al.* Properties of a polar coronal hole during solar minimum in 2007 // Astrophys. J., 2010, **725**, pp. 774-786.
- 5. Solov'ev, A.A., Korolkova, O.A., Kirichek, E.A. Model of quiescent prominence with the helical magnetic field // Geomagnetism & Aeronomy, 2016, 56, № 8, pp. 1090-1094.
- 6. *Korolkova, O.A., Solov'ev, A.A.* Modeling of the Fine Filament Structure of Quiescent Solar Prominences // Geomagnetism & Aeronomy, 2017, **57**, № 8, pp. 1018-1022.
- 7. *Low, B.C.* On the large-scale magnetostatic coronal structures and their stability // Astrophys. J., 1984, **286**, pp. 772-786.
- 8. Solov'ev A.A. The structure of solar filaments // Astronomy Reports, 2010, 54, pp. 86-95.
- 9. *Solov'ev A.A., Kirichek E.A.* Magnetohydrostatics of a vertical flux tube in the solar atmosphere: coronal loops, a model of a ring flare filament // Astron. Lett., 2015, **41**, pp. 211-224.
- 10. Avrett, E.H., Loeser, R. Models of the solar chromosphere and transition region from SUMER and HRTS observations: formation of the extreme-ultraviolet spectrum of hydrogen, carbon, and oxygen // Astrophys. J. Suppl. Ser., 2008, **175**, pp. 229-276.

CALCULATION OF A LARGE-SCALE MAGNETOSTATIC STRUCTURES IN SOLAR CORONA

Korolkova O.A.

Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of Russian Academy of Science, St. Petersburg, Russia

To understand the nature of coronal activity and develop the technique of the predicting its behavior, it is necessary to have, as a basis, a certain set of theoretical models of different magnetoplasma structures. We present here the theoretical calculation of large-scale magnetoplasma solar coronal structures with axial symmetry in a spherical coordinate system. Our method allows obtaining analytical solution of the space distributions of pressure, density and temperature for an equilibrium state of any given magnetic configuration embedded in hydrostatic solar corona. The solution was applied to construct a model of a polar coronal hole. The thermodynamic parameters of the coronal hole in this model are close to the observed ones.

ИССЛЕДОВАНИЯ ДВОЙНЫХ И КРАТНЫХ КАРЛИКОВ В БЛИЖАЙШИХ ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА

Куликова А.М.

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

Полноценное изучение популяции близких к Солнцу карликов (D < 50 пк) невозможно себе представить без изучения вопроса о статистических свойствах комплекса двойных систем. Вопрос поиска таких систем актуален и в контексте верификации релизов миссии Gaia (в Gaia DR1 имеется дефицит двойных систем с разделениями менее 4 угловых секунд). Нелинейность движения фотоцентра может быть обнаружена путем выявления статистически значимых различий собственных движений, определенных на короткой и длинной временных базах. В данной работе собственные движения определялись на основе пулковских ПЗС-наблюдений в комбинации с данными современных цифровых обзоров. В программу включены потенциально близкие звезды с $\mu > 300$ mas/yr. Из 1308 звезд 121 обнаружила признаки двойственности. 8 самых ярких звезд программы наблюдались на БТА САО РАН и 2.5 метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ методом спекл-интерферометрии. В результате три звезды уверенно разделяются на компоненты (J1158+4239, J0259+3636 и J1451+5147E). Ведутся дальнейшие наблюдения для изучения орбитального движения.

1. Введение

Цель данного исследования состоит в поиске двойных и кратных систем среди маломассивных карликов солнечной окрестности (ближе 50 пк от Солнца). Мотивация для подобного поиска сводится к необходимости увеличения точных определений масс М-карликов ради уточнения параметров статистических зависимостей массасветимость [1], масса-радиус [2]. Кроме того, большое значение имеет набор статистики для изучения распределений двойных систем по отношению масс компонент, по орбитальным параметрам и т.д. Один из ключевых вопросов – уточнение зависимости доли двойных систем от массы главного компонента. Эти сведения важны для тестирования космогонических моделей [3].

Еще один аспект исследований в данной области связан с проблемой, возникшей при анализе данных в космическом проекте Gaia. После публикации первого релиза [4] оказалось, что успешность выявления двойных систем резко снижается при угловых разделениях менее 4". Кроме того для быстрых звездных системы (µ >100 mas/yr) в первом релизе Gaia имеются проблемы кросс-идентификации объектов. Это делает актуальным развитие методов детектирования сравнительно тесных двойных систем методами наземной оптической астрометрии.

В данной работе речь пойдет о специфическом методе выявления так называемых $\Delta\mu$ -двойных звезд. Во втором разделе дается краткое описание идеи поиска, в третьем и четвертом сообщается о выполненных наблюдениях, использованных данных современных цифровых обзоров неба и методах определения координат и собственных движений. В пятом дается краткая характеристика спекл-интерферометрических наблюдений, и приводятся их результаты.

2. **Ди-двойные**

Существуют разные методы выявления двойных систем, основанные на астрометрических, фотометрических, спектрометрических наблюдениях. Традиционный подход для астрометрических измерений связан с выявлением взаимного орбитального движения компонент или вариаций положения фотоцентра на базе большого ряда наблюдений. Собственные движения при этом не используются. Рис. 1 дает представление об идее метода выявления признаков нелинейности движения фотоцентра путем сравнения собственных движений, полученных на долгой и короткой временной базе. Речь идет о ситуации, когда звезда не разрешается на компоненты при получении изображений обычными методами ПЗС-астрономии.



Рис. 1. Отличие квазимгновенного собственного движения фотоцентра от среднего.



Рис. 2. Интегральные распределения величины F для разного числа кадров, использованных для вычисления собственных движений (слева n = 6, справа n = 10).

Этот подход использовал Вилен в работе 1999 года [5]. Чтобы отличить звезды, двойственность которых обнаружена на основе рассмотренной идеи, автор назвал их $\Delta\mu$ -двойными. В оригинальной работе речь идет о ярких звездах каталога FK6. Мы сочли интересным попробовать данный алгоритм для задачи выявления маломассивных двойных звезд в окрестностях Солнца [6]. Математически метод Вилена сводится к сравнению разности квазимгновенного и квазисреднего собственных движений ($\Delta\mu$) с взаимной ошибкой их определения. Критерий строится так: $F^2 = (\Delta\mu_{\alpha}/\epsilon_{\mu\alpha})^2 + (\Delta\mu_{\delta}/\epsilon_{\mu\delta})^2$, где $\Delta\mu_{\alpha}$, $\Delta\mu_{\delta}$ – разности собственных движений по компонентам, а $\epsilon_{\mu\alpha}$, $\epsilon_{\mu\delta}$ – их ошибки. Трудность связана с тем, что очень непросто выработать значение F, при котором $\Delta\mu$ можно считать значимой по сравнению с ошибками. Еще одна проблема – низкое качество привязки собственных движений в разных каталогах к системе HCRF. В работе [7] мы попытались преодолеть эти трудности. Во-первых, мы вычислили собственные движения заново, опираясь только на измерение фотоцентров их изображений на снимках обзоров DSS, SDSS, WISE, 2MASS. Во-вторых, провели численное моделирование,

для выработки значений порогового значения F для различных распределений наблюдений по времени и для разного числа наблюдений. Как видно из рис. 2, значения F зависят от числа отдельных наблюдений и сходятся к значению критерия Вилена при большом числе наблюдений. Для поиска были выбраны звезды с величиной полного собственного движения, превосходящей 300 mas/yr. Такие значения собственных движений характерны для наиболее близких к Солнцу маломассивных карликов, что повышает вероятность успешного детектирования двойственности. Таким образом в финальный список программы попали более 1300 звезд.

3. Наблюдения на Нормальном астрографе

Оказалось, что современные цифровые обзоры неба не обеспечивают нужного числа точек для корректного вычисления квазимгновенных собственных движений. Поэтому для нашего анализа были выполнены дополнительные наблюдения на Нормальном астрографе Пулковской обсерватории (D = 330 мм, F = 3500 мм). Они велись в период с 2008 по 2015 год. Использовались ПЗС-камеры S2C (рабочее поле – 18×16 arcmin при масштабе 900 mas/pix) и SBIG ST-L-11K (рабочее поле – 35×23 arcmin, масштаб – 530 mas/pix). На рис. 3 показано распределение звезд программы в экваториальных координатах.



Рис. 3. Распределение звезд программы по небесной сфере.

4. Обработка данных

Кроме пулковских ПЗС-кадров, использовались снимки из обзоров SDSS DR12 2 [8], 2MASS 3 [9], WISE 4 [10] и STScI DSS 5 [11] (сканы пластинок Паломарского обзора неба POSSI-O и POSSII-J). Для аппроксимации всех изображений применялся метод shapelet-разложения [12].

Производилась редукция всех кадров на систему опорного ПЗС-кадра, в роли которого использовался снимок, полученный на Нормальном астрографе. В результате были получены квазимгновенные и квазисредние собственные движения для каждой из более чем 1300 звезд программы на уровне точности 4 mas/yr. В итоге для 121 звезды выявлены значимые разности квазимгновенных и квазисредних собственных движений.

5. Спекл-интерферометрические исследования кандидатов

Из 121 кандидата нами были выбраны 20 наиболее перспективных звезд для дальнейших спекл-интерферометрических исследований. Восемь из них попали в финальную программу спекл-интерферометрических наблюдений на телескопе БТА САО РАН. С 2015 года наблюдения по данной программе проводятся регулярно. Дополнительно эти звезды наблюдались на спекл-поляриметре КГО ГАИШ МГУ [13]. В результате исследований удалось разделить на компоненты три звезды. Первой из них стала J1158+4239 [14]. Соответствующие изображения приведены на рис. 4.





Рис. 4. *Слева*: спекл-интерферограмма J1158+4239, полученная на БТА САО РАН. *Справа*: соответствующее восстановленное изображение двойной системы J1158+4239.

Средневзвешенные оценки параметров пары таковы: $\rho = 286.5 \pm 1.2$ mas, $\theta = 230.24 \pm 0.16^{\circ}$ на эпоху B2015.88248. Разность блеска звезд пары составила $\Delta m = 0.55 \pm 0.03$ (фильтр: центральная длина волны – 800 нм, полуширина – 100 нм) и $\Delta m = 0.9 \pm 0.1$ (фильтр R). Оценки масс компонент - 0.42 М $_{\odot}$ и 0.36 М $_{\odot}$.

В настоящее время продолжаются наблюдения J1158+4239 для изучения орбитального движения. Подтверждена двойственность еще двух звезд: J0259+3636 и J1451+5147E. Последняя звезда является компонентой широкой пары, для которой пока не выявлено орбитальное движение. При разделении 50 arcsec пара характеризуется как звезды с общим собственным движением. Таким образом, с большой уверенностью можно говорить об обнаружении тройной системы: сравнительно тесная пара плюс удаленная компонента.

6. Заключение

В результате реализации пулковской программы по изучению звезд с большими собственными движениями наибольший успех достигнут в вопросе поиска двойных систем среди маломассивных карликов. Метод выявления $\Delta\mu$ -двойных, разработанный Виленом, был успешно адаптирован для случая слабых звезд с большими собственными движениями.

Признаки нелинейности движений по небесной сфере были обнаружены у 121 близкого карлика в зоне склонений от +30° до +70°. Большинство этих звезд оказались слишком слабыми для текущих спекл-интерферометрических наблюдений. Из восьми звезд, попавших в финальную программу наблюдений на БТА САО РАН компоненты обнаружены у трех звезд.

Таким образом метод $\Delta \mu$ -двойных вполне состоятелен для изучения ансамбля двойных кратных систем в солнечной окрестности. Он позволяет обоснованно выбрать объекты для дальнейшего изучения методами астрономии высокого разрешения.

За помощь в работе автор благодарит М.Ю. Ховричева, а так же наблюдателей Нормального астрографа, БТА САО РАН и 2.5-метрового телескопа КГО ГАИШ МГУ за проведение спекл-интерферометрических наблюдений и обработку их результатов, в частности: Е.Н. Сокова, В.В. Дьяченко, Д.А. Растегаева, А.С. Бескакотова, Ю.Ю. Балегу, Б.С. Сафонова, А.В. Додина, О.В. Вознякову.

Литература

- 1. G.F. Benedict, T.J. Henry, O.G. Franz, et al. // Astron. J., 2016, 152, 5, id. 141.
- 2. G. Zhou, D. Bayliss, J.D. Hartman, et al. // MNRAS, 2014, 437, 2831.
- 3. *M.R. Bate //* MNRAS, 2011, 417, 3, 2036.
- 4. F. Arenou, X. Luri, C. Babusiaux, et al. // Astron. Astrophys., 2017, 599, A50.
- 5. R. Wielen, C. Dettbarn, H. Jahreiss, et al. // Astron. Astrophys., 1999, 346, 675.
- 6. Хруцкая Е.В., Бережной А.А., Ховричев М.Ю. // ПАЖ, 2011, 37, 458.
- 7. Ховричев М.Ю., Куликова А.М. // ПАЖ, 2015, 41, 896.
- 8. Alam Sh., Albareti F.D., Allende Prieto C, et al. // eprint arXiv:1501.00963 (2015);
- 9. *R.M. Cutri, M.F. Skrutskie, S. van Dyk, et al.* The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog, NASA/IPAC Infrared Science Archive (2003).
- 10. E.L. Wright, P.R.M. Eisenhardt, A.K. Mainzer, et al. // Astrophys. J., 2010, 140, 1868.
- 11. *B.M. Lasker, G.R. Greene, M.J. Lattanzi, et al.* // Astrophysics and Algorithms: a DIMACS Workshop on Massive Astronomical Data Sets (1998).
- 12. R. Massey and A. Refregier // MNRAS, 2005, 363, 197.
- 13. Safonov, B. et al. 2015, Speckle Polarimeter for the 2.5-m Telescope: Design and Alignment (Moscow).
- 14. Khovrichev, M. Yu., et al. // Astron. Lett., 2016, 42, 686.

STUDIES OF DOUBLE AND MULTIPLE DWARFS IN THE SOLAR NEIGHBOURHOOD

Kulikova A.M.

Pulkovo observatory, St. Petersburg, Russia

Complete investigation of neighbour dwarfs population requires an analysis of statistical properties of binaries and multiply systems among them. Search of these systems is conditioned by necessity of future Gaia mission releases verification (deficit of binaries with separation less than 4 arcsec is revealed). Nonlinearity of photocenter motion could be detected with revealing of statistically significant differences between proper motions constructed as long-term and as short-term. In this work both sorts of proper motions were calculated on the basis of Pulkovo observations in combination with data of modern digital sky surveys. Potentially close stars with $\mu > 300$ mas/yr have been included into targets list. Signs of nonlinearity have been detected for 121 cases of 1308 target stars. Speckle observations were performed for 8 brightest stars with the BTA SAO RAS and the 2.5-m telescope of CMO (SAI MSU). Binary nature of 3 of them have been confirmed (J1158+4239, J0259+3636 and J1451+5147E). Speckle observations of these stars are continued for detection and analysis of orbital motions.

ЦИФРОВОЙ ДРОБНО-ДИФФЕРЕНЦИРУЮЩИЙ ФИЛЬТР ДЛЯ СВЕРХБЫСТРОЙ ОЦЕНКИ ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ ПОТЕНЦИАЛЬНО ОПАСНЫХ ДЛЯ ЗЕМЛИ АСТЕРОИДОВ

Левчук Ю.А., Коваленко И.Г., Захарченко В.Д.

Волгоградский государственный университет, Волгоград, Россия

Предложена схема работы цифрового дробно-дифференцирующего фильтра (ДДФ). Фильтр может применяться в радиолокационных системах сверхбыстрого определения лучевых скоростей быстродвижущихся опасных для Земли астероидов. Реализован алгоритм, использующий конечно-разностную аппроксимацию интеграла Лиувилля производной порядка ½ на однородной и неоднородной дискретных сетках. Узлы неоднородной сетки определяются по формулам квадратур наивысшей степени точности, для однородной сетки используются схемы интегрирования Ньютона-Котеса, а также центрированная схема прямоугольников.

Разработка средств противодействия астероидно-кометной опасности (АКО) названа ООН приоритетной задачей, стоящей перед человечеством. В рамках развития мер противодействия АКО важнейшей является подзадача сокращения временных затрат на определение скоростей быстродвижущихся космических тел при помощи сверхширокополосных сигналов, позволяющих зондировать объекты на большом расстоянии с высокой точностью. Это необходимо для того, чтобы оценить параметры движения астероида на последнем этапе сближения. В случае, когда астероид вращается или кувыркается (совершает вращения по трем взаимно перпендикулярным осям с несоразмерными частотами), доплеровский сигнал уширен. По положению центра тяжести спектра определяется лучевая скорость объекта [1].

Для сверхбыстрого определения лучевых скоростей быстродвижущихся опасных для Земли астероидов в работе [2] предложено использовать дробно-дифференцирующий фильтр (ДДФ) порядка 1/2, импульсная характеристика которого была выведена в работах [3, 4]. Работа фильтра основана на вычислении дробной производной Лиувилля порядка $\frac{1}{2}$ как свертки в режиме онлайн по мере поступления входного сигнала x(t'),

$$D^{1/2}x(t) = \int_{-\infty}^{t} x(t')h(t-t')dt' , \qquad (1)$$

с импульсной характеристикой h(t) фильтра [2, 3]

$$h(t) = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{\delta(t)}{\sqrt{t + \Delta t}} - \frac{\sigma(t)}{2(t + \Delta t)^{3/2}} \right],$$
(2)

где $\delta(t)$ – дельта функция Дирака, $\sigma(t)$ – функция Хевисайда. По найденной производной порядка $\frac{1}{2}$ от доплеровского сигнала восстанавливается центр тяжести ω_0 спектра отраженного сигнала более быстрым способом по сравнению со стандартной процедурой спектральной обработки сигнала [2–4]:

$$\omega_{0} = \frac{\int_{t_{0}}^{t} \left[D^{1/2} x(t) \right]^{2} dt}{\int_{t_{0}}^{t} \left[x(t) \right]^{2} dt},$$
(3)

здесь t_0 – начало отсчета сигнала. Выигрыш в скорости по сравнению со стандартной процедурой спектрального преобразования сигнала может составлять до 6 порядков [2].

Целью данной работы является построение оптимального алгоритма работы цифрового ДДФ. Под оптимальностью понимается вычисление дробной производной от произвольного сигнала с максимальной точностью при минимальном количестве вычислительных операций.

В работе предложены две версии работы фильтра: 1) с заданным конечным временным интервалом **Т** приема сигнала и 2) с произвольным нефиксированным временным интервалом. Для первого случая построена квадратура наивысшей степени точности типа Гаусса-Кристоффеля, подобрана соответствующая система ортогональных многочленов $Q_n(t)$ с весовой функцией $W(t) = \frac{1}{(t + \Delta t)^{3/2}}$, представляющей собой сте-

пенную часть импульсной характеристики (2). Для второй версии фильтра, аналогично работе [5], применена схема сквозного счета, основанная на центрированной схеме прямоугольников.

Показана сходимость процедуры численного дробного дифференцирования на примере функции, аналитическое выражение полуцелой производной для которой известно. График численного вычисления полуцелой производной эталонной функции (синус), для которой известно аналитической выражение полуцелой производной, по квадратурным формулам, соответствующим (1)–(2) для различных конечных значений Δt , приведен на рис. 1.



Рис. 1. Графики приближенного значения полуцелой производной для функции (пунктир, штрих-пунктир, штрих и длинный штрих), построенные по формулам (1)–(2), соответственно, для $\Delta t = 10^{-1}$; 10^{-2} ; 10^{-3} ; 10^{-4} и график полуцелой производной, вычисленной аналитически (сплошная линия).

Несмотря на то, что квадратуры наивысшей степени точности минимизируют невязку, простые схемы типа схемы прямоугольников удобней для применения в фильтрах, поскольку не требуют априорной информации о продолжительности сигнала. Кроме того, квадратура наивысшей степени удобна для применения, когда число узлов квадратуры невелико (до нескольких десятков). Это ограничивает ее использование сигналами с небольшим числом осцилляций. В то же время реальный доплеровский сигнал при характерной длительности импульса $\tau \sim 0,1$ с и пространственном разрешении по лучу зрения $\Delta r = 30$ м должен содержать порядка $\sim 10^6$ отсчетов сигнала. Таким образом, при практической реализации ДДФ использование квадратуры наивысшей степени точности нецелесообразно.

Литература

- 1. Franks, L.E. Signal Theory; Prentice-Hall: Upper Saddle River, NJ, USA, 1969.
- 2. Zakharchenko V. D., Kovalenko I. G. On protecting the planet against cosmic attack: ultrafast realtime estimate of the asteroid's radial velocity // Acta Astronautica. 2014. V. 98. P. 158-162.
- 3. Захарченко В.Д. Оценка средней частоты доплеровских сигналов методом дробного дифференцирования // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 1999. Т. 2, № 3-4. С. 39-41.
- 4. Zakharchenko V.D., Kovalenko I.G. Best Approximation of the Fractional Semi-Derivative Operator by Exponential Series // Mathematics. 2018. V. 6(1), id 12.
- 5. *Казанкова Е.А.* Применение дробно-дифференцирующего фильтра для сверхбыстрой оценки параметров движения опасных для Земли астероидов // Магистерская диссертация. Волгоградский государственный университет, 2015.

DIGITAL FILM-DIFFERENTIAL FILTER FOR SUPER-QUICK EVALUATION OF RAY SPEED POTENTIALLY DANGEROUS FOR THE LAND OF ASTEROIDS

Levchuk Y.A., Kovalenko I.G., Zakharchenko V.D.

Volgograd State University, Volgograd, Russia

A scheme for the operation of a digital fractional-differentiating filter (DDF) is proposed. The filter can be used in radar systems for ultrafast determination of the radial velocities of fast-moving asteroids dangerous for the Earth.Assuming that the filter calculates the fractional Liouville derivative of order $\frac{1}{2}$, folding the input signal x (t) online as it arrives. In the present study, the digital DDF algorithm is implemented, using finite-difference approximation of the Liouville integral of the derivative of order $\frac{1}{2}$ on a homogeneous and non-homogeneous discrete grid. The nodes of the inhomogeneous grid are determined by the quadrature formulas of the highest degree of accuracy, for the homogeneous grid, the Newton-Cotes integration schemes are used, as well as the centered scheme of the rectangles. The convergence of the procedure of numerical fractional differentiation is described on the example of a function, the analytic expression of a half-integral derivative for which is known (sine). Despite the fact that quadratures of the highest degree of accuracy minimize the discrepancy, simple schemes such as the scheme of rectangles are more convenient for use in filters, since they do not require a priori information about the duration of the reflected signal.

ХРОМОСФЕРНЫЕ ТЕЛЕСКОПЫ БАЙКАЛЬСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ. НОВЫЙ СВЕТ

Лоптева Л.С., Кушталь Г.И., Прошин В.А., Скоморовский В.И. Трифонов В.Д., Химич В.А., Чупраков С.А., Фирстов С.В.

Институт Солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

Хромосферный телескоп является важным инструментом для наблюдательной программы солнечного патрулирования, а также для проведения научных исследований. Байкальская астрофизическая обсерватория (БАО) имеет два телескопа для наблюдения за хромосферой полного солнечного диска с интерференционно-поляриза-ционными фильтрами (ИПФ) в линиях Нα и КСаП с разрешением около 1". После 35 лет наблюдений на телескопах БАО необходимо было улучшить характеристики рабочих телескопов, которые определяются как оптикой телескопа, так и, главным образом, параметрами поляризационных ступеней, на которые налагаются очень строгие допуски. Были рассчитаны и изготовлены новые линзы для записи изображений на ПЗС-камеры. Произведена замена поляризаторов, созданы новые поляризационные ступени ИПФ и предварительные узкополосные интерференционные фильтры для На и КСаII телескопов. Разработаны прецизионные методы оптической полировки кристаллических пластин и проведено их тестирование во время обработки. Разработаны хромосферные Нанаправляющие солнечного синоптического телескопа (SOLSYT). Рассчитан и разработан широкополосный 0.40Å На ИПФ. Представлены спектральные параметры ИПФ.

Хромосферные телескопы – инструменты для проведения наблюдений по программе службы Солнца и научных исследований. В Байкальской астрофизической обсерватории (БАО) работают два телескопа для наблюдений хромосферы полного диска Солнца с интерференционно-поляризационными фильтрами (ИПФ) в линиях На и KCaII.

Хромосферный телескоп на линию Нα был разработан в 1980 г. Наблюдения ведутся с узкополосным интерференционно-поляризационным фильтром (ИПФ) фирмы Berhard Halle. Телескоп предназначен для исследований вспышек, активных областей и тонкой структуры Солнца. До 1999 года изображения регистрировались на 80-миллиметровой фотоплёнке, а затем на ПЗС-камере. Телескоп на линию КСаII, введённый в эксплуатацию в 1995 году, используется для задач определения полного магнитного потока на диске Солнца, исследования супергрануляционных ячеек [1]. В 2003 г. была проведена модернизация, связанная с переходом регистрации изображений с фотоплёнки на камеру Sony [2]. В таблице 1 указаны основные характеристики телескопов и их ИПФ.

Оптические схемы телескопов [3] включают: телеобъектив (положительная и отрицательная линзы) и линзу поля. Эта система строит первичное изображение Солнца телецентрическим пучком внутри ИПФ. Для телескопа Нα перебрасывающий объектив переносит действительное изображение из фильтра на матрицу. В телескопе КСаII этот объектив строит действительное изображение входной апертуры на объективе камеры Sony и мнимое изображение Солнца, которое является действительным для камеры (рис. 1).

За длительный срок эксплуатации телескопов БАО возникла необходимость восстановить характеристики телескопов, которые определяются и состоянием оптики и, главным образом, параметрами поляризационных ступеней ИПФ. Для обоих телеско-

	Телескоп Нα	Телескоп КCaII
Диаметр главного объектива, мм	180	180
Эквивалентное фокусное расстояние, мм	5432	5154
Невиньетированное поле зрения, угл. мин.	34	34
Теоретическое пространственное разрешение, угл. сек	0,92	0,55
Полуширина полосы ИПФ, Å	0,45	0,54
Угловое поле ИПФ	±2,5°	±2,5°
Световой диаметр стопы ИПФ, мм	28	30
Смещение полосы ИПФ по спектру, Å	±0,5	±0,3

Таблица 1. Характеристики телескопов Нα и КСаII и их ИПФ.



