

СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 5, 2021

Спектроскопическое определение красных смещений выборки далеких квазаров обсерватории СРГ по наблюдениям на РТТ-150. II

И. Ф. Бикмаев, Э. Н. Иртуганов, Е. А. Николаева, Н. А. Сахибуллин, Р. И. Гумеров, А. С. Склянов, М. В. Глушков, И. М. Хамитов, В. Д. Борисов, Р. А. Буренин, И. А. Зазнобин, Р. А. Кривонос, А. Р. Ляпин, П. С. Медведев, А. В. Мещеряков, С. Ю. Сазонов, Р. А. Сюняев, Г. А. Хорунжев, М. Р. Гильфанов

311

Сверхновая типа II-P SN 2018aоq в NGC 4151: кривые блеска, модели и расстояние

Д. Ю. Цветков, Н. Н. Павлюк, О. В. Возякова, Н. И. Шатский, А. М. Татарников, А. А. Никифорова, П. В. Бакланов, С. И. Блинников, М. Г. Ушакова, Е. Г. Ларионова, Г. А. Борман

325

Определение характеристик Lap 30 по оптическим наблюдениям

Н. Р. Дёминова, В. В. Шиманский, Н. В. Борисов, М. М. Габдеев

342

Резонансные орбиты в задаче расширения достижимых областей посадки на поверхности Венеры

Н. А. Эйсмонт, Р. Р. Назиров, К. С. Федяев, В. А. Зубко, А. А. Беляев, Л. В. Засова, Д. А. Горинов, А. В. Симонов

352

Dynamical Substitutes and Energy Surfaces in the Bicircular Sun-Earth-Moon System

A. K. Pal, E. I. Abouelmagd

368

Об эволюции орбит в фотогравитационной круговой задаче трех тел. Внутренняя задача

А. В. Доброславский, П. С. Красильников

369

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ ВЫБОРКИ ДАЛЕКИХ КВАЗАРОВ ОБСЕРВАТОРИИ СРГ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РТТ-150. II

© 2021 г. И. Ф. Бикмаев^{1,2*}, Э. Н. Иртуганов^{1,2}, Е. А. Николаева^{1,2}, Н. А. Сахибуллин^{1,2},
Р. И. Гумеров^{1,2}, А. С. Склянов^{1,2}, М. В. Глушков^{1,2}, И. М. Хамитов^{3,1}, В. Д. Борисов^{4,5},
Р. А. Буренин⁴, И. А. Зазнобин⁴, Р. А. Кривонос⁴, А. Р. Ляпин⁴, П. С. Медведев⁴,
А. В. Мещеряков^{4,1}, С. Ю. Сазонов⁴, Р. А. Сюняев^{4,6}, Г. А. Хорунжев⁴, М. Р. Гильфанов^{4,6}

¹Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

²Академия наук РТ, Казань, Россия

³Государственная обсерватория ТУБИТАК, Анталья, Турция

⁴Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

⁵Факультет вычислительной математики и кибернетики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁶Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 29.03.2021 г.

После доработки 30.03.2021 г.; принята к публикации 30.03.2021 г.

Приведены результаты спектроскопических наблюдений на 1.5-м Российско-Турецком телескопе очередной группы 12 рентгеновских источников, открытых телескопом eРОЗИТА космической обсерватории СРГ и идентифицированных системой машинного обучения SRGz в качестве кандидатов в далекие рентгеновские квазары. 10 объектов подтверждены как квазары на красных смещениях $z = 2.6 - 3.2$, а два источника оказались активными ядрами галактик (АЯГ) на красных смещениях $z = 0.42$ и $z = 1.02$.

Ключевые слова: квазары, активные ядра галактик, спектроскопия, СРГ, eРОЗИТА, РТТ-150.

DOI: 10.31857/S0320010821050028

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является продолжением статьи (Бикмаев и др., 2020), в которой были приведены результаты первых спектроскопических определений красных смещений на 1.5-м Российско-Турецком телескопе (РТТ-150) для семи далеких рентгеновских квазаров, обнаруженных телескопом eРОЗИТА обсерватории “Спектр–Рентген–Гамма” (далее СРГ) в конце 2019–начале 2020 г. Рентгеновская обсерватория СРГ (Сюняев и др., 2021), запущенная 13 июля 2019 г., успешно работает на орбите вокруг точки Лагранжа L2 системы Солнце–Земля в режиме сканирования всего неба. Основная цель обсерватории — обзор всего неба в широком диапазоне энергий 0.3–30 кэВ продолжительностью 4 года. К середине декабря 2020 г. были завершены первые два обзора неба, в настоящее время продолжается третий

обзор. В состав обсерватории входят два рентгеновских телескопа с оптикой косоугольного падения: СРГ/eРОЗИТА, работающий в диапазоне 0.3–10 кэВ (Предел и др., 2021) и СРГ/АРТ-ХС им. М.Н. Павлинского, диапазон 5–30 кэВ (Павлинский и др., 2021). В результате первого обзора неба телескоп СРГ/eРОЗИТА зарегистрировал более миллиона рентгеновских источников, большинство из которых являются АЯГ и квазарами. Для идентификации, классификации и фотометрической оценки красных смещений объектов на основе имеющихся архивов обширных фотометрических и спектроскопических обзоров неба, таких как DESI Legacy Imaging Surveys (DESI LIS, Дей и др., 2019), Pan-STARRS (Чамберс и др., 2016), SDSS (Ахумада и др., 2020), BASS (Зоу и др., 2019), LAMOST (Яо и др., 2019), в рабочей группе по поиску рентгеновских источников, их отождествлению и составлению каталога по данным телескопа eРОЗИТА российского консорциума СРГ/eРОЗИТА создана система машинного

*Электронный адрес: ibikmaev@yandex.ru

Таблица 1. Рентгеновские свойства источников

№	Название	F_x 10^{-14} , эрг/с/см ²	δF_x 10^{-14} , эрг/с/см ²	C отсчеты	δC отсчеты	R_{98} угл. сек	R угл. сек
1	SRGe J150554.3+033356	10.28	1.73	42.4	7.2	5.5	4.3
2	SRGe J164156.3+625136	1.51	0.34	26.5	6.0	6.4	0.9
3	SRGe J164438.9+635932	1.35	0.33	24.2	6.0	6.8	1.6
4	SRGe J170939.1+612821	1.17	0.24	34.8	7.2	7.9	1.3
5	SRGe J172350.0+640905	0.76	0.17	35.4	7.9	7.3	4.2
6	SRGe J172545.3+632000	1.87	0.24	84.1	10.8	4.7	0.6
7	SRGe J173623.1+653639	0.90	0.14	63.2	10.0	5.4	1.1
8	SRGe J173630.8+642309	0.87	0.15	56.8	9.8	6.0	1.7
9	SRGe J174549.8+663115	0.88	0.13	85.5	12.3	5.9	1.1
10	SRGe J220203.3+703852	1.16	0.39	12.3	4.2	10.0	7.4
11	SRGe J225303.3+325244	7.03	1.73	21.2	5.2	6.9	2.6
12	SRGe J231133.4+295306	6.45	1.49	23.4	5.4	7.6	4.2

Примечание. F_x и δF_x — поток в диапазоне 0.3–2 кэВ и погрешность; C и δC — отсчеты от источника (за вычетом уровня фона) в диапазоне 0.3–2 кэВ и погрешность; R_{98} — радиус 98% круга ошибок рентгеновского источника; R — расстояние до оптического компаньона.

обучения SRGz (Мещеряков и др., 2021). Первыми результатами применения SRGz к данным ePO-ZITы стали списки кандидатов в далекие рентгеновские квазары ($z \gtrsim 3-4$), составленные по итогам проверочных наблюдений области Дыры Локмана и первого обзора неба обсерватории SRG. В результате первых спектроскопических наблюдений кандидатов, отобранных системой SRGz, была подтверждена природа далеких рентгеновских квазаров на $z \sim 4$, и исследованы более близкие квазары на $z \sim 1-3$, обнаруженные в поле Дыры Локмана. Оптическая спектроскопия этих источников производилась на 1.6-м телескопе АЗТ-33ИК Саянской обсерватории (Хорунжев и др., 2020), 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ (Додин и др., 2020) и 1.5-м Российско-Турецком телескопе РТТ-150 (Бикмаев и др., 2020).

В данной работе приводятся результаты оптической спектроскопии на 1.5-м Российско-Турецком телескопе РТТ-150 группы из 12 объектов из списков кандидатов в далекие квазары, полученных системой машинного обучения SRGz.

Наблюдения проводились в квоте времени Казанского федерального университета.

РЕНТГЕНОВСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ТЕЛЕСКОПА ePOЗИТА

Рентгеновские данные, представленные в данной статье, были получены телескопом SRG/ePOЗИТА по итогам первых двух обзоров неба, проведенных в период с декабря 2019 г. по декабрь 2020 г. Калибровка данных телескопа ePOЗИТА, создание карт неба, детектирование и характеристика источников производились при помощи программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом SRG/ePOЗИТА, и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом SRG/ePOЗИТА. При обработке данных использовались результаты наземных предполетных калибровок, а также летных калибровочных наблюдений, выполненных в октябре–ноябре 2019 г.

Каталоги рентгеновских источников, зарегистрированных в ходе сканирования неба, кросс-коррелировались с набором фотометрических и спектроскопических каталогов и затем подавались на вход системы SRGz для отождествления, классификации и определения фотометрических красных смещений, как описано ранее в статьях (Мещеряков и др., 2018; Бикмаев и др., 2020).

Таблица 2. Фотометрическое красное смещение SRGz для оптических объектов со звездной величиной $r < 23.2$ (5σ чувствительность 3π обзора Рап-STARRS1 DR2) в области локализации $R < R_{98}$ для 12 рентгеновских источников СРГ/еРОЗИТА

№	Источник еРОЗИТА	Оптический кандидат					SRGz	
		$R, ''$	α_{opt}, deg	δ_{opt}, deg	r, mag	π_{EDR3}, mas	z_{ph}	$zConf$
1	SRGe J150554.3+033356	4.29	226.477275	3.566199	19.47	$-0.06^{\pm 0.57}$	$3.21^{+0.08}_{-0.27}$	0.73
2	SRGe J164156.3+625136	0.87	250.483983	62.859877	18.95	$0.05^{\pm 0.15}$	$3.14^{+0.10}_{-0.09}$	0.99
3	SRGe J164438.9+635932	1.58	251.163144	63.992046	20.14	$-0.39^{\pm 0.39}$	$3.07^{+0.09}_{-0.22}$	0.77
		5.27	251.159378	63.991429	20.46		$0.27^{+1.87}_{-0.14}$	0.13
4	SRGe J170939.1+612821	1.28	257.412458	61.472199	19.82	$-0.23^{\pm 0.30}$	$3.00^{+0.14}_{-0.08}$	0.95
5	SRGe J172350.0+640905	4.23	260.957655	64.150244	20.15	$0.56^{\pm 0.48}$	$3.03^{+0.06}_{-0.07}$	0.99
6	SRGe J172545.3+632000	0.56	261.438992	63.333250	20.58	$0.24^{\pm 0.49}$	$2.57^{+0.40}_{-0.70}$	0.38
7	SRGe J173623.1+653639	1.10	264.097096	65.610742	20.34	$0.01^{\pm 0.46}$	$2.54^{+0.24}_{-0.13}$	0.67
8	SRGe J173630.8+642309	1.74	264.127506	64.385642	18.80	$-0.12^{\pm 0.15}$	$3.19^{+0.056}_{-0.12}$	1.00
9	SRGe J174549.8+663115	1.09	266.456887	66.520726	19.86	$0.18^{\pm 0.28}$	$3.01^{+0.09}_{-0.17}$	0.86
10	SRGe J220203.3+703852	7.40	330.513486	70.649699	20.96	$-0.15^{\pm 1.05}$	$1.61^{+1.12}_{-0.87}$	0.15
		8.03	330.516545	70.649643	22.36		$0.81^{+0.43}_{-0.12}$	0.43
		9.54	330.510856	70.650138	19.22	$-0.14^{\pm 0.19}$	$2.14^{+0.43}_{-1.22}$	0.23
11	SRGe J225303.3+325244	2.62	343.263398	32.879694	17.62	$0.18^{\pm 0.09}$	$2.88^{+0.13}_{-0.08}$	0.92
12	SRGe J231133.4+295306	4.20	347.890402	29.884713	17.92	$0.14^{\pm 0.11}$	$3.10^{+0.10}_{-0.22}$	0.79

Примечание. Фотометрические измерения SRGz: z_{phot} — фотометрическая оценка красного смещения и соответствующая 1σ погрешность, $zConf$ — достоверность photo-z, характеризующая вероятность найти спектральное красное смещение в интервале $z_{ph} \pm 0.06 \times (1 + z_{ph})$. Измерение годичного параллакса — по данным GAIA EDR3. Звездные величины оптических кандидатов приведены по данным DESI LIS (за исключением № 10, для которого использован Рап-STARRS1). Жирным шрифтом отмечено фотометрическое красное смещение оптических кандидатов, для которых в дальнейшем проводились спектроскопические наблюдения.

Для всех рентгеновских источников из первого годового обзора еРОЗИТА были идентифицированы возможные оптические кандидаты в кружке $R < R_{98}$ (98% вероятности найти оптический компаньон для соответствующего рентгеновского объекта) и ярче 23.2 звездной величины в полосе r (5σ чувствительность 3π обзора Рап-STARRS1 DR2), и получены для них прогнозы фотометрических красных смещений при помощи SRGz.

Для данной работы были (случайно) отобраны 12 рентгеновских источников еРОЗИТА (их рентгеновские свойства описаны в табл. 1), имеющих в кружке $R < R_{98}$ оптический источник с фотометрическим красным смещением $z_{ph} > 2.0$ (см. табл. 2) и не являющийся звездой по данным GAIA EDR3. Достоверность измерения photo-z для всех

оптических кандидатов (кроме № 10) была высокой: $zConf > 0.65$ (табл. 2). За исключением рентгеновских источников № 3 и № 10, у всех остальных выбранных рентгеновских источников в радиусе $R < R_{98}$ имеется только 1 оптический компаньон. В случае рентгеновского объекта № 10 в его области локализации находятся 3 оптических источника с большой неопределенностью прогнозов photo-z ($zConf < 0.45$). Мы оставили данный источник в выборке в качестве примера похожих объектов, по которым SRGz не дает однозначной идентификации. Рентгеновские изображения телескопа еРОЗИТА указанных источников показаны на левых панелях рис. 1–12, а их оптическая локализация на изображениях из архива Рап-STARRS — на правых панелях рис. 1–12.