Рис. 1. Оптическая схема хромосферных телескопов на спектральные линии Hα (a) и KCaII (б).



Рис. 2. Снимки Солнца, полученные на телескопах БАО в линиях Нα 6563Å от 8.08.15 (а), КСаII 3933Å от 23.05.18 (б).

пов были рассчитаны и изготовлены новые перестраивающие объективы для регистрации изображений на ПЗС-камерах. Проведена профилактика ИПФ: заменены наружные поляризаторы и поляризаторы внутри стопы, постепенно выцветшие от солнечного излучения, устранено заклинивание механизма смещения полосы пропускания, изготовлены новые предварительные узкополосные интерференционные фильтры взамен выгоревших от нагрева в пучке. Модернизация Нα-телескопа выполнена в 2015 г. [4], те-
лескопа КСаII в 2018. На рис. 2 приведены примеры изображений Солнца после модернизации телескопов.

Что такое ИПФ? Интерференционно-поляризационный фильтр является важнейшей частью хромосферного телескопа и служит для выделения узкой полосы спектра. Его параметры: длина оптической стопы, световой диаметр и угловое поле, – определяют разрешающую способность телескопа [5].

ИПФ [6] представляет собой набор поляризационных ступеней, состоящих из кристаллических двупреломляющих пластинок последовательно удвоенной толщины, помещенных между поляризаторами (рис. 3а).



Рис. 3.Интерференционно-поляризационный фильтр: а) набор поляризационных ступеней б) распределение формы поляризации в спектре 1-ой ступени до поляризатора и профиль пропускания (канавчатый спектр) этой ступени; в, г) канавчатые спектры и профили пропускания отдельных ступеней и всего набора.

Пластинки вырезаны параллельно кристаллографической оптической оси. Оси пластинок располагаются под углом 45° к осям поляризаторов. При прохождении света через поляризационную ступень в кристалле образуются два ортогонально поляризованных луча (*о-* и *е-* лучи) с разностью хода, которая определяется толщиной кристалла и величиной показателей двупреломления. В зависимости от величины разности хода форма поляризации излучения изменяется по спектру (рис. 36), поэтому в результате сложения колебаний в плоскости пропускания поляризатора на выходе из ступени в спектрографе наблюдается канавчатый спектр (рис. 3в). Набор из нескольких ступеней, каждая из которых вдвое толще предыдущей, формирует последовательность узких максимумов, ширина которых определяется толщиной самой толстой пластинки, а расстояние между максимумами – толщиной самой тонкой пластинки (рис. 3г).

Регулируемые и широкоугольные ступени ИПФ. Для регулирования положения полосы пропускания по спектру перед выходным поляризатором ступени устанавливают четвертьволновую пластинку (рис. 4a) под углом 45° к кристаллической пластине.

Четвертьволновая пластинка превращает круговую и эллиптическую поляризацию (рис. 4б) в линейную, ориентированную под разными углами (рис. 4в) к плоскости пропускания выходного поляризатора. Вращение этого поляризатора приводит к смещению полосы пропускания по спектру (рис. 4г) [7].



Рис. 4. Регулируемый элемент с $\lambda/4$ пластинкой: а) схема регулируемого элемента; б) распределение поляризации по спектру перед поляризатором; в) распределение поляризации после введения $\lambda/4$ пластинки; г) смещение полосы пропускания при вращении поляризатора.

Разность хода в кристаллической ступени зависит от угла падения светового луча. Для лучей, падающих наклонно в плоскости оптической оси кристаллической пластинки, двупреломление ступени уменьшается, и максимум пропускания ступени смещается в синюю сторону спектра. Для лучей, падающих наклонно в перпендикулярной плоскости, максимум пропускания смещается в красную сторону. Чтобы увеличить угловое поле ступени, кристаллическая пластинка разделяется на две части, оптические оси которых разворачиваются на 90°. Между ними устанавливается полуволновая пластинка (рис. 5б). Ширина полосы пропускания составной ступени сохраняется, а смещение полосы для наклонных лучей уменьшается в несколько раз. Увеличение углового поля ступени иллюстрируется коноскопической картиной простой и широкоугольной ступени на рис. 5. Угловое поле простой ступени ограничивается гиперболами, а поле широкоугольной ступени становится круговым и для ступеней из оптического кальцита (исландского шпата) увеличивается в 4.4 раза для линии На.



а) простая ступень; б) широкоугольная с полуволновой пластинкой.

При изготовлении поляризационных пластинок ступеней ИПФ из кристаллов, в особенности из оптического кальцита, обладающего большим показателем двойного преломления, предъявляются очень жесткие требования к соблюдению таких параметров, как толщина, плоскостность, плоскопараллельности и оптической однородности кристаллов. При прохождении света разность хода по двойному преломлению в разных участках пластинки должна быть в пределах 0,05 мкм.

Прецизионные оптические технологии и методы контроля параметров ступеней, разработанные в ИСЗФ, позволяют выдержать такие строгие допуски и изготовить новые кристаллические ступени, чтобы обеспечить «новый свет» старым и новым телескопам.

При изготовлении пластин из оптического кальцита не удавалось найти оптимальный режим обработки и достичь высокой плоскостности поверхности пластинок из-за неодинакового коэффициента теплового расширения кристаллов по различным направлениям, что приводило к астигматичному искривлению поверхности. Поэтому ступени из оптического кальцита до недавнего времени обрабатывались вручную. В ИСЗФ был разработан технологический процесс оптической обработки, при котором не возникает астигматичное искривление поверхностей кристаллических пластин, так как в процессе обработки устраняется разница температур между верхней и нижней поверхностями обрабатываемой пластины. Полировка кристаллических пластин ведется в сепараторе на мелкоячеистом полировальнике, обильно смоченном эмульсией с алмазным микропорошком. Полировальный инструмент делают из материала с высокой температуропроводностью (малый коэффициент линейного расширения и большая теплопроводность) с ячейками размером не более 1–2 мм. Полировальные ячейки занимают такую же площадь, как и теплоотводящие канавки (рис. 6). Для увеличения теплоотдачи кристаллических пластин, а также для устойчивого удержания плоскостности полировальника, а, следовательно, и пластинок, на ячейки инструмента полировальника наносят слой смолы толщиной 0.1–0.2 мм, достаточный только для закрепления полировальных зерен. Поверхность инструмента (ячеек) перед нанесением смолы на ячейки обрабатывается до общей плоскостности в 1–2 интерференционных кольца. Устойчивость режима полировки для получения плоских поверхностей кристаллических пластинок определяется соотношением площадей полировальника, сепаратора, окошек сепаратора для обрабатываемых пластинок и подбором режима приводов шпинделя и поводка оптического станка.



Рис. 6. Схема доводочного станка: 1 – ячеистый смоляной полировальник, 2 – сепаратор, 3 – обрабатываемая пластинка.

Контроль толщины (относительный) кристаллических пластинок проводят по канавчатому спектру пропускания. Чтобы в процессе доводки повысить точность измерений взаимного положения полос канавчатого спектра двух ступеней, использовался контроль, при котором спектры пропускания пластинок (опорной и подгоняемой ступеней) регистрируются независимо и одновременно. Схема относительного контроля оптической толщины двух пластинок на спектрографе по канавчатому спектру показана на рис. 7. Контролируемая и опорная пластинки устанавливаются в параллельный пучок с ориентацией оптических осей под углом 45° друг относительно друга, а их поляризаторы (с соответствующей пластинкам ориентацией плоскости пропускания) устанавливают на разной высоте. В качестве таких поляризаторов используется поляризационная мозаика – две вплотную расположенные параллельные прозрачные полоски поляроидной пленки с плоскостью пропускания под углом 45° друг к другу. Опорная и контролируемая пластинки оказываются эффективными в разных полосках мозаик, и поэтому в фокальной плоскости спектрографа одновременно наблюдаются друг под другом канавчатые спектры пропускания как опорной, так и контролируемой пластинки. Контроль толщины – измерение взаимного расположения канавчатых спектров – производится визуально или с помощью ПЗС-камеры. Так как оба спектра наблюдаются одновременно, отпадает необходимость в термостатировании пластинок, если они изготавливаются из одного материала.



Рис. 7. Контроль на спектрографе толщины пластинок ИПФ в процессе их доводки. Стрелками показано направление плоскости колебаний в поляроидных полосках мозаик и ориентация оптических осей кристаллических пластинок.

Новый хромосферный телескоп для гида-искателя СОЛСИТа. В настоящее время ведутся пуско-наладочные работы СОЛнечного СИиноптического Телескопа, предназначенного для получения полновекторных магнитограмм полного диска Солнца с разрешением порядка 2-х угловых секунд [8]. В качестве гида-искателя для СОЛСИТа был разработан хромосферный телескоп с монохроматическим фильтром на линию Нα с полушириной полосы пропускания ~0,38Å.

Гид-искатель (рис. 8) имеет телеобъектив диаметром 120 мм, линзу поля, за которой установлены интерференционно-поляризационный фильтр (ИПФ-1М) на линию Нα с предварительным интерференционным фильтром (ИФ) и ПЗС-камеру для регистрации изображения. Диаметр изображения Солнца на камере около 20 мм.



Рис. 8. Оптическая схема телескопа гида-искателя.

Предполагалось, что в качестве монохроматора будет использоваться Нα-фильтр типа Фабри-Перо, поставленный компанией Day Star (США) в 2015 г. Однако исследования фильтра Day Star, выполненные в ИСЗФ [9], показали, что его спектральные характеристики не соответствуют заданным требованиям, и установка фильтра в хромосферный телескоп недопустима: полуширина полосы пропускания, номинальная 0,38Å, фактически расширена до ~0.63Å, неоднородности полосы по поверхности фильтра такого же порядка (рис. 9). Длина волны максимума полосы пропускания изменяется по полю зрения. Как оказалось, слюдяной промежуток Фабри-Перо-фильтра имеет скачки толщины по спайности.

Поэтому было принято решение разработать специально для гида-искателя СОЛСИТа узкополосный широкоугольный интерференционно-поляризационный фильтр: рассчитать и изготовить узкополосную широкоугольную часть оптической

кристаллической стопы фильтра из оптического кальцита) и включить в стопу несколько кварцевых и кальцитовых ступеней из имевшегося в нашем распоряжении ИПФ-1, изготовленного ЛОМО в 1957 году для Службы Солнца. Целиком ИПФ-1 по своим характеристикам не был пригоден для разрабатываемого телескопа.



Рис. 9. Три спектра полосы пропускания, полученные в трех участках поверхности фильтра DayStar ($\lambda = 6563$ Å). На каждом спектре: слева– полоса фильтра, справа – опорная эмиссионная линия гейслеровой трубки. Линейная дисперсия – 0,03Å/ pixel. Высота щели спектрографа 12 мм.

На рисунке 10 представлена оптическая сборка ИПФ-1М. Десять поляризационных ступеней фильтра (I–X) с кристаллическими пластинками и пленочными поляризаторами установлены в трех втулках, помещенных в термостат, обеспечивающий рабочую температуру фильтра 38,1°С. Оптическая стопа во втулках собрана на иммерсии Dow Corning 710, показатель преломления которой n = 1,536 равен среднему показателю преломления оптических элементов фильтра. Центральная втулка содержит ступени ИПФ-1.



Рис. 10. Схема оптической стопы ИПФ-1М.

Семь ступеней фильтра (I–II, VI–X) содержат пластинки из исландского шпата, три ступени (III–V) – пластинки из кварца. Оптическая толщина пластинок исландского шпата в ступенях I и IX не кратна двум по отношению к остальным. Ступень I с пла-

стинкой толщиной 13.2 (2×6.6) мм установлена как контрастный элемент, чтобы уменьшить «духи» оптической стопы на расстоянии 1.71Å. Эти духи видны на спектрограмме полосы пропускания ИПФ-1 (рис. 11а). Эта ступень также подавляет вторичные максимумы самой узкополосной ступени IX с пластинкой 26.4 мм.

Три, самые толстые ступени из исландского шпата (I, II и IX), формирующие полосу пропускания полушириной 0,40Å (рис. 11б), сделаны широкоугольными. Широкоугольные ступени I, II и IX – регулируемые, поэтому вращением внешних втулок относительно неподвижных поляризаторов можно смещать полосы пропускания этих ступеней и при рабочей температуре фильтра точно совместить с максимумом пропускания основной стопы.



Рис. 11. Полосы пропускания ИПФ-1(а) и ИПФ-1М (б).

Для отрезания соседних главных максимумов ИПФ, отстоящих от центральной полосы пропускания на расстоянии 160Å, и защиты оптической стопы от солнечного излучения был изготовлен предварительный интерференционный отрезающий фильтр, составленный из 2-х диэлектрических фильтров: узкополосный контрастный с шириной полосы пропускания 90Å (рис. 12) и теплофильтр. Диэлектрические покрытия состоят из слоёв веществ с высоким (ZnS) и низким (Na3AlF6) показателем преломления. Пропускание фильтра в $\lambda = 6563$ Å составляет 40%.



Рис. 12. Предварительный интерференционный отрезающий фильтр и его спектр пропускания.

В таблице 2 даны сравнительные характеристики гида-искателя с двумя возможными вариантами фильтров: ИПФ-1 и ИПФ-1М. Выбранная схема телескопа с ИПФ-1М должна обеспечить более высокое пространственное и спектральное разрешение.

Параметры оптики телескопа-гида и фильтров	ИПФ-1	ИПФ-1М
Световой диаметр главного объектива, мм	63	120
Невиньетированное поле зрения (угл. мин)	32	32
Угловое поле фильтра	±0,63°	±1,3°
Полуширина полосы пропускания, Å	0,64	0,40
Разрешение телескопа в центре поля (угл. сек)	2,6	1,37

Таблица 2. Параметры гида-искателя с двумя возможными ИПФ



Рис. 13. Внешний вид фильтра ИПФ1М.



Рис. 14. Башня и телескоп СОЛСИТ.

В настоящее время проведены лабораторные исследования ИПФ-1М (рис. 13), ведется изготовление трубы телескопа гида-искателя. Сотрудниками института и ОАО ЛОМО поляриметр СОЛСИТ (рис. 14) установлен в БАО.

Заключение

Благодаря развитым в ИСЗФ прецизионным методам обработки и контроля оптики и кристаллооптики успешно выполнена модернизация старых хромосферных телескопов и разрабатываются новые телескопы для исследования Солнца.

Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ II.16.

Литература

- 1. Трифонов В.Д., Скоморовский В.И., Пипин В.В. и др. Хромосферный КСаІІ-телескоп // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1992. Вып. 99. С. 215-220.
- 2. Трифонов В.Д., Головко А.А., Скоморовский В.И. Наблюдения хромосферы в Байкальской астрофизической обсерватории с применением ПЗС-камер // Солнечно-земная физика. 2004. Вып. 6. С. 178-180.
- 3. *Клевцов Ю.А., Трифонов В.Д.* Оптическая система нового хромосферного телескопа // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 1980, вып. 52, с. 71-75.
- 4. Скоморовский В.И., Г.И. Кушталь и др. Хромосферный телескоп Байкальской астрофизической обсерватории. Новый свет // Солнечно-земная физика. 2016. Т. 2, №2. С. 69-85.
- 5. Клевцов Ю.А. Новые оптические системы телескопов и методы их расчета: диссертация на соискание кандидата технических наук: 05.11.07. Иркутск, 1987. С. 230.
- 6. *Lyot B.* Le filtre monochromatique polarisant et ses applications en physique solaire // Annales d'astrophysique. 1944. V. 7. P. 31-79.

- 7. Скоморовский В.А. Лайншифтер к интерференционно-поляризационному фильтру // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1971. Вып. 2. С. 226-233.
- 8. Демидов М.Л., Григорьев В.М., и др. СОЛСИТ солнечный синоптический телескоп новый российский проект для исследования магнетизма Солнца // Труды Всероссийской конференции по солнечно-земной физике, посвященной 100-летию со дня рождения члена-корреспондента РАН В.Е. Степанова, Иркутск–2013. С. 232-238.
- 9. Скоморовский В.И., Кушталь Г.И., Лоптева Л.С. и др. Коммерческие узкополосные солнечные фильтры Фабри-Перо, методы и приборы для их исследований // Солнечно-земная физика. 2015. Т. 1, № 3. С. 72-90.

CHROMOSPHERIC TELESCOPES OF THE BAIKAL ASTROPHYSICAL OBSERVATORY. NEW LIGHT

Lopteva L.S., Kushtal G.I., Proshin V.A., Skomorovsky V.I., Trifonov V.D., Khimich V.A., Chuprakov S.A., Firstov S.V.

Institute of Solar-terrestrial physics, Irkutsk, Russia

The chromospheric telescope is an important instrument for the observing program of Solar patrol and scientific research. The Baikal Astrophysical Observatory (BAO) has two telescopes for observing the chromosphere of the full solar disk with birefringent filters (BF) for the H α and KCaII lines with a spatial resolution of about 1". After 35 years of observations on the telescopes of the BAO, it became necessary to improve the characteristics of operating telescopes, which are determined both by the telescope optics and, mainly, by the parameters of the BF polarization stages, to which very strict tolerances are imposed. The new reimaging lenses for recording images on CCD cameras were calculated and manufactured. The polarizers were replaced and new polarization stages of the BF and preliminary narrow-band interference filters for the H α and K Ca II telescopes were produced. The precision methods of optical polishing crystal plates and testing their birefringence during treatment have been developed. The chromospheric H α -guide of the Solar Synoptic Telescope (SOLSYT) is designed. The wide-field 0.40Å H α BF was calculated and produced. The BF spectral parameters are presented.

СВЕРХНОВАЯ 2017EAW: НАБЛЮДЕНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Никифорова А.А.^{1,2}, Бакланов П.В.^{3,4}, Блинников С.И.^{3,5}, Троицкий И.С.², Троицкая Ю.В.², Савченко С.С.², Борман Г.А.⁶, Гришина Т.С.²

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, Россия ³Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия ⁴Национальный исследовательский ядерный университет, Москва, Россия ⁵Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe, Kashiwa, Япония ⁶Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Россия

Сверхновая 2017еаw была обнаружена 14 мая 2017 года в галактике NGC 6946. Удобные координаты и достаточная яркость этой сверхновой позволили получить подробный наблюдательный ряд. Был проведен анализ полученных данных и гидродинамическое моделирование в пакете STELLA, разработанном С.И. Блинниковым и др. [3, 4].

1. Введение

Сверхновые, принадлежащие ко второму типу с плато (SNe IIP), являются важными объектами для изучения, поскольку их можно использовать в качестве «стандартных свечей» для космологических исследований [5]. Кроме того, сверхновые представляют собой один из этапов эволюции звезд и играют ключевую роль в обогащении межзвездной среды разнообразием химических элементов. Однако до сих пор остается невыясненным ряд вопросов, касающихся некоторых физических процессов, происходящих во время вспышки сверхновых, и массы звезд – предшественников этих объектов (т.н. «проблема красных сверхгигантов» [6]). Для решения данных вопросов необходимо получать подробные наблюдательные данные, отмечать особенности фотометрического и спектрального поведения каждой наблюдаемой сверхновой, исследовать параметры предсверхновых и продолжать накапливать информацию.

NGC 6946 – спиральная галактика типа SAB(rs)cd, расположенная на расстоянии примерно 6 Мпк от нас [1]. Интересная особенность этой галактики – это количество сверхновых, которое было зафиксировано в ней до настоящего момента: SN 2017еаw является десятой по счету. Ей предшествовали сверхновые 1917А, 1939С, 1948В, 1968D, 1969P, 1980K, 2002hh, 2004et, 2008S. Их расположение показано на рис. 1.



Рис. 1. Расположение сверхновых, наблюдавшихся в галактике NGC 6946 (нет SN 1948В и SN 1969Р).

2. Фотометрические наблюдения и обработка

Наблюдения были выполнены на телескопах АЗТ-8 и LX200 в период с 15.05 по 02.11 2017 г. Оба телескопа оборудованы идентичными ПЗС-камерами ST-7 XME (SBIG) на основе кристалла КАF-0402ME. Камеры оснащены блоком стандартных широкополосных фильтров системы Джонсона (U,B,V) – Казинса (R,I). В таблице 1 приведены основные характеристики телескопов и их местоположение.

Телескоп	A3T-8	LX200	
Диаметр главного зеркала	700 мм	406 мм	
Фокусное расстояние	2780 мм	4060 мм	
Поле зрения	8'.1 x 5'.4	14'.3 x 9'.5	
Оптическая схема	Гл. фокус параболического	Шмидт – Кассегрен	
	зеркала		
ПЗС-камера	ST-7 XME	ST-7 XME	
Расположение	КрАО, п. Научный, респ.	НИАИ СПбГУ, г. Петергоф	
	Крым		
Высота	600 м н.у.м.	50 м н.у.м.	

Таблица 1. Характеристики телескопов.

Первичная обработка наблюдательных данных (редукция кадров с учетов bias, dark, fit flat) осуществлялась с помощью программ, написанных В.М. Ларионовым [2]. Фотометрия проводилась двумя способами: в пакете PHOT [2], написанным также В.М. Ларионовым, и в пакете IRAF (http://iraf.noao.edu/). На рис. 2 представлена область расположения сверхновой и звезд-стандартов, которые были использованы при фотометрии. В таблице 2 указаны величины звезд-стандартов в полосах В, V, R, I. Стандарты 2 и 3 были взяты из работы по исследованию SN 2002hh, Tsvetkov et al. [7], величина стандарта 1 найдена с помощью привязки, выполненной в пакете PHOT.



Рис. 2. Расположение звезд-стандартов и сверхновой. Координаты SN 2017eaw: R.A. = 20^h34^m44^s.238, Decl. = +60°11'36".00.

В таблице 3 приведены результаты фотометрии. Полученные данные были опубликованы в работе Цветков и др. [1] вместе с наблюдениями на других телескопах.

$\mathbb{N}_{\mathbb{N}}$	В	V	R	Ι
1	15.368	14.954	14.698	14.438
2	15.534	14.649	14.146	13.672
3	14.979	13.894	13.237	12.706

Таблица 2. Величины звезд-стандартов.

JD	Day	В	Err(B)	V	Err(V)	R	Err(R)	Ι	Err(I)
57890.41	2.67	13.880	0.004	12.841	0.002	12.553	0.002	12.344	0.002
57916.47	28.73	13.942	0.005	13.067	0.004	12.572	0.002	12.259	0.002
57926.46	38.72	14.253	0.005	13.171	0.003	12.630	0.002	12.317	0.002
57942.43	54.69	14.411	0.007	13.270	0.004	12.635	0.002	12.244	0.002
57956.46	68.72	14.535	0.006	13.309	0.003	12.708	0.001	12.278	0.002
57995.36	107.63	-	-	13.990	0.003	13.178	0.002	12.652	0.002
57998.36	110.63	15.727	0.016	14.195	0.004	13.348	0.002	12.801	0.002
57999.45	111.71	15.880	0.027	14.333	0.011	13.392	0.005	12.857	0.004
58001.55	113.82	15.960	0.028	14.432	0.009	13.538	0.003	12.970	0.003
58008.38	120.64	-	-	-	-	14.241	0.006	13.601	0.017
58009.47	121.73	-	-	15.399	0.031	14.279	0.011	-	-
58011.44	123.70	17.076	0.048	15.539	0.024	14.433	0.009	13.832	0.007
58013.43	125.69	-	-	15.625	0.024	14.520	0.007	-	-
58014.31	126.57	-	-	15.565	0.017	14.544	0.007	13.874	0.006
58019.45	131.71	-	-	15.740	0.019	14.637	0.010	-	-
58020.44	132.70	-	-	-	-	14.639	0.007	13.969	0.005
58021.27	133.53	17.386	0.055	15.741	0.015	14.670	0.007	13.982	0.006
58025.38	137.64	-	-	15.827	0.021	14.657	0.009	14.004	0.008
58027.35	139.61	-	-	15.876	0.029	14.679	0.013	14.037	0.010
58029.40	141.66	-	-	15.890	0.035	14.683	0.012	14.039	0.009
58040.36	152.63	-	-	-	-	14.813	0.010	14.179	0.006
58049.39	161.66	-	-	-	-	14.885	0.007	14.247	0.006
58059.47	171.73	-	-	-	-	14.962	0.009	14.324	0.007

Таблица 3. Результаты фотометрии. Данные с телескопов АЗТ-8 и LX200.

Сравнение результатов нашей фотометрии с данными, полученными на других телескопах [1], приведено на рис. 3. Результаты наблюдений с разных телескопов хорошо согласуются друг с другом.



Рис. 3. Кривая блеска сверхновой 2017еаw: 1). Наблюдения на АЗТ-8 и LX200 (*слева*), 2). Вместе с наблюдениями на других телескопах (Tsvetkov et al., 2017 [1]) (*справа*).

На рис. 4 показано сравнение кривой блеска SN 2017еаw с кривыми блеска других сверхновых, принадлежащих типу IIP. Форма кривой блеска исследуемой сверхновой типична для IIP. Фаза плато (участок почти постоянной светимости) SN 2017еаw продолжается примерно 100 суток. Дата максимума светимости JD = 2457892.5, падение блеска после плато начинается около JD = 2457980, начало линейного участка спада блеска примерно JD = 2458810 [1].



Рис. 4. Сравнение формы кривой блеска SN 2017еаw с другими сверхновыми IIP: a) SN 2004et, b) SN 1999em, c) SN 2012aw, d) SN 1999gi.

3. Поиск модели

Моделирование проводилось с помощью многогруппового радиационногидродинамического кода STELLA, который был разработан С.И. Блинниковым и др. [3, 4]. Для вычислений было принято расстояние до сверхновой D = 6.0 Мпк, поглощение E(B-V) = 0.30 mag. [1].