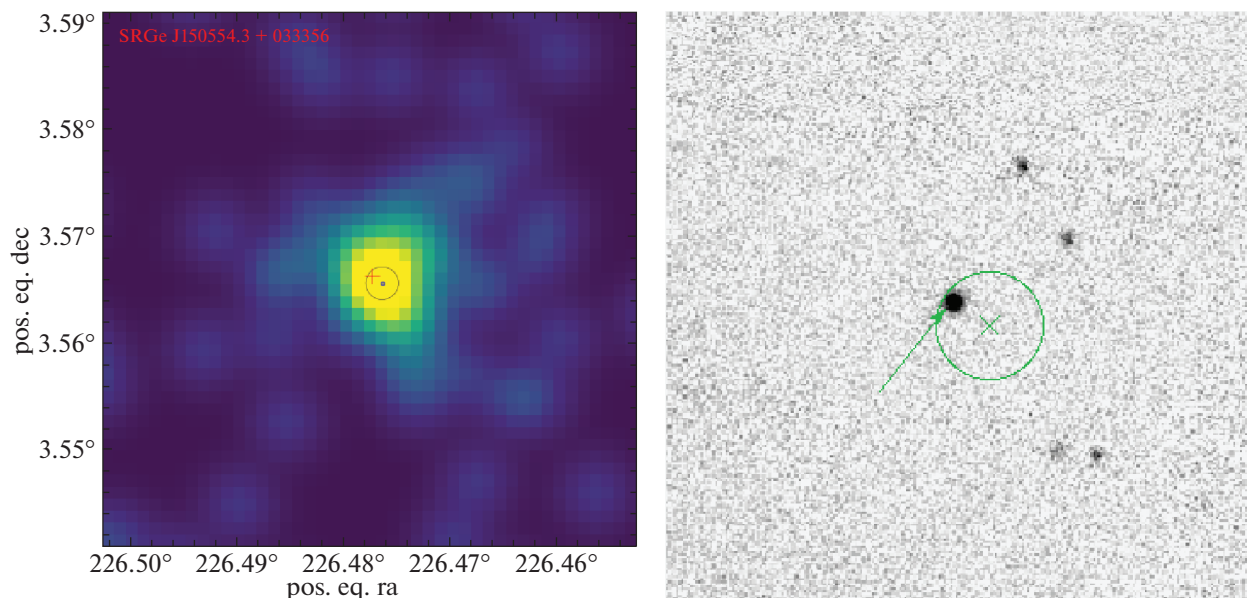


Рис. 1. Слева показано изображение источника SRGeJ150554.3+033356 в рентгеновском диапазоне 0.3–2.0 кэВ, справа — изображение его оптического компаньона в фильтре g из обзора Pan-STARRS. На левой панели маленьким кружком указано положение рентгеновского источника, красный крест показывает положение его оптического компаньона. На правой панели крестом указано положение рентгеновского источника, а стрелка указывает на положение его оптического компаньона. На обеих панелях центр окружности совпадает с положением рентгеновского источника, а ее радиус соответствует размеру области 98% ошибки на локализацию источника. Размер рентгеновского изображения составляет 3×3 угл. мин, оптического — 1×1 угл. мин.

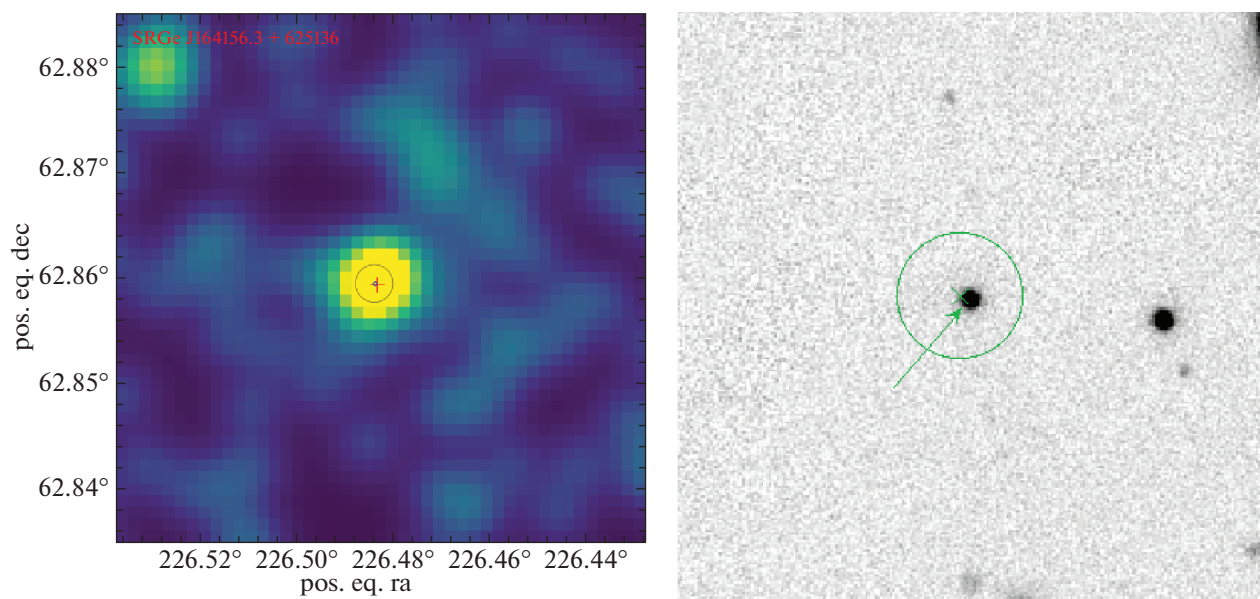


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для для источника SRGe J164156.3+625136.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КАНДИДАТОВ В ДАЛЕКИЕ КВАЗАРЫ ИЗ ОБЗОРОВ SRG/eROZITA НА ТЕЛЕСКОПЕ РТТ-150

Спектроскопические наблюдения кандидатов в далекие рентгеновские квазары, зарегистрированных телескопом SRG/eROZITA и выявленных

с помощью системы SRGz, были выполнены на 1.5-м Российско-Турецком телескопе (РТТ-150) в квоте времени Казанского федерального университета в периоды, близкие к фазам новолуния, в июне–ноябре 2020 г.

В наблюдениях использовался прибор ТФОСК, оснащенный в 2019 г. новой высокочувствительной

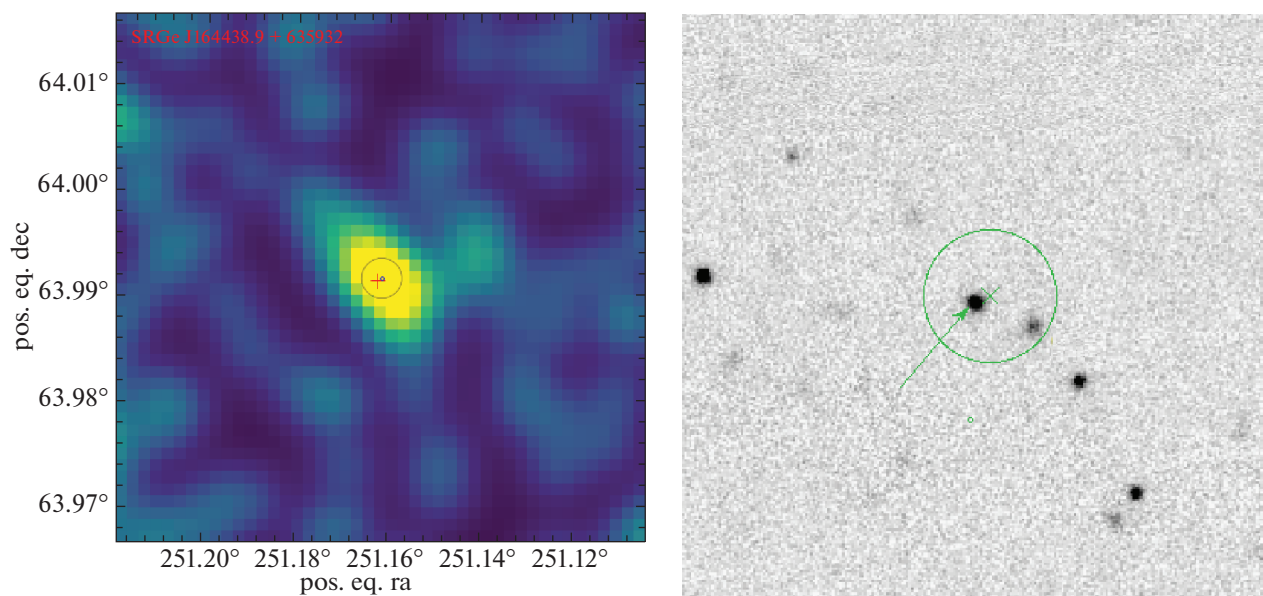


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J164438.9+635932.

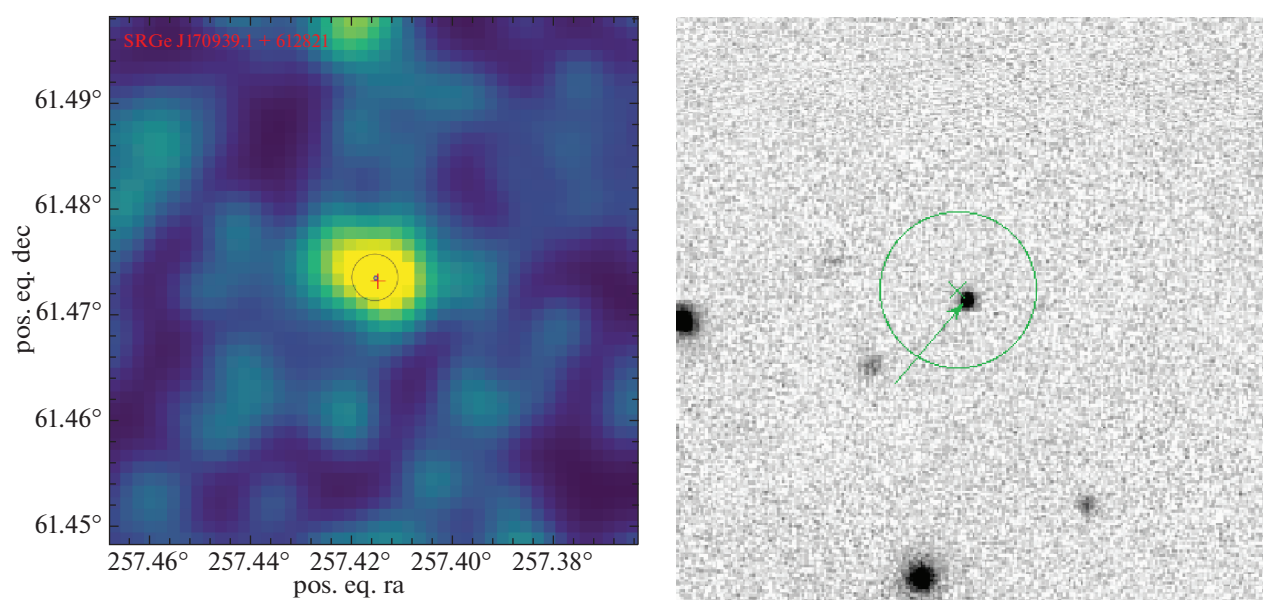


Рис. 4. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J170939.1+612821.

матрицей фирмы ANDOR (модель *DZ936N*) с чипом *BEX2 – DD*¹ формата 2048×2048 пикселей размером $13.5 \mu\text{м}$, с охлаждением -80°C . Использовалась гризма 15 с входной щелью 0.134 мм (2.4 угл. сек), позволяющая регистрировать спектр в диапазоне $\lambda 3800\text{--}8880 \text{ \AA}$ со спектральным разрешением 15 \AA . Для каждого объекта получалось в среднем по 3 спектра с экспозициями по 1800 с каждый. Детали наблюдений приведены в табл. 3.

¹ <https://andor.oxinst.com/products/ikon-x1-and-ikon-large-ccd-series/ikon-1-936>

Спектроскопическая обработка была выполнена с помощью пакета программ IRAF. Были проведены все необходимые процедуры обработки — вычитание тока смещения (байес), чистка спектральных изображений от следов космических частиц (использовался алгоритм LAcosmic (ван Доккум, 2001), построение дисперсионной кривой с использованием спектра лампы полого катода FeAg, экстрагирование одномерного спектра с параллельным вычитанием спектра фона неба. Отдельные спектры суммировались. Для увеличения отношения сигнал/шум суммарные спектры

Таблица 3. Журнал наблюдений и полученные спектроскопические красные смещения

N	Название	R.A.	Dec	Дата	t_{exp}	r	z_{sp}	Тип
1	SRGe J150554.3+033356	15 05 54.55	+03 33 58.3	20.06.2020	2×1800	19.47	1.02	AGN
				21.06.2020	2×1800			
2	SRGe J164156.3+625136	16 41 56.16	+62 51 35.6	20.06.2020	3×1800	18.95	3.15	QSO
3	SRGe J164438.9+635932	16 44 39.15	+63 59 31.4	21.06.2020	3×1800	20.14	2.97	QSO
4	SRGe J170939.1+612821	17 09 38.99	+61 28 19.9	11.07.2020	3×1800	19.82	3.01	QSO
5	SRGe J172350.0+640905	17 23 49.84	+64 09 00.9	10.07.2020	3×1800	20.15	2.99	QSO
6	SRGe J172545.3+632000	17 25 45.36	+63 19 59.7	12.07.2020	3×1800	20.58	2.78	QSO
7	SRGe J173623.1+653639	17 36 23.30	+65 36 38.7	22.06.2020	3×1800	20.34	2.61	QSO
8	SRGe J173630.8+642309	17 36 30.60	+64 23 08.3	20.06.2020	3×1800	18.80	3.14	QSO
9	SRGe J174549.8+663115	17 45 49.65	+66 31 14.6	24.06.2020	3×1800	19.86	3.02	QSO
10	SRGe J220203.3+703852	22 02 03.24	+70 38 58.9	21.11.2020	5×3600	20.96	0.00	Star
		22 02 04.05	+70 38 58.8	21.11.2020	5×3600	22.36	0.42	AGN
		22 02 02.60	+70 39 00.4	21.11.2020	5×3600	19.22	0.00	Star
11	SRGe J225303.3+325244	22 53 03.22	+32 52 46.9	22.06.2020	3×1800	17.62	2.93	QSO
12	SRGe J231133.4+295306	23 11 33.70	+29 53 05.0	12.07.2020	3×1800	17.92	3.12	QSO

Примечание. R.A., Dec — оптические координаты источника из каталога GAIA EDR3 (Gaia Collaboration, 2018); t_{exp} — количество и длительность экспозиций; r — звездная величина по данным DESI LIS (за исключением № 10, для которого использован Pap-STARRS1), z_{sp} — красное смещение, определенное по спектрам PTT-150; Тип — классификация объекта (квазар, AGN, звезда).

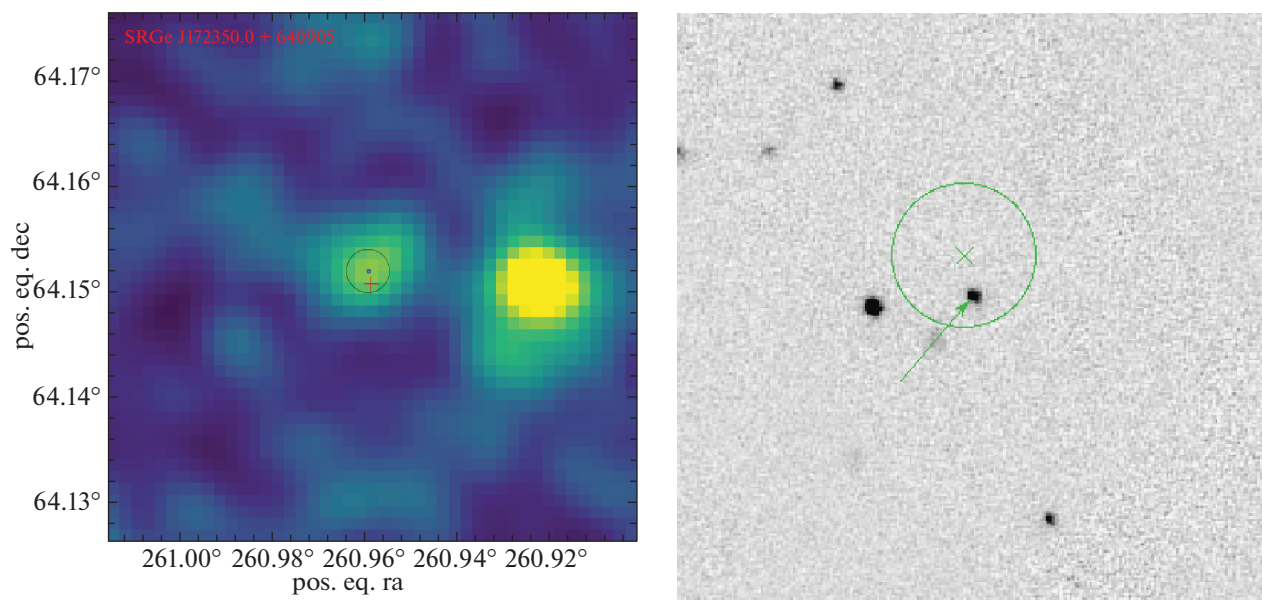


Рис. 5. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J172350.0+640905.