На общий вид кривой блеска сверхновой влияют главным образом такие параметры, как радиус предсверхновой R, полная масса предсверхновой M, масса ⁵⁶Ni и интегральная энергия взрыва E [8]. В процессе подбора модели была вычислена сетка моделей с разными параметрами R, M, ⁵⁶Ni, E, после чего с помощью фитирования была выбрана модель, наиболее близко описывающая кривую блеска SN 2017еаw (рис. 5). Параметры данной модели следующие: R = 800 RO, M = 23 MO, ⁵⁶Ni = 0.05 MO, E = 2 x 10⁵¹ эрг. На рис. 6 представлены другие модели, также неплохо описывающие кривую блеска.



Рис. 5. Модель, наиболее близко описывающая кривую блеска сверхновой 2017eaw.



Рис. 6. Модели с другими параметрами, близкие к выбранной модели.

4. Основные результаты

Для SN 2017еаw были проведены подробные фотометрические наблюдения, начавшиеся практически сразу после появления сверхновой. По результатам наблюдений были построены кривые блеска, хорошо согласующиеся с наблюдениями, полученными на других телескопах. Форма кривой блеска SN 2017еаw является типичной для сверхновых типа IIP. Моделирование показало, что наилучшим образом описывает кривую блеска модель, которая имеет параметры: R = 800 RO, M = 23 MO, ${}^{56}\text{Ni} = 0.05 \text{ MO}, \text{E} = 2 \times 10^{51} \text{ эрг}.$

Литература

- 1. Tsvetkov D.Yu., Shugarov S.Yu., Volkov I.M. et al. eprint arXiv: 1801.00340, (2017)
- 2. Ларионов В.М., Копацкая Е.Н. Фотометрические и поляриметрические наблюдения с ПЗСкамерой на телескопах LX200 и АЗТ-8 – Санкт-Петербург, 2007.
- 3. Blinnikov S.I., Lundqvist P., Bartunov O.S., et al. // Astrophys. J., 2000, 532, 1132.
- 4. Blinnikov S.I., Ropke F.K., Sorokina E.I., et al. // Astron. Astrophys., 2006,453, 229.
- 5. Poznanski D., N. Butler, A.V. Filippenko, et al. // Astrophys. J., 2009, 694, 1067.
- 6. Smartt S.J., Eldridge J.J., Crockett R.M. // MNRAS, 2009, 395, 1409S.
- 7. *Tsvetkov D.Yu., Muminov M.M., Burkhanov O.A., Kahharov B.B.* // Peremennye Zvezdy, 2007, vol. 27, no. 5.
- 8. Litvinova I.Yu. and Nadyozhin D.K. // Sov. Astron. Lett., 1985, 11, 25.

SUPERNOVA 2017EAW: OBSERVATIONS AND MODELING

Nikiforova A.A.^{1,2}, Baklanov P.V.^{3,4}, Blinnikov S.I.^{3,5}, Troitsky I.S.², Troitskaya Yu.V.², Savchenko S.S.², Borman G.A.⁶, Grishina T.S.² ¹GAO of the Russian Academy of Science, Saint-Petersburg, Russia

¹GAO of the Russian Academy of Science, Saint-Petersburg, Russia
 ² Saint-Petersburg State University, Russia
 ³Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia
 ⁴National Research Nuclear University (MEPhI), Moscow, Russia
 ⁵Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe, Kashiwa, Japan
 ⁶Crimean Astrophysical Observatory, P/O Nauchny, Crimea, Russia

The supernova 2017eaw was discovered on May 14, 2017 in the galaxy NGC 6946. Convenient coordinates and sufficient brightness of this supernova made it possible to obtain a detailed observational series. The analysis of the obtained data and hydrodynamic modeling in the STELLA package developed by S.I. Blinnikov and others [3, 4] were performed.

HOMOGENEOUS CATALOGUE X-RAY AGN AND ACTIVITY TYPES OF GALAXIES SELECTED FROM HRC/BHRC SAMPLE

Paronyan G.M., Mickaelian A.M., Abrahamyan H., Mikayelyan G.

Byurakan Astrophysical Observatory (BAO), Byurakan, Armenia

We have created a general catalogue of AGN selected from optical identifications of X-ray sources using two sources: Hamburg-ROSAT Catalogue (HRC) and Byurakan-Hamburg-ROSAT Catalogue (BHRC). Both contain optical identifications of X-ray sources from ROSAT catalogues based on lowdispersion spectra of Hamburg Quasar Survey (HQS). HRC used ROSAT Bright Source Catalogue (BSC) and BHRC used brighter sources of ROSAT Faint Source Catalogue (FSC), thus extending the sample to count rates (CR) of photons ≥ 0.04 ct/s in the area with galactic latitudes $|b| \geq 20^{\circ}$ and declinations $\delta \ge 0^{\circ}$ (the area of HOS). However, HRC and BHRC contain a number of misidentifications and using the recent optical and multiwavelength (MW) catalogues we have revised both samples excluding false AGN and adding new genuine AGN. As a result, a new homogeneous complete sample of 4253 X-ray selected AGN was created (ROSAT BSC/FSC AGN). For these sources we retrieved all MW data from recent catalogues and carried out statistical investigations. An attempt to find connections between the radiation fluxes in different bands for different types of sources, and identify their characteristics thus confirming candidate AGNs have been done. We have analyzed X-ray properties of these sources to find a limit between normal galaxies and X-ray AGN. In this study we carry out detailed spectral classification of 173 AGN candidates from the Joint HRC/BHRC sample. These objects were revealed as optical counterparts for ROSAT X-ray sources, however spectra for 173 of them are given in SDSS without definite spectral classification. We studied these 173 objects using the SDSS spectra and revealed the detailed activity types for them. Three diagnostic diagrams and direct examination of the spectra were used to have more confident classification.

1. Introduction

In this work an attempt was made to create an X-ray selected AGN catalogue and make its multiwavelength (MW) studies, in order to find connections between the fluxes in different ranges of electromagnetic waves, which will allow us confirm AGN candidates and in some cases find new ones.

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

ROSAT data are mainly listed in two catalogs: ROSAT Bright Source Catalogue (BSC) [1] and ROSAT Faint Source Catalogue (FSC) [2]. They are clearly distinguished from each other by X-ray flux expressed in count-rate (CR). ROSAT-BSC contains 18'811 sources, while ROSAT-FSC, 105'924 sources. Thus ROSAT catalogues contain 124'735 X-ray sources. Among the identification works, the ROSAT Bright Sources (RBS, [3]) is well-known (2012 BSC sources with CR \geq 0.20 and |b|>30° have been optically identified. However, most of the identified sources come from the Hamburg Quasar Survey (HQS, [4]), which was used as a basis for optical identifications. Two main projects have been carried out: Hamburg-ROSAT Catalogue (HRC, [5]) and Byurakan-Hamburg-ROSAT Catalogue (BHRC, [6]). HRC is based on ROSAT-BSC and contains 5341 sources at |b|>20° and $\delta>0^\circ$, while BHRC is based on ROSAT-FSC and contains 2791 fainter sources (down to CR = 0.04 to have confident X-ray sources) in the same area (3297 objects found).

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

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

2. Combination of HRC and BHRC and collection of accurate photometric data

In order to avoid further mistakes and errors, before starting the main work, we studied in details the HRC and BHRC catalogues. For this purpose these two catalogues were crossmatched with the Catalogue of QSOs and Active Nuclei, Version 13 ([7], hereafter VCV-13). VCV-13 includes only those objects, which have optical spectra and their spectroscopic studies confirmed their AGN nature. It contains 168'940 AGN. To complement VCV-13, we also used BZCAT [8] due to its better completeness for blazars (high probability X-ray sources). Though at present many new QSOs and other AGN have been discovered from SDSS recent releases [9] and some other works, however most of them are faint objects and do not strongly contribute to identifications of more ROSAT sources.

Using VCV-13 and BZCAT, some classification errors were found (sources are genuine AGN, but were classified as stars or normal galaxies). These numbers of objects are 1024 and 59 from HRC and BHRC, respectively. So the number of optical objects in the catalogue, which are AGN or their candidates, became 4253, i.e. greater 32% than the simple combination of HRC and BHRC.

In addition, HRC did not contain data from other catalogues, such as VCV-13, SDSS, etc. and we have carried out homogeneous search for all available data in various databases, including non-optical ranges. In order to make final identifications we used all the listed catalogues, which more or less guarantee the completeness condition (we have used all-sky or large-area surveys) and provide many flux measurements at different bands:

- γ-ray: FERMI [10], INTEGRAL [11]
- UV: GALEX [12]
- Optical: APM [13], USNO-B1.0 [14], GSC 2.3.2 [15], SDSS DR10 [9];
- IR: 2MASS Point Source Catalogue (PSC, [16]), 2MASS Extended Source Catalogue (ESC, [17]), WISE [18], IRAS Point Source Catalogue (PSC, [19]), IRAS Faint Source Catalogue (FSC, [20]);
- Radio: NVSS [21], FIRST [22].

Out of the 4253 HRC/BHRC objects, 3369 sources were confirmed as AGN by means of optical spectral classifications, the main criteria in VCV-13 and BZCAT, and the rest 884 are left as AGN candidates. Graphs and histograms of the distribution of sources at different ranges, stellar magnitudes and the data dependence on each other were built in order to distinguish AGN and to find AGN or their candidates in the future (see in further sections).

We have carried out cross-correlations of our sample with the recent all-sky and largearea catalogues from γ -ray to radio. To determine the correct search radius for all crosscorrelations and avoid misidentifications, a preliminary identification was made with a large radius, and then the distribution of distances of identifications was constructed for all sources. This allowed determine the correct search radius. Figure 1 gives an example of such computation for APM catalogue. We conclude that objects with distances from the input positions up to 2 arcsec should be considered as genuine associations, though the real search radii were taken larger not to miss some genuine associations having larger positional errors.

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



Figure1. Computation of the correct radius of identifications for APM catalogue.

For 173 AGN candidates in our sample there are spectra from SDSS DR10, and we are planning to carry out a detailed spectral classification thus introducing new AGN or rejecting some objects (the results of this research will be presented in [23]).

In order to distinguish AGN among all X-ray sources, we need to identify which are the flux ratio limits that give us opportunity to do this. Graphs and histograms based on the collected data were constructed for this purpose. This will allow finding all observed QSOs and other AGN in the nearby Universe having detected X-ray radiation and the exact number of existing X-ray AGN as a fraction of all AGN.

3. Formulae and calculations

To calculate the absolute stellar magnitudes, we use the following formula:

$$M = m + 5 - 5 * \lg(D) - k + \Delta m(z),$$
(1)

where M is the absolute stellar magnitude, m is the visible stellar magnitude, D is the distance of the source, the k-correction is $k = -2.5 * \lg(1+z)^{(1-\alpha)}$. The values of s_o till z < 8.0) were computed by us.

 Δ m(z) is a correction to k considering that the spectrum of quasars is not strictly a power law of the form $S \propto v^{-\alpha}$, but is affected by emission lines and by the Ly α forest depleting the continuum to the blue of Ly α . These corrections were computed in a similar way to [25] using the mean emission line strengths available at the time (1986), and to [7] using data available at the time. These values are in reasonable agreement with those of this last authors who give these corrections for z < 2.2, and z < 5.

To calculate the distance, we used the following values of the cosmological constants:

$$H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}, \ \Omega_m = 0.29, \ \Omega_\Lambda = 0.71.$$
 (2)

(See for instance [26–27]).

The luminosity distance was calculated according to the formula:

$$D_{L} = \frac{cz}{H} * \left(1 + \frac{1 - q_{0}}{2} + \frac{1 - q_{0} - 3q_{0}^{2} + j_{0}}{6} z^{2} + \frac{2 - 2q_{0} - 15q_{0}^{2} + j_{0} + 10q_{0}j_{0} + s_{0}}{24} z^{3} \right), \quad (3)$$

where

$$q_0 = -0.565, \quad j_0 = q_0 + q_0^2 + \frac{dq}{dx}\Big|_0.$$
 (4)

The photometric distance was calculated according to the formula:

$$D_p = \frac{D_L}{1+z},\tag{5}$$

where D_L is the luminosity distance and z is the redshift.

4. Description of the ROSAT BSC/FSC AGN Catalogue

We have created the ROSAT BSC and FSC AGN Catalogue containing X-ray selected 3369 genuine AGN and 884 AGN candidates, altogether 4253 objects, all identified from ROSAT. All information was collected in a catalogue containing γ - X-ray, optical, IR and radio data together with the source identification. This Catalogue is given 175 columns, and is only available electronically at VizieR.

5. Physical and statistical properties of identified X-ray sources

The Catalogue consists of 4253 X-ray selected AGN, including 3369 confirmed AGN and 884 AGN candidates. In order to check these objects as AGN and to find new ones, we have built diagrams of the dependences between various data for these sources, as well as normal galaxies and stars have been used for comparisons.

As mentioned, preliminarily, X-ray sources in the optical range can be divided into two different types based on the extension (point sources and extended sources). In turn, each of these groups can be divided again into two parts, QSOs or stars, and AGN or galaxies, respectively. At the beginning, we have built all graphs and histograms by dividing the sources into three groups: 1) stars, 2) (normal) galaxies and 3) QSOs + extended AGN. This separation is done in order to distinguish QSOs and AGN from other classes of objects. We investigate if the sources selected as AGN candidates, are real AGN.

The cross-correlation with SDSS allowed us obtain homogeneous optical magnitudes and colors for the optical counterparts. In Fig. 2 we plot SDSS u-g colors against r-i ones. This diagram allows distinguish AGN from galaxies and stars; especially stars are very well separated. In addition, AGN may be divided into two groups, one having bluer colours and point-like images (type 1 AGN, namely blazars and QSOs) and the other one, having redder colours and extended images (type 2 AGN). The latter one is due to SDSS measurements of the galaxies by Petrosian radii (not only the central parts), which means that we take into account also the redder stellar populations. Galaxies continue their distribution to larger u-g values and seem to have the same nature. Most probably they might also be hidden AGN, as they lie in the same area as extended AGN.



Figure 2. SDSS u-g vs. r-i color-color diagram for ROSAT AGN, galaxies and stars.

Firgure 3 gives the distribution of objects by 2MASS H-K vs. WISE W2-W1. While AGN span a very large range of the 2MASS H-K from -0.2 to 1.4 and the WISE W2-W1 from -1.4 to 0.2, stars typically are located in 2MASS H-K from -0.2 to 0.4 and the WISE



Figure 3. 2MASS H-K vs. WISE W2-W1 colour-colour diagram for ROSAT AGN and stars.

W2-W1 from -0.2 to 0.2. However, there is a group of stars that occupies the same large region as AGN. These may be cataclysmic variables (CV), as well as AGN candidates.

The distribution of the 2MASS H-K vs. H magnitudes of the counterparts is displayed in Fig. 4. The distribution of brightness of AGN class comprising Sy galaxies, QSOs and BL Lacs spans the range $H\sim13.5^{m}-16.5^{m}$ and peaks around $H\sim15^{m}$. The stellar sources, have a broader distribution from $H\sim4.5^{m}$ to $H\sim16.5^{m}$ with a gradual increase and a maximum appearing around $H\sim9^{m}$. The fainter "stars" may also appear to be AGN.



Figure 4. 2MASS colour-magnitude diagram for ROSAT AGN and stars.

In Fig. 5 we plot WISE W2-W1 colors against W4-W3 colors. This diagram allows distinguish AGN from stars (left), and AGN from galaxies (right). Stars typically are located in WISE W2-W1 from -0.2 to 0.1 and in a large region the WISE W4-W3 from -4 to 0.5. However, there is a group of stars that occupies the same large region as AGN. These are AGN candidates. Galaxies continue the distribution of AGN to larger W2-W1 values and seem to have the same nature. Except of some, most probably they might also be hidden AGN. Note: the discrete areas in the distribution of stars appear due to discrete values in WISE magnitudes.



Figure 5. WISE colour-colour diagram for AGN and stars (left) and AGN and galaxies (right)



Figure 6. GALEX colour-magnitude diagram for AGN and stars.

In Fig. 6 we plot GALEX FUV-NUV colour vs. NUV magnitude diagram, which allows distinguish AGN and stars. AGN typically are located in FUV-NUV colours area from - 0.5 to 1.3 and NUV magnitudes from 22^m to 16^m. However, there is a group of stars that occupies the same region as AGN. These also might be AGN candidates.

In Fig. 7 we plot WISE W2-W1 colour vs. SDSS u-g color. This diagram allows distinguish AGN from stars (left), and AGN from galaxies (right). Stars typically are located in WISE W2-W1 from -0.2 to 0.1 and in a large region by the SDSS u-g from -0.2 to 3. However, there is a group of stars that occupies the same region as AGN. These might also be AGN candidates. Galaxies continue the AGN distribution to larger W2-W1 and larger u-g values and seem to have the same nature as genuine AGN. Again, most probably they might also be hidden AGN.

Based on these diagrams, one of the most important conclusion might be the existence of many more hidden AGN among "normal" galaxies, not showing any features of activity in

optical spectra. However, accurate calculations and statistics may prove if all X-ray detected galaxies contain hidden AGN.



Figure 7. WISE and SDSS colour-colour diagram for AGN -stars (left) and AGN-galaxies (right).

A basic property of AGN is their radio emission, which is believed to be related to the presence of more or less prominent radio jets emerging from the central engine. Based on the ratio of radio to optical flux they are separated in radio-loud (blazars, radio galaxies, many quasars) and radio-quiet (most of other quasars, most of Seyfert galaxies, etc.) AGN. The studies of radio-loud X-ray selected AGN have been carried out e. g. by [35–37].

In their review on radio-loud AGN [38] quote a fraction of 15–20% of radio-loud AGN. This fraction increases with optical and X-ray luminosity [39–41] to up to 50%. Due to the lack of redshifts for most AGN from our sample we cannot investigate the dependence of the radio-loud to radio-quiet fractions on luminosity. We can, however, obtain at least a general picture of how they are represented in our Catalogue. In order to obtain radio fluxes for our AGN sample, we searched in several steps the NRAO-VLA 1.4 GHz (NVSS) and the FIRST Survey 1.4 GHz catalogues for radio sources positionally matching the optical counterparts identified as AGN, 930 and 1021 radio sources have been found, respectively, allowing carrying out some reliable statistics.

From the construction of graphs we show that the stars are clearly distinguished from galaxies in NIR, it can be seen from the graph of distribution of the 2MASS H-K colours vs. H magnitudes. We also have constructed such diagrams for other 2MASS magnitudes and colours. E. g., the distribution of AGN spans the range J~14÷17.5 and for the stars, the distribution starts from J<15. With this distributions, we can distinguish stars from galaxies, but bright galaxies are mixed with AGNs.

More recent studies have shown that galaxies are different from AGN based on X-ray to IR and optical flux ratios. Thus, if we can identify all the X-ray sources in the optical and IR ranges, and then construct these relationships, it should be possible to clearly identify sources that are X-ray AGN.

6. Observing material

As observing material wehad 173 spectra of HRC-BHRC objects from SDSS DR7 [42], DR8 and DR9. Spectroscopic redshifts, intensities (assigned as "heights") and equivalent widths of spectral lines for 173 of them from SDSS DR7-DR9 are available. The wavelength range of all spectra is 3800-9200Å, the resolution is R = 1800-2200, signal-to-noiseratio (S/N) is better than 4 per pixel at g = 20.2, redshift accuracy is 30 km/srms, radial velocity accuracy is typically 5.5 km/s rms. As a rule, most of these spectra have good quality with S/N ratio better than 5 and only a few spectra are worse.

As SDSS observations have used the same size of the fiber, most of the resolved galaxies appeared to have absorption components and only very few show pure nuclear spectra. Most typical absorption lines are Mg II 5175Å, Na I 5890Å and Ballmer lines among which most important are H β absorption components superposed on the emission components coming from nuclei. Due to redshifts in the SDSS spectral range usually following emission line sappear: [OII] 3727Å, H ζ /HeI 3889Å, [NeIII] 3968Å, H ϵ [SII] 4069/76Å, H δ , H γ , [OIII] 4363Å, H β , [OIII] 4959Å, [OIII] 5007Å, NI 5198/5200Å,HeI 5876Å, [OI] 6300Å, [OI] 6364Å, [NII] 6548Å, H α , [NII] 6583Å, [SII] 6716Å, [SII] 6731Å.

Very often SDSS measurements from their spectra are based on very low-quality lines at the level of noise. These automatic measurements give some artificial numbers that indicate non-real data. So, one needs to carefully check the spectra along all wavelengths and decide which measurements should be used for further studies. Especially important are those, which are being used in the diagnostic diagrams (H β , [OIII] 5007Å, [OI] 6300Å, H α , [NII] 6583Å, and [SII] 6716+6731Å) [43].

7. Classification Principles

We have used several methods for classification of our spectra;

- By eye examination (taking into account all features and effects)
- By diagnostic diagram using [OIII]/Hβ and [OI]/Hα ratios
- By diagnostic diagram using $[OIII]/H\beta$ and $[NII]/H\alpha$ ratios
- By diagnostic diagram using [OIII]/Hβ and [SII]/Hα ratios

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



Figure 8. SDSS spectra for some HRS-BHRS objects, we give examples for each activity type. a) QSO, b) NLS1.0, c) NLS1.5, d) S1.8, e) LINER, f) HII.

8. Results of Study of Spectra and Classification

We started studying spectra with identifications of spectral lines. We have used only lines having intensities 3σ over the noise level. H β also appears in absorption on most of these spectra. We studied the influence of H β absorption component on the emission one, which is important for using of the numerical data given in SDSS tables. After identifications of the emission lines we decided which of them should be used to build diagnostic diagrams. For 79 emission-line objects, out of 7 lines for each (altogether 553 spectral lines present in our spectra) we have used only 502 lines (77 H β , 77 [OIII] 5007Å, 70 [OI] 6300Å, 71 H α , 71 [NII] 6583Å, 68 [SII] 6717Å, 68 [SII] 6731Å). As a result, we could build diagnostic diagram using [OIII]/H β and [NII]/H α ratios for 68 objects and diagnostic diagram using [OIII]/H β and [SII]/H α ratios for 66 objects. In addition, we have identified following spectral lines important for AGN, which are not given in SDSS tables: [NeIII] 3869Å, [NeIII] 3968Å, [SII] 4069/76Å, HeI 4471Å, HeII 4686Å, NI 5198/5200Å, [NII] 5755Å, HeI 5876Å, [FeVII] 6087Å, HeI 6678Å, HeI 7065Å, [Ar III] 7136Å, [ArIV] 7237Å, [OII] 7319Å, [OII] 7329Å. More often the forbiden lines appear in AGN spectra and permitted lines are stronger for HII galaxies.

We give in Figure 9 the diagnostic diagrams: in the 1st diagnostic diagram we used [OI]/H α and [OIII]/H β line intensities ratios, for the 2nd diagnostic diagram [NII]/H α and [OIII]/H β line intensities ratios, and for the 3th diagnostic diagram we used [SII]/H α and [OIII]/H β line intensities ratios [43].



Figure 9. Diagnostic diagrams for HRS-BHRS objects constructed from emission line intensity ratios. From left to right: [OI]/Hα vs [OIII]/Hβ, b)[NII]/Hα vs [OIII]/Hβ, c) [SII]/Hα vs [OIII]/Hβ.

On diagnostic diagrams the narrow-line AGN are separated into 3 main groups (HII, Sy, LINER). In addition, there are objects in intermediate areas, which have been classified as Composites [43] having both AGN and HII features.

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

We give in Table 2 the average parameters for our 162 objects, having definite activity types. The successive columns list the activity types, numbers, average redshifts, average absolute M_r magnitudes, average u-g and g-r colors, and X-ray/opt flux ratios for AGN (QSO+Sy+LINER), Composites, HIIs, Em and Abs galaxies.

All AGN (Sy+LINER) and Composites together in average have redshift 0.391, which is 1.8 times higher than that for HIIs. The average absolute magnitude of all AGN and Composites together is $M_r = -22.18$, which is smaller than that for HIIs by 0.39 M_r. The average u-g color for all AGN and Composites together is 0.95 and that for HIIs is 1.15 ^m. The average g-r color for all AGN and Composites together is 0.52 ^m and that for HIIs is 0.57 ^m.

Activity Type	Number of Objects	ActivityType	Number of Objects
QSO	4	LINER	1
S1.0	1	LINER/Sy	1
NLS1.0	1	HII/Sy	1
S1.5	3	HII/LINER	4
NLS1.5	3	HII	26
S1.8	12	Em	17
NLS1.8	10	Abs	66
S1.9	10	Star	3
NLS1.9	2	UnCl	8

Table 1. Distribution of the studied 173 objects by activity types.

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

Table 2. Mean physical parameters of HRC-BHRC objects of different activity types.

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

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



Figure 10. The distribution of combined X-ray count rate (in logarithmic scale) and SDSS r magnitude vs SDSS r magnitude.

In Figure 10, we give the distribution of objects by lg(CR)+0.4r vs r. It is especially interesting to consider these ratios for absorption line galaxies to understand if they have hidden AGN or have X-ray flux due to the integral galactic radiation. The AGN distribution is on a discrete area between the line A (lg(CR) + 0.4r = 4.9) and the line B (lg(CR) + 0.4r = 6.4) [44].

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

9. Summary and Conclusion

We have built a large homogeneous complete sample of X-ray selected AGN based on optical identifications of ROSAT sources from HRC and BHRC catalogues and we have created the ROSAT HRC/BHRC AGN Catalogue. We have found out that there are 1024 incorrectly classified sources in HRC, and 59 in BHRC. The corresponding corrections were done and these sources were reclassified as AGN, thus increasing the total number of X-ray selected AGN. A general Catalogue of 4253 X-ray selected AGN (CR \geq 0.04) was created. The Catalogue contains 3369 genuine AGN and 884 AGN candidates. The Catalogue covers the entire northern sky at high galactic latitudes $\delta \geq 0^{\circ}$, $|b| \geq 20^{\circ}$. For all HRC/BHRC AGN, as well as ROSAT selected galaxies and stars, cross-correlations with MW catalogues have been carried out in γ -, X-ray, UV, optical, IR, radio and various data have been collected from catalogues of AGN, etc.

According to optical spectroscopy (mainly data from VCV-13 and BZCAT), 3369 of the sources included in the Catalogue are confirmed AGN, and the rest 884 are AGN candidates seen as AGN from HQS low-dispersion spectra. With the help of various diagrams we show that they are mostly also AGN. We carried out spectroscopic investigation for those objects having SDSS spectra.

173 objects appear in this list and we have classified them by activity types using three diagnostic diagrams and eye examination of the spectra (to be complete in classification of broad line AGN). Many Seyferts, LINERs, Composites and Starburst have been revealed. We have applied all possible parameters for fine classification to distinguish between narrow and classical broad line Seyferts, and to identify all details related to Seyfert subtypes depending on the strength of their broad components. We have introduced subtypes of NLS1, namely NLS1.0, NLS1.2, NLS1,5 and NLS1.8 giving more importance to these details. Further accumulation of statistics may provide possibilities to understand the physical differences.

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

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

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

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

References

- 1. Voges, W.; Aschenbach, B.; Boller, Th.; et al. // A&A, 1999, 349, 389.
- 2. Voges, W.; Aschenbach, B.; Boller, Th.; et al. // IAU Circ., 2000, 7432R.
- 3. Schwope, A.; Hasinger, G.; Lehmann, I.; et al. // AN, 2000, 321, 1.
- 4. Hagen, H.-J.; Groote, D.; Engels, D.; Reimers, D. // A&AS, 1995, 111, 195.
- 5. Zickgraf, F.-J.; Engels, D.; Hagen, H.-J.; et al. // A&A, 2003, 406, 535.
- 6. Mickaelian, A.M.; Hovhannisyan, L.R.; Engels, D. // A&A, 2006, 449, 425.
- 7. Veron-Cetty, M.P.; Veron, P. // A&A, 2010, 518, A10.

- 8. *Massaro, E.; Giommi, P.; Leto, C. //* A&A, 2012, 495, 691 (2009), online version 2012.
- 9. Ahn, C.P.; Alexandroff, R.; Allende Prieto, C.; et al. // ApJS, 2014, 211, 17.
- 10. Nolan, P.L.; Abdo, A.A.; Ackermann, M.; et al. // ApJS, 2012, 199, 31.
- 11. Bird, A.J.; Bazzano, A.; Bassani, L.; et al. // ApJS, 2010,186, 1.
- 12. Bianchi, L.; Herald, J.; Efremova, B. // ApSS, 2011, 335, 161.
- 13. *McMahon, R.G.; Irwin, M.J.; Maddox, S.J.* // 2000, Institute of Astronomy, Cambridge, CB3 OHA, UK.
- 14. Monet, D.G.; Levine, S.E.; Canzian, B.; et al. // AJ, 2003,125, 984.
- 15. Lasker, B.M.; Lattanzi, M.G.; McLean, B.J.; et al. // AJ, 2008, 136, 735.
- 16. Cutri, R.M.; Skrutskie, M.F.; et al. // 2003, IPAC/California Institute of Technology.
- 17. Skrutskie, M.F.; Cutri, R.M.; Stiening, R.; et al. // AJ, 2006,131, 1163.
- 18. Cutri, R.M., et al. // 2012, IPAC/Caltech.
- 19. *Beichman, C.A.; Neugebauer, G.; Habing, H.J.* 1988, Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases %Volume 1: Explanatory supplement.
- 20. Moshir, M.; et al. 1992, IRAS Faint Source Survey, Version 2, JPL D-10015 8/92, (IPAC).
- 21. Condon, J.J.; Cotton, W.D.; Greisen, E.W. // AJ, 1998, 115, 1693.
- 22. Becker, R.H.; Helfand, D.J.; White, R.L.; et al. // ApJ, 1997, 475, 479.
- 23. Paronyan, G.M.; Harutyunyan, G.S.; Mickaelian, A.M. // 2018, in preparation.
- 24. Natali, F.; Giallongo, E.; Cristiani, S.; La Franca, F. // AJ, 1998, 115, 397.
- 25. Wisotzki, L. // A&A, 2000, 353, 861.
- 26. Perlmutter, S.; Aldering, G.; Goldhaber, G.; et al. // ApJ, 1999, 517, 565.
- 27. Riess, A.G.; Strolger, L.-G.; Tonry, J.; et al. // ApJ, 2004, 607, 665.
- 28. Oke, J.B. // ApJS, 1974, 27, 21.
- 29. Cohen, M.; Wheaton, W.A.; Megeath, S.T. // AJ, 2003, 126, 1090.
- 30. Fukugita, M.; Ichikawa, T.; Gunn, J.E.; et al. // AJ, 1996, 111, 1748.
- 31. Cox, A.N. 2001, Allen's Astrophysical Quantities, Fourth edition, Springer-Verlag.
- 32. Wright, E.L.; Eisenhardt, P.R.M.; Mainzer, A.K.; et al. // AJ, 2010, 140, 1868.
- 33. Schmitt, J.H.M.M.; Fleming, T.A.; Giampapa, M.S. // ApJ, 1995, 450, 392.
- 34. Morrissey, P.; Conrow, T.; Barlow, T.A.; et al. // ApJS, 2007, 173, 682.
- 35. Laurent-Muehleisen, S.A.; Kollgaard, R.I.; Ciardullo, R.; et al. // ApJS, 1998, 118, 127.
- 36. Perlman, E.S.; Padovani, P.; Giommi, P.; et al. // ApJ, 1998, 115, 1253.
- 37. Landt, H.; Padovani, P.; Perlman, E.S.; et al. // MNRAS, 2001, 323, 757.
- 38. Urry, C.M.; Padovani, P. // PASP, 1995, 107, 803.
- 39. Padovani, P. // MNRAS, 1993, 263, 461.
- 40. La Franca, F.; Gregorini, L.; Cristiani, S.; et al. // AJ, 1994, 108, 1548.
- 41. Della Ceca, R.; et al. // ApJ, 1992, 389, 491.
- 42. Abazajian K. et al. // ApJS, 2009, 182, 543.
- 43. Veilleuxand S., D.E. Osterbrock // ApJS, 1987, 63, 295.
- 44. Cao L., Wei J.-Y., Hu J.-Y. // A&AS, 1999, 135, 243-253.

ОДНОРОДНЫЙ КАТАЛОГ РЕНТГЕНОВСКИХ AGN И ТИПЫ АКТИВНОСТИ ГАЛАКТИК ИЗ СПИСКА HRC/BHRC

Паронян Г., Микаелиан А., Абраамян А., Микаелян Г.

Бюраканская Аастрофизическая Обсерватория (БАО) БАО, Бюракан, Армения

Мы создали обобщёний каталог AGN из оптическии идентифицированных рентгеновских источников, используя Hamburg-ROSAT Catalogue (HRC) и Byurakan-Hamburg-ROSAT Catalogue (BHRC). Оба они содержат оптические идентифицированные рентгеновские источники из каталога ROSAT на основе низкодисперсионных спектров Hamburg Quasar Survey (HQS). В HRC используются источники из ROSAT Bright Source Catalogue (BSC), а в BHRC используются яркие источники из каталога ROSAT Faint Source Catalogue (FSC), были взяты те источники, у которых скорости счета (CR) фотонов ≥ 0.04 ct/s, галактическая широта |b| $\geq 20^{\circ}$ и склонение $\delta \geq 0^{\circ}$ (область HQS). В ходе работы оказалось что каталогы HRC и BHRC содержат ряд ошибок,

используя последние оптические и многоволновые данные, мы исправили эти каталоги, исключая ложные AGN и добавляя новые истинные AGN. В результате была создана новая однородная полная выборка, которая состоит из 4253 AGN с рентгеновским излучение. Для этих источников мы собрали все многоволновые данные из последних каталогов и провели статистические исследование. Проведена попытка найти связи между потоками излучения в разных полосах для разных типов источников и определить их характеристики, подтвердив таким образом кандидати AGN. Мы также проанализировали рентгеновские свойства этих источников, чтобы найти предел между нормальными галактиками и рентгеновским AGN. В этом исследовании мы проводим подробную спектральную классификацию 173 кандидатов AGN из объединенной выборки HRC/BHRC. Эти объекты были идентифицированы в оптическом диапазоне с рентгеновскими источниками ROSAT, и имеют спектры в SDSS, но для них не сделаны спектральные классификации. Мы изучили SDSS спектра этих 173 объектов, и выявили для них подробные типы активности. Для более точной классификации использовались три диагностические диаграммы и исследование спектров путем обработки.

РЕДУКТОР СВЕТОСИЛЫ MANGAL С ПЕРЕСТРАИВАЕМЫМ ФИЛЬТРОМ ДЛЯ МАЛЫХ И СРЕДНИХ ТЕЛЕСКОПОВ

Перепелицын А.Е.,¹ Моисеев А.В.,^{1,2,3} Опарин Д.В.¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН (САО РАН), Н. Архыз, Россия ²Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия ³Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Изображения в оптических эмиссионных линиях являются важным источником информации о физическом состоянии ионизованного газа в галактических и внегалактических туманностях. Одним из решений проблемы получения изображений в достаточно узком (шириной 1–2 нм) диапазоне является применение сканирующего интерферометра Фабри-Перо в режиме перестраиваемого фильтра (tunable-filter). На основе этого метода в САО РАН изготовлен прибор – MaNGaL (Mapper of Narrow Galaxy Lines – картировщик узких галактических линий). В данной работе представлены характеристики прибора, а также результаты первых наблюдений с MaNGaL в кассегреновском фокусе F/13 метрового телескопа "Цейсс-1000" (САО РАН) и фокусе Несмита F/8 на 2.5-метровом телескопе Кавказской Горной обсерватории ГАИШ MГУ.

До недавнего времени в САО РАН возможность наблюдения со сканирующим интерферометром Фабри-Перо (ИФП) была реализована только в многорежимных редукторах первичного фокуса на 6-м телескопе БТА SCORPIO и SCORPIO-2 [1]. Новый редуктор светосилы с перестраиваемым фильтром на основе сканирующего ИФП разработан для телескопов малой и средней апертуры: 2.5-м телескопа Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ и 1-м телескопа «Цейсс-1000» САО РАН.

Картировщик узких галактических линий – Маррег of Narrow Galaxy Lines – MaNGaL предназначается для наблюдения протяжённых объектов в выбранных эмиссионных линиях. Для диагностики состояния ионизованного газа важно разделять близкие эмиссионные линии с разными условиями возбуждения, такие, как комплексы линий H β + [OIII] λ 4959,5007, H α + [NII] λ 6548,6583 и дублет [SII] λ 6717,6730. Для этого необходимо спектральное разрешение около 1 нм с точной подстройкой центральной волны пропускания фильтра на требуемую линию, с учетом ее лучевой скорости. Известным решением является использование перенастраиваемого фильтра на основе сканирующего ИФП. При этом если работать с достаточно малой величиной зазора между зеркалами ИФП, т.е. с низкими порядками интерференции n = 10–30, то классическая картина интерференционных колец вырождается в практически монохроматическое пятно («пятно Жакино») [2].

Главным отличием от аналогичных систем, работающих на ряде телескопов [2, 3], является установка ИФП не в коллимированном пучке оптической системы, а в сходящемся от телескопа пучке лучей. Схема такого афокального редуктора предложена Г. Куртесом [4] ещё в 50-х гг. прошлого века. В оптической схеме прибора устранён коллиматор, а вблизи фокальной плоскости телескопа введена линза поля (рис. 1). Это позволяет заметно расширить диаметр центрального монохроматического пятна в интерференционной картине («пятно Жакино»). Таким образом, центральная длина волны полосы пропускания мало меняется по полю зрения. Отметим, что деградация спектрального разрешения из-за использования "неклассической" схемы засветки интерферометра незначительна на низких порядках интерференции (n<30–50), но становится существенной с ростом величины зазора между пластинами.



Рис. 1. Схема прибора MaNGaL.



Рис. 2. Перестраиваемый фильтр. Серыми градациями обозначены профили пропускания интерферометра Фабри-Перо, настроенного для наблюдения в эмиссионных линиях Hα, [NII] и в соседнем континууме. Черными линиями показаны спекта галактики (континуум+эмиссии) и кривая пропускания среднеполосного фильтра.

Рис. 2 иллюстрирует основные принципы работы перестраиваемого фильтра для случая изучения эмиссионных линий в галактике на фоне непрерывного континуума. Требуемый максимум пропускания ИФП выделяется среднеполосным фильтром. Рабочий порядок интерференции MaNGaL на длине волны $\lambda = 6563$ Å составляет n = 21, по-

этому для выделения требуемой полосы $\Delta \lambda = \lambda/n$ в большинстве случаев достаточно фильтров с шириной полосы 20–25 нм.

Рабочий диапазон полученного фильтра ограничен коэффициентом отражения пластин ИФП и составляет 4600–7500 Å. Используется ИФП производства компании IC Optical Systems Ltd (Великобритания) с пьезоэлектрическим сканированием типа ET-50, световым диаметром 50 мм. Настройка и управление сканированием осуществляется с помощью контроллера QS100. Поскольку добротность интерферометра $F = \Delta \lambda / \delta \lambda$ на заданной длине волны целиком определяется характеристиками зеркал, то можно управлять шириной полосы $\delta \lambda$, изменяя расстояние между пластинками, т.е. $\Delta \lambda$. Средняя ширина полосы (FWHM) в наших наблюдениях составляла 20Å, при возможности ее изменения с помощью контроллера в диапазоне $\delta \lambda = 15 \div 25$ Å.

Одно из важных преимуществ наблюдений с перестраиваемым фильтром сравнительно с распространенной методикой прямых изображений в среднеполосных фильтрах состоит в более аккуратном вычитании континнума. Это особенно важно при изучении межзвездной среды галактик, где вклад звездного населения в континуум может быть существенным.

Общий вид прибора с обозначением основных узлов представлен на рис. 3.



Рис. 3. Общий вид и основные узлы прибора MaNGaL.

Основные характеристики MaNGaL:

- ИФП ET-50 IC Optical Systems Ltd
- Редуктор 1:2.2
- Масштаб изображений и поле зрения:
- Цейсс-1000: 0.51 "/пиксель и 8.7'
- 2.5-м КГО ГАИШ: 0.33 "/пиксель и 5.6'

Камера ПЗС: Andor iKon-M 934 1024×1024, 13×13 мкм
Среднеполосные фильтры: Edmund optics, FWHM = 25 нм, пропускание ~ 95%
Моторизированная USB турель Edmund optics на 5 сменных фильтров Ø50 мм

- вес прибора вместе с ИФП (без контроллера) и ПЗС: 25 кг

Система охлаждения приёмника на основе промышленного чиллера работает на спирто-водяной смеси и обеспечивает охлаждение ПЗС до температуры –100 °С. Это позволяет достичь очень хорошего шума считывания, до 2.5е-, что сравнимо с шумами приёмников, которые используются нами для спектральных наблюдений на 6-м телескопе БТА, но уже охлаждаются жидким азотом.

Всеми электронными узлами MaNGaL управляет компактный компьютер, встроенный в корпус прибора. Работа с ПЗС, турелью, контроллером интерферометра, микроконтроллером Atmel Attiny2313, который, в свою очередь, управляет зеркалом и калибровочной лампой, осуществляется из оболочки, реализованной на языке IDL. Узел калибровки состоит из интегрирующей сферы и двух калибровочных ламп: (1) линейчатого спектра He-Ne-Ar для калибровки шкалы длин волн от стабилитрона СГЗС; (2) «плоского поля» от небольшой лампочки накаливания. Для ввода в пучок среднеполосных фильтров используется готовое решение от Edmund optics: моторизированная турель на 5 сменных фильтров Ø50 мм, управляемая через USB-порт.



Рис. 4. Первые наблюдения с нашим прибором на телескопе «Цейсс-1000» САО РАН. Изображения планетарной туманности NGC 6853 в случае, когда пик пропускания ИФП центрирован на эмиссионные линии [OIII], Нα и [NII] (верхний ряд рисунков) и континуум рядом с линиями (внизу слева и в центре). Внизу справа – изображение туманности в линии ОIII] после вычитания звездного континуума

Первые испытания MaNGaL проводились на метровом телескопе «Цейсс-1000» САО РАН в сентябре 2017 года. Прибор устанавливался в кассегреновском фокусе телескопа. На рис. 4 показаны полученные в ходе первых тестов изображения известной планетарной туманности «Гантель» в созвездии Лисички.

В ноябре 2017 г. прибор был привезен на 2.5-м телескоп Кисловодской Горной обсерватории ГАИШ МГУ и установлен в фокусе Несмита (светосила F/8). Отметим, что проект является совместным, так как детектор для MaNGaL приобретен за счет средств ГАИШ МГУ.

На рис. 5 показан результат первых наблюдений на 2.5-м телескопе КГО – изображения в эмиссионных линиях близкой галактики M82 (NGC 3034) с галактическим ветром. Для сравнения приведено также изображение с 6-м телескопа в линиях На + [NII] для этой галактики, из обзора И.Д. Караченцева и С.С. Кайсина [5], полученное за сходное время суммарных экспозиций. На снимках MaNGaL за счет лучшей методики вычитания континуума удается практически полностью вычесть на эмиссионных изображениях вклад от звездного населения галактики. Кроме того, в отличие от снимка с БТА, полученного по традиционной технологии, нам удается раздельно получить изображения в близких линиях с разными условиями возбуждения, что важно для диагностики состояния газа.



Рис. 5. Изображения галактического ветра в M82, полученные на 2.5-м телескопе: Нα (включая континуум) и эмиссионные изображения в линиях Нα и [NII]. Внизу справа – изображение этой же области в Нα на 6-м телескопе САО РАН из работы [5].

Таким образом, изготовлен достаточно компактный и надежный прибор, с помощью которого возможно наблюдать слабые протяжённые объекты в выбранных эмиссионных линиях. В настоящее время прибор используется на телескопах «Цейс-1000» САО РАН и 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ МГУ. В связи с дефицитом наблюдательного времени на 6-м телескопе БТА возможность работы на малых и средних телескопах для нашей группы очень актуальна. Методика наблюдений с перестраиваемым фильтром позволяет решать ряд задач спектроскопии низкого разрешения, хотя сводится, по сути, к поверхностной фотометрии с преимуществом получения двумерных изображений в большом поле зрения.

Прибор изготовлен в Макетных мастерских САО РАН. Авторы благодарят следующих сотрудников САО РАН и ГАИШ МГУ за ценные советы и помощь: Амирханяна В.Р., Афанасьева В.Л., Додонова С.Н., Бурлак М.А., Комарова В.В., Уклеина Р.И., Шатского Н.И.

Работа выполнена за счет средств проекта РНФ 17-12-01335 «Ионизованный газ в галактических дисках и за пределами оптического радиуса»; ПЗС приёмник iKon M934 приобретён ранее за счёт средств проекта РНФ 14-12-00041.

Литература

- 1. Afanasiev V., Moiseev A. // Baltic Astronomy, 2011, 20, 363.
- 2. Jones D. H., Shopbell P. L., Bland-Hawthorn J. // MNRAS, 2002, 329, 759.
- 3. Veilleux S., Weiner B.J., Rupke D.S., et al. // AJ, 2010, 139, 145.
- 4. Courtes G. // Astron. Opt. Col. Manchester, 195 (1955)
- 5. *Karachentsev I.D., Kaisin S.S.* More galaxies in the Local Volume imaged in H-alpha // AJ, 2010, V. 140, 1241-1253.

FOCAL REDUCER MANGAL WITH TUNABLE FILTER FOR SMALL AND MEDIUM SIZE TELESCOPES

Perepelitsyn A.E.,¹ Moiseev A.V.,^{1,2,3} Oparin D.V.¹

¹Special Astrophysical Observatory of RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia ²Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia ³Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Images in the optical emission lines are the important source of information on the physical state of the ionized gas in the galactic and extragalactic nebulae. One of the solutions to get images in a narrow (1–2 nm) range is the Fabry-Perot interferometer working in the tunable filter mode. In SAO RAS was made a device "MaNGaL" (Mapper of Narrow Galaxy Lines) based on this technique. This paper describes the main characteristics and results of the first observations with MaNGaL in the Cassegrain focus F/13 of the 1-m telescope Zeiss-1000 (SAO RAS) and in the Nasmyth focus of the 2.5-m Caucasus Mountain Observatory SAI MSU.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СИСТЕМЫ СОЛНЦЕ – ЮПИТЕР – САТУРН – УРАН – НЕПТУН НА ИНТЕРВАЛЕ ВРЕМЕНИ 10 МЛРД ЛЕТ

Перминов А.С., Кузнецов Э.Д.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Осредненная численно-аналитическая теория движения для четырехпланетной задачи Солнце – Юпитер – Сатурн – Уран – Нептун построена с точностью до третьего порядка по массам планет. Гамильтониан задачи, записанный в системе координат Якоби, представлен в виде ряда по элементам второй системы Пуанкаре. Осреднение гамильтониана проводилось методом Хори-Депри. Построенные в средних элементах уравнения движения интегрируются методом Эверхарта 7 порядка на интервале времени 10 млрд лет. Рассмотрен характер орбитальной эволюции. Даны оценки точности численного интегрирования.

1. Введение

Авторами построена осредненная численно-аналитическая теория движения третьего порядка по массам планет для четырехпланетной задачи (N = 4). Алгоритм разложения оскулирующего гамильтониана в ряд Пуассона по элементам орбит подробно изложен авторами в работе [5]. Гамильтониан задачи записывается в координатах Якоби, использование которых наиболее удобно при изучении орбитальной эволюции планетных систем, и выражается в виде ряда Пуассона по степеням малого параметра μ и каноническим элементам второй системы Пуанкаре [8]. Малым параметром задачи является отношение суммы масс планет к массе звезды. Для Солнечной системы значение малого параметра может быть выбрано равным 0.001. Наличие только одной угловой переменной среди элементов второй системы Пуанкаре, а именно средней долготы λ , существенно упрощает угловую часть разложения [8]

$$h = h_0 + \sum_{n,p,m} A_{npm} \mu^n x^p \cos m\lambda , \qquad (1)$$

где h_0 – невозмущенный гамильтониан задачи, A_{npm} – числовые коэффициенты ряда, x^p – произведение элементов Пуанкаре в соответствующих степенях, $\cos m\lambda$ представляет угловую часть разложения

$$x^{p} = \prod_{k=1}^{N} L_{k}^{p_{5k-4}} \xi_{1,k}^{p_{5k-3}} \eta_{1,k}^{p_{5k-2}} \xi_{2,k}^{p_{5k-1}} \eta_{2,k}^{p_{5k}}, \quad m\lambda = \sum_{k=1}^{N} m_{k} \lambda_{k}.$$
⁽²⁾

Элементы Пуанкаре L и λ , ξ_1 и η_1 , ξ_2 и η_2 являются попарно канонически сопряженными (как момент и соответствующая координата). Отметим, что пары элементов ξ_1 , η_1 и ξ_2 , η_2 пропорциональны соответственно эксцентриситету (эксцентрические элементы) и наклону (облические элементы) орбиты [8].

Осреднение гамильтониана задачи выполняется методом Хори-Депри [9] по быстрым переменным – средним долготам λ , частоты которых пропорциональны средним движениям планет. Остальные переменные задачи, обозначенные через x, являются медленными, так как частоты их изменения много меньше средних движений планет. Оскулирующим элементам x и λ соответствуют средние X и Λ .

Исключение короткопериодических возмущений позволяет существенно увеличить шаг интегрирования уравнений движения. Алгоритм построения осредненного гамильтониана и уравнений движения в средних элементах для четырехпланетной задачи рассмотрен авторами в работе [6].

Осредненный гамильтониан записывается в виде ряда по степеням величины μ

$$H(X) = H_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \mu^n H_n(X),$$
(3)

где *H_n* получены с помощью метода Хори-Депри. Осредненные уравнения движения строятся как скобки Пуассона гамильтониана и соответствующего элемента

$$\frac{\mathrm{d}X}{\mathrm{d}t} = \{H, X\}, \quad \frac{\mathrm{d}\Lambda}{\mathrm{d}t} = \{H, \Lambda\}.$$
(4)

Преобразование между оскулирующими и средними элементами осуществляется с помощью функций замены переменных *u_n*, *v_n*

$$X = x + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \mu^n u_n(x,\lambda), \quad \Lambda = \lambda + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \mu^n v_n(x,\lambda).$$
(5)

В работе [6] получен осредненный гамильтониан с точностью до второй степени по малому параметру и до 4 степени по эксцентрическим и облическим элементам Пуанкаре. Уравнения движения в средних элементах построены с точностью до 3 степени по элементам Пуанкаре. Исследование орбитальной эволюции планет-гигантов Солнечной системы на основе интегрирования этих уравнений проведено в работе [7].

В настоящей работе оскулирующий гамильтониан задачи построен в ряд до третьей степени по малому параметру и до 8 степени по эксцентрическим и облическим элементам Пуанкаре. После осреднения гамильтониана получены уравнения движения в средних элементах, включающие эксцентрические и облические элементы Пуанкаре вплоть до 7 степени в слагаемых первого порядка по малому параметру, до 5 степени в слагаемых второго порядка и до 1 степени в слагаемых третьего порядка.

Функции замены переменных построены с точностью до 6 степени в слагаемых первого порядка по малому параметру и до 2 степени в слагаемых второго порядка.

Все аналитические выкладки проводились с помощью системы компьютерной алгебры Piranha [1], которая представляет собой эшелонированный Пуассоновский процессор. В разложении в символьном виде сохраняются все переменные задачи – элементы орбит и массы планет. Числовые коэффициенты в слагаемых рядов Пуассона сохранены в виде рациональных дробей с целочисленными числителями и знаменателями, что позволяет исключить ошибки округления при вычислениях.

Построенные уравнения движения в средних элементах лежат в основе, построенной авторами, численно-аналитической теории движения для четырехпланетной системы Солнце – Юпитер – Сатурн – Уран – Нептун на интервале времени 10 млрд лет.