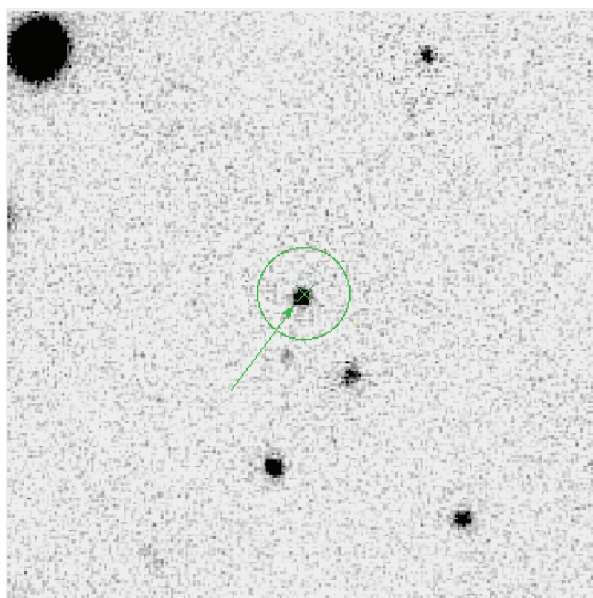
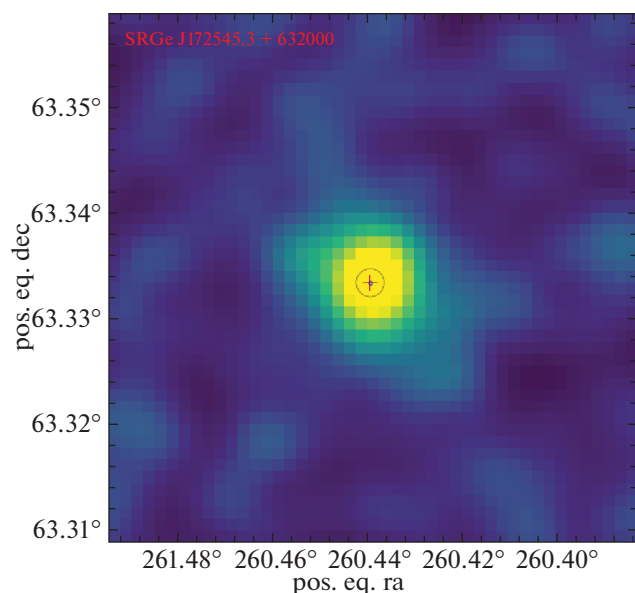


Рис. 6. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J172545.3+632000.

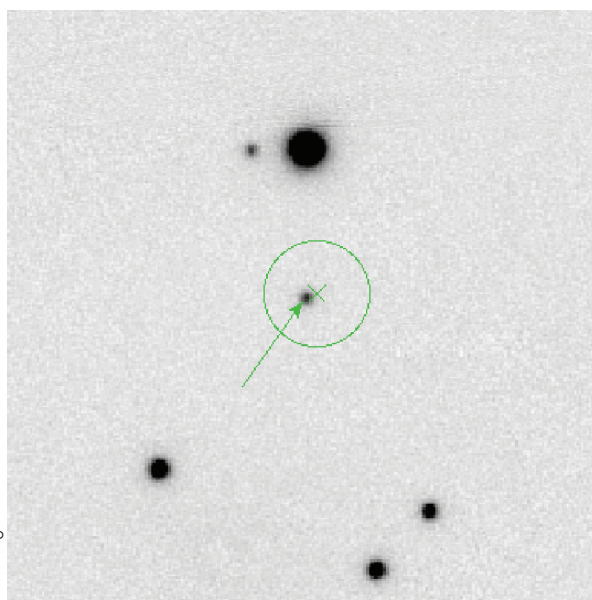
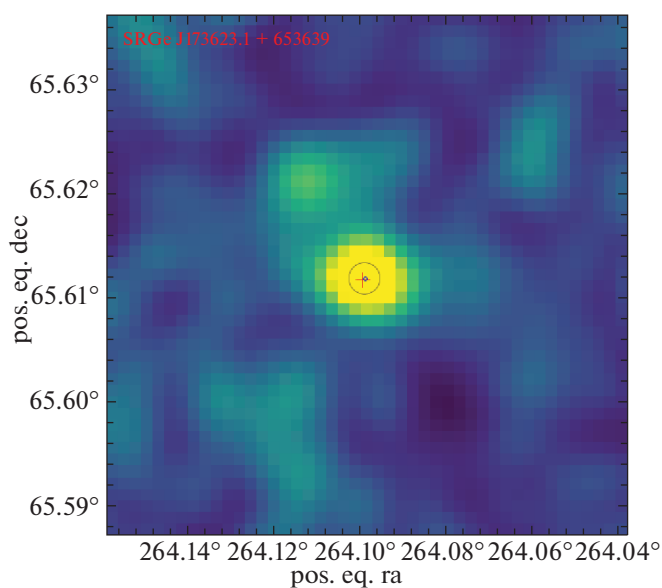


Рис. 7. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J173623.1+653639.

сглаживались скользящим средним по семи точкам. Итоговое спектральное разрешение составляет 19 \AA . Для получения потоков в энергетических единицах каждую ясную фотометрическую ночь получались спектры спектрофотометрического стандарта — звезды солнечного типа с большим дефицитом металлов *BD + 17d4708*. Выбор в качестве спектрофотометрического стандарта холодной звезды обусловлен тем, что гризма 15 в комплекте приборов серии ФОСК имеет второй порядок дифракции, который искажает спектр в красной

области ($>7000 \text{ \AA}$), если наблюдать горячие звезды из списка белых карликов Оука. Холодная звезда *BD + 17d4708* не имеет значительного потока в ультрафиолетовой части спектра, поэтому не возникает искажений регистрируемого спектрального распределения в красной и ближней инфракрасной областях спектра.

Результаты спектроскопических наблюдений на PTT-150

В табл. 3 приведены результаты спектроскопических определений красных смещений по данным

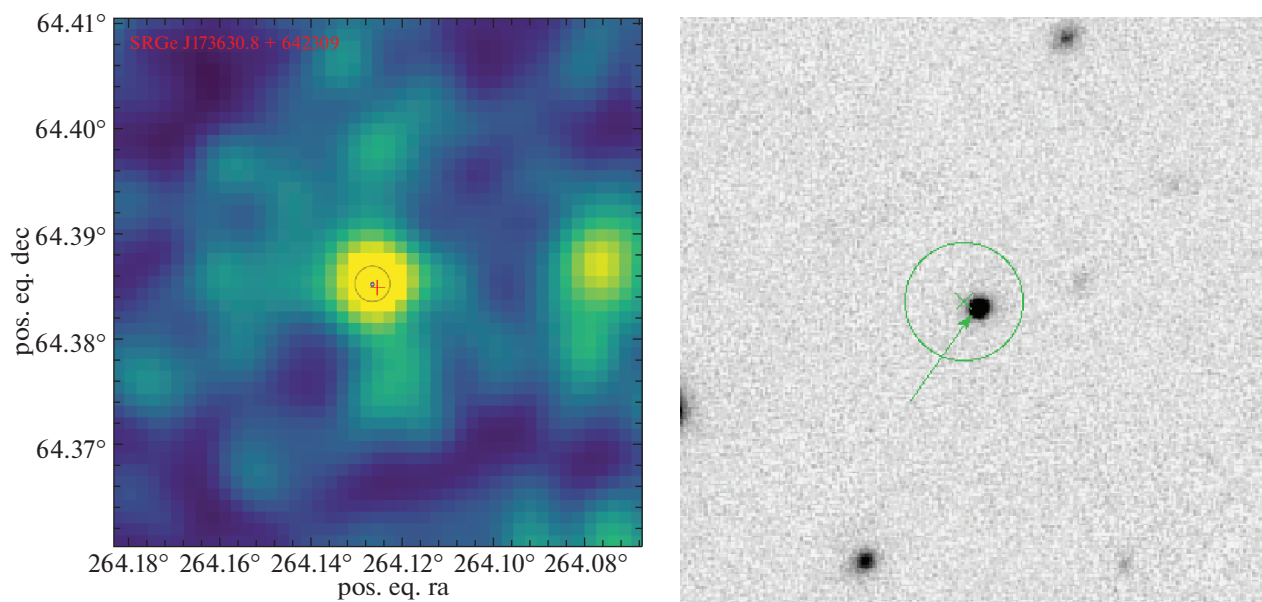


Рис. 8. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J173630.8+642309.

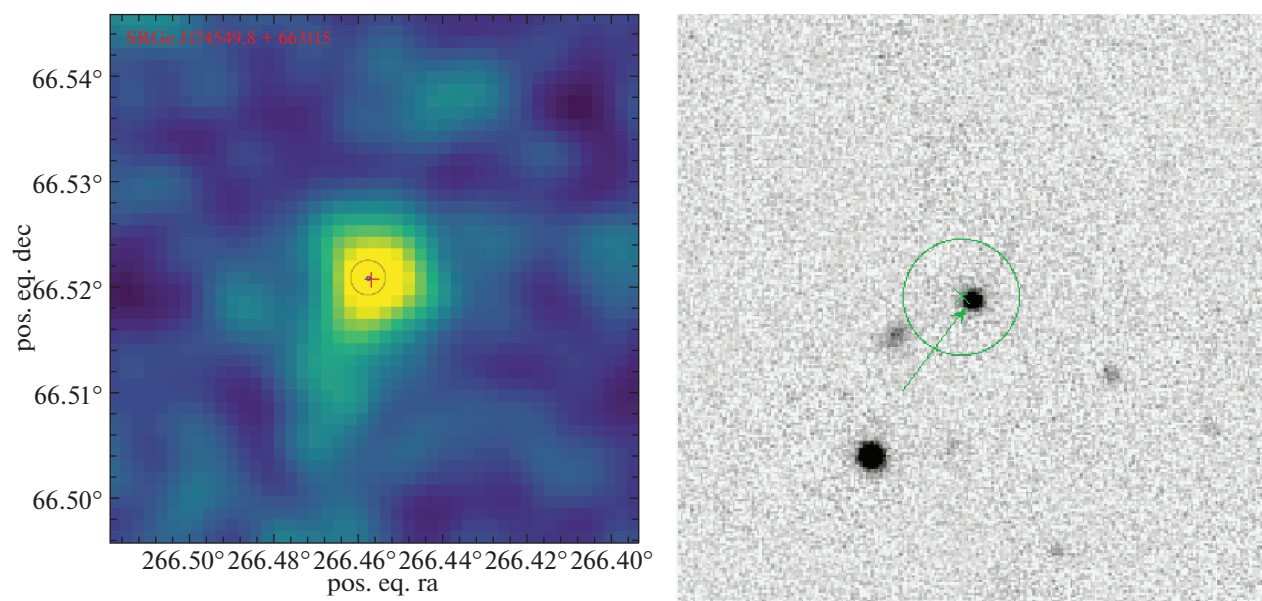


Рис. 9. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J174549.8+663115.

РТТ-150 и классификация источников. Для того, чтобы наши измерения z были в одной системе с каталогами квазаров в проектах SDSS (Парис и др., 2018) и LAMOST (Яо и др., 2019), красные смещения определялись по линии C IV 1549 Å для квазаров на $z = 2.6-3.2$.

На рис. 13–26 приведены спектры РТТ-150 в энергетических единицах.

SRGe J220203.3+703852

Ближайший к рентгеновскому источнику SRGe J220203.3+703852 оптический объект (на рассто-

янии 7^h4) имеет 21-ю зв. величину и неопределенную идентификацию в системе SRGz (табл. 2, рис. 10). По данным спутника Gaia (EDR3), параллакс этого объекта не измеряется $\pi = -0.1460 \pm \pm 1.0459$ mas и он может иметь как Галактическую, так и внегалактическую природу. Система SRGz оценила его фотометрическое красное смещение как $z_{\text{ph}} = 1.6_{-0.87}^{+1.12}$ с очень низкой уверенностью $z_{\text{Conf}} = 0.15$. Спектроскопические наблюдения на РТТ-150 (рис. 22) показали, что данный оптический объект является холодной звездой Галактики позднего спектрального класса.

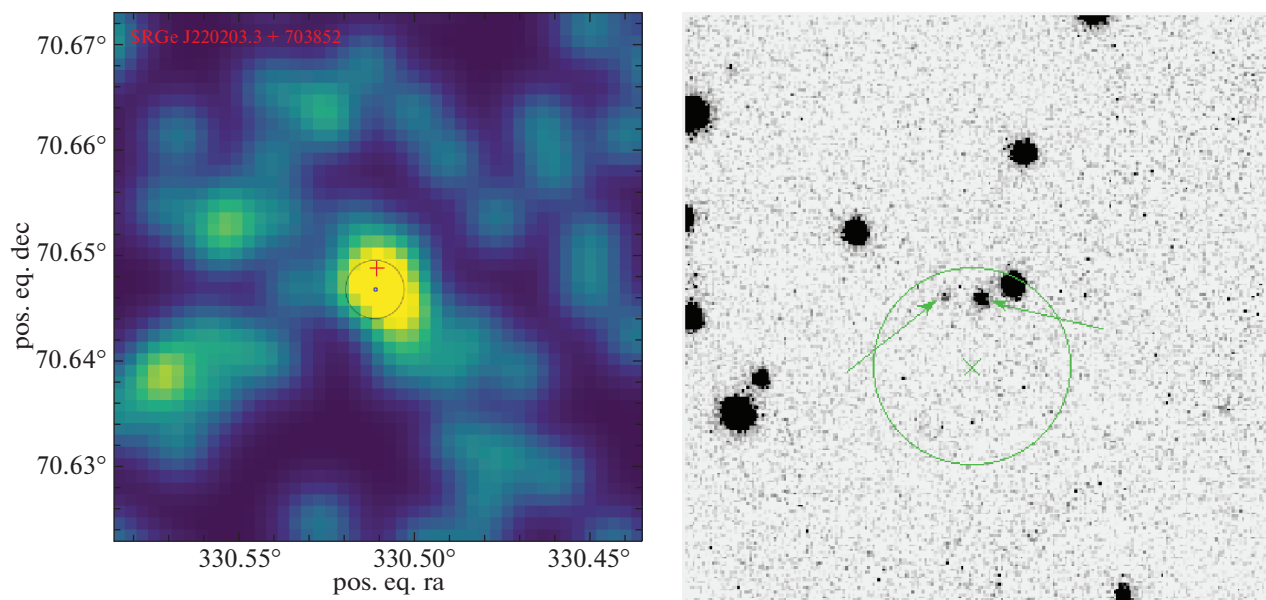


Рис. 10. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J220203.3+703852.