Осредненные уравнения движения интегрируются методом Эверхарта 7 порядка [2] с шагом 10 000 лет. Начальные условия для численного интегрирования – массы и кеплеровские элементы орбит планет-гигантов Солнечной системы относительно средней эклиптики и равноденствия J2000.0 на эпоху 01.01.2000 – взяты в соответствии с эфемеридой DE430 [3]. Далее эти элементы преобразуются в элементы Пуанкаре в координатах Якоби и осредняются с использованием функций замены переменных. В таблице 1 приведены соответствующие им средние кеплеровские элементы орбит.

Таблица 1. Средние кеплеровские элементы орбит планет-гигантов Солнечной системы в координатах Якоби, относительно средней эклиптики и равноденствия J2000.0 (на эпоху 01.01.2000)

планета	<i>a</i> , a.e.	е	I, °	ω, °	Ω, °	l, °
Юпитер	5.203466	0.0486419	1.303080	273.9010	100.4604	19.9416
Сатурн	9.553884	0.0554869	2.488598	339.2628	113.7157	317.0825
Уран	19.218525	0.0462976	0.773076	98.9293	73.9724	141.0758
Нептун	30.102814	0.0089344	1.775453	277.7343	131.7599	254.8877
2. Орбитальная эволюция планет-гигантов Солнечной системы

Эволюция осредненных эксцентриситетов, наклонов, долгот восходящих узлов и аргументов перицентров орбит Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна представлена соответственно на рис. 1–4 на интервале времени 1.6 млн лет для теории движения третьего порядка по массам планет. Эксцентриситеты и наклоны орбит всех планет отличны от нуля. Аргументы перицентров изменяется циклически с периодическим вхождением в режим либрации. При этом для орбит Юпитера и Сатурна эксцентриситеты, наклоны и восходящие узлы орбит изменяются в противофазе, как и либрации аргументов перицентра. Показанный на рис. 1–4 характер орбитальной эволюции качественно и количественно сохраняется на всем интервале интегрирования 10 млрд лет.

Для более точного определения периодов и пределов изменения элементов орбит уравнения движения были дополнительно проинтегрированы на интервале времени 100 млн лет с шагом 1000 лет методом Эверхарта 15 порядка (с автоматическим разбиением шага, точность интегрирования на шаге 10⁻¹¹). При интегрировании уравнений движения третьего порядка по массам планет не выявлено качественных различий в эволюции элементов орбит по сравнению с теорией движения второго порядка.

	Юпитер	Δ	Сатурн	Δ	Уран	Δ	Нептун	Δ
2	0.02724	4.10-3	0.01239	1.10^{-2}	0.00268	2.10^{-2}	0.00368	2.10^{-2}
e_{\min}	0.02714	4.10	0.01222	1.10	0.00274	2.10	0.00357	5.10
2	0.06121	2.10^{-4}	0.08415	7.10-4	0.06705	1.10-3	0.01454	2.10^{-3}
$e_{\rm max}$	0.06122	2.10	0.08421	/.10	0.06715	1.10	0.01459	5.10
-	0.01698	4 10-3	0.03588	$2 \cdot 10^{-3}$	0.03219	6 10-4	0.00543	1 10-2
$e_{\rm amp}$	0.01704	4.10	0.03600	3.10	0.03221	0.10	0.00551	1.10
1 0	1.09492	1 10-3	0.56149	$2 \cdot 10^{-3}$	0.44478	0.10-4	0.78501	2 10 ⁻³
I_{\min} ,	1.09357	1.10	0.55999	3.10	0.44518	9.10	0.78689	2.10
I O	2.06561	2 10-4	2.59685	1 10-3	2.71050	2 10-3	2.37371	1 10-3
$I_{\rm max}$,	2.06506	3.10	2.60012	1.10	2.71858	3.10	2.37134	1.10
I O	0.48534	8 .10 ⁻⁴	1.01768	2.10^{-3}	1.13286	2.10^{-3}	0.79435	2.10^{-3}
I _{amp} ,	0.48574	8.10	1.02006	2.10	1.13670	5.10	0.79223	5.10
0 °	89.829	1.10 ⁻⁵	67.591	6.10 ⁻⁵	61.899	6.10-4	77.573	2.10 ⁻⁵
Ω_{\min}	89.830	1.10	67.587	0.10	61.860	0.10	77.571	5.10
0 °	125.534	8 .10 ⁻⁴	147.725	2.10^{-3}	153.725	2.10^{-3}	137.900	2.10-4
Ω_{max} ,	125.633	8.10	147.958	2.10	153.468	2.10	137.854	5.10
0 0	17.853	2 10-3	40.067	$2 \cdot 10^{-3}$	45.913	$2 \cdot 10^{-3}$	30.164	7 10-4
$\Delta 2_{amp}$,	17.902	3.10	40.186	3.10	45.804	2.10	30.142	/.10

Таблица 2. Пределы изменения и амплитуды средних элементов орбит планет-гигантов Солнечной системы в рамках теории движения второго (верхние значения) и третьего (нижние значения) порядков по массам планет

В таблице 2, по результатам интегрирования уравнений движения на интервале времени 100 млн лет, для второго и третьего порядков теории движения приведены минимальные (min) и максимальные (max) значения эксцентриситетов e, наклонов I и долгот восходящих узлов Ω орбит планет, а также их амплитуды (amp). В ячейках таблицы верхнее значение получено из теории движения второго порядка по массам планет, а нижнее соответствует третьему порядку теории движения. В колонках, обозначенных Δ , приведены относительные разности между значениями элементов орбит во втором и третьем порядках теории движения. Отметим, что отличие значений элементов орбит, приведенных в таблице 2, от полученных по результатам интегрирования на интервале времени 10 млрд лет не превосходит величины приведенного предпоследнего разряда.



Рис. 1. Эволюция осредненных эксцентриситетов орбит планет-гигантов Солнечной системы в рамках теории движения третьего порядка на интервале времени 1.6 млн лет.



Рис. 2. Эволюция осредненных наклонов орбит планет-гигантов Солнечной системы в рамках теории движения третьего порядка на интервале времени 1.6 млн лет.



Рис. 3. Эволюция осредненных восходящих узлов орбит планет-гигантов Солнечной системы в рамках теории движения третьего порядка на интервале времени 1.6 млн лет.



Рис. 4. Эволюция осредненных аргументов перицентров орбит планет-гигантов Солнечной системы в рамках теории движения третьего порядка на интервале времени 1.6 млн лет.

	Юп	итер	Сат	урн	Уран		Нептун	
	КШ-15	ПК-3	КШ-15	ПК-3	КШ-15	ПК-3	КШ-15	ПК-3
e_{\min}	0.02180	0.02202	0.00890	0.00765	0.00233	0.00008	0.00183	0.00159
$e_{\rm max}$	0.06510	0.06603	0.08732	0.08999	0.07412	0.07051	0.01697	0.01656
$e_{\rm amp}$	0.02165	0.02200	0.03921	0.04117	0.03589	0.03522	0.00757	0.00748
<i>Т</i> _e , лет	54765	48450	54765	48450	1116247	1063830	537102	540541
I_{\min} , °	1.09381	1.09203	0.56061	0.55800	0.37790	0.44568	0.78015	0.78711
$I_{\rm max}$, °	2.06378	2.06584	2.60247	2.60139	2.78446	2.71803	2.38137	2.37096
$I_{\rm amp}$, °	0.48498	0.48691	1.02093	1.02169	1.20328	1.13617	0.80061	0.79192
T_I , лет	49128	49188	49128	49188	432472	433842	1867472	1869322
Ω_{\min} , °	89.717	89.775	67.085	67.396	57.533	61.781	77.158	77.547
Ω_{\max} , °	125.540	125.690	147.910	148.036	157.501	153.420	138.256	137.846
Ω_{amp} , °	17.912	17.957	40.413	40.320	49.984	45.819	30.549	30.149
T_{Ω} , лет	49128	49188	49128	49188	432472	433842	1867472	1869322

Таблица 3. Сравнение периодов и пределов изменения оскулирующих кеплеровских элементов с результатами численного интегрирования методом Коуэлла-Штермера

3. Точность численного интегрирования

Уравнения движения в средних элементах содержат значительное число слагаемых (16 уравнений по 5402 слагаемых в каждом). Для уменьшения затрат машинного времени интегрирование уравнений движения на интервале 10 млрд лет проводилось методом Эверхарта 7 порядка с автоматическим разбиением шага и уменьшенной точностью интегрирования на шаге до 10⁻⁴.

Точность численного интегрирования контролируется сохранением интеграла энергии системы. Относительная точность сохранения интеграла энергии для третьего порядка теории движения составляет 10⁻⁹ на интервале интегрирования 10¹⁰ лет.

Интеграл площадей позволяет контролировать точность взаимного положения плоскостей орбит. При этом *z*-компонента интеграла площадей сохраняется с относительной точностью 10⁻⁹ для третьего порядка теории движения на интервале времени 10¹⁰ лет. Такой уровень ошибки в определении *z*-компоненты интеграла площадей связан с точностью интегрирования уравнений движения.

4. Сравнение с результатами прямого численного интегрирования

В таблице 3 проводится сравнение построенной авторами численно-аналитической теории (ПК-3) третьего порядка по массам планет с результатами, полученными интегрированием численных уравнений движения методом Коуэлла-Штермера 15 порядка (КШ-15), входящего в состав программы NBI [4]. Все значения в таблице 4 даны для барицентрических оскулирующих элементов. Некоторые относительно большие отличия между значениями элементов, полученных в рамках теории ПК-3, от результатов даваемых теорией КШ-15 объясняются тем, что при переходе от средних элементов к оскулирующим использовались функции замены переменных первого порядка.

5. Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, грант № 18-32-00283 мол_а.

Литература

- 1. Biscani F. The Piranha computer algebra system. http://github.com/bluescarni/piranha. 2018.
- 2. Everhart E. Implicit single methods for integrating orbit // Celest. Mech. 1974. V. 10. P. 35-55.
- 3. Folkner W.M, Williams J.G., Boggs D.H., Park R.S., Kuchynka P. The planetary and Lunar Ephemerides DE430 and DE431 // IPN Progress Report. 2014. V. 42 (196). P. 1-81.
- 4. *Varadi F.* NBI. A set of numerical integrators for the gravitational N-body problem. http://atmos.ucla.edu. 1999.
- 5. *Перминов А.С., Кузнецов Э.Д.* Разложение гамильтониана планетной задачи в ряд Пуассона по элементам второй системы Пуанкаре // Астрон. вестник. 2015. Т. 49, № 6. С. 469-480.
- 6. *Перминов А.С., Кузнецов Э.Д.* Построение осредненных уравнений движения планетной задачи методом Хори-Депри в элементах второй системы Пуанкаре // Астрон. вестник. 2016. Т. 50, № 6. С. 450-461.
- 7. *Перминов А.С., Кузнецов Э.Д.* Орбитальная эволюция четырехпланетной системы Солнце Юпитер Сатурн Уран Нептун на космогонических интервалах времени // Астрон. вестник. 2018. Т. 52, № 3. С. 239.
- 8. Субботин М.Ф. Введение в теоретическую астрономию М.: Наука. 1968.
- 9. Холшевников К.В. Асимптотические методы небесной механики Л.: Изд-во Лен. ун-та. 1985.

THE DYNAMICAL EVOLUTION OF THE SUN – JUPITER – SATURN – URANUS – NEPTUNE'S SYSTEM ON TIME INTERVAL 10 GYR

Perminov A.S., Kuznetsov E.D.

Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

The averaged semi-analytical motion theory of four-planetary problem the Sun – Jupiter – Saturn – Uranus – Neptune is constructed up to the third degree of planetary masses. The Hamiltonian of the problem is written in Jacobi coordinate system as the series in elements of Poincare second system. The averaged Hamiltonian is received by using of Hori-Deprit method. The constructed motion equations in averaged elements are integrated by Everhart method of 7th order on time interval of 10 Gyr. The properties of the orbital evolution are considered. The accuracy of numerical integration is given.

КОЛЬЦА ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В S0-ГАЛАКТИКАХ

Прошина И.С.¹, Князев А.Ю.^{1,2,3}, Сильченко О.К.^{1,4}

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Южно-Африканская астрономическая обсерватория, Кейптаун, ЮАР ³Южный Африканский Большой Телескоп (SALT), Кейптаун, ЮАР ⁴Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия

Для небольшой выборки галактик с УФ-кольцами (NGC 809, PGC 48114, NGC2697, NGC 7808, NGC 4324) выполнена обработка спектров, полученных на спектрографе с длинной щелью на 11-метровом телескопе SALT в ЮАР. Общим для исследованных линзовидных галактик является наличие в спектрах сильных эмиссионных линий На, [NII], а в некоторых случаях и линий [SII], Hβ, [OIII]. Были определены скорости газовых и звёздных компонент галактик. Проведён анализ эквивалентных ширин эмиссионных линий с использованием диагностических ВРТдиаграмм, что позволило выявить механизм возбуждения газа на различных удалениях от центров галактика. Произведена оценка среднего возраста и металличности звёздного населения каждой галактики на различных удалениях от центров галактик. Замечено, что в исследуемых галактиках газ, в котором детектируется звездообразование (возбуждаемый молодыми звездами), имеет околосолнечную металличность, тогда как звёзды, расположенные на тех же удалениях от центров галактик, имеют металличность ниже солнечного значения. Сделаны оценки темпов звездообразования по потокам в NUV и FUV (по данным GALEX) и эмиссионной линии На (по спектрам, полученным на SALT).

1. Введение

К линзовидным галактикам относят дисковые галактики без спиралей, их часто классифицируют как галактики с отсутствием текущего звездообразования (так называемые *пассивные* галактики). Раньше считалось, что в этих галактиках просто нет газа, однако, позже в ходе радиообзоров в дисках S0-галактик стали часто обнаруживать значительное количество холодного газа; но до сих пор нет единого мнения насчёт причин отсутствия масштабного звездообразования в них.

В результате обзора неба ультрафиолетовым космическим телескопом GALEX было обнаружено много линзовидных галактик с кольцами в УФ-диапазоне. Основной вклад в светимость галактики в УФ-диапазоне дают молодые звёзды (возрастом до 200 млн. лет), а это значит, что процессы звездообразования в S0-галактиках всё же протекают. Для того чтобы разобраться в условиях протекания процессов звездообразования в линзовидных галактиках, нами было проведено детальное исследование 5 линзовидных галактик, в которых наблюдаются кольца в оптическом и в УФ-диапазонах. Основные характеристики исследуемых галактик, взятые из баз данных HyperLeda и NED, приведены в таблице 1.

2. Наблюдательные данные

Для исследуемых галактик из архива MAST взяты доступные изображения GALEX в FUV (1539 Å) и NUV (2316 Å) диапазонах. Для учёта поглощения пыли в исследуемых галактиках использованы изображения космического инфракрасного телескопа WISE в полосе W4 (22 мкм).

Для построения профилей поверхностной яркости использованы оптические изображения SDSS, а для галактики NGC 2697, которой нет в обзоре SDSS, специально отснято изображение на телескопе сети LCO.

Для получения спектральных данных для исследуемых 5 галактик нами были проведены наблюдения на спектрографе с длинной щелью RSS 11-метрового телескопа Южно-Африканской обсерватории (SALT) в период с 2011 по 2013 гг. Ширина щели – 1.25". Щель спектрографа была ориентирована вдоль больших осей изофот дисков галактик. (За исключением галактики NGC 7808, изофоты которой близки к окружностям. Наблюдения NGC 7808 проводились дважды с разными положениями щели. Полученные спектры оказались похожи и были усреднены в один спектр.) Голографическая решётка спектрографа – 900 штрихов/мм, спектральное разрешение 5.5 Å, спектральный диапазон от 3750 Å до 6850 Å.

Галактика	Тип ^{а)}	Наличие кольца ^{а)}	Наклон і ^{б)}	M _B , mag ^{a)}	V _{sys} , KM/C ^{б)}	D ^{в)} , Мпк ^{б)}	Окружение ^{а,б)}
NGC 4324	S0-a	Ring	64.6°	-19.75	1665	21.7	Галактика из группы NGC4303 (23 объекта)
NGC 2697	S0-a	-	52.3°	-18.67	1824	22.7	Галактика из группы NGC2698 (8 объектов)
NGC 7808	SO	-	8.2°	-21.39	8787	121.4	Галактика из группы MR18_02412 (5 объектов)
PGC 48114	SO	Ring	16.6°	-19.73	6984	95.3	В паре с галакти- кой на 1,53в. вели- чины слабее в 160 кпк от неё
NGC 0809	S0	-	36.2°	-20.03	5367	73.6	Изолированная галактика (ближайшая га- лактика на рассто- янии 670 кпк)

Таблица 1.

Примечание. Базы данных: ^{а)} HyperLeda; ^{б)} NED. ^{в)}D – Галактоцентрическое расстояние.

3. Анализ данных и результаты

На рис. 1 представлен внешний вид галактик в оптическом (*верхний ряд*) и УФ-диапазонах (*два нижних ряда*). Во втором сверху ряду показаны профили поверхностной яркости галактик в полосе г, отмасштабированные и центрированные к приведённым выше и ниже изображениям галактик. На профилях поверхностной яркости видны изгибы и изломы, которые указывают на границы структурных компонентов галактик: балдж, диск, кольца; заметно соответствие этих структурных границ с деталями на изображениях галактик в оптическом и УФ-диапазонах.

По потокам в FUV- и NUV-диапазонах (а также в линии Hα) можно оценить темпы звездообразования по формулам, приведённым в работе [1]. Для этого в программе DS9 на изображения галактик были наложены эллиптические кольцевые апертуры, соответствующие наблюдаемым кольцам в дисках галактик, и измерены потоки в них. Затем полученные отсчёты были переведены в энергетические единицы с помощью формул, приведённых в работе [2]. При этом для каждой галактики был произведён учёт поглощения пыли путём измерения потоков в тех же самых апертурах, наложенных на ИК-изображения соответствующих галактик в полосе W4 (22 мкм) космического телескопа WISE. Полученные значения темпов звездообразования в кольцеобразных областях в УФ-диапазоне представлены в таблице 2.



Рис. 1.

Таблица	2.
---------	----

Галактика	Границы кольца в УФ-диапазоне		Темп звездообразования	Темп звездообразования	
	r, arcsec R, arcsec		SFK _{FUV} , ($M_{sun}/(10 \text{J}^{+}\text{KHK})$)	SFK_{NUV} , ($M_{sun}/(10J^*KIIK)$)	
NGC 4324	15.4	30	4.6 *10 ⁻³	5.7*10 ⁻³	
	6	20.6	7.5*10 ⁻³	9.4*10 ⁻³	
NGC 2697	20.6	65	1.3*10 ⁻³	1.4*10⁻³	
	35	45	1.4*10 ⁻³	1.6*10⁻³	
NCC 7909	10	15	2.3 *10 ⁻³	2.6 *10 ⁻³	
NGC /000	20	30	0.7*10 ⁻³	0.7 *10 ⁻³	
PGC 48114	10	15	0.6 *10 ⁻³	$0.8*10^{-3}$	
NCC 900	7.5	12	0.6*10 ⁻³	0.8 *10 ⁻³	
NGC 809	19	34	$0.3*10^{-3}$	$0.4*10^{-3}$	

Видно, что темпы звездообразования, оцененные по потокам в FUV и NUV диапазонах, одного порядка и близки по значениям, но для каждой отдельно взятой галактики заметен небольшой градиент в сторону темпов звездообразования, посчитанных по потокам в ближнем УФ-диапазоне. Такой же тренд наблюдается и в темпах звездообразования, полученных по потокам в FUV, NUV диапазонах и в эмиссионной линии Н α в областях с диагностируемым звездообразованием, измеренных вдоль щели (таблица 3). А это означает, согласно работе [1], что звездообразование длится в этих областях около 200 млн. лет и уже затухает (поскольку темпы уменьшаются от NUV к FUV диапазону).

Галактика	Области звездообразования, агсsес	SFR _{На} , (M _{sun} /год)	SFR _{FUV} , (M _{sun} /год)	SFR _{NUV} , (M _{sun} /год)
	-67.5" NE	0.01 *10 ⁻³	-	0.04 *10 ⁻³
	-22"25" NE	0.7 *10 ⁻³	0.7 *10 ⁻³	1.1*10 ⁻³
NGC 4324	+23.5"+24.5" SW	0.2 *10 ⁻³	0.4 *10 ⁻³	0.4 *10 ⁻³
	+28"+28.5" SW	0.08*10 ⁻³	-	0.1*10 ⁻³
	+93.5"+94" SW	$0.02*10^{-3}$	-	$0.02*10^{-3}$
	-36.5"44" SE	0.1 *10 ⁻³	0.3 *10 ⁻³	0.3*10 ⁻³
	-17"25" SE	0.5*10 ⁻³	1.1*10 ⁻³	1.3*10 ⁻³
	-6.5"17" SE	1.2 *10 ⁻³	$2.7*10^{-3}$	3.5 *10 ⁻³
NGC 2697	+6.5"+12.5" NW	1.0*10 ⁻³	2.1 *10 ⁻³	2.8 *10 ⁻³
	+13"+20" NW	1.1*10 ⁻³	2.4 *10 ⁻³	2.6 *10 ⁻³
	+20.5"+26.5" NW	0.6*10⁻³	1.0*10⁻³	1.1*10 ⁻³
	+43.5"+48" NW	0.2 *10 ⁻³	0.2 *10 ⁻³	0.2 *10 ⁻³
NCC 7808	-7"14.5" W	11.5*10 ⁻³	25.4*10 ⁻³	28.8 *10 ⁻³
NGC 7000	+5.5"+13.5" E	13.9*10 ⁻³	29.1 *10 ⁻³	36.4 *10 ⁻³
PCC 48114	-15.5"11" E	-	-	3.3 *10 ⁻³
PGC 40114	+11"+15.5" W	1.5*10 ⁻³	-	3.6 *10 ⁻³
	-19"34"N	-	1.7*10 ⁻³	1.8*10⁻³
NGC 809	-7.5"12"N	-	0.9 * 10 ⁻³	1.3*1 ⁰⁻³
	+7.5"+12" S	-	0	0.6*10 ⁻³
	+19"+34" S	-	1.2*10 ⁻³	1.5*10 ⁻³

Таблица 3.

Первичная обработка спектральных данных осуществлялась по методикам, изложенным в работах [3, 4].

После первичной обработки спектров был проведён гаусс-анализ. Эмиссионные линии анализировались путем гаусс-анализа бленд $H\alpha$ +[NII] λ 6548,6583 (при этом учитывалась и абсорбционная линия $H\alpha$ звездного населения), а также бленд [SII] λ 6716, 6731 и [OIII] λ 5007. В результате были получены лучевые скорости газовых компонент галактик, измерены эквивалентные ширины эмиссионных линий. С помощью диагностических ВРТ-диаграмм [5, 6] выявлен механизм возбуждения линий на различных удалениях от центров галактик.

Лучевые скорости звездного компонента галактик определялись путем кросскорреляции спектров галактики со спектром звезды-гиганта, снятым в той же конфигурации спектрографа.

На рис. 2 представлены результаты обработки спектральных данных: приведены оптические изображения галактик с нанесёнными на них положениями щелей во время спектральных наблюдений (*верхний ряд*); ниже показаны графики изменений с расстоянием от центров галактик (измеренным вдоль щели) таких спектральных характеристик, как: лучевые скорости звезд и ионизованного газа (*нижний ряд*), эквивалентные ширины EW эмиссионных линий Ha, [NII] λ 6583, [SII] λ 6716,6731 и [OIII] λ 5007 и величина log{[NII] λ 6583/Ha} (*два средних ряда*). Проанализировав BPT-диаграммы из ра-

боты [6], мы приняли, что значения величины $\log\{[NII]\lambda 6583/H\alpha\} \le -0.3$ соответствуют механизму возбуждения газа в результате звездообразования, и провели на графиках прямую линию $\log\{[NII]\lambda 6583/H\alpha\} = -0.3$ для визуального отделения областей газа, ионизованных излучением молодых звёзд, от областей, где газ возбуждён ударными процессами. Видно, что максимумы (пики) в распределении вдоль радиуса галактик эквивалентных ширин (EW) эмиссионных линий приходятся на области, где газ возбуждён в результате звездообразования (за исключением галактики NGC 809, в которой нет областей с текущим звездообразованием, и газ в центре NGC809 возбуждён ударными процессами), и заметно, что эти области формируют кольцевые структуры в дисках галактик.



Рис. 2.

На графиках лучевых скоростей видно, что в рассмотренных нами 5 галактиках газовый компонент вращается в одну сторону со звёздным компонентом, что говорит о возможном их общем происхождении (или об аккреции вещества близко к плоскости галактики).

Для оценки среднего возраста и металличности звёздного населения галактик были рассчитаны Ликские индексы линий поглощения Н β , Mgb, Fe5270, Fe5335 [7], полученные значения Ликских индексов нанесены на диагностические диаграммы [8].

На рис. 3 представлены диагностические диаграммы для 5 исследуемых нами галактик: диаграммы обилия α -элементов (*слева*), где $\langle Fe \rangle = (Fe5270+Fe5335)/2$, и диаграммы «возраст-металличность» (*справа*), где [MgFe] = (Mgb $\langle Fe \rangle$)^{1/2}.

На рис. З ядра галактик обозначены символом «звёздочка», затем линией соединены точки, обозначающие соответствующие структурные компоненты галактик вдоль по радиусу к периферии. Для сравнения отдельно ромбиками показаны значения для трёх шаровых скоплений балджа нашей Галактики (NGC 6838, NGC 6356, NGC 6539), измерения которых приведены в работе [9]. Обилие α-элементов позволяет оценить



Рис. 3.

продолжительность эпохи звездообразования. Так, например, солнечное значение обилия α -элементов [Mg/Fe] = 0 указывает на продолжительную эпоху звездообразования (несколько млрд. лет). Повышенное значение обилия α -элементов говорит о более короткой эпохе (вспышке) звездообразования. Из приведённых на рис. 3 диаграмм видно, что для ядер исследуемых 5 галактик характерны околосолнечные значения металличности и обилия α -элементов, что указывает на продолжительную эпоху звездообразования в центрах галактик. С удалением от центров галактик характеристики звездного населения меняются по-разному, но общий тренд заметен: металличность звёздного населения уменьшается, а относительное обилие α -элементов увеличивается, что указывает на более короткие эпохи звездообразования в этих областях галактик.