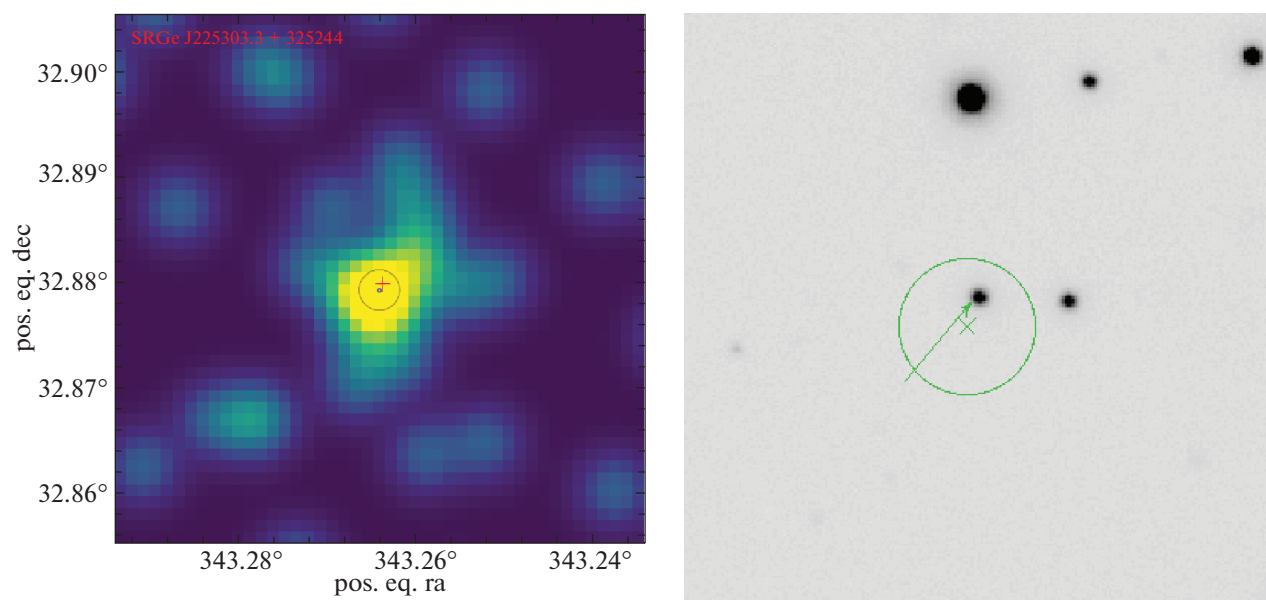


Рис. 11. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J225303.3+325244.

С левой стороны, рядом с 1-м оптическим кандидатом, на расстоянии ≈ 8.0 угл. сек от рентгеновского источника находится более слабый оптический объект яркостью $r \approx 22.4$ mag (показанный стрелкой на рис. 10). Система SRGz оценила его фотометрическое красное смещение как $z_{\text{ph}} = 0.81^{+0.43}_{-0.12}$ с $z\text{Conf} = 0.43$. Оптический спектр этого источника, полученный на PTT-150 (рис. 23), показал, что он является Сейфертовской галактикой (AGN) на красном смещении $z = 0.42$, которая, вероятнее всего, и является

оптическим двойником рентгеновского источника SRGe J220203.3+703852.

Отметим, что в кружке ошибок рентгеновского источника присутствует и более яркий 3-й объект (19.2 зв. величины на расстоянии $9''.5$), который также может являться оптическим компаньоном. По данным спутника Gaia (EDR3), параллакс этого объекта не измеряется, $\pi = -0.1367 \pm 0.1942$ mas. Система SRGz дает по нему прогноз с очень низкой степенью уверенности ($z_{\text{ph}} = 2.14^{+0.43}_{-1.22}$, $z\text{Conf} = 0.23$). Спектроскопические наблюдения на PTT-150 (рис. 24) показали, что

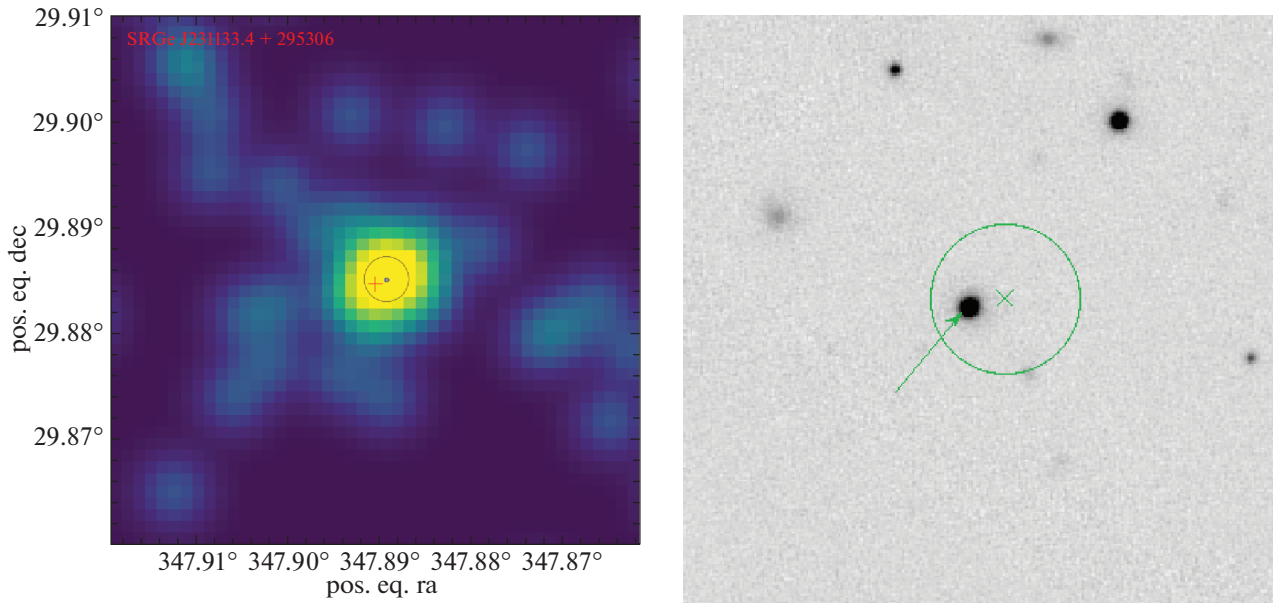


Рис. 12. То же, что на рис. 1, но для источника SRGe J231133.4+295306.

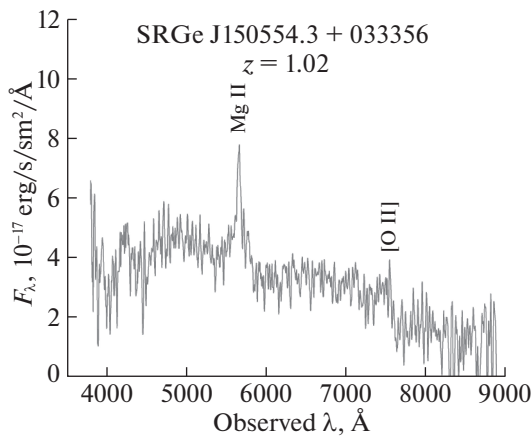


Рис. 13. Спектр сейфертовской галактики SRGe J150554.3+033356.

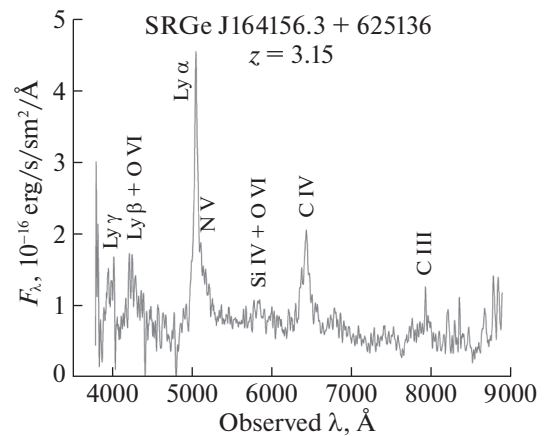


Рис. 14. Спектр квазара SRGe J164156.3+625136.

данный оптический объект является холодной звездой Галактики позднего спектрального класса.

Следует отметить, что все три оптических источника во время спектроскопических наблюдений на РТТ-150 одновременно попадали в щель спектрометра, что позволило исключить последовательное получение спектров для этих слабых источников.

Источник SRGe J220203.3+703852 находится на угловом расстоянии в 12 градусов от плоскости Галактики и, таким образом, поток от него испытывает существенное межзвездное поглощение, около двух звездных величин в фильтре r . Оценка величины межзвездного поглощения в направлении на этот источник составляет $E(B - V) = 0.8$,

$N(\text{HI} + \text{HII}) = 4.5 \times 10^{21}$ и получена с помощью калькулятора межзвездного поглощения на сайте рентгеновской обсерватории SWIFT². Спектры оптических кандидатов, полученные на РТТ-150, были исправлены за межзвездное поглощение. В табл. 1 для источника SRGe J220203.3+703852 даны наблюдаемые рентгеновские потоки телескопа eROZITA, не исправленные за межзвездное поглощение.

Наблюдения всех трех оптических объектов в кружке ошибок рентгеновских координат источника SRGe J220203.3+703852 позволяют нам идентифицировать активное ядро галактики (AGN) на

² <https://www.swift.ac.uk/analysis/nhtot/>

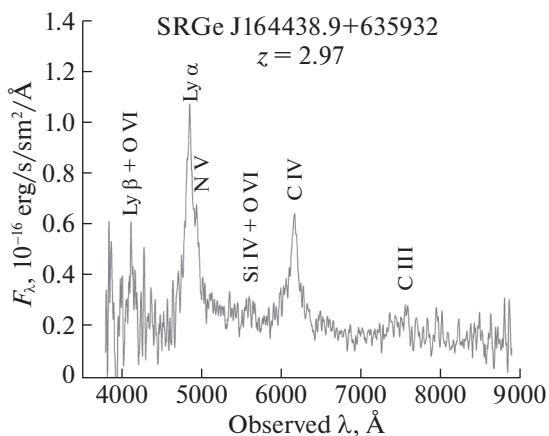


Рис. 15. Спектр квазара SRGe J164438.9+635932.

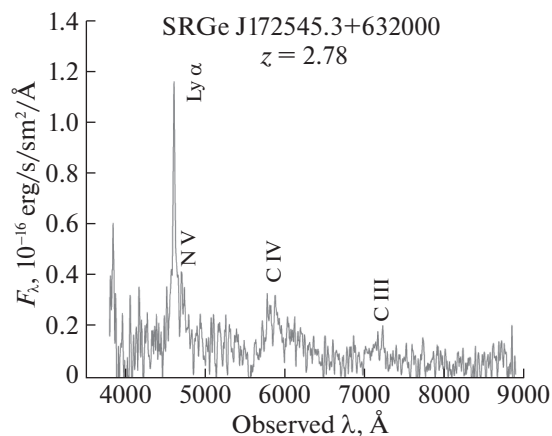


Рис. 18. Спектр квазара SRGe J172545.3+632000.

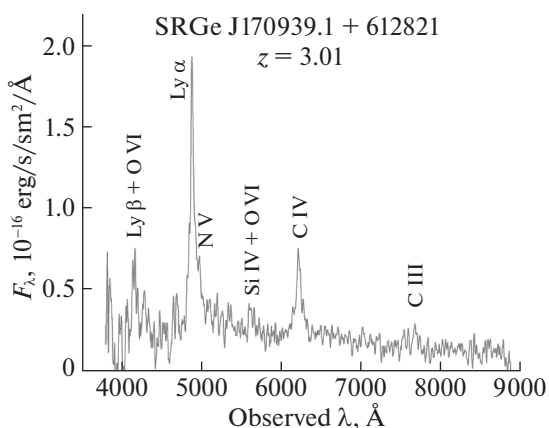


Рис. 16. Спектр квазара SRGe J170939.1+612821.

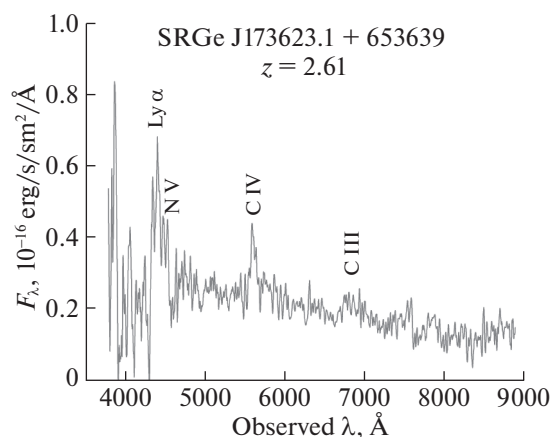


Рис. 19. Спектр квазара SRGe J173623.1+653639.

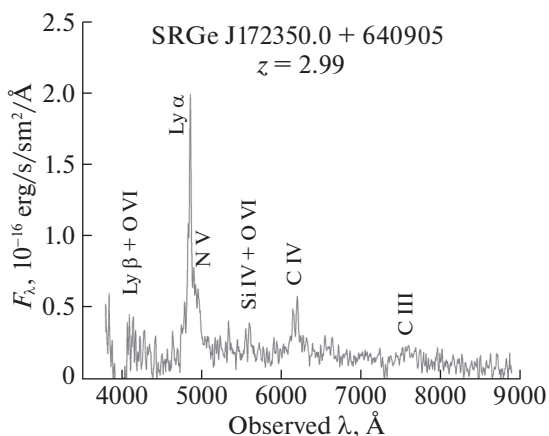


Рис. 17. Спектр квазара SRGe J172350.0+640905.

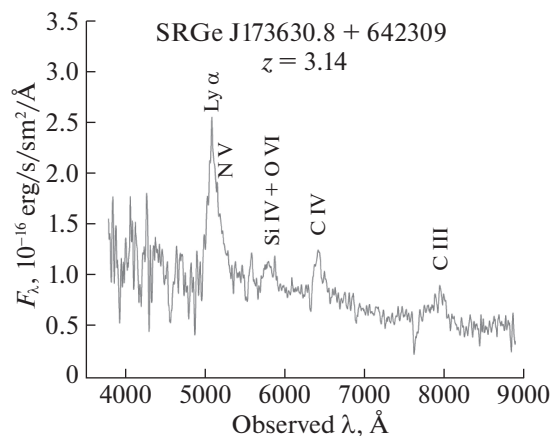


Рис. 20. Спектр квазара SRGe J173630.8+642309.

красном смещении $z = 0.42$ как наиболее вероятный оптический компаньон этого рентгеновского источника. Дополнительным подтверждением данного вывода являются следующие оценки физических параметров этого оптического компаньона,

характерные для активных ядер галактик — оптическая светимость $\approx 3 \times 10^{43}$ erg/s и отношение $(F_X/F_{\text{Opt}}) \approx 1$.

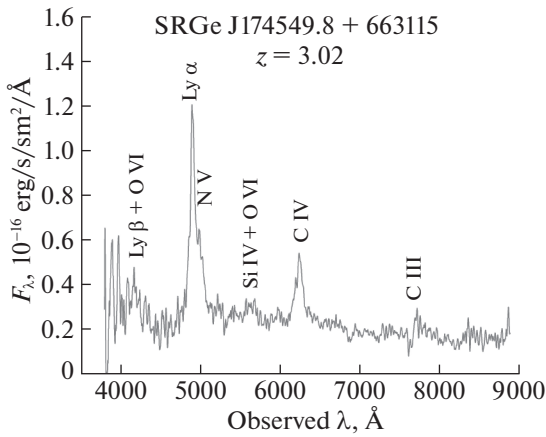


Рис. 21. Спектр квазара SRGe J174549.8+663115.

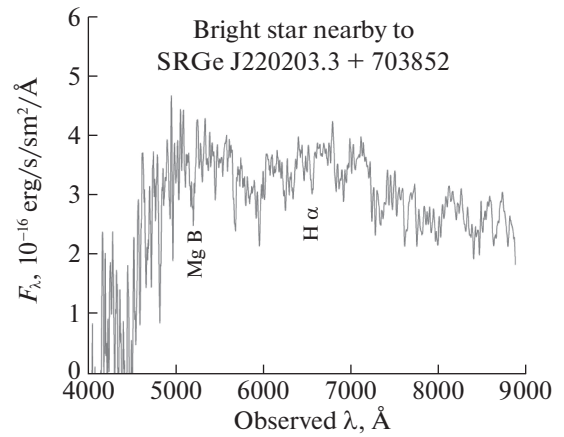


Рис. 24. Спектр звезды $r = 19.22$ mag вблизи Сейфертовской галактики SRGe J220203.3+703852. Потoki исправлены на величину межзвездного поглощения $E(B - V) = 0.8$ в направлении на источник.

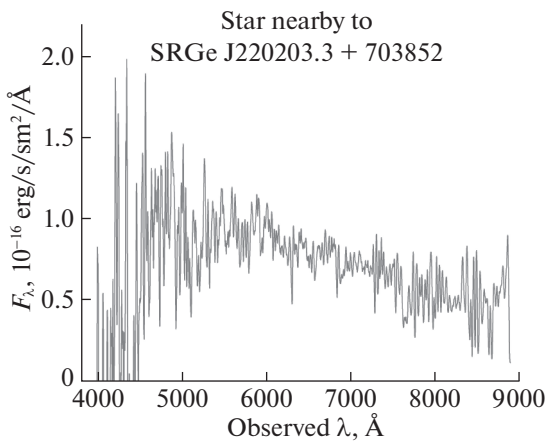


Рис. 22. Спектр звезды $r = 20.96$ вблизи Сейфертовской галактики SRGe J220203.3+703852. Потoki исправлены на величину межзвездного поглощения $E(B - V) = 0.8$ в направлении на источник.

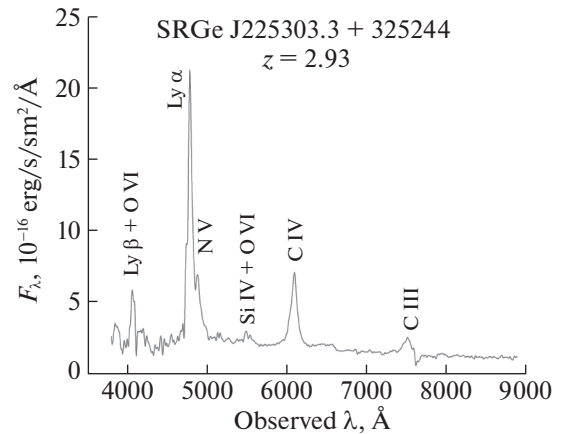


Рис. 25. Спектр квазара SRGe J225303.3+325244.

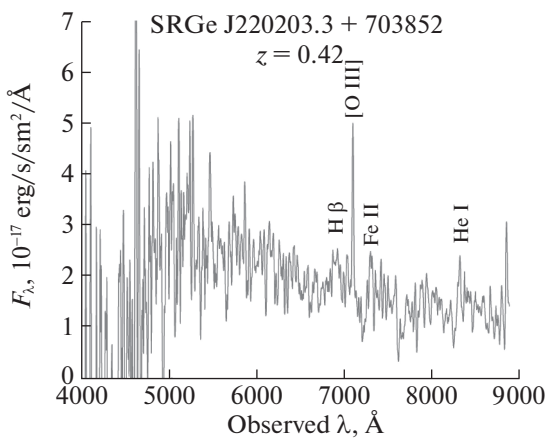


Рис. 23. Суммарный спектр Сейфертовской галактики SRGe J220203.3+703852, $r = 22.36$. Потoki исправлены на величину межзвездного поглощения $E(B - V) = 0.8$ в направлении на источник.

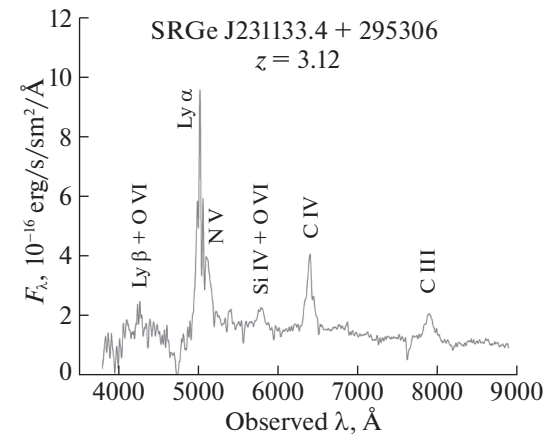


Рис. 26. Спектр квазара SRGe J231133.4+295306.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе выполнена спектроскопия 12 оптических компаньонов рентгеновских источников из обзора неба SRG/eROZITA. 10 источников спектроскопически подтверждены как квазары на $z = 2.6 - 3.2$. Два источника оказались активными ядрами галактик (АЯГ) на красных смещениях $z = 1.02$ и $z = 0.42$. Фотометрические оценки красных смещений в пределах ошибок для большинства объектов хорошо согласуются со спектральными измерениями. Более подробное сравнение спектроскопических и фотометрических красных смещений и количественная характеристика точности последних будут произведены на основании более широкой выборки в следующих статьях этой серии.

Полученные результаты демонстрируют, что созданная в ИКИ РАН в рабочей группе по составлению каталога источников SRG/eROZITA система SRGz обеспечивает высокую точность при поиске далеких рентгеновских квазаров среди источников SRG/eROZITA и может в дальнейшем применяться при отборе кандидатов для последующей оптической спектроскопии.

На 1.5-м Российско-Турецком телескопе (РТТ-150) возможно выполнение программы оптических отождествлений и спектроскопии далеких рентгеновских квазаров (открываемых космической обсерваторией SRG), имеющих оптический блеск до 21-й звездной величины в полосе i , и красное смещение до $z = 4.5$.

Работа выполнена за счет средств субсидии (проект № 0671-2020-0052), выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности. Авторы благодарны ТЮБИТАК, ИКИ, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии).

Это исследование основано на наблюдениях телескопа eROZITA на борту обсерватории SRG. Обсерватория SRG изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований (ИКИ) в рамках Российской федеральной научной программы с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Рентгеновский телескоп SRG/eROZITA изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка (MPE) при поддержке DLR. Космический аппарат SRG спроектирован, изготовлен, запущен и управляется НПО им. Лавочкина и его субподрядчиками. Прием научных данных осуществляется комплексом антенн дальней космической связи

в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Исползованные в настоящей работе данные телескопа eROZITA обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом eROZITA и программного обеспечения, разработанного российским консорциумом телескопа SRG/eROZITA. Система SRGz создана в рабочей группе по поиску рентгеновских источников, их отождествлению и составлению каталога по данным телескопа eROZITA в отделе астрофизики высоких энергий ИКИ РАН.

Оптические координаты исследованных источников из каталога GAIA EDR3 миссии GAIA Европейского космического агентства (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>) получены с использованием системы Aladin Sky Atlas, разработанной в Страсбургском Центре данных, Стасбургская обсерватория, Франция.

Список рентгеновских источников, исследованных в данной работе, а также других источников, открытых телескопами космической обсерватории SRG, доступен на сайте астрофизического проекта по адресу <http://srg.cosmos.ru/objects>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахумада и др. (R. Ahumada, C.A. Prieto, A. Almeida, F. Anders, S.F. Anderson, B.H. Andrews, B. Anguiano, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **249**, 3 (2020).
2. Бикмаев и др. (И.Ф. Бикмаев, Э.Н. Иртуганов, Е.А. Николаева, Н.А. Сахибуллин, Р.И. Гумеров, А.С. Склъянов, М.В. Глушков, В.Д. Борисов и др.), *Письма в Астрон. журн.* **46**, 689 (2020). [I.F. Bikmaev, E.N. Irtuganov, E.A. Nikolaeva, N.A. Sakhbullin, R.I. Gumerov, A.S. Sklyanov, M.V. Glushkov, V.D. Borisov, et al., *Astron. Lett.* **46**, 645 (2020)].
3. ван Доккум (P. G. van Dokkum), *PASP* **113**, 1420 (2001).
4. Gaia Collaboration (A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 1 (2018).
5. Дей и др. (A. Dey, D.J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, K. Burleigh, X. Fan, J.R. Findlay, D. Finkbeiner, et al.), *Astron. J.* **157**, 168 (2019).
6. Додин и др. (А.В. Додин, С.А. Потанин, Н.И. Шатский, А.А. Белинский, К.Е. Атапин, М.А. Бурлак, О.В. Егоров, А.М. Татарников и др.), *Письма в Астрон. журн.* **46**, 459 (2020) [A.V. Dodin et al., *Astron. Lett.* **46**, 429 (2020)].
7. Зоу и др. (H. Zou, X. Zhou, X. Fan, T. Zhang, Z. Zhou, X. Peng, J. Nie, L. Jiang, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **245**, 4 (2019).

8. Мещеряков и др. (А. Мещеряков, В. Глазкова, С. Герасимов, И. Машечкин), Письма в Астрон. журн. **44**, 801 (2018) [A. Mescheryakov, A.V. Glazkova, S.V. Gerasimov, I.V. Mashechkin, *Astron. Lett.* **44**, 735 (2018)].
9. Мещеряков (А. Мещеряков и др.), готовится к печати (2021).
10. Павлинский и др. (М. Pavlinsky, А. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babushkin, O. Batanov, Yu. Bodnar, et al.), arXiv e-prints arXiv: 2103.12479, (2021).
11. Парис и др. (I. Paris, P. Petitjean, E. Aubourg, A.D. Myers, A. Streblyanska, B.W. Luke, S.F. Anderson, E. Armengaud, et al.), *Astron. Astrophys.* **613**, 51 (2018).
12. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babushkin, O. Batanov, W. Becker, H. Becker, H. Boehringer, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
13. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babushkin, V. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, H. Brunner, R. Burenin, et al.), arXiv e-prints arXiv:2104.13267 (2021).
14. Хорунжев и др. (Г.А. Хорунжев, А.В. Мещеряков, Р.А. Буренин, А.Р. Ляпин, П.С. Медведев, С.Ю. Сазонов, М.В. Еселевич, Р.А. Сюняев и др.), Письма в Астрон. журн. **46**, 155 (2020).
15. Чамберс и др. (K.C. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, L. Denneau, P.W. Draper, et al.), arXiv e-prints arXiv: 1612.05560, (2016).
16. Яо и др. (S. Yao, X.-B. Wu, Y.L. Ai, J. Yang, Q. Yang, X. Dong, R. Joshi, F. Wang, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **240**, 6 (2019).

СВЕРХНОВАЯ ТИПА II-P SN 2018aоq В NGC 4151: КРИВЫЕ БЛЕСКА, МОДЕЛИ И РАССТОЯНИЕ

© 2021 г. Д. Ю. Цветков^{1*}, Н. Н. Павлюк¹, О. В. Возякова¹,
Н. И. Шатский¹, А. М. Татарников¹, А. А. Никифорова^{2,3}, П. В. Бакланов^{4,5},
С. И. Блинников^{4,1}, М. Г. Ушакова^{1,4}, Е. Г. Ларионова³, Г. А. Борман⁶

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Астрономический институт Санкт-Петербургского государственного университета,
Санкт-Петербург, Россия

³Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁴НИЦ “Курчатовский институт” – ИТЭФ, Москва, Россия

⁵Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), Москва, Россия

⁶Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

Поступила в редакцию 26.02.2021 г.

После доработки 30.03.2021 г.; принята к публикации 30.03.2021 г.

Представлены результаты *UBVR/ИК* фотометрии сверхновой типа II-P SN 2018aоq в NGC 4151, полученные за период с 4 апреля 2018 г. по 14 января 2019 г. на нескольких телескопах, в том числе на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ. Определены основные параметры кривых блеска. Осуществлено сравнение кривых блеска и цвета SN 2018aоq и нескольких хорошо исследованных SNe II-P. Показано, что по максимальной светимости SN 2018aоq занимает промежуточное положение между SNe II-P с нормальной и пониженной светимостью. Выполнено радиационно-гидродинамическое моделирование кривых блеска и скоростей расширяющейся оболочки сверхновой SN 2018aоq с помощью кода STELLA. Наилучшее согласие с наблюдениями получено для моделей предсверхновой с массой выброса $M = 14\text{--}19 M_{\odot}$, массой радиоактивного ^{56}Ni , составляющей $M_{^{56}\text{Ni}} = 0.01 M_{\odot}$, энергией взрыва $E = (0.4\text{--}0.6) \times 10^{51}$ эрг, при металличности $Z = 0.1 Z_{\odot}$. Радиус предсверхновой зависит от принимаемого расстояния D до NGC 4151 и его значения соответствуют $R_0 = 500 R_{\odot}$ при $D = 20$ Мпк и $R_0 = 400 R_{\odot}$ при $D = 16$ Мпк.

Ключевые слова: сверхновые — SN 2018aоq.

DOI: 10.31857/S0320010821050089

ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые (SNe) типа II являются самыми распространенными из сверхновых, вспышка которых обусловлена коллапсом звезд с массами, превышающими $\sim 8 M_{\odot}$. Среди них выделяются SNe типа II-P, светимость которых остается почти постоянной на протяжении 80–120 сут. Исследования мест вспышек позволили идентифицировать предсверхновые и показали, что как SNe II-P вспыхивают красные сверхгиганты с начальными массами от 8 до $\sim 17 M_{\odot}$ (Смартт и др., 2009; Смартт, 2015). Верхняя оценка масс предсверхновых $\sim 17 M_{\odot}$ значительно ниже предельного значения $\sim 25 M_{\odot}$, получаемого из гидродинамического

моделирования при воспроизведении кривых блеска и наблюдаемых скоростей расширяющихся оболочек сверхновых (Утробин, Чугай, 2009; Цветков и др., 2018; Никифорова и др., 2021).

Это противоречие до сих пор является нерешенной проблемой (Утробин, Чугай, 2017). Поэтому детальные исследования параметров сверхновых и физики процесса взрыва представляют большой интерес.

Для SNe II был предложен ряд методов определения расстояний, таких как ЕРМ (Киришнер, Кван, 1974), SCM (Хамуи, Пинто 2002; Надёжин, 2003), DSM (Бакланов и др., 2013), что имеет важное значение для космологических исследований (см., например, Познански и др., 2009; Бакланов и др., 2021).