Затем мы сравнили на одних и тех же радиусах галактик металличность звёздного населения и металличность газа. Металличность газа можно оценить для областей, где газ возбуждён звездообразованием, по калибровкам из популярной работы [10]. Результаты сравнения металличностей приведены в таблице 4.

Галактика	Расстояние от цен- тра галактики г, arcsec	Металличность звёзд, [Z/H]	Металличность газа (по отношению к солнечному значению), 12+log(O/H)-8,66
	+93,5+94	-	-0,08±0,01
NGC 4324	-24,522,5	< -0,33	+0,03±0,01
	-67,5	< -0,33	+0,03±0,01
	-36,544	-	-0,05±0,04
	-2025	-	+0,03±0,01
	-15,519,5	< -0,33	+0,02±0,01
	-1510,5	~ -0,33	-0,03±0,01
	-108	-0,330	0±0,01
NGC 2697	+7,510,5	-0,330	-0,01±0,01
	+11+14	< -0,33	+0,02±0,01
	+14,5+16,5	~ -0,33	-0,05±0,01
	+19+22	< -0,33	-0,01±0,01
	+22,5+27	-	-0,03±0,01
	+43,5+48	-	-0,03±0,01
	-9,514,5	< -0,33	+0,05±0,01
NGC 7808	-79	< -0,33	+0,07±0,01
	+7,5+9,5	< -0,33	+0,06±0,01
	+10+15	~ -0,20	+0,04±0,01
PGC 48114	+11+15,5	~ -1,35	+0,05±0,01

Таблица 4.

Видно, что для всех исследуемых нами 5 галактик газ, в котором мы фиксируем звездообразование, имеет околосолнечное значение металличности, тогда как звёздное население, располагающееся на тех же удалениях от центров галактик, что и газ, имеет металличность ниже солнечного значения.

4. Выводы

В исследуемых линзовидных галактиках обнаружен ионизованный газ с разной природой возбуждения. Газ, возбуждённый звездообразованием, прослеживается на удалении от центров галактик и образует кольцеобразные структуры. Звездообразование в этих областях длится уже около 200 млн. лет и затухает со временем.

На одних и тех же расстояниях от центров галактик металличность звёзд и газа различны: металличность газа близка к солнечному значению и варьируется в диапазоне 8,58...8,77; а металличность звёздного населения много меньше солнечного значения. Металличность звёздного населения достигает максимальных (солнечных и околосолнечных) значений в центральных частях галактик и уменьшается от центра к периферии галактики.

Таким образом, звездообразование в исследуемых галактиках протекает в областях с продвинутой химической эволюцией газа (либо родительской галактики, либо аккрецировавшего с другой галактики).

Однако вопрос о происхождении газа остаётся нерешённым: рассматриваемые галактики находятся в разреженном окружении (таблица 1), не видно следов взаимодействия галактик. Источником газа мог послужить так называемый малый мержинг, т.е. падение богатых газом спутников галактик, для которых характерна вялотекущая длительная история звездообразования. Этот сценарий вероятен для галактик NGC 809 и PGC 48114. Ещё одним источником газа являются так называемые космологические филаменты, в которых, по определению, содержится первичный газ. Но следов аккреции низкометалличного газа нами не обнаружено. Однако недавно появились модели химической эволюции газа в дисках спиральных галактик, включающие постоянный приток и отток газа [11], в которых обилие кислорода довольно быстро асимптотически достигает значения, близкого к солнечному значению металличности. Кроме того, есть модели [12], в которых рассматривается перенос газа, обогащённого тяжёлыми химическими элементами, из центральных (с продвинутой химической эволюцией) областей галактик на их периферию так называемыми галактическими фонтанами. Этот механизм мог бы объяснить околосолнечное значение металличности газа в кольцеобразных областях исследуемых нами галактик, если бы не расхождение во временных оценках действия этого механизма. Согласно численным моделям [12], время переноса составляет около 50 млн. лет, тогда как в рассматриваемых нами галактиках оно составляет миллиарды лет, поскольку звездообразование в центральных областях исследуемых 5 галактик прекратилось более 5 млрд. лет назад.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-02-00094а.

Литература

- 1. R.C. Kennicutt, N. J. Evans // ARA&A, 2012, 50, 531.
- 2. P. Morrissey, et al. // ApJS, 2007, 173, 682.
- 3. S.M. Crawford, et al. // 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series., doi:10.1117/12.857000
- 4. A.Y. Kniazev, et al. // MNRAS, 2008, 388, 1667.
- 5. J.A. Baldwin, M.M. Phillips, R. Terlevich // PASP, 1981, 93, 5.
- 6. L.J. Kewley, B. Groves, G. Kauffmann, T. Heckman // MNRAS, 2006, 372, 961.
- 7. G. Worthey, S.M. Faber, J.J. Gonzalez, D. Burstein // ApJS, 1994, 94, 687.
- 8. D. Thomas, C. Maraston, R. Bender // MNRAS, 2003, 339, 897.
- 9. M.A. Beasley, et al. // AJ, 2004,128, 1623.
- 10. M. Pettini, B.E.J. Pagel // MNRAS, 2004, 348, L59.
- 11. *R.-P. Kudritzki, et al.* // MNRAS, 2015, 450, 342.
- 12. F. Marinacci, et al. // MNRAS, 2010, 404, 1464.

STARFORMING RING-LIKE REGIONS IN THE S0-GALAXIES

Proshina I.S.¹, Kniazev A.Yu.^{1,2,3}, Sil'chenko O.K.^{1,4}

¹Sternberg Astronomical Institute, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia ²South African Astronomical Observatory, Cape Town, South Africa ³Southern African Large Telescope Foundation, Cape Town, South Africa ⁴Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

The long-slit spectral observations were made with the spectrograph RSS installed at the 11m telescope SALT in the South African Astronomical Observatory for 5 lenticular galaxies (NGC 809, PGC 48114, NGC 2697, NGC 7808, NGC 4324) with UV-bright outer rings. Existence of strong emission lines H α and [NII] (and somewhere [SII], H β , [OIII]) in spectra of these galaxies are common for them. The spectral data have been used to calculate the line-of-sight velocities of stars and ionized gas in the galaxies and to measure equivalent widths of the emission lines. We have analyzed the relations of the equivalent widths of the different emission lines to reveal excitation mechanism by means of BPT-diagrams. Ionized gas excited by star-forming process observed in ring-like regions at a distance from galactic centers. We have estimated stellar population properties (the ages and metallicities) in different parts of the galaxies. At the same distances from centers the stellar and gaseous metallicities are different: gaseous metallicities are close to solar values but stellar metallicities are much less than the solar values. We have estimated SFR based on the H α emission-line intensity (by using spectra from SALT).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛОКНООБРАЗНОЙ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ G192.76+00.10

Рябухина О.Л.^{1,2}, Зинченко И.И.^{1,2}, Землянуха П.М.¹, Соболев А.М.³, Ладейщиков Д.А.³

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия ²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия ³Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Работа посвящена изучению волокнообразной области G192.76+00.10, которая находится в звездообразующем комплексе S254-S258 на расстоянии D = 1.78 кпк [Burns et al., MNRAS, 2016] в радиолиниях молекул межзвездной среды – изотопов монооксида углерода, аммиака, моносульфида углерода, а также по данным инфракрасного излучения, полученным на телескопе Herschel. По линиям NH3 и ¹²CO определена температура газа, по ¹³CO определена лучевая концентрация водорода H2, ширина волокна и его масса, по линиям ¹²CO, ¹³CO, CS исследовано движение вещества. По инфракрасному излучению также получено распределение температуры и лучевой концентрации водорода, исследовано расположение и движение вещества.

1. Введение

Одной из наиболее актуальных и активно развивающихся сфер астрофизики является исследование областей звездообразования – межзвездных молекулярных облаков. Недавние исследования подтвердили, что эти облака имеют волокнообразную структуру [1]. Образование волокон может быть необходимой стадией эволюции молекулярных облаков на пути к образованию звезд [2]. Теоретические расчеты [3] предсказывают образование нитевидных молекулярных облаков после множественных сжатий газа сверхзвуковыми волнами. Таким образом, области, содержащие регионы ионизированного водорода Н II, могут быть подходящими местами для образования молекулярных волокон. Совокупность излучения в разных линиях позволяет всесторонне исследовать места активного звездообразования, а также произвести оценку их физических параметров.

Мы изучаем волокнообразное инфракрасное темное облако G192.76+00.10, которое находится в звездообразующем комплексе S254-S258 на расстоянии D = $1.78^{+0.12}_{-0.11}$ кпк [4]. Общий вид этого комплекса в инфракрасном диапазоне показан на рис. 1. Активность звездообразования в этой области изучалась в работах [5–7]. В центральной части звездообразование может быть индуцировано расширяющимися областями H II S254-S258. Облако G192.76+00.10 было исследовано в работе [8], где было обнаружено 62 источника – молодые звездные объекты, распределенные вдоль волокна, и регион, возможно, моложе 1 млн. лет.

2. Индикаторы вещества в Галактике

Согласно исследованиям в работе [9], процессы звездообразования происходят в местах повышенной концентрации газа, основная компонента которого – молекулярный водород H₂. Молекулярный газ распространен в Галактике неравномерно, он сконцентрирован в различных структурах – гигантских молекулярных облаках, молекулярных облаках, молекулярных стустках, ядрах и др. Исследование этих структур позволяет сделать выводы о протекающих там процессах звездообразования. Однако самая распространенная молекула в областях звездообразования – молекулярный водород – в силу отсутствия дипольного момента лишена переходов, в которых в усло-

виях протозвездных объектов могло бы генерироваться излучение. Поэтому о структуре областей зведообразования мы судим по наблюдениям непрерывного теплового излучения пыли и по радиолиниям различных молекул, выступающих в качестве индикаторов процессов и условий, возникающих в межзвездной среде. Например, линии молекулы монооксида углерода СО (которая является самой обильной после H₂) используются для изучения общего распределения молекулярного газа и определения лучевой концентрации молекулярного водорода. Линии молекулы аммиака NH₃ являются индикаторами температуры и повышенной плотности газа, линии CS – индикатор плотных ядер. Суммарно данная информация помогает отожествить места активного звездообразования, а также произвести приблизительную оценку их физических параметров.



Рис. 1. Карта области S254-S258 в инфракрасном диапазоне $\lambda = 250, 350, 500$ мкм (Hershel). Белая линия показывает путь, по которому строились PV-диаграммы (пункт 4.1), белые окружности – области H II, квадрат – область, исследуемая в данной работе.

3. Данные наблюдений

В данной работе были использованы шесть линий молекулы CO и ее изотопов, а именно переходы J = 1–0, J = 2–1 и J = $3-2^{13}$ CO; J = 1–0, J = 2–1 C¹⁸O, переход J = 2–1 ¹²CO. Кроме того, были получены данные о переходах (J,K) = (1,1) и (2,2) NH₃ и J = 2–1 CS и C³⁴S. Наблюдения проводились на 30-метровом телескопе IRAM, 20-м телескопе ONSALA и 100-м Effelsberg. Параметры наблюдений приведены в таблице 1. Этот набор линий позволяет эффективно исследовать морфологию и физические характеристики молекулярного газа: размеры волокнообразной области, кинематика вещества, выделены сгустки повышенной плотности. Молекулярные данные комбинировались с архивными данными дальнего ИК-диапазона, полученными на телескопе Herschel.

Телескоп	Линия	Частота, ГГц	$\begin{array}{c}\alpha_{2000}, \ ^{hms}\\\delta_{2000}, \ ^{\circ} \prime \ ^{\prime\prime\prime}\end{array}$	Размер карты	$\Theta_{\rm FWHM}$	Δf, кГц
APEX	¹³ CO(3–2)	330.5880	6 13 46 +17 54 10	5' × 7'	20''	80
IRAM	¹² CO(2–1)	230.5380	6 13 40 +17 54 40	17' × 12'	12″	50
	¹³ CO(2–1)	220.3987		16' × 15'		
	C ¹⁸ O(2–1)	219.5604				200
ONSALA	¹³ CO(1–0)	110.2014	6 13 45 +17 54 20	8' × 9'	36"	76
	C ¹⁸ O(1–0)	109.7822	17 54 20			
	CS(2–1)	97.9810		7' × 9'		
	$C^{34}S(2-1)$	96.4129				
Effelsberg	NH ₃ (1,1)	23.69	6 13 52 +17 53 45	11' × 6'	33"	15
	NH ₃ (2,2)	23.72				

Таблица 1. Параметры наблюдательных данных, где α₂₀₀₀ и δ₂₀₀₀ – координаты центра карты, Θ_{FWHM} – ширина диаграммы направленности, Δf – ширина спектрального канала.

3.1. Обработка данных

Полученные спектры обрабатывались в программе CLASS из пакета GILDAS [10]. Для расчета физических параметров в линиях СО использовался пакет MIRIAD [11], интегрирование и получение статистики по значениям физических параметров выполнялось с помощью программы ds9 [12]. Для поиска сгустков повышенной концентрации волокна был использован алгоритм GaussClump пакета CUPID [13]. Для обработки данных ИК-диапазона, полученных на телескопе Herschel, была использована программа Herschel Interactive Processing Environment (HIPE, [14]). Многие расчеты проводились на языке Python.

4. Основные результаты

4.1. Кинематика

Для исследования кинематической структуры волокнообразного облака были построены диаграммы позиция-скорость (PV-диаграммы) в направлении, указанном на рис. 1, в линиях ¹²CO, ¹³CO, C¹⁸O и CS. Результат выделения в линиях ¹³CO (2–1), (1–0) и CS (2–1) представлен на рис. 2. Виден общий градиент скорости, что говорит о связанности объекта. Подобный вид диаграмм позиция-скорость вдоль основного волокна может интерпретироваться различными способами. Аналогичная структура скоростей обсуждается в ряде работ [15, 16], авторы которых делают вывод о продольном коллапсе вдоль волокна в его центральную часть, где в исследуемом нами объекте находится массивный сгусток OSO2 (обсуждается в пункте 4.8). Ширины молекулярных линий порядка ~ 2 км/с, что значительно превышает тепловые значения и подразумевает турбулентность в области. Спектры ¹³CO(1–0), C¹⁸O(1–0), CS(2–1), C³⁴S(2–1) и NH₃(1,1) в исследуемой области показаны на рис. 3.



Рис. 2. PV-диаграммы в линиях 13 CO(2–1) – верхнее изображение, 13 CO(1–0) – среднее изображение и CS(2–1) – нижнее. Горизонтальная ось – направление вдоль волокна, показанное на рис. 1 белой линией, в градусах.



Рис. 3. Усредненные спектры в линиях 13 CO(1–0), C 18 O(1–0), CS(2–1), C 34 S(2–1) и NH₃ (1,1) в центральной части исследуемой области. Штрихованная линия показывает вписанную гауссиану. Вертикальная линия – пик излучения 13 CO. Шкала интенсивностей в антенных температурах (K).

4.2. Температура

Температура определяется тремя методами: по излучению аммиака NH₃, по излучению оптически толстой линии ¹²CO в условиях ЛТР и по инфракрасному излучению Herschel на $\lambda = 160, 250, 350$ и 500 µm (см. пункт 4.5). Молекулярное излучение показывает кинетическую температуру газа, ИК-излучение – температуру пыли. Методика получения температуры из излучения молекулы аммиака по переходам (2,2) и (1,1) подробно описана в работе [17]. Однако излучение аммиака сильно только в нескольких компактных областях. Значения температуры для них лежат в пределах 10–20К.

Для определения температуры газа по данным в линии ¹²CO (2–1) было использовано предположение локального термодинамического равновесия. Также предполагалось, что линии ¹²CO являются оптически толстыми (т.е. τ (¹²CO) \gg 1). Тогда температура возбуждения линии T_{ex} может быть найдена из решения уравнения переноса излучения, более подробно методика описана в работе [18], однако были изменены константы констант для перехода J = 2–1. Заселенности монооксида углерода определяются в основном столкновениями, поэтому температура возбуждения нижних уровней приблизительно равна кинетической температуре. Карта распределения температуры, полученная по данной методике, представлена на рис. 4. Так как линии ¹²CO оптически толстые, мы получаем температуру на поверхности облака. Контурами отмечена температура, полученная по данным Herschel (пункт 4.5). Значения лежат в пределах 10–30К, наибольшие температуры наблюдаются в регионе S258.



Рис. 4. Карта распределения температуры (*слева*) и лучевой концентрации $H_2(справа)$ в области G192.76+00.10, рассчитанная по молекулярному излучению ¹²CO и ¹³CO (пункты 4.2 и 4.3). "Решетки" на карте – это инструментальные эффекты, связанные с тем, что часть пикселей в приемнике (HERA) не работала. Белые контуры – температура и лучевая концентрация, полученная излучению Herschel (пункт 4.5). Контуры соответствуют значениям 7, 12, 17, 22, 27 К слева и 1.0 10^{21} , 9.6 10^{21} , 1.8 10^{22} , 2.7 10^{22} см⁻² справа.

4.3. Лучевая концентрация Н2

Для оценки лучевой концентрации молекул H₂ было использовано излучение в линиях изотопа ¹³CO, имеющее меньшую оптическую толщину по сравнению с ¹²CO. Методика определения описана в работе [18]. Карта N_{H2}, полученная по излучению J = 2-1 ¹³CO, представлена на рисунке 4. где контурами отмечена лучевая концентрация, полученная по данным Herschel (пункт 4.5). Лучевая концентрация лежит в пределах от 6.23 10^{20} до 2.48 10^{22} см⁻² в самых плотных областях, средняя концентрация 1.7 10^{21} см⁻². Однако лучевые концентрации водорода, посчитанные по разным переходам ¹³CO и C¹⁸O, не равны друг другу. Это говорит о том, что предположение о локальном термодинамическом равновесии выполняется не везде.

4.4. Концентрация Н2

Концентрация молекулярного водорода была получена при моделировании отношений переходов ¹³CO J = 1–0, 2–1, 3–2 в программе Radex [19]. Все переходы были приведены к одному пространственному разрешению, построены карты отношений J = (1-0)/(2-1) и (2-1)/(3-2). Наблюдательные значения отношений для данных переходов меняются в пределах от 1.5 до 8 и от 3 до 15 соответственно, теоретические представлены на рис. 5. Заданные параметры модели: количество молекул ¹³СО на луче зрения (лучевая концентрация) 10^{16} см⁻², ширина линии 2 км/с. Получившаяся концентрация водорода лежит в пределах $10^3 - 10^4$ см⁻³.



Рис. 5. Отношения J = (1-0)/(2-1) J = (2-1)/(3-2) интенсивности излучения ¹³CO в зависимости от температуры газа и концентрации молекулярного водорода n(H₂).

4.5. Анализ излучения пыли в инфракрасном диапазоне

Тепловое излучение холодной пыли лежит в дальнем инфракрасном диапазоне, и его анализ может быть использован для получения физических параметров, например, температуры вещества и лучевой концентрации [20, 21]. Для этого было выполнено моделирование спектрального распределения энергии излучения пыли по данным Herschel (160–500 μm). Для 4-х точек была вписана модель абсолютно черного тела со свободными параметрами T_d и N(H₂) – температура пыли и лучевая концентрация водорода [22]. В результате получены карты распределения данных параметров.

Пиковое значение температуры из данной карты – 29 К в области S258, распределение температуры пыли показано контурами на рис. 4. Однако прямой корреляции между значениями температуры газа и пыли не наблюдается. Согласно работе [23], температуры пыли и газа сближаются при концентрациях газа $n(H_2) > 10^{4.5}$ см⁻³ за счет обмена энергией при столкновениях. Плотности исследуемого облака в основном ниже.

Пиковое значение лучевой концентрации – 3.8 10^{22} см⁻² на $\alpha_{2000} = 6^{h}13^{m}47^{s}$, $\delta_{2000} = +17^{\circ}55^{\circ}02^{"}$ – что соответствует центральной части массивного сгустка OSO2. Данное распределение контурами показано на рис. 3.4, и видно, что в холодных областях G192.76+00.10 излучение ИК-диапазона показывает бо́льшую лучевую концентрацию, чем излучение монооксида углерода, а в теплой западной части S258 наоборот – молекулярное излучение показывает бо́льшую лучевую концентрацию. Вероятно, это связано с тем, что молекулы монооксида углерода вымораживаются на пылинки в холодных облаках (T_k ~ 10K) [24].

4.6. Размеры волокнообразного облака

Для определения ширины волокна было использовано распределение лучевой концентрации H_2 , полученное по ${}^{13}CO(2-1)$ (пункт 4.3). Были построены профили лучевой концентрации по 6-ти направлениям перпендикулярно волокну, эти данные были усреднены, и с помощью алгоритма GaussianModel модуля LMFIT Python вписана гауссова функция, полученная полная ширина на уровне половинной амплитуды 0,86 +/- 0,05 пк есть ширина волокна. Ширина по ${}^{13}CO(1-0)$ равна 1.23 +/- 0.04 пк.

Аналогичная процедура была проведена для лучевой концентрации, полученной по излучению дальнего ИК-диапазона Herschel (пункт 4.5), и полная ширина на уровне половинной амплитуды равна 0,50 +/- 0,01 пк.

Полученные размеры волокна отличаются от среднестатических размеров исследуемых волокон [2, 25] Однако теоретические модели [26] показывают, что ширина волокна определяется скоростью звука и поверхностной плотностью. Дополнительное турбулентное давление может увеличить ширину. Разница в ширине, полученной по излучению ¹³CO и Herschel, может объясняться тем, что молекулы CO вымораживаются на пылинки в холодных облаках [24], соответственно, вписанная гауссова функция обрезается сверху и имеет большую ширину.

4.7. Масса волокна

Зная распределение лучевой концентрации водорода, получаем массу газа интегрированием N(H₂) по поверхности источника. Получившаяся масса исследуемой области волокна ~ 800 M_☉ по молекулярным данным ¹³CO(2–1) (пункт 4.3) и ~1700 M_☉ по данным излучения пыли в дальнем ИК-диапазоне (пункт 4.5). Вероятно, молекулярное излучение показывает нижнюю оценку массы вследствие вымерзания в холодных облаках [24].

Еще одна важная величина для определения параметров волокна – отношение массы на единицу длины. Волокнообразное облако является неустойчивым, если его отношение массы на единицу длины больше критического отношения $M_{line} > M_{crit}$. Для исследуемой области, используя данные ИК-диапазона, масса на единицу длины ~ 250 M_☉/пк, что превышает $M_{crit} = 2 c_s^2/G \sim 25 M_{\odot}/пк$ [8], где c_s – скорость звука среды, G – гравитационная постоянная. Следовательно, данное волокно гравитационно неустойчиво.

4.8. Выделение сгустков повышенной концентрации газа

Для выделения молекулярных сгустков был использован алгоритм GaussClumps, впервые предложенный в статье [27]. В настоящей работе для выделения сгустков было использовано излучение индикатора плотного газа CS (2–1).

Выделено 6 сгустков, были использованы следующие параметры завершения работы алгоритма: FWHM диаграммы направленности в пикселях (FwhmBeam) = 1.5, FWHM скорости – 0.7 км/с. Размеры сгустков определены как ширины на уровне половины интенсивности Θ_{FWHM} . Визуализация сгустков представлена на рис. 6. Сгустки, полученные по CS, совпадают со звездными скоплениями.



Рис. 6. Изображение нулевого момента линии ¹³CO(2–1), белые эллипсы – сгустки, выделенные программой GaussClump (табл. 2).

4.9. Физические параметры сгустков

Для определения массы сгустков мы использовали лучевую концентрацию H₂, полученную по излучению монооксида углерода ¹³CO(2-1) – следовательно, полученные значения показывают нижнюю оценку массы. Вириальный параметр сгустков $\alpha_{vir} = M_{vir}/M$ рассчитывается согласно определению в работе [28]. Параметры выделенных сгустков указаны в таблице 2, где α, β, V_{max} – координаты сгустка, Θ_{FWHM} – размеры гауссианы, вписанной в сгусток, в радианах, M/M_O и M_{vir}/M_O – масса и вириальная масса, выраженные в массах Солнца, α_{vir} – вириальный параметр. Массы сгустков лежат в пределах 30–160 М_☉, величина вириального параметра от 0.16 в сгустке OSO4 до 0.78 в OSO5. В работе [28] показано, что если вириальный параметр больше некоторого критического значения $\alpha_{vir} > \alpha_{crit}$, тогда сгусток или молекулярное облако являются гравитационно устойчивым. Если α_{vir} ≤ α_{crit}, тогда возмущения давления и плотности сгустков могут привести к гравитационному сжатию вещества и запуску процессов звездообразования. Для изотермических сгустков с массой Джинса без учета магнитных полей α_{crit} ~ 2 [28]. Для всех исследуемых сгустков вириальный параметр удовлетворяет этому условию, что означает их гравитационную неустойчивость. Сгустки OSO3 и OSO4 имеют наименьшие вириальные параметры, что связано с небольшими размерами этих сгустков и высокой лучевой концентрацией водорода.

Сгусток	α ₂₀₀₀ , h m s	δ ₂₀₀₀ , ° ' ''	V _{max} , км/с	Θ _{FWHM} , пк	M, M⊙	M _{vir} , M⊙	α_{vir}
OSO 1	6 13 59	+17 52 50	9.328	1.3×1.7	66	48	0.72
OSO 2	6 13 47	+17 55 05	9.562	2.0×1.1	161	125	0.77
OSO 3	6 13 30	+17 55 43	8.161	1.0×1.2	162	28	0.17
OSO 4	6 13 35	+17 56 21	9.095	1.3×0.8	88	14	0.16
OSO 5	6 13 54	+17 54 26	9.562	0.8×1.2	32	25	0.78
OSO 6	6 13 59	+17 52 11	10.26	0.8×1.2	30	13	0.43

Таблица 2. Сгустки, выделенные в линиях CS(2-1) ONSALA.