*Электронный адрес: tsvetkov@sai.msu.ru

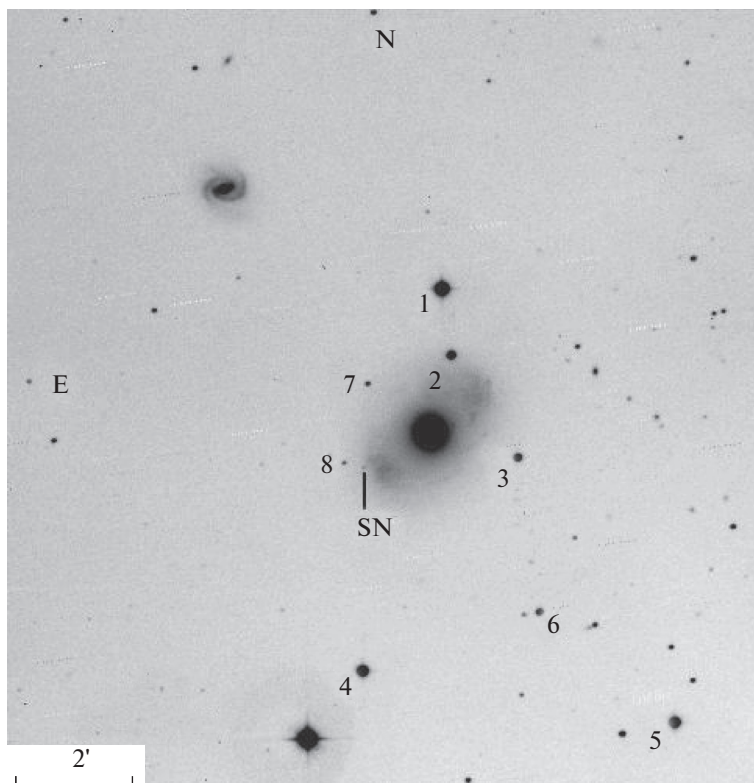


Рис. 1. Изображение SN 2018aog и звезд сравнения, полученное на телескопе С60 в фильтре *R*.

SN 2018aog была открыта 1 апреля 2018 г. при наблюдениях по программе поиска SN на Ликской обсерватории, ее блеск составлял $15^m.3$. Координаты SN: $\alpha = 12^h 10^m 38^s.190$, $\delta = +39^\circ 23' 47''.00$, расстояние от центра NGC 4151: $73''$. Спектроскопические наблюдения, осуществленные на 1.5-м телескопе обсерватории Каната, показали, что SN принадлежит к типу II¹.

Фотометрические и спектроскопические наблюдения SN 2018aog с 5 апреля по 29 июля 2018 г. были осуществлены О'Нейлом и др. (2019). Они также обнаружили предсверхновую на изображениях, полученных космическим телескопом им. Хаббла и установили, что это красный сверхгигант спектрального типа M с параметрами $\log(L/L_\odot) \sim 4.7$, $T_{\text{eff}} \sim 3500$ K, который на главной последовательности имел массу $\sim 10 M_\odot$.

Наши наблюдения с 31 марта по 8 июля 2018 г. на шести обсерваториях представлены в работе Цветкова и др. (2019). В этой статье мы публикуем оптические наблюдения, продолжавшиеся до 12 января 2019 г., а также инфракрасные наблюдения, осуществленные на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ с 2 апреля 2018 г. до 21 января 2019 г.

Построены кривые блеска и цвета, включающие стадии падения блеска после плато и последующее линейное ослабление блеска. Данные наблюдений сравниваются с результатами моделирования с использованием многогруппового радиационно-гидродинамического численного кода STELLA.

НАБЛЮДЕНИЯ

Фотометрические наблюдения SN 2018aog, представленные в данной работе, продолжают серию наблюдений, результаты которых опубликованы Цветковым и др. (2019). Здесь мы представляем оптические наблюдения на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ (K250) (см. Потанин и др., 2017; Корнилов и др., 2014; Шатский и др., 2020), 60-см телескопе Крымской астрономической станции ГАИШ (С60), 1-м телескопе Симеизской станции КрАО (S100), 0.4-м телескопе Астрономического института Санкт-Петербургского государственного университета (P40), 70-см телескопе КрАО (С70), инфракрасные наблюдения на 2.5-м телескопе КГО (K250).

Все телескопы, использовавшиеся для оптической фотометрии, были оснащены ПЗС-камерами и наборами *UBVRI* фильтров Джонсона–Кузинса.

¹<https://wis-tns.weizmann.ac.il/object/2018aog>

Таблица 1. *UBVRI*-величины звезд сравнения

Звезда	<i>U</i>	σ_U	<i>B</i>	σ_B	<i>V</i>	σ_V	<i>R</i>	σ_R	<i>I</i>	σ_I
1	13.24	0.03	12.47	0.02	11.45	0.02	10.92	0.02	10.44	0.03
2	14.50	0.05	14.47	0.03	13.82	0.03	13.42	0.03	13.08	0.03
3	—	—	15.08	0.04	14.38	0.03	13.99	0.03	13.66	0.03
4	15.61	0.04	14.01	0.02	12.77	0.02	12.10	0.02	11.50	0.02
5	13.45	0.03	13.21	0.02	12.55	0.02	12.18	0.02	11.85	0.02
6	16.10	0.06	15.84	0.04	15.08	0.03	14.64	0.03	14.37	0.03
7			18.40	0.06	17.21	0.05	16.35	0.05	15.84	0.04
8			18.11	0.07	17.63	0.06	17.35	0.06	17.03	0.06

Стандартная обработка и фотометрия осуществлялись с помощью пакета программ IRAF². Звездные величины SN были получены апертурной или PSF-фотометрией относительно местных стандартов. ПЗС-изображение SN 2018aoq и звезд сравнения показано на рис. 1, величины звезд приведены в табл. 1. Величины звезд 1, 3, 4 опубликованы Цветковым и др. (2019), величины остальных звезд были определены привязкой к этим звездам.

Поверхностная яркость галактики в месте вспышки SN не очень высокая, однако она имеет существенный градиент. Для исключения влияния фона на результаты фотометрии проводилось вычитание изображений галактики из изображений с SN. Процедура вычитания осуществлялась согласно методике, описанной, например, Винко и др. (2006).

Фотометрия была приведена к стандартной системе Джонсона—Кузинса с помощью инструментальных цветовых уравнений, определенных по наблюдениям фотометрических стандартов. Фотометрия представлена в табл. 2, 3. Наблюдения на телескопе C70 проводились с двумя ПЗС-камерами: ST-7 и AP-7, в табл. 2 они обозначены как C70a, C70b.

JHK фотометрия SN 2018aoq была выполнена по кадрам, полученным в рамках осуществления программы наблюдений сейфертовской галактики NGC 4151 с помощью камеры ASTRONIRCAM (Наджиб и др., 2017), установленной на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ (К250). Наблюдения проводились в режиме дизеринга

(при этом между отдельными экспозициями телескоп смещается на несколько угловых секунд) с экспозициями от 2 до 15 с в зависимости от фильтра и величины атмосферного дрожания. Полученные изображения исправлялись за нелинейность и нормировались на кадр плоского поля. В качестве звезд сравнения использовались звезды 2MASS J12103076+3925374 и 2MASS J12102524+3923555 (звезды 2 и 3 на рис. 1), блеск которых в фотометрической системе МКО вычислялся на основе данных каталога 2MASS (Кутри и др., 2003) с использованием цветовых уравнений из работы Леггета и др. (2006): $J = 12^m53$, $H = 12^m21$, $K = 12^m15$ и $J = 13^m14$, $H = 12^m91$, $K = 12^m77$ соответственно. Результаты показаны в табл. 4. Точность оценок для наблюдений в период JD 2458211–275 составляет 0^m03 – 0^m05 в фильтре *J*, 0^m05 в фильтре *H*, 0^m07 – 0^m08 в фильтре *K*, для наблюдений после JD 2458470 точность около 0^m1 .

РАССТОЯНИЕ ДО NGC 4151

В работе Цветкова и др. (2019) оценки расстояния до NGC 4151 получены с применением для SN 2018aoq методов ЕРМ (Киршнер, Кван, 1974) и SCM (Хамуи, Пинто, 2002), результаты: $D_{\text{ЕРМ}} = 20.0 \pm 1.3$ и $D_{\text{SCM}} = 16.4 \pm 1.5$ Мпк. Расчеты для метода ЕРМ проводились с использованием зависимости параметра диллюции ζ от температуры согласно Дессарт, Хиллиер (2005). Расстояние $D_{\text{ЕРМ}}$ хорошо согласуется с оценкой $D = 19.0 \pm 2.5$ Мпк, основанной на сопоставлении размера излучающего в ИК-диапазоне пылевого тора, определенному по данным фотометрии и инфракрасной интерферометрии (Хениг и др., 2014). Был

²IRAF распространяется НОАО, управляемой AURA по соглашению с NSF.

Таблица 2. *BVR*-фотометрия SN 2018aoq

JD-2458000	<i>B</i>	σ_B	<i>V</i>	σ_V	<i>R</i>	σ_R	<i>I</i>	σ_I	Телескоп
213.42	15.30	0.04	15.43	0.04	15.23	0.08	15.22	0.05	K250
213.52	15.49	0.03	15.41	0.02	15.21	0.02	15.20	0.03	C70b
214.29	15.40	0.04	15.39	0.03	15.26	0.03	15.22	0.03	K250
215.47	15.47	0.05	15.38	0.04	15.26	0.03	15.19	0.03	K250
215.48	15.48	0.02	15.39	0.03	15.19	0.02	15.14	0.04	C70b
216.55	15.53	0.04	15.43	0.03	15.26	0.03	15.22	0.03	K250
217.49	15.56	0.02	15.42	0.02	15.19	0.02	15.16	0.03	C70b
218.42	15.58	0.03	15.48	0.03	15.26	0.03	15.22	0.03	K250
219.31			15.51	0.04	15.22	0.04	15.16	0.04	P40
219.43	15.51	0.03	15.51	0.03	15.25	0.04	15.18	0.04	C70a
220.40			15.55	0.03	15.24	0.05	15.22	0.05	P40
220.49	15.60	0.04	15.55	0.04	15.24	0.04	15.14	0.06	C70a
221.39	15.58	0.03	15.52	0.02	15.22	0.03	15.11	0.03	C70a
222.44	15.62	0.03	15.53	0.03	15.22	0.04	15.13	0.03	C70a
222.50			15.52	0.03	15.26	0.03	15.22	0.04	P40
223.49	15.64	0.03	15.51	0.02	15.23	0.03	15.10	0.03	C70a
225.47	15.74	0.03	15.53	0.02	15.21	0.02	15.09	0.03	C70a
228.54					15.25	0.04			P40
231.44			15.62	0.05	15.28	0.05	15.13	0.06	P40
231.49	16.17	0.02	15.63	0.02	15.30	0.02	15.19	0.03	C70b
233.49	16.18	0.04	15.67	0.03	15.31	0.03	15.14	0.03	C70a
236.43	16.39	0.07	15.71	0.03	15.36	0.03	15.21	0.04	K250
236.47	16.26	0.05	15.65	0.05	15.37	0.04	15.08	0.04	C70a
239.43	16.30	0.04	15.65	0.04	15.28	0.03	15.06	0.03	C70a
241.36	16.42	0.03	15.67	0.03	15.30	0.02	15.13	0.04	C70b
252.44	16.54	0.03	15.66	0.03	15.25	0.03	15.00	0.03	C70a
255.37	16.70	0.03	15.69	0.04	15.27	0.04	14.99	0.04	C70b
261.48	16.71	0.04	15.67	0.03	15.28	0.05	14.96	0.04	C70a
267.42	16.81	0.06	15.77	0.04	15.23	0.03	14.96	0.03	C70a
269.34	16.89	0.03	15.70	0.02	15.25	0.02	14.98	0.03	C70b
273.33	16.84	0.03	15.72	0.03	15.24	0.03	14.96	0.04	C70b
274.33	16.97	0.03	15.80	0.03	15.34	0.05	15.02	0.03	K250
278.42	16.93	0.08	15.77	0.04	15.27	0.07	14.95	0.05	C70a

Таблица 2. Окончание

JD–2458000	B	σ_B	V	σ_V	R	σ_R	I	σ_I	Телескоп
281.39	16.98	0.05	15.74	0.03	15.27	0.02	14.95	0.03	C70a
284.37	16.97	0.03	15.74	0.02	15.29	0.02	14.96	0.03	C70b
290.36	17.05	0.05	15.82	0.03	15.33	0.03	15.02	0.04	C70a
295.39	17.20	0.09	15.89	0.04	15.42	0.03	15.04	0.04	C70a
297.37	17.01	0.09	15.94	0.04	15.39	0.03	15.11	0.04	C70b
303.32	17.52	0.05	16.01	0.04	15.56	0.09	15.19	0.06	C70a
304.34	17.49	0.05	15.99	0.03	15.55	0.03	15.17	0.05	C70a
307.31	17.56	0.04	16.01	0.03	15.59	0.03	15.23	0.04	C70a
309.35	17.62	0.05	16.05	0.04	15.59	0.03	15.25	0.05	C70a
313.34	17.87	0.04	16.15	0.04	15.65	0.03	15.33	0.04	C70b
322.33			17.10	0.06	16.51	0.04	16.01	0.09	C70a
325.31					16.89	0.07			C70b
326.31					17.31	0.04			C70b
330.34					17.63	0.05			C70b
334.29					17.67	0.07			C70a
343.26					17.93	0.04			C70b
344.28					17.96	0.05			C70b
345.26					18.02	0.07	17.42	0.04	S100
361.23					18.14	0.06	17.56	0.06	C60
362.23			19.17	0.11	18.17	0.07	17.60	0.06	C60
381.18			19.63	0.09	18.39	0.08	17.96	0.06	K250
445.57			19.93	0.07	18.78	0.05			C60
448.52			20.10	0.13	18.93	0.07			C60
456.57	21.69	0.07	19.97	0.06	18.81	0.05	18.35	0.05	K250
487.49	21.82	0.09	20.29	0.07	19.20	0.06	18.80	0.05	K250
497.65			20.39	0.09	19.29	0.07	18.93	0.07	K250

сделан вывод, что метод ЕРМ для данной SN обеспечивает надежное определение расстояния. О’Нейлл и др. (2019) получили $D_{\text{SCM}} = 18.2 \pm$

Таблица 3. Фотометрия SN 2018aoq в фильтре U на телескопе K250

JD–2458000	U	σ_U
215.47	14.60	0.05
216.55	14.68	0.05
218.42	14.83	0.05

± 1.2 , что также хорошо согласуется с оценкой Хенига и др. (2014). Однако в опубликованной недавно работе Юан и др. (2020) на основании исследования цефеид в NGC 4151 получена оценка $D = 15.8 \pm 0.4$ Мпк, существенно меньшая приведенных выше оценок. Известно, что применение зависимости ζ от T , установленной Истманом и др. (1996), дает меньшие значения расстояния, чем применение зависимости Дессарта, Хиллиера (2005). Мы провели расчет методом ЕРМ с зависимостью Истмана и др. (1996) и получили $D_{\text{ЕРМ}} = 15.9 \pm 1.8$ Мпк, совпадающую с оценкой по цефеидам. Вполне возможно, что для разных SN реализуются различные зависимости ζ от T , и

Таблица 4. Фотометрия SN 2018аоq в полосах *JHK* на телескопе K250

JD–2458000	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	JD–2458000	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>
211.56	15.71			227.40	14.86	14.79	14.60
213.39		15.26	14.89	233.34	14.85	14.77	14.56
213.39			14.96	235.32	14.84	14.73	14.55
213.46	15.19			236.33	14.82	14.71	
214.34	15.10	15.02	14.79	238.38	14.80	14.69	14.52
215.40	15.05	14.93	14.82	239.54	14.82	14.72	14.48
216.48	15.03	14.93	14.76	255.33	14.71	14.55	14.44
217.55	15.07	14.95	14.70	256.27	14.68	14.56	14.34
218.48	15.04	14.93	14.67	272.36	14.69	14.51	14.34
220.37	15.01	14.90	14.67	275.32	14.68	14.50	14.47
222.40	14.93	14.83	14.66	471.52	18.83	18.11	
225.24	14.89	14.83	14.60	473.48	18.92	18.21	
226.42	14.86	14.81	14.57	504.47	19.10		

для SN 2018аоq именно зависимость Истмана и др. (1996) является подходящей. Отметим также, что наша оценка D_{SCM} хорошо согласуется с результатами Юан и др. (2020).

Поскольку оценки расстояния до SN 2018аоq расходятся между собой, мы проводили моделирование сверхновой для двух расстояний в 16 и 20 Мпк, полученных в работах Хенига и др. (2014), Цветкова и др. (2019), Юан и др. (2020).

КРИВЫЕ БЛЕСКА И ЦВЕТА

Кривые блеска SN 2018аоq в фильтрах *UBVRI* показаны на рис. 2. Вместе с нашими данными нанесены результаты О'Нейла и др. (2019), их величины *gri* переведены в *RI* с помощью соотношений из работы Чонис, Гаскелл (2008).

Результаты для всех телескопов достаточно хорошо согласуются. Кривые блеска типичны для SN II-P, плато продолжается около 100 сут. Наши первые наблюдения и верхние пределы, сообщенные Яманака и др. (2018) и О'Нейлом и

др. (2019), позволяют надежно определить максимальный блеск в полосах *B, V*: $B_{\max} = 15^m35 \pm \pm 0^m1$, $V_{\max} = 15^m37 \pm 0^m05$, в этих полосах максимумы наступили практически одновременно при $t_{\max} = \text{JD}2458215 \pm 2$. В фильтре *R* блеск после выхода на плато оставался практически постоянным $R_{\text{pl}} = 14^m22 \pm 0^m1$, эта величина является и максимальным блеском в *R*, в полосе *I* блеск на плато слабо возрастал, достигнув максимума $I_{\max} = 15^m0 \pm 0^m1$ около JD 2458270.

Быстрое падение блеска после плато началось около JD 2458310, линейный участок кривой блеска начался в JD 2458340 при блеске $B = 21^m0$, $V = 19^m0$, $R = 18^m0$, $I = 17^m4$. Скорость падения блеска на линейном участке можно надежно установить только для фильтров *R, I*, она составляет 0.0087 и 0.0078 зв. величин сут^{-1} соответственно.

Инфракрасные кривые блеска в диапазонах *JHK* показаны на рис. 3. Блеск растет до фазы, соответствующей середине плато, и достигает максимальных значений $J_{\max} = 14^m7$, $H_{\max} = 14^m5$, $K_{\max} = 14^m35$. К сожалению, отсутствуют

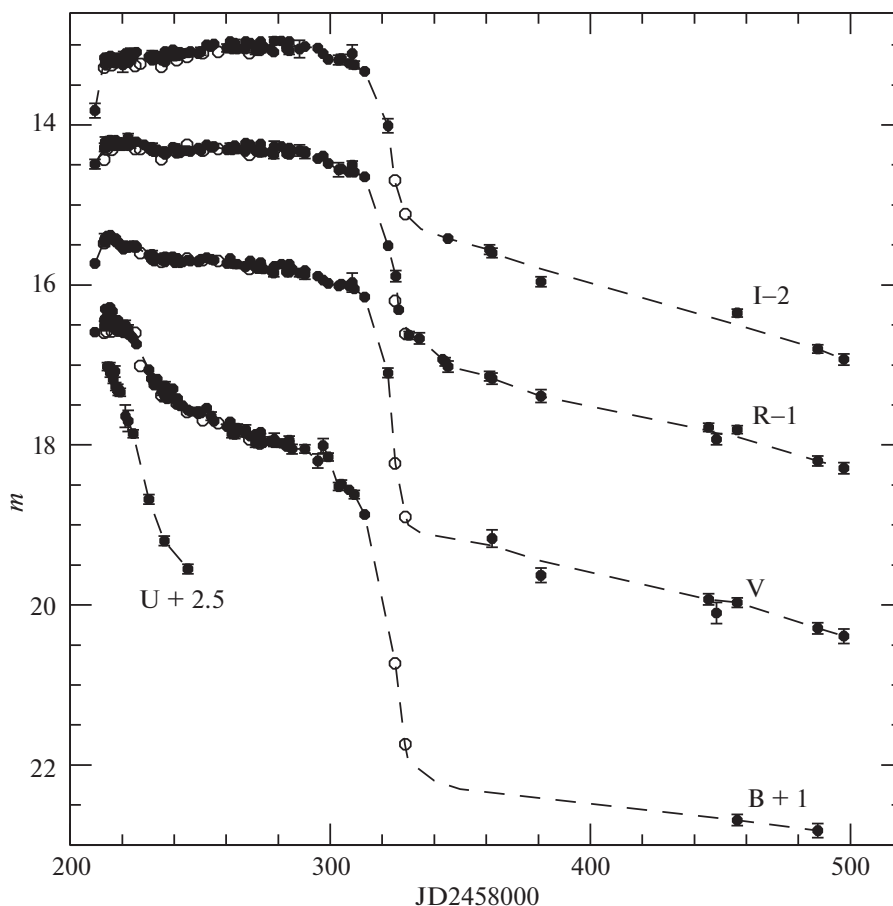


Рис. 2. Кривые блеска SN 2018aоq в фильтрах $UBVRI$. Точки — наши данные, кружки — результаты О’Нейлл и др. (2019). Штриховые линии соединяют точки в каждом фильтре.

наблюдения на второй половине плато и переходе от плато к линейному падению блеска.

На рис. 4 показана кривая блеска SN 2018aоq в абсолютных R -величинах, она сравнивается с данными для пяти хорошо исследованных SN II-P с различной максимальной светимостью: 2005cs, 2008ip, 2009N, 2013am, 2017eaw (Цветков и др., 2006; Пасторелло и др., 2009; Рой и др., 2011; Такатс и др., 2014; Жанг и др., 2014; Цветков и др., 2018; Бута, Киил, 2019; Шалаи и др., 2019).

Для SN 2018aоq приняты расстояние 16 Мпк и избыток цвета $E(B - V) = 0^m.04$ (О’Нейлл и др., 2019). При расстоянии 20 Мпк абсолютные величины будут ярче на $0^m.5$, что практически не влияет на дальнейшие выводы о сравнении кривых блеска SNe II-P. По абсолютной величине на плато SN 2018aоq занимает промежуточное положение между SNe II-P с нормальной светимостью (типичный объект SN 2017eaw) и SNe II-P с пониженной светимостью (SN 2005cs). SN 2018aоq похожа на SNe 2009N, 2013am, а наибольшее сходство демонстрирует с SN 2008ip.

Кривая блеска SN 2018aоq в абсолютных J -величинах показана на рис. 5, она сравнивается с кривыми для четырех SNe II-P. Данные для SNe 2004et, 2012aw приведены согласно Магауйр и др. (2010), Далл’Ора и др. (2014).

Как и для кривых в R -фильтре, наибольшее сходство с SN 2018aоq показывает SN 2008ip. Отметим, что в полосе J различие между SN 2018aоq и SN 2005cs гораздо меньше, чем в R -фильтре.

Кривые цвета SN 2018aоq показаны на рис. 6, они сравниваются с кривыми для трех SNe: 2008ip, показавшей наибольшее сходство с SN 2018aоq по кривым блеска, “нормальной” SN 2017eaw и “слабой” SN 2005cs. Формы кривых цвета для всех SNe II-P практически одинаковы, однако заметны различия между SNe, особенно для показателей цвета $U - B$ и $V - R$. Интересно, что наибольшее сходство с SN 2018aоq показывает не SN 2008ip, как можно было ожидать, а SN 2017eaw.

Для получения квазиболлометрических звездных величин наблюдаемые звездные величины в полосах $UBVRI$ пересчитывались в потоки, кото-

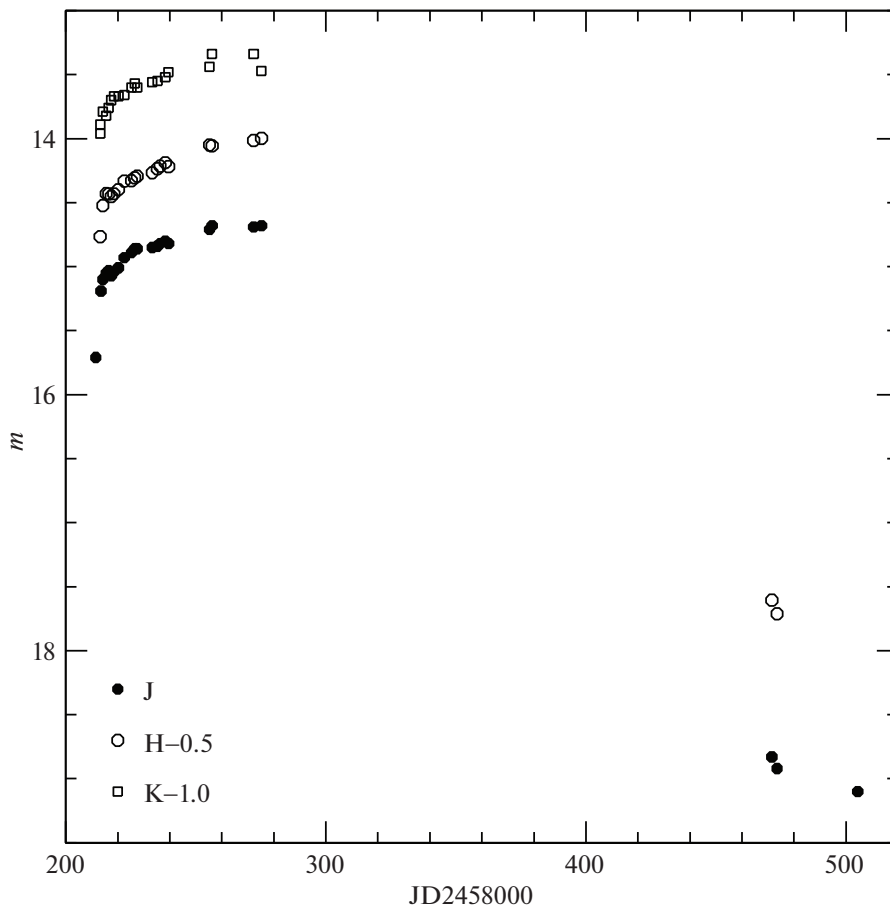


Рис. 3. Кривые блеска SN 2018aof в фильтрах JHK.

рые интегрировались в интервале длин волн 360–800 нм. Квазиболометрический поток преобразовывался в звездные величины, используя значения светимости Солнца $L_{\odot} = 3.828 \times 10^{33}$ эрг и абсолютной болометрической звездной величины $M_{\text{bol},\odot} = 4^m 62$.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА

Форма кривых блеска и наличие сильной линии $\text{H}\alpha$ в спектрах показывают, что SN 2018aof является нормальной II-P SN и предсверхновая была красным сверхгигантом (RSG), что подтверждается отождествлением предсверхновой (О'Нейлл и др., 2019). SNe II-P демонстрируют большое разнообразие светимости и формы кривых блеска. Основные детали кривых блеска определяются начальным радиусом R_0 , полной массой предсверхновой M_{tot} , массой $M_{^{56}\text{Ni}}$ и энергией взрыва E_{burst} (Литвинова, Надёжин, 1985; Касен, Вусли, 2009).

Модели предсверхновых были построены в предположении неэволюционного гидростатического равновесия, как было описано в работе

Бакланова и др. (2005). В моделях первой группы, в частности M1w и M2w, мы учитывали, следуя Литвиновой и Надёжину (1983, 1985), только водородно-гелиевые оболочки, а гелиевое и металлическое ядро предсверхновой не включалось в моделирование, так как целью работы было воспроизведение наблюдений на стадии плато, где наша модель радиационной гидродинамики наиболее адекватна. Свойства плато определяются как раз самой водородно-гелиевой оболочкой. Модели второй группы, в частности M3, уже учитывают ядро, при этом положение слоев с преимущественным содержанием элементов — продуктов термоядерного горения He, C, O, следует эволюционным расчетам (Утробин и др., 2017) (рис. 7a). Полная масса моделей с ядром выше, чем в моделях первой группы, но массы H-He-оболочек у них практически совпадают, что и следует ожидать при воспроизведении плато кривых блеска.

Количество и распределение ^{56}Ni существенно влияют на кривые блеска сверхновых, поэтому его распределение мы брали экспоненциально спадающим по массовой координате, как и

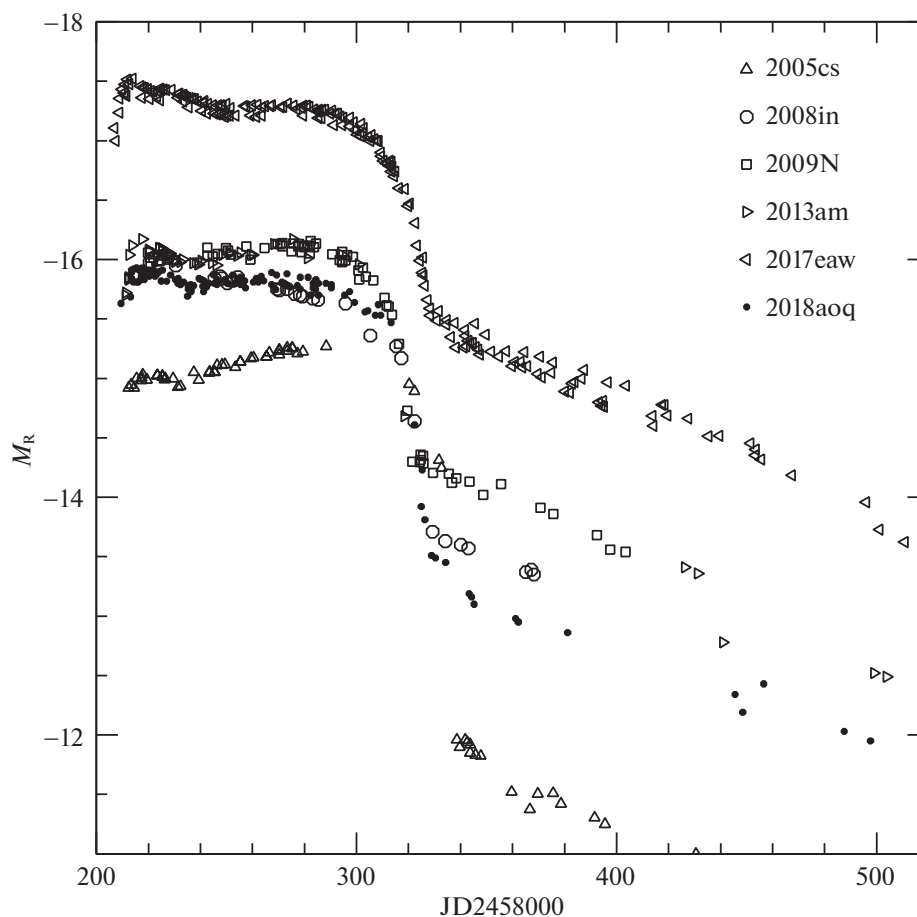


Рис. 4. Кривые блеска SN 2018aoq и пяти SNe II-P в абсолютных R -величинах.

в статье Бакланова и др. (2005), что неплохо согласуется с результатами многомерных расчетов. Прохождение ударной волны вызывает сильное перемешивание в водородной оболочке из-за неустойчивости Релея–Тейлора. Перемешивание эмулировалось боксар-интегратором с параметром $M_{\text{боксар}} = 1.7 M_{\odot}$, следуя работе Утробина и др. (2017).

Были проведены проверочные расчеты и для распределения ^{56}Ni , степенного по радиальной координате. Поскольку в обоих вариантах 90% массы ^{56}Ni было сконцентрировано в ядре, кривые блеска различались мало по сравнению с экспоненциальным случаем. Были проделаны расчеты и со значительным размещением ^{56}Ni , они тоже не дали сильных отличий в кривых блеска.