4.10. Нитевидные структуры

Согласно исследованиям Herschel [29], волокнообразные облака межзвездного газа возникают вследствие аккреции вещества вдоль нитевидных структур, в англоязычной литературе называемых "striations" или "fibers", в данной работе мы их называем "нити". Эти структуры образуют сеть слабых, узких и длинных нитей, расположенных перпендикулярно основному волокну либо под некоторым углом к нему. В работе [30] средний угол между нитями и волокном ~53°. Считается, что эти нити вытянуты параллельно линиям магнитного поля. Идентифицировать их можно, построив диаграммы положение–скорость параллельно основному волокну в линиях 12 CO [31] – наблюдается периодическая картина синего и красного смещения, однако в 13 CO такого эффекта не наблюдается.

Анализируя излучение Herschel, мы выделили 3 нити, показанные на рис. 7. Далее, были построены диаграммы позиция-скорость в линиях ¹²CO (2–1) и ¹³CO (2–1) вдоль направления, показанного на рис. 7 черной линией. РV-диаграммы параллельно основному волокну показывают периодическую картину красного и синего смещения в линиях ¹²CO (2–1). Области на PV-диаграмме, в которых увеличивается диапазон скоростей, совпадают с положением нитей 1 и 2. Интервал между этими нитями ~0.59 пк. PV-диаграммы вдоль нитей показывают общий градиент скорости, а также увеличение дисперсии скоростей при приближении к волокну.



Рис. 7. Herschel λ = 160, 250 и 350 μm. Черная линия – путь, вдоль которого строились диаграммы позиция-скорость, белые линии – выделенные нити.



Рис. 8. Диаграммы позиция-скорость в направлении, параллельном основному волокну, вертикальные линии соответствуют первой и второй нити.

Далее, делая предположение, что данные нити лежат под углом к картинной плоскости, мы получаем скорость аккреции вещества вдоль нитей по формуле:

$$\dot{\mathbf{M}} = \mathbf{M}_{\mathbf{s}} \tilde{\mathbf{V}} / \mathbf{L}_{\mathbf{s}},\tag{1}$$

где M_s – масса нити, L_s – длина нити, \tilde{V} – разница между центральной скоростью линии ¹³CO и степенью красной доли ¹²CO [32]. Значение \tilde{V} получаем, исследуя спектры ¹²CO и ¹³CO (например, рис. 9). Нас интересует разница между пиком излучения ¹³CO и провалом ¹²CO. Полученные скорости аккреции представлены в таблице 3.

Номер нити	M_s, M_{\odot}	Ũ, км/с	L _s , пк	Й, М₀/год
1	15	-	1.3	-
2	19	1.3	1.51	1.6 10 ⁻⁵
3	10	1	1.13	9 10 ⁻⁶

Таблица 3. Полученные скорости аккреции.



Рис. 8. Спектры ¹²СО и ¹³СО для третьей нити, по вертикальной шкале отложена антенная температура (К).

5. Обсуждение

В работе [6] показано, что скопления молодых звездных объектов в комплексе звездообразования S254-S258 находятся на границах областей Н II. На основании анализа распределения молекулярного газа [5] также приходят к заключению, что процессы звездообразования в этом районе вызваны расширением соседних областей Н II. Эти процессы находят отражение в крупномасштабной структуре и кинематике областей звездообразования. Вид диаграмм позиция-скорость вдоль основного волокна может интерпретироваться различными способами. Аналогичная структура скоростей обсуждается в ряде работ [15, 16], авторы которых делают вывод о продольном коллапсе вдоль волокна в его центральную часть, где находится массивный сгусток OSO2. Лучевые концентрации водорода $N(H_2)$, полученные по ${}^{13}CO(2-1)$ и по излучению пыли в

ИК-диапазоне, различаются между собой. Это объясняется разными условиями возбуждения монооксида углерода и пыли, возможным вымерзанием молекул СО [24] и ограниченностью применения условий ЛТР. Полученные в разделе 4.6 размеры волокна отличаются от среднестатических размеров исследуемых волокон [2, 25] Однако теоретические модели [26] показывают, что ширина волокна определяется скоростью звука и поверхностной плотностью. Дополнительное турбулентное давление может увеличить ширину. Разница в ширине, полученной по излучению ¹³CO и Herschel, объясняется возможным вымерзанием СО. Волокнообразное облако является неустойчивым, если его отношение массы на единицу длины больше критического отношения M_{line} > M_{crit} [3]. Для исследуемой области М_{crit} ~25 М_☉/пк [8], М_{line} ~250 М_☉/пк, что говорит о неустойчивости исследуемого облака. Проведено исследование свойств сгустков повышенной концентрации вещества. Параметры выделенных сгустков представлены в таблице 2. Нижние оценки массы сгустков лежат в пределах 30-160 М_☉, величина вириальных параметров удовлетворяет условию гравитационной неустойчивости. Сгустки OSO3 и OSO4 имеют наименьшие вириальные параметры, что связано с небольшими размерами этих сгустков и высокой лучевой концентрацией Н₂. Вероятно, вещество из окружающего пространства волокна аккрецирует на массивный сгусток OSO2 со скоростями порядка ~10⁻⁵ М_☉/год вдоль линий, расположенных под углом \sim 50–60° к основному волокну.

6. Заключение

1. Показано, что волокнообразное облако в направлении G192.76+00.10 имеет связную кинематическую структуру. Волокно гравитационно неустойчиво, вид PV-диаграмм может говорить об аккреции вещества вдоль волокна в его центральную часть.

2. Определена температура газа по линиям 12 CO, NH₃ и температура пыли по дальнему ИК-диапазону, полученные значения лежат в пределах 10–30К и в целом коррелируют.

3. Определена лучевая концентрация водорода по изотопу монооксида углерода $^{13}CO(2-1)$ и излучению в дальнем ИК-диапазоне. Полученные значения лежат в пределах 2.1 $10^{21} - 3.4 \ 10^{22} \ cm^{-2}$. Оценена ширина волокна ~0.9 пк по данным в линии $^{13}CO(2-1)$ и ~0,5 пк по ИК-диапазону, и отношение массы волокна к его длине $M_{line} \sim 250 \ M_{\odot}/пк.$

4. Выделено 6 сгустков повышенной концентрации газа в линиях трассера плотного газа CS(2-1) и определены их физические параметры. Нижние оценки массы сгустков лежат в пределах 30–160 М $_{\odot}$, вириальные параметры от 0.16 в сгустке OSO4 до 0.78 в OSO5 говорят о гравитационной неустойчивости.

5. Выделены нити, по которым, вероятно, вещество вокруг массивного сгустка OSO2 аккрецирует на него.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 17-52-45020 и 18-02-00660.

Литература

1. P. André, J. Di Francesco, D. Ward-Thompson et al. // Protostars and Planets VI. 2014.

- 2. P. André, V. Revéret, V. Könyves et al. // A&A. 2016. Vol. 592.
- 3. Inutsuka S.-i., Miyama S.M. // ApJ. 1997. Vol. 480.

4. R.A. Burns, T. Handa, T. Nagayama et al. // MNRAS. 2016. Vol. 460.

5. J.H. Bieging, W.L. Peters, B. Vila Vilaro et al. // AJ. 2009. Vol. 138.

6. L.A. Chavarría, L.E. Allen, J.L. Hora et al. // ApJ. 2008. Vol. 682.

7. D.K. Ojha, M.R. Samal, A.K. Pandey et al. // ApJ. 2011. Vol. 738.

8. *M.R. Samal, D.K. Ojha, J. Jose et al.* // A&A. 2015. Vol. 581.

9. Clark P.C., Glover S.C.O. // MNRAS. 2014. Vol. 444.

- 10. S. Maret, P. Hily-Blant, J. Pety et al. // A&A. 2011. Vol. 526.
- Sault R.J., Teuben P.J., Wright M.C.H. // Astronomical Data Analysis Software and Systems IV / Ed. by R.A. Shaw, H.E. Payne, J.J.E. Hayes. – Vol. 77 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 1995.
- Joye W.A., Mandel E. // Astronomical Data Analysis Software and Systems XII / Ed. by H.E. Payne, R.I. Jedrzejewski, R.N. Hook. – Vol. 295 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2003.
- 13. D.S. Berry, K. Reinhold, T. Jenness, F. Economou // Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI / Ed. by R. A. Shaw, F. Hill, D. J. Bell. Vol. 376 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2007.
- 14. *Ott S.* // Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX / Ed. by Y. Mizumoto, K.-I. Morita, M. Ohishi. Vol. 434 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. 2010.
- 15. A. Hacar, J. Alves, M. Tafalla, J.R. Goicoechea // A&A. 2017. Vol. 602.
- 16. M.S. Kirsanova, S.V. Salii, A.M. Sobolev et al. // ArXiv e-prints. 2017.
- 17. Mangum J.G., Wootten A., Mundy L.G. // ApJ. 1992. Vol. 388.
- 18. J. Roman-Duval, J.M. Jackson, M. Heyer et al. // ApJ. 2010. Vol. 723.
- 19. F.F.S. van der Tak, J.H. Black, F.L. Schöier et al. // A&A. 2007. Vol. 468.
- 20. C. Battersby, J. Bally, A. Ginsburg et al. // A&A. 2011. Vol. 535.
- 21. R. Launhardt, A.M. Stutz, A. Schmiedeke et al. // A&A. 2013. Vol. 551.
- 22. K.K. Mallick, D.K. Ojha, M. Tamura et al. // MNRAS. 2015. Vol. 447.
- 23. Goldsmith P.F. // ApJ. 2001. Vol. 557.
- 24. T. Molyarova, V. Akimkin, D. Semenov et al. // ApJ. 2017. Vol. 849.
- 25. D. Arzoumanian, P. André, P. Didelon et al. // A&A. 2011. Vol. 529.
- 26. Hartmann L. Flows / ApJ. 2002. Vol. 578.
- 27. Stutzki J., Guesten R. // ApJ. 1990. Vol. 356.
- 28. Kauffmann J., Pillai T., Goldsmith P.F. // ApJ. 2013. Vol. 779.
- 29. P. Palmeirim, P. André, J. Kirk et al. // A&A. 2013. Vol. 550.
- 30. Zamora-Avilés M., Ballesteros-Paredes J., Hartmann L.W. // MNRAS. 2017. Vol. 472.
- 31. M. Heyer, P.F. Goldsmith, U.A. Yıldız et al. // MNRAS. 2016. Vol. 461.
- 32. M. Saajasto, M. Juvela, K. Dobashi et al. // A&A. 2017. Vol. 608.

STUDY OF THE FILAMENTARY STAR FORMING REGION

Ryabukhina O.L.^{1,2}, Zinchenko I.I.^{1,2}, Zemlyanukha P.M.¹, Sobolev A.M.³, Ladeyschikov D.A.³

¹Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia ²Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia ³Kourovka Astronomical Observatory, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Filamentary cloud in the region G192.76+00.10 has a coherent kinematic structure. The filament is gravitationally unstable, the shape of the PV diagrams can tell about filament's longitudinal collapse. The gas temperature from the ¹²CO and NH₃ lines and the dust temperature over the far infrared range are determined, the values obtained are within the range of 10–30K and are generally correlated. The column density of hydrogen is determined from the ¹³CO (2-1) and radiation in the far IR range. The values obtained lie in the range 2.1 $10^{21} - 3.4 \, 10^{22} \, \text{cm}^{-2}$. The filament width ~0.9 pc was estimated from data in the ¹³CO and ~0.5 pc in the far-infrared range, and the ratio of the filament mass to its length was $M_{\text{line}} \sim 250 \, \text{M}_{\odot}/\text{pc}$. Six clumps of increased gas concentration in the lines of the CS (2–1) dense gas tracer are identified and their physical parameters are determined. The lower estimates of the mass of clumps is in the range of 30–160 M_{\odot} , virial parameters from 0.16 to 0.78 indicate a gravitational instability. Striations are identified, according to which, probably, the material around the massive clump OSO2 accretes onto it.

MID INFRARED [NeII] AND [NeIII] AND [CII] 158 MICRON EMISSION LINE PROFILES IN AGN AND STARBURSTS

Samsonyan A.L.

Byurakan Astrophysical Observatory, Byurakan, Armenia

The sample of 382 extragalactic sources is presented that have mid-infrared, high resolution spectroscopy with the Spitzer Infrared Spectrograph (IRS) and also spectroscopy of the [CII] 158 μ m line with the Herschel Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) [Samsonyan et al, 2016]. The emission line profiles of [NeII] 12.81 μ m, [NeIII] 15.55 μ m, and [CII] 158 μ m are presented and intrinsic line widths are determined (full width half maximum of Gaussian profiles after instrumental correction). Sources are classified from AGN to starburst based on equivalent widths of the 6.2 μ m polycyclic aromatic hydrocarbon feature, for which SBs have EW(PAH 6.2 μ m) >0.4 μ m, composites have 0.1 μ m < EW(PAH 6.2 μ m) <0.4 μ m, and AGNs have EW(PAH 6.2 μ m) <0.1 μ m.

1. Introduction

Identifying and understanding the initial formation of massive galaxies and quasars in the early universe is a fundamental goal of observational cosmology. A rapidly developing capability for tracing luminosity sources to high redshifts is the observation of the [CII] 158 μ m emission line at redshifts z > 4 using ground based submillimeter interferometers [e.g. Huynh et al., 2013; Wang et al., 2013; Carilli et al., 2013; Banados et al., 2015], with detections now having been made to z = 7. This has long been known as the strongest far-infrared line in most sources, often carrying about 1% of the total source luminosity, and is thought to be associated with star formation because it should arise within the photodissociation region (PDR) surrounding starbursts [Tielens and Hollenbach, 1985; Helou et al., 2001; Malhotra et al., 2001; Meijerink et al., 2007]. The sample of 382 extragalactic sources has been analysed that have mid-infrared, high resolution spectroscopy with the Spitzer Infrared Spectrograph (IRS) and also spectroscopy of the [CII] 158 µm line with the Herschel Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS). The emission line profiles of [NeII] 12.81 µm, [NeIII] 15.55 µm, and [CII] 158 µm are studied, and intrinsic line widths are determined. All line profiles together with overlays comparing positions of PACS and IRS observations are made available in the Combined Atlas of Sources with Spitzer IRS Spectra (CASSIS: https://cassis.sirtf.com/). Sources are classified from AGN to starburst based on equivalent widths of the 6.2 µm polycyclic aromatic hydrocarbon feature. It is found that intrinsic line widths do not change among classification for [CII], with median widths of 207 km s-1 for AGN, 248 km s-1 for composites, and 233 km s-1 for starbursts. The [NeII] line widths also do not change with classification, but [NeIII] lines are progressively broader from starburst to AGN. A small number of objects with unusually broad lines or unusual redshift differences in any feature are identified.

2. Sample Selection and Data

Our sample was selected by examining abstracts of Herschel observing programs which described observations of extragalactic emission line sources and then studying archival sources from these programs to identify those for which the [CII] line was observed, either in line or range spectroscopy. Once all extragalactic sources with [CII] observations were identified, we searched for these sources in CASSIS to locate sources having high resolution IRS observations, necessary for line profile information. Below is an example of IRS high resolution spectrum of starbutst galaxy Markarian18 (Figure 1) and Herschel PACS [CII] spectrum of the same galaxy (Figure 2).



Spitzer IRS Spectrum AOR 26487808 Pointing 0 V1





Figure 2.

3. Comparisons of Line Profile Widths

Comparisons of AGN/starburst classification with intrinsic line widths are shown in Figures 3, 4, 5. The most important result is shown in Figure 3 for [CII], because a primary goal of our study is to seek any evidence that the [CII] line width is a diagnostic of AGN/starburst classification. There is no evidence of any trend, however. Line widths do not change among classification, indicating that [CII] is dominated by the starbursts within any source and not affected by the presence of an AGN [Sargsyan et al., 2012 and Sargsyan et al., 2014]. The results for [NeII] in Figure 4 show a similar result to [CII], with only a slight trend of increased widths for AGN. As anticipated, the [NeIII] FWHM in Figure 5 does show a continuous trend for increasing line widths from starbursts through AGN. The presence of the trend is independent of the adopted value for instrumental width and demonstrates that [NeIII] widths do contain some broadening from the AGN. This is additional confirmation that we should not expect similar profiles between [CII] and higher ionization features because they often arise in different physical regions of sources.



Figure 3.



Figure 4.



Figure 5.

4. Summary and Conclusion

We measure emission line profiles and redshifts for extragalactic sources observed in both [CII] 158 µm with Herschel PACS together with [NeII] 12.81 µm and [NeIII] 15.55µm observed with the high resolution Spitzer IRS. Data are presented and compared for 382 different sources. Results for [CII] and Neon are compared by locating the PACS observing spaxel that most closely corresponds to the position of the IRS slit. Intrinsic line profile widths are determined by applying empirically measured instrumental widths from observed planetary nebulae or HII regions. All [CII] and Neon line profiles together with overlays of PACS spaxels compared to IRS slits are illustrated in the CASSIS spectral atlas (http://cassis.sirtf.com/herschel). We use these results to determine if there are trends with classification as AGN or starburst, or any systematic differences among [CII] and midinfrared Neon lines. Our eventual objective is to understand in more detail what determines line widths in different galaxies. It is found that [NeII] line widths do not change with classification, but [NeIII] lines are progressively broader from starburst to AGN.

References

Banados, E., Decarli, R., Walter, F., et al. // ApJ, 2015, 805, 8.

Carilli, C. L., Riechers, D., Walter, F., et al. // ApJ, 2013, 763, 120.

Helou, G., Malhotra, S., Hollenbach, D.J., et al. // ApJ, 2001, 548, L73.

Huynh, M.T., Norris, R.P., Coppin, K.E.K., et al. // MNRAS, 2013, 431, 88.

Malhotra, S., Kaufman, M.J., Hollenbach, D., et al. // ApJ, 2001, 561, 766.

Meijerink, R., Spaans, M., and Israel, F.P. // A&A, 2007, 461, 793.

Samsonyan, A., Weedman, D., Lebouteiller, V. et al. // ApJS, 2016, 226, 11.

Sargsyan, L., Lebouteiller, V., Weedman, D., et al. // ApJ, 2012, 755, 171.

Sargsyan, L., Samsonyan, A., Lebouteiller, V. et al. // ApJ, 2014, 790, 15.

Tielens, A.G.G.M., and Hollenbach, D. // ApJ, 1985, 291, 722.

Wang, R., Wagg, J., Carilli, C.L., et al. // ApJ, 2013, 773, 44

ПРОФИЛИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ [NeII] 12.81 µm, [NeIII] 15.55 µm, [CII] 178 µm В АЯГ И В ГАЛАКТИКАХ СО ВСПЫШКОЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

Самсонян А.Л.

Бюраканская Астрофизическая Обсерватория, Бюракан, Армения

Представлена выборка из 382 внегалактических источников, которые имеют излучение в среднем инфракрасном диапазоне, высокоразрешенные спектры из инфракрасного спектрографа Спитцер (IRS), а также спектры линии [CII] 158 мкм с инструмента Herschel Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS). Представлены профили эмиссионных линий [NeII] 12.81 мкм, [NeIII] 15.55 мкм и [CII] 158 мкм, а также определены полуширины этих линий (FWHM). Используя эквивалентную ширину полициклического ароматического углеводорода на 6.2 мкм (PAH 6.2 мкм), можно сделать классификацию источников от Starburst до AGN. SB имеют EW > 0.4 мкм, композиты имеют 0.1 мкм.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ЗВЁЗД КЛАССА О

Шульман С.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Изучена связь факта обнаружения магнитного поля у звёзд спектрального класса О с другими характеристиками звезды, а именно, с галактической широтой, звёздной величиной, радиальной скоростью, собственным движением, кратностью, спектральным подклассом, классом светимости, параллаксом, скоростью вращения (v sin i) и фактором v sin i >150 км c⁻¹. Единственная обнаруженная статистически значимая зависимость — это различие классов светимости магнитных и немагнитных звёзд. Все остальные различия между магнитными и немагнитными звёздами статистически незначимы. С учётом наших предыдущих исследований и указанных в литературе критериев отбора звёзд в наблюдательные программы, мы можем заключить, что в данных присутствует существенный отбор по незначимым факторам. Следовательно, выборка звёзд с измеренными магнитными полями нерепрезентативна и возможности её интерпретации сильно ограничены.

1. Введение

Магнитные звёзды — звёзды, лежащие на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга-Ресселла в интервале спектральных классов О, В, А и F, на поверхности которых по зеемановскому расщеплению спектральных линий обнаружены крупномасштабные магнитные поля напряжённостью от нескольких сотен до десятков тысяч эрстед.

Происхождение магнитного поля этих звёзд не вполне ясно. Существует гипотеза, что оно является результатом работы динамо-механизма, как в случае Солнца [1]. Следует учитывать, что Солнце имеет внутреннее строение не такое, как у звёзд ранних спектральных классов. Кроме того, Солнце не имеет сильного регулярного крупномасштабного магнитного поля и не является магнитной звездой. Динамо-механизм в таких звёздах мало эффективен, и даже для него требуется некоторое начальное магнитное поле [2].

Более популярна гипотеза, согласно которой магнитное поле звезды является остатком поля молекулярного облака, из которого она сформировалась [3]. В рамках этой гипотезы можно объяснить большие значения магнитного поля у нейтронных звёзд при условии сохранения магнитного потока. Ряд исследователей считают, что магнитные звёзды должны чаще встречаться в плоскости Галактики, где сильнее галактическое магнитное поле.

Также существует предположение, что массивные звёзды образуются при слиянии менее массивных (~1.5 M_{\odot}) компонентов двойной системы. В рамках этой гипотезы магнитное поле формируется при слиянии двух протозвёздных объектов в момент их выхода на Главную Последовательность [4].

Для измерения величины поля находят значимый сигнал в профилях линий параметра Стокса V и усредняют по большому числу линий [5]. Из наблюдений получается усреднённая по видимому полушарию звезды проекция вектора магнитной индукции ($\langle B_Z \rangle$). Далее мы будем называть «магнитными» звёзды, у которых среднеквадратичное поле (сумма квадратов $\langle B_Z \rangle$ для каждого измерения) больше 2σ , где σ — это среднеквадратичная ошибка измерения.

Наблюдений магнитных полей для О-звёзд существует не очень много. Мы использовали данные, полученные двумя группами исследователей: немецкой группы, наблюдающей в Бонне и Потсдаме [6–8], и американской группы [9]. Магнитные поля некоторых звёзд измерены обеими группами и обработаны разными способами. Всего получилось 135 звёзд, 33 из которых оказались магнитными. Тем не менее, этого количества достаточно для проведения статистического анализа. Статистические критерии применяют и для выборок с меньшим количеством объектов.

Существует селекция наблюдений. Например, магнитные поля чаще измеряют у объектов со звёздной величиной V \leq 11.8, v sin i < 150 km/s и находящихся в плоскости галактики [10]. Мы исследуем как основные параметры звёзд, которые можно найти в литературе и параметры, по которым производится отбор звёзд в наблюдательные программы, статистически связаны с обнаружением магнитного поля, чтобы изучить, чем магнитные звёзды отличаются от немагнитных.

2. Проверка статистических гипотез

Статистическая гипотеза – предположение о виде распределения и свойствах случайной величины, которое можно подтвердить или опровергнуть применением статистических методов к данным выборки. Можно проверять равенство характерных значений выборки, принадлежность выборки к определённому распределению, значимость коэффициентов корреляции и другие важные свойства выборки.

При проверке статистических гипотез формулируется нулевая гипотеза H_0 . Это консервативная гипотеза, обычно состоящая в отсутствии различий между выборками или принадлежности выборки интересующему нас распределению. Также выдвигается альтернативная гипотеза H_1 , всегда являющаяся отрицанием нулевой. После этого проводится статистический тест, вычисляется значение соответствующего критерия и определяется p-уровень значимости, в зависимости от значения которого принимается решение, достаточно ли у нас оснований, чтобы отклонить нулевую гипотезу. p-уровень значимости – это вероятность ошибочного отклонения нулевой гипотезы. Пороговое значение, при p-уровне значимости меньшем которого, отвергают H_0 зависит от области и количества проверяемых гипотез. Мы используем p = 0.03.

В данной работе мы проверяли наличие статистически значимой взаимосвязи между наличием у звезды магнитного поля и следующими её параметрами: галактической широтой, параллаксом, звёздной величиной, радиальной скоростью, собственным движением, кратностью звезды, спектральным подклассом, классом светимости, проекционной скоростью вращения (v sin i), и фактором (v sin i >150 км/с).

Мы рассмотрели две выборки (магнитные звёзды и немагнитные), и провели сравнения характерных значений параметров звёзд в этих выборках. Для каждого фактора, принимающего более двух значений, мы сначала проверяли нормальность его распределения, использовав тест Шапиро-Уилка. Если распределения в наших выборках значимо отличаются от нормальных, мы сравнивали медианы, применяя ранговый критерий Манна-Уитни-Уилкоксона. При нормальном распределении исследуемой величины мы проверяли однородность дисперсий исследуемой величины в выборках тестом Флигнера-Килина. После этого мы сравнивали средние значения в выборках соответствующей модификацией t-критерия Стьюдента (для однородных или неоднородных дисперсий).

В тех случаях, когда у нас был бинарный фактор: кратная или одиночная звезда или v sin i >150 км/с мы составляли таблицу сопряжённости и проверяли равенство долей критерием согласия Пирсона (критерием χ^2). Проверка равенства долей является простейшим случаем проверки гипотезы о принадлежности двух выборок одному распределению.

3. Результаты

В данном разделе мы подробно рассмотрим изучение статистически значимых зависимостей наличия магнитного поля с модулем галактической широты и классом светимости. Для остальных факторов мы приведём только таблицу с результатами. Легко заметить, что доля звёзд с измеренными магнитными полями вблизи галактического экватора существенно выше, чем аналогичная доля звёзд на больших галактических широтах [11]. Возможно, это происходит потому, что исследователи полагают, что звёзды вблизи галактического экватора чаще бывают с магнитным полем, чем звёзды вдали от него. Тем не менее, это утверждение обязательно надо проверить, чтобы понять, действительно ли есть такая зависимость, или же в выборке звёзд с измеренными полями присутствует отбор по несущественному фактору, что будет очень плохим свойством выборки, существенно ограничивающим возможности для её исследования и интерпретации результатов.



Рис. 1. Нормированные гистограммы, показывающие распределения магнитных и немагнитных звёзд по модулю галактической широты. Вертикальные пунктирные линии показывают значения медиан, которые в данном случае совпали.

На рис. 1 представлены распределения магнитных и немагнитных звёзд по модулю широты. Рассмотрения модуля широты позволяет принять во внимание именно удалённость звёзд от галактического экватора, без учёта их расположения в северном или южном полушариях. Распределения звёзд по модулю галактической широты не являются нормальными: это видно и без проведения статистического теста по ярко выраженной моде на нуле. Чтобы убедиться в этом формально, можно провести тест Шапиро-Уилка и получить p-value $1.5 \cdot 10^{-8}$ и $1.5 \cdot 10^{-14}$ для магнитных и немагнитных звёзд соответственно. Эти p-value очень малы, что позволяет смело отвергнуть нулевую гипотезу «величина распределена нормально». Из-за нескольких звёзд на высоких широтах логарифмирование не сделает распределение нормальным. Поэтому мы используем ранговый критерий Манна-Уитни-Уилкоксона для сравнения медиан. В результате мы получаем p-value = 0.72. При таком p-value у нас не достаточно оснований чтобы отвергнуть гипотезу о равенстве медиан модуля галактической широты магнитных и немагнитных и логарифмирование не сделает распределение нормальным. Поэтому мы используем ранговый критерий Манна-Уитни-Уилкоксона для сравнения медиан. В результате мы получаем p-value = 0.72. При таком p-value у нас не достаточно оснований чтобы отвергнуть гипотезу о равенстве медиан модуля галактической широты магнитных и немагнитных звёзд.

На рис. 2 показаны нормированные гистограммы распределений магнитных и немагнитных звёзд по классу светимости. Оба распределения очень сильно отличаются от нормальных (p-value теста Шапиро-Уилка $5 \cdot 10^{-4}$ и $7 \cdot 10^{-10}$), поэтому мы также используем критерий Манна-Уитни-Уилкоксона для проверки равенства медиан. При этом получается p-value $8 \cdot 10^{-3}$, что позволяет отвергнуть нулевую гипотезу о равенстве медиан и заключить, что магнитные звёзды статистически значимо имеют меньший класс светимости.



Рис. 2. Нормированные гистограммы, показывающие распределения магнитных и немагнитных звёзд по классу светимости. Медианы выборок сильно различаются.

При сравнении других характерных значений в выборке мы не выявили какихлибо статистически значимых зависимостей. Поэтому мы кратко привели результаты статистического анализа в таблице 1.

Исследуемый фактор	p-value тестов Шапиро-Уилка	Характерные значения	p-value теста на равенство характерных значений
Спектральный подкласс	0.01; 10 ⁻⁸	медианы	0.37
v sin i	10-3; 10-9	медианы	0.48
Звёздная величина	0.42; 0.33	средние	(Флигнера-Килина 0.03) 0.46; 0.58
Расстояние	10 ⁻⁶ ; 10 ⁻¹⁶	медианы	0.61
Радиальная скорость движения	0.1; 0.02	медианы	0.54
		средние	(Флигнера-Килина 0.9) 0.93
Модуль собственно движения	10 ⁻⁷ ; 10 ⁻¹⁷	медианы	0.57

Таблица 1. Сравнение характерных значений магнитных и немагнитных звёзд

Из данных в приведённой выше таблице следует, что не выявлено статистически значимых различий между магнитными и немагнитными звёздами ни по одному из перечисленных в таблице факторов.

Мы дополнительно прокомментируем сравнение средних. У нас не достаточно оснований считать распределения по звёздной величине отличающимися от нормальных. При этом тест Флигнера-Килина на равенство дисперсий даёт пограничное значение p-value, которое в разных случаях могло бы быть истолковано разными способами. Тем не менее, на конечный результат не влияет, отклоним ли мы гипотезу об однородности дисперсий: для однородных дисперсий p-value t-критерия Стьюдента 0.46, а для неоднородных – 0.58. В любом случае это не даёт возможности отклонить гипотезу об их равенстве.

Распределение звёзд по радиальной скорости движения с некоторой натяжкой можно считать близким к нормальному. Поэтому мы сравнили и медианы, и средние значения (в этом случае тест Флигнера-Килина дал p-value 0.9, что точно не позволяет

отклонить гипотезу об однородности дисперсий). Оба теста показали отсутствие значимых различий между характерными значениями.

Кроме вышеперечисленных факторов мы рассмотрели два бинарных фактора: одиночная или кратная звезда и фактор v sin i > 150 км/с. Для них мы составили таблицы сопряжённости (см. таблицы 2 и 3) и применили критерий согласия Пирсона.

	Одиночные	Кратные
Магнитные	18	9
Немагнитные	60	48

Таблица 2. Таблица сопряжённости для кратности звёзд

	v sin i > 150 км/с	V sin i ≤ 150 км/с
Магнитные	4	13
Немагнитные	9	66

Таблица 3. Таблица сопряжённости для скорости вращения

Для зависимости от кратности звёзд мы получили p-value 0.41 а для зависимости от фактора v sin i > 150 км/с значение p-value 0.4. В итоге можно заключить, что эти два фактора тоже не имеют статистической значимости.

4. Заключение

Мы взяли наблюдения магнитных полей звёзд из работ [6–9] и провели анализ наличия статистически значимой зависимости наличия поля и следующих факторов: галактической широты, спектрального подкласса, класса светимости, проекционной скорости вращения, звёздной величины, расстояния, радиальной скорости движения звезды, модуля собственного движения, кратности системы и v sin i >150 км/с.

Мы получили, что существует статистически значимое различие между характерными значениями класса светимости магнитных и немагнитных звёзд. Магнитные звёзды обычно имеют меньший класс светимости, чем немагнитные.

Других статистически значимых различий не было выявлено. Это означает, что магнитные и немагнитные звёзды класса О не имеют существенных различий по всем вышеперечисленным факторам. Следует отметить, что выборка звёзд с измеренными магнитными полями нерепрезентативна и имеет отбор по нескольким параметрам, например, по галактической широте [10] и скорости вращения [9]. Статистический анализ показывает, что эти факторы не являются существенными. В результате, используя их при составлении наблюдательной программы, мы не обнаруживаем больше звёзд с сильными магнитными полями, а только портим выборку. Отбор по ряду факторов существенно ограничивает возможности интерпретации данных выборки. В результате, на данном этапе мы даже не можем интерпретировать значимость зависимости от класса светимости. Возможно, что эта зависимость действительно существует, возможно, она является результатом особенностей в обработке спектров, это может быть ошибка первого рода, связанная с количеством проверяемых гипотез (увеличение количества проверяемых гипотез при фиксированном уровне значимости увеличивает вероятность хотя бы одной ошибки первого рода). И, наконец, эта зависимость может быть следствием других зависимостей, которые не видны из-за отбора или других факторов, которые нам лишь предстоит исследовать в будущем.

Для более полного статистического анализа магнитных О-звёзд будут очень полезны измерения большего количества звёзд, которые увеличат размер изучаемой выборки и, желательно, уменьшат отбор по несущественным факторам, что сделает выборку более репрезентативной. Как следствие, мы сможем повысить чувствительность наших критериев, сократить ошибки второго рода и получить возможность для полноценной интерпретации результатов.

Литература

- 1. *R. Arlt* // Astron. Nachr, 2013, **334**, 109.
- 2. K.B. MacGregor, J.B. Cassinelli // ApJ, 2003, 586, 480.
- 3. J. Braithwaite, H.C. Spruit // Nature, 2004, 431, 819.
- 4. L. Ferrario // MNRAS, 2009, 400, L71.
- 5. J.-F. Donati, M. Semel, B.D. Carter et al. // MNRAS, 1997, 291, 658-682.
- 6. S. Hubrig, M. Schöller, N.V. Kharchenko, et al. // Astron. Astrophys., 2011, 528, A151.
- 7. S. Hubrig, M. Schöller, I. Ilyin, et al. // Astron. Astrophys., 2013, 551, A33.
- 8. M. Schöller, S. Hubrig, L. Fossati, et al. // Astron. Astrophys., 2017, 599, A66.
- 9. J.H. Grunhut, G.A. Wade, C. Neiner, et al. // MNRAS, 2017, 465, 2432.
- 10. S.V. Shulman, A.F. Kholtygin // Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, 2018, 48, 296.

STATISTICAL STUDY OF THE O-TYPE MAGNETIC STARS

Shulman S.V.

Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

We have studied connection of the O-type stars magnetic fields with other stars features. We have investigated the dependencies between the magnetic field detection and galactic latitude, parallax, magnitude, radial velocity, proper motion, multiplicity, spectral subtype, luminosity class, projected rotational velocity (v sin i), and v sin i >150 km s⁻¹. The only statistically significant revealed dependence is the difference between luminosity classes of magnetic and nonmagnetic stars. All other differences between magnetic and nonmagnetic stars are statistically insignificant.

According to our previous studies and the criteria for selecting stars of the observation programs from the literature we can conclude that there is a selection bias according to insignificant features. As a result, the sample of stars with measured magnetic fields is unrepresentative, so the interpretation of the sample properties is limited heavily.

СВЯЗЬ ГЛУБОКИХ МИНИМУМОВ UX ORI С ВОЗМУЩЕНИЯМИ В ДИСКЕ

Шульман С.Г.

Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия

Звёзды типа UX Ori демонстрируют глубокие фотометрические минимумы, сопровождаемые изменениями степени линейной поляризации. В некоторых случаях также наблюдается существенное изменение позиционного угла поляризации после прохождения минимума затмения. Такое поведение не может быть объяснено классической моделью, в которой маленькое пылевое облако закрывает звезду от наблюдателя. Мы рассматриваем крупномасштабное возмущение диска в форме горба, которое затмевает звезду и вносит существенный вклад в рассеянное излучение диска. Такой горб может заметно отклонять позиционный угол линейной поляризации в модели расширяющегося диска. Дисковый ветер, утолщающий внутренние области диска, увеличивает влияние возмущения на позиционный угол поляризации. В таком случае возможно достигнуть изменений позиционного угла на 60°. В результате, мы можем заключить, что крупномасштабное возмущение диска является возможной причиной наблюдаемой поляриметрической переменности. Хотя природа такого возмущения и его форма остаются открытыми вопросами.

Введение

Звёзды типа UX Ori — это звёзды промежуточных масс, ещё не достигшие главной последовательности со специфической формой фотометрической активности, представляющей собой последовательность глубоких спорадических ослаблений блеска до 2–3 звёздных величин продолжительностью от нескольких дней до нескольких месяцев. Падения яркости звезды сопровождаются ростом степени линейной поляризации до 5–7%, обусловленным усилением вклада рассеянного излучения протопланетного диска [1].

В большинстве случаев связь параметров поляризации с блеском звезды удается довольно точно описать в рамках консервативной модели, в которой звезда экранируется от наблюдателя пылевым облаком, ослабляющим блеск звезды, но не влияющим на рассеянное излучения диска.

В ходе наблюдений некоторых минимумов удалось обнаружить не только ослабление блеска звезды и повышение степени линейной поляризации, но и изменение позиционного угла линейной поляризации спустя некоторое время после наблюдаемого минимума. Такие изменения угла поляризации наблюдались у UX Ori [1] (см. рис. 1) и WW Vul [2]. Подобное изменение говорит о крупномасштабных долгоживущих структурах в диске и не может быть объяснено в рамках консервативной модели. В данной работе мы моделируем затмения звезды типа UX Ori крупномасштабным возмущением диска.

Метод вычислений

Мы рассчитываем перенос излучения в среде разработанным нами методом перебора направлений по сетке (DGEM), предложенный в работе [3]. Также как и метод Монте-Карло, DGEM основан на моделировании траекторий отдельных пучков фотонов. Однако, вместо случайных пучков фотонов, мы рассматриваем пучки фотонов с определёнными дискретными значениями параметров. В рассматриваемой задаче этими параметрами являются направление распространения пучка фотонов и оптическая толщина, после прохождения которой произойдёт рассеяние. Направление распространения пучка фотонов выбирается по сетке направлений, содержащей набор приблизи-
тельно равномерно распределённых в пространстве направлений с весами, компенсирующими мелкие неоднородности сетки. В каждом направлении из сетки испускается несколько фотонов, рассеивающихся после прохождения вещества с разной оптической толщиной. Для оптической толщины, используется логарифмическая шкала, что позволяет всем пучкам фотонов, испущенным в данном направлении, иметь равные статистические веса.

Использование описанного подхода к созданию пучков фотонов позволяет избежать необходимости сбора статистики случайных реализаций и эффективно построить процесс вычисления пучков фотонов с близкими параметрами. Рассеявшееся излучение оказывается быстрее моделировать методом Монте-Карло. В результате, в задачах моделирования переноса излучения в околозвёздных дисках использование комбинации DGEM и метода Монте-Карло оказывается заметно эффективнее, чем применение только метода Монте-Карло.





Рис. 1. Кривая блеска в полосе V и параметры линейной поляризации UX Ori с 1986 по 1992 годы по данным [1].

Параметры рассеяний

При рассмотрении рассеяния излучения на пыли мы использовали индикатрису рассеяния Хеньи-Гринштейна [4], дополненную уравнениями для описания поляризации [5]. Тогда для описания рассеяния пылью проходящего через неё излучения нужно задать шесть параметров. Мы использовали коэффициент поглощения 250 см²г⁻¹, вероятность выживания фотона 0.4, параметр анизотропии индикатрисы рассеяния 0.41, максимальную линейную поляризацию (поляризацию при рассеянии под прямым углом) 0.51, максимальную круговую поляризацию 0.0 и коэффициент скоса равный 1.

Модель диска

Следуя работам [6–7], мы рассматриваем расширяющийся диск, плотность которого в декартовой системе координат с центром в звезде и осями Ox и Oy в плоскости диска описывается формулами

$$\rho(x, y, z) = \begin{cases} \rho_0 \left(\frac{R_0}{r}\right)^{\alpha} exp\left[\frac{-1}{2}\left(\frac{z}{h(r)}\right)^2\right], R_i \leq r \leq R_d, \\ 0, otherwise \end{cases}$$
(1)

$$h(r) = h_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{\beta},\tag{2}$$

здесь $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – расстояние в плоскости диска, h(r) – высота диска, определяющая скорость убывания плотности в вертикальном направлении, R_i и R_d – внутренний и внешний радиусы диска, ρ_0 и h_0 плотность и высота диска на расстоянии R_0 от звезды, α – радиальный показатель плотности и β – степень расширения диска.

Опираясь на работы [6, 8] мы приняли следующие параметры диска: $R_i = 0.46$ а.е., $R_d = 26$ а.е., $h_0 = 0.035$ а.е. при $R_0 = 1$ а.е., $\alpha = 2.25$ и $\beta = 1.25$. Плотность диска на расстоянии R_0 от звезды определяется по его массе, которую мы считали равной 0.6 масс Солнца.

Возмущение диска

Мы рассматривали простую форму возмущения диска, основанную на изменении высоты диска. Добавка к высоте диска имеет форму гауссианы, что позволяет малым числом параметров описать положение и форму возмущения, похожего на горб. Для высоты возмущённого диска вместо формулы (2) мы используем

$$h(x,y) = h_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^{\beta} \left[1 + \frac{h_{hump}}{\sigma\sqrt{2\pi}} exp\left(-\frac{\left(x - r_{hump}\right)^2 + y^2}{2\sigma^2}\right) \right],\tag{3}$$

здесь r_{hump} – расстояние от звезды, на котором находится центр возмущения диска, при этом мы считаем, что центр возмущения всегда лежит на оси *Оу*. Диск без учёта возмущения симметричный, поэтому не имеет смысла описывать положение возмущения двумя параметрами. h_{hump} – относительная высота возмущения диска и σ – параметр, характеризующий протяжённость возмущения.

Дисковый ветер

Дисковый ветер – это один из возможных механизмов получения утолщения в центральной области диска, которое необходимо для объяснения инфракрасных избытков в спектрах звёзд типа UX Ori. В нашей задаче строение внутренних областей диска играет существенную роль, поэтому мы рассматривали диск с ветром.

Мы использовали ветер из статей [9–10], поскольку он имеет простую и удобную для вычислений аппроксимацию. Плотность дискового ветра задаётся соотношением

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-3/2} \eta(\chi),\tag{4}$$

где ρ_0 – это плотность ветра на расстоянии r_0 от звезды, $\eta = z/r$ – безразмерная высота над плоскостью диска, а $\eta(\chi)$ – функция, получаемая как решение магнитогазодинамических уравнений, для которой в работах [9–10] есть аналитическая аппроксимация и даны параметры для шести моделей ветра, которые можно использовать при моделировании затмений звезды возмущением диска. Для краткости изложения мы опустим аппроксимацию для $\eta(\chi)$ и таблицу с коэффициентами.

Плотность ветра ρ_0 в первую очередь зависит от темпа истечения вещества. Основываясь на данных из работы [11], мы можем считать, что темп аккреции вещества у звёзд Ае/Ве Хербига находится в пределах от 10⁻⁵ до 10⁻⁹ масс Солнца в год. Причём для UX Ori и WW Vul его оценивают в 6.6 \cdot 10⁻⁸ и 4.2 \cdot 10⁻⁷ масс Солнца в год соответственно. Обычно темп истечения вещества полагают примерно на один порядок меньше темпа аккреции. Иногда используются и более низкие значения темпа истечения вещества.

Также как и для диска, для ветра имеет смысл рассматривать его возмущения. Сильные возмущения ветра представляются более естественными, чем высокие горбы в самом диске. Нестабильность аккреции и сопутствующая ей нестабильность истечения вещества характерны для молодых звёзд, приближающихся в своей эволюции к главной последовательности.

Результаты моделирования

Мы провели моделирование кривых блеска для различных параметров возмущения диска, различных моделей дискового ветра и возмущений дискового ветра.

Мы получили, что при возмущениях расширяющегося диска нельзя получить наблюдаемые изменения позиционного угла линейной поляризации: излучения диска преимущественно поляризовано перпендикулярно плоскости диска. Это состояние оказывается весьма устойчиво к возмущениям, хотя и удаётся отклонить позиционный угол линейной поляризации на 10–20°.



Рис. 2. Модельные кривые блеска в полосе V и параметры линейной поляризации для моделей возмущённого диска без ветра. По оси абсцисс отложен угол в плоскости диска с вершиной в звезде между направлением на центр возмущения и направлением на наблюдателя. Параметры моделей даны в таблице 1.

Таблица 1. Параметры возмущений диска.

«Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове» № 226

	$ heta_{observer}$	<i>r_{hump}</i> , a.e.	h_{hump}	σ
Model 1	68°	5	2	1
Model 2	68°	5	5	1
Model 3	68°	5	10	2
Model 4	68°	1	2	0.3
Model 5	68°	0.5	2	0.05
Model 6	69°	1	2	0.3
Model 7	70°	1	2	0.3

На рис. 2 представлены модельные кривые блеска для диска с возмущениями, описанными в таблице 1. Представленная на графике величина *F* – это освещённость, создаваемая звездой на расстоянии 1 а.е., выраженная в единицах светимости звезды.

Следует отметить, что на кривую блеска кроме характеристик возмущения сильно влияет и угол между осью диска и направлением на наблюдателя. При увеличении этого угла изменение освещённости и степени поляризации становится меньше, а изменение позиционного угла может стать больше. При разных параметрах возмущения возможны отклонения позиционного угла поляризации в разные стороны, причём возможно отклонение сначала в одну сторону, а потом в другую, по мере смещения возмущения относительно наблюдателя.

Степень линейной поляризации может иметь сложную зависимость от фазы: в минимуме блеска она максимальна, затем убывает, а потом, когда угол $\phi_{obs} > 90^{\circ}$, снова растёт из-за того, что горб перестаёт быть скрыт от нас диском и вносит больший вклад в излучение диска.

На рис. 3 показаны модельные кривые блеска для невозмущённого диска с возмущённым ветром. Плотный ветер существенно утолщает диск, диск перестаёт быть тонким и поляризация перпендикулярно плоскости диска перестаёт быть так сильно выражена. При очень сильном ветре позиционный угол линейной поляризации поворачивается на 90° и излучение становится поляризовано вдоль плоскости диска, что наблюдается у многих молодых звёзд. Очевидно, существует промежуточное состояние, когда возмущение диска может очень сильно изменять позиционный угол поляризации. На рис. 3. есть график с изменением угла поляризации на 50°, что можно считать очень сильным отклонением, схожим по амплитуде с тем, что наблюдалось у UX Ori и WW Vul.

По уже полученным модельным кривым блеска становится ясно, что сильное изменение позиционного угла линейной поляризации через некоторое время после затмения (или до него) может произойти только при удачном соотношении параметров диска и возмущения в нём. Если утолщение диска будет недостаточным, возмущение будет иметь малую амплитуду или произойдёт далеко от звезды, изменение позиционного угла будет в пределах $10-20^{\circ}$. Это согласуется с тем, что обсуждаемое явление было обнаружено только в нескольких глубоких минимумах звёзд типа UX Ori.

В данной работе мы пока не рассматривали случай, когда возмущёнными являются одновременно и диск, и дисковый ветер. Такой вариант также представляется нам возможным: сильное возмущение диска должно влиять и на дисковый ветер.



Рис. 3. Модельные кривые блеска для моделей диска с ветром. Во всех моделях диск не имеет возмущения, а возмущения ветра имеют одинаковую форму и расположены на расстоянии 0.5 а.е. от звезды на внутреннем краю диска. Слева показаны результаты для разных моделей ветра (см. работы [9–10]) и темпа истечения вещества $2 \cdot 10^{-8}$ масс Солнца в год. Справа приведены результаты для модели ветра С и различных темпов истечения вещества, указанных в легенде в массах Солнца в год.

Заключение

Мы рассмотрели модельные кривые блеска для затмений звёзд типа UX Ori крупномасштабным возмущением диска. В модели с тонким расширяющимся диском удаётся добиться изменения позиционного угла поляризации на $10-20^{\circ}$, что заметно меньше наблюдавшихся у UX Ori и WW Vul изменений. В модели с возмущённым дисковым ветром, утолщающим центральные области диска, было получено изменение позиционного угла на 50° . При этом есть основания полагать, что можно добиться и больших изменений.

Сильное изменение позиционного угла поляризации получается только при удачном сочетании параметров дискового ветра и возмущения, что согласуется с тем, что обсуждаемое изменение позиционного угла после затмения наблюдается редко.

Мы пока не рассматривали вариант возмущённого диска с возмущённым ветром. В такой постановке у задачи оказывается очень много свободных параметров и требуется эффективный подход к их подбору. Физическая природа возмущений диска также не до конца ясна, хотя в модели с ветром возмущения могут быть объяснены нестабильностью аккреции на звезду.

Литература

- 1. *V.P. Grinin* // ASP Conf. Ser., 1994, **62**, 63.
- 2. В.П. Гринин, Н.Н. Киселёв, Н.К. Миникулов и Г.П. Чернова // ПАЖ, 1988, 14, 219.
- 3. S.G. Shulman // Astronomy and Computing, 2018, 24, 104.
- 4. L.G. Henyey and J.L. Greenstein // The Astrophysical Journal, 1941, 93, 70.
- 5. R.L. White // The Astrophysical Journal, 1979, 229, 954.
- 6. P.S. Teixeira, C.J. Lada, K. Wood, et al. // The Astrophysical Journal, 2009, 700, 454.

- 7. *T. Robitaille* // Astronomy and Astrophysics, 2011, **536**, A79.
- 8. A. Kreplin, D. Madlener, L. Chen, et al. // Astronomy and Astrophysics, 2016, 590, A96.
- 9. *P.N. Safier* // The Astrophysical Journal, 1993, **408**, 115.
- 10. P.N. Safier // The Astrophysical Journal, 1993, 408, 148.
- 11. P.W. Cauley and C.M. Johns-Krull // The Astrophysical Journal, 2015, 810, 5.

CONNECTION OF UX ORI DEEP MINIMUMS WITH DISK PERTURBATIONS

Shulman S.G.

Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

UX Ori type stars have deep photometric minimums accompanied by linear polarization degree changes. In some cases there is a significant change of the polarization position angle after the minimum. This can not be explained by a classical model of small dust cloud crossing the line of sight. We consider large scale disk perturbations in the form of a hump which can eclipse the star and then make a significant contribution to the scattered radiation of the disk. Such hump can significantly alter the position angle of linear polarization in the model with the flared disk. A disk wind makes inner regions of the disk thicker, which increases the influence of the disturbance on the linear polarization position angle. In this case it is even possible to have a change in the position angle of about 60 degrees. As a result, we can conclude that a large disk perturbation is a possible reason for the observed polarization changes. Although the nature of this perturbation and its exact form still remain open questions.

СПИСОК АВТОРОВ

Abrahamyan H.V. 5, 52 Бакланов П.В. 46 Блинников С.И. 46 Борман Г.А. 46 Варивода В.В. 11 Гришина Т.С. 46 Гупта Р. 11 Захарченко В.Д. 32 Землянуха П.М. 86 Зинченко И.И. 86 Ильин В.Б. 11 Князев А.Ю. 77 Коваленко И.Г. 32 Королькова О.А. 20 Кузнецов Э.Д. 71 Куликова А.М. 27 Кушталь Г.И. 35 Ладейщиков Д.А. 86 Левчук Ю.А. 32 Лоптева Л.С. 35 Mickaelian A.M. 5, 52 Mikayelyan G. 52 Mikayelyan G.A. 5 Моисеев А.В. 65 Никифорова А.А. 46 Опарин Д.В. 65 Paronyan G.M. 5, 52 Перепелицын А.Е. 65 Перминов А.С. 71 Прокопьева М.С. 11 Прошин В.А. 35 Прошина И.С. 77 Рябухина О.Л. 86 Савченко С.С. 46 Samsonyan A.L. 98 Сен А.К. 11 Сильченко О.К. 77 Скоморовский В.И. 35 Соболев А.М. 86 Трифонов В.Д. 35 Троицкая Ю.В. 46 Троицкий И.С. 46 Фирстов С.В. 35 Химич В.А. 35 Чупраков С.А. 35 Шульман С.В. 102 Шульман С.Г. 108