Структура предсверхновых для оптимальных моделей демонстрируется на рис. 7. Взрыв SN симулировался выделением энергии взрыва в форме “тепловой бомбы” в околоцентральной области на границе прото-нейтронной звезды. Для всех моделей в наших расчетах масса прото-нейтронной

звезды принималась равной $M_{\text{NS}} = 1.4 M_{\odot}$. Основные параметры моделей сведены в табл. 5. Мы рассчитали сетку моделей в пространстве параметров $(R_0, M_{\text{tot}}, M_{^{56}\text{Ni}}, E_{\text{burst}})$ для поиска наилучшей модели. Для расчетов мы использовали код многогрупповой радиационной гидродинамики STELLA (Блинников, Сорокина, 2004; Бакланов и др., 2005; Блинников и др., 2006), который успешно применяется для расчета сверхновых всех типов, включая Ib/c (Бакланов и др., 2015), II-P (Цветков и др., 2018), II-p (Поташов и др., 2013).

Для оптимальной модели M1w из первой группы перед взрывом предсверхновая была звездой с радиусом $R_0 = 700 R_{\odot}$, массой водородно-гелиевой оболочки $M_{\text{HHe}} = M_{\text{tot}} = 15 M_{\odot}$, массой радиоактивного ^{56}Ni , составлявшей $M_{^{56}\text{Ni}} = 0.01 M_{\odot}$ и металличностью $Z = 0.002$ (табл. 5). В этой модели была добавлена небольшая околозвездная оболочка — звездный “ветер” с массой $0.012 M_{\odot}$, плотность в которой простиралась до $3 \times 10^4 R_{\odot}$, падая по закону $1/r^2$. Добавление такой оболочки несколько улучшает переходную фазу начального выхода на плато в кривых блеска, но в мо-

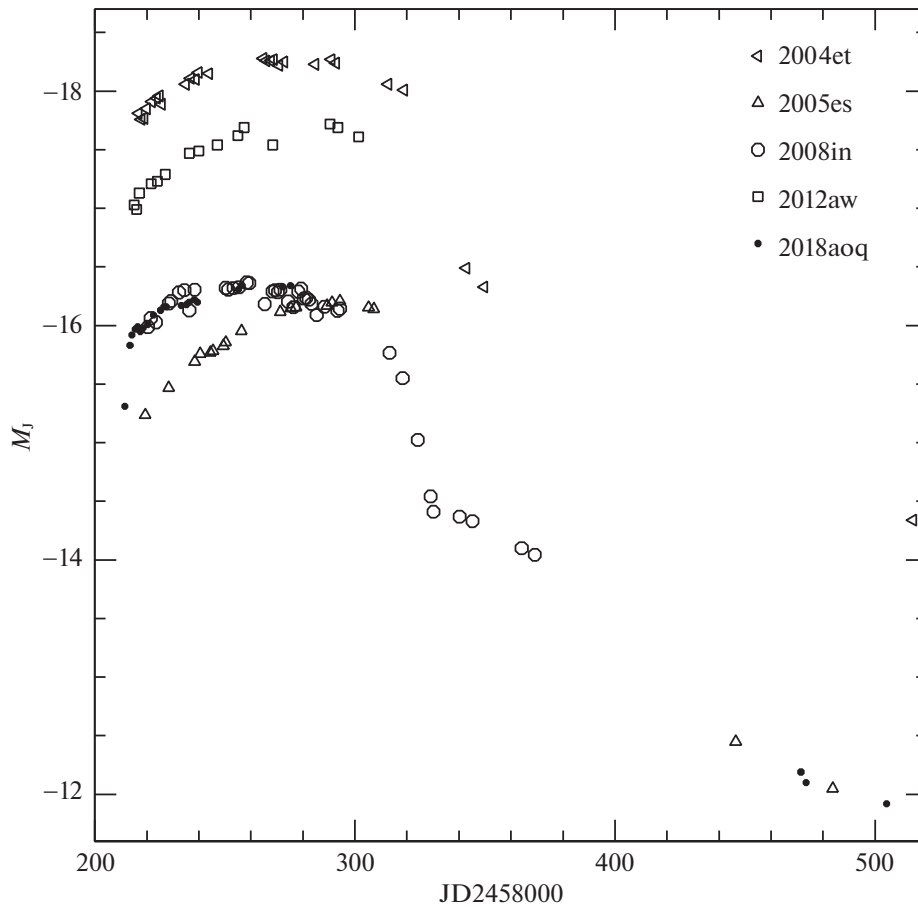


Рис. 5. Кривые блеска SN 2018aoq и четырех SNe II-P в абсолютных J -величинах.

делях второй группы M3 и M4 такая оболочка не добавлялась. Энергия взрыва M1w составила $E_{\text{burst}} = 0.4 \times 10^{51}$ эрг, что ниже типичных значений SNII-P.

В результате для расстояния $D = 20$ Мпк мы нашли оптимальную модель M1w в группе моделей без ядра и модель M3 в группе моделей с He-CNO ядром, которые самосогласованно воспроизводят квазиболометрическую светимость, широкополосную фотометрию в фильтрах $UBVRI$ и эволюцию фотосферной скорости, что демонстрируется на рис. 8. Используются данные о скорости фотосферы согласно Цветкову и др. (2019).

Мы нашли, что в оптимальной модели M1w металличность $Z = 0.002$, что примерно в 10 раз меньше, чем у солнечного состава. Мы сравнили несколько моделей с одинаковым профилем плотности, но с разной металличностью. На рис. 9 видно, что модель M4 с большей, чем у M1w и M3, металличностью $Z = 0.01$ также хорошо согласуется с квазиболометрической кривой блеска и фотосферными скоростями, но хуже воспроизводит широкополосную фотометрию на стадии пла-

то, показывая падение блеска в коротковолновой части спектра. Влияние металличности на кривые блеска сверхновых типа II-P недавно обсуждалось в работе Гольдштейна, Блинникова (2020).

Вывод о низкой металличности предсверхновой на основе только ЛТР-моделей кривых блеска следует принимать с осторожностью, тем не менее, качественно локальные вариации Z по галактикам совершенно не исключены. Дальнейший не-ЛТР спектральный анализ SN 2018aoq должен дать более надежные оценки Z .

Мы исследовали, насколько надо изменить модель, чтобы компенсировать изменение кривых блеска на 0^m5 , возникающее, если принять меньшее расстояние до NGC 4151. Оказалось, чтобы воспроизвести наблюдательные данные, достаточно уменьшить начальный радиус красного сверхгиганта. Мы нашли модель M2w с $R_0 = 400 R_{\odot}$, хорошо воспроизводящую наблюдения при $D=16$ Мпк, как показано на рис. 10. Остальные основные параметры у моделей M1w и M2w совпадают. Перед плато наблюдается пик на кривой блеска, связанный с нагревом вещества оболочки выбегающей ударной волной и дальнейшим

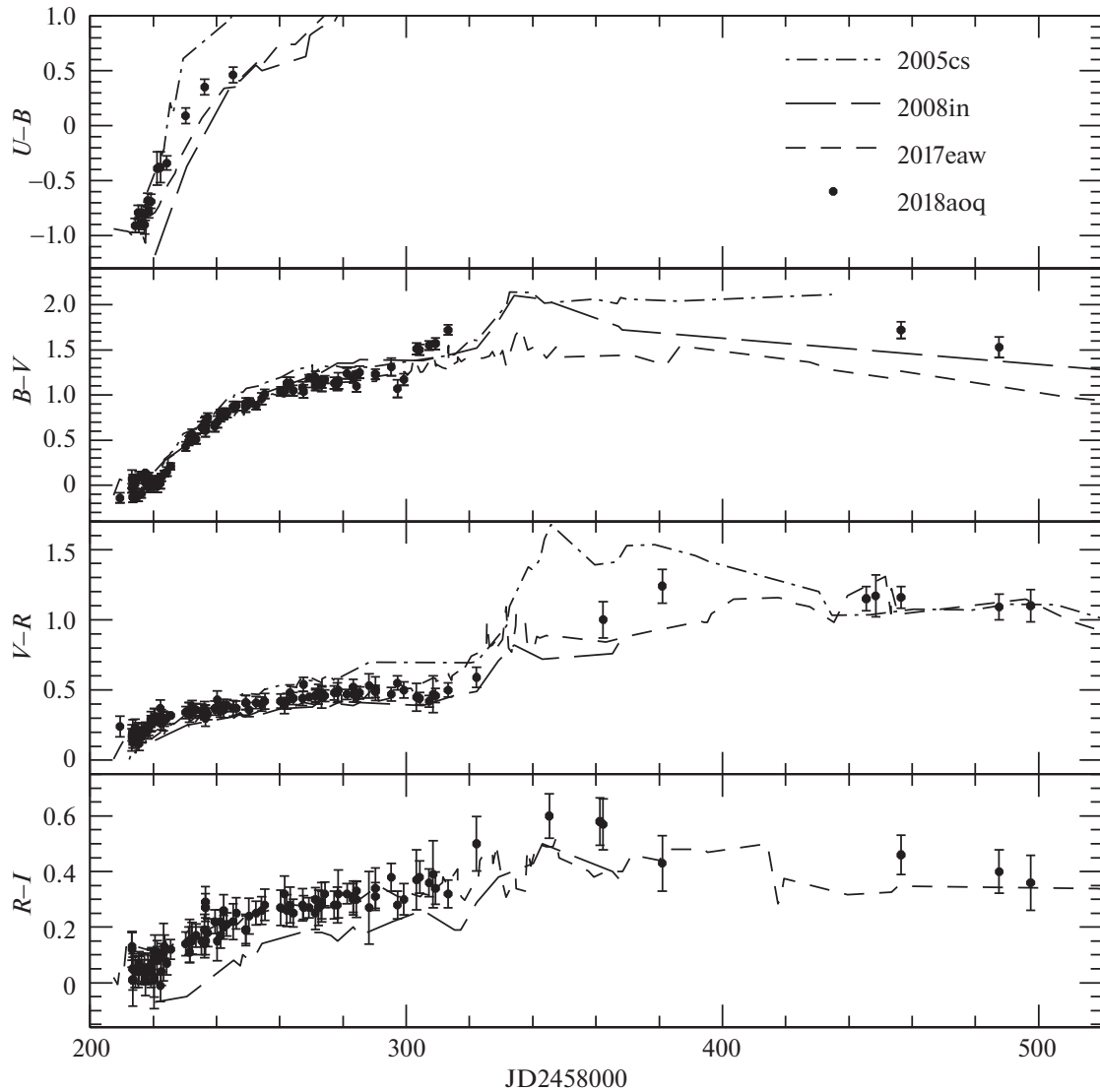


Рис. 6. Кривые цвета SN 2018aоq и трех SNe II-P.

Таблица 5. Основные параметры моделей

Модели	R_0, R_\odot	M_{tot}, M_\odot	M_{ej}, M_\odot	$M_{^{56}\text{Ni}}, M_\odot$	$M_{\text{He-core}}, M_\odot$	$E_{\text{burst}}, 10^{51} \text{ эрг}$	Z
M1w	700	15	13.6	0.01	0.0	0.4	0.002
M2w	400	15	13.6	0.01	0.0	0.4	0.002
M3	500	20	18.6	0.01	4.5	0.6	0.002
M4	500	20	18.6	0.01	4.5	0.6	0.01

Примечание. R_0 — начальный радиус предсверхновой, M_{tot} — полная масса предсверхновой, M_{ej} — масса выброшенной оболочки, $M_{^{56}\text{Ni}}$ — масса ^{56}Ni в оболочке, $M_{\text{He-core}}$ — масса гелиевого и CNO ядра, E_{burst} — энергия взрыва, Z — металличность во внешних слоях оболочки.

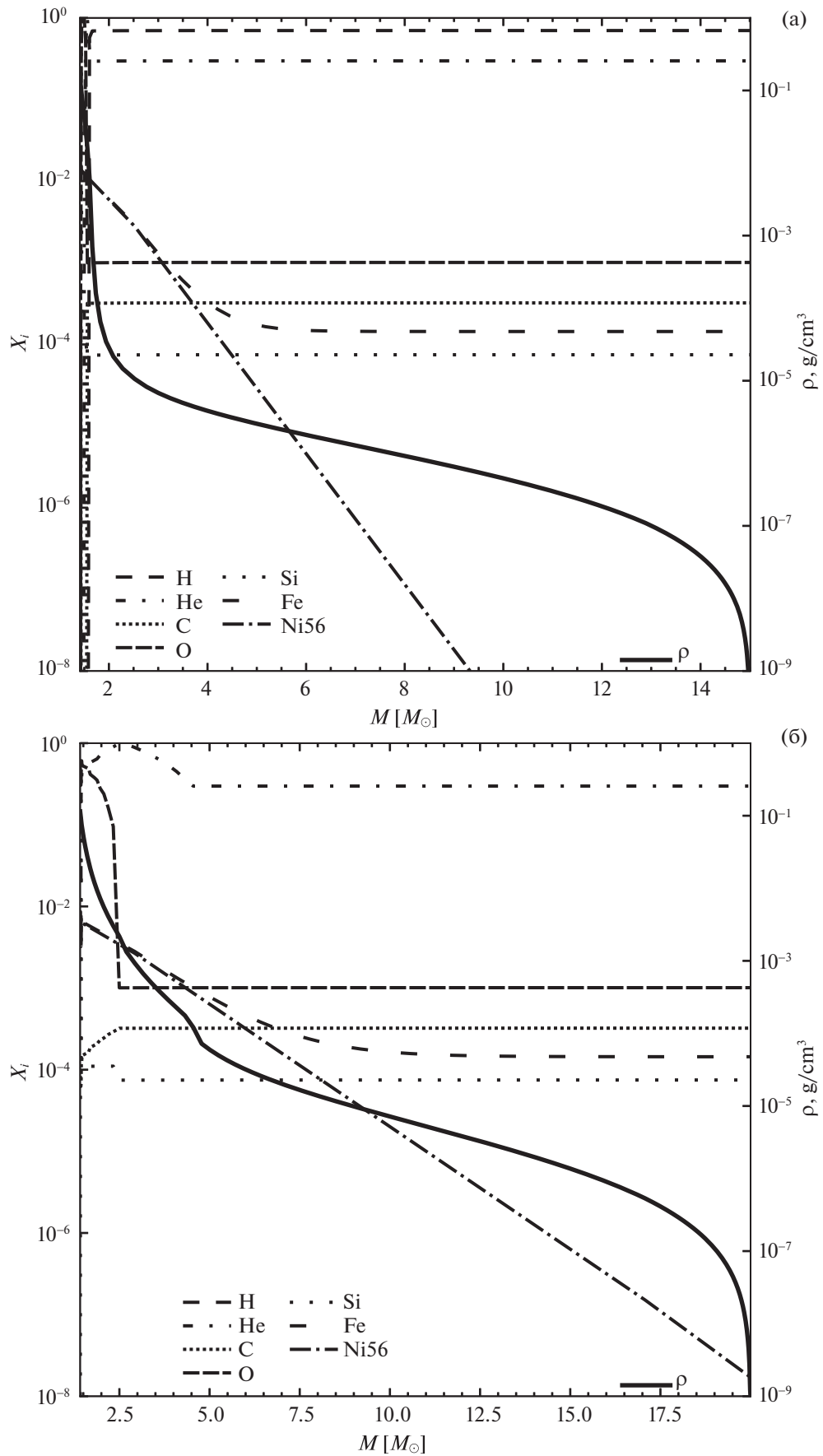


Рис. 7. Распределение элементов по массовой координате в оптимальных моделях: (а) — M1w, (б) — M3.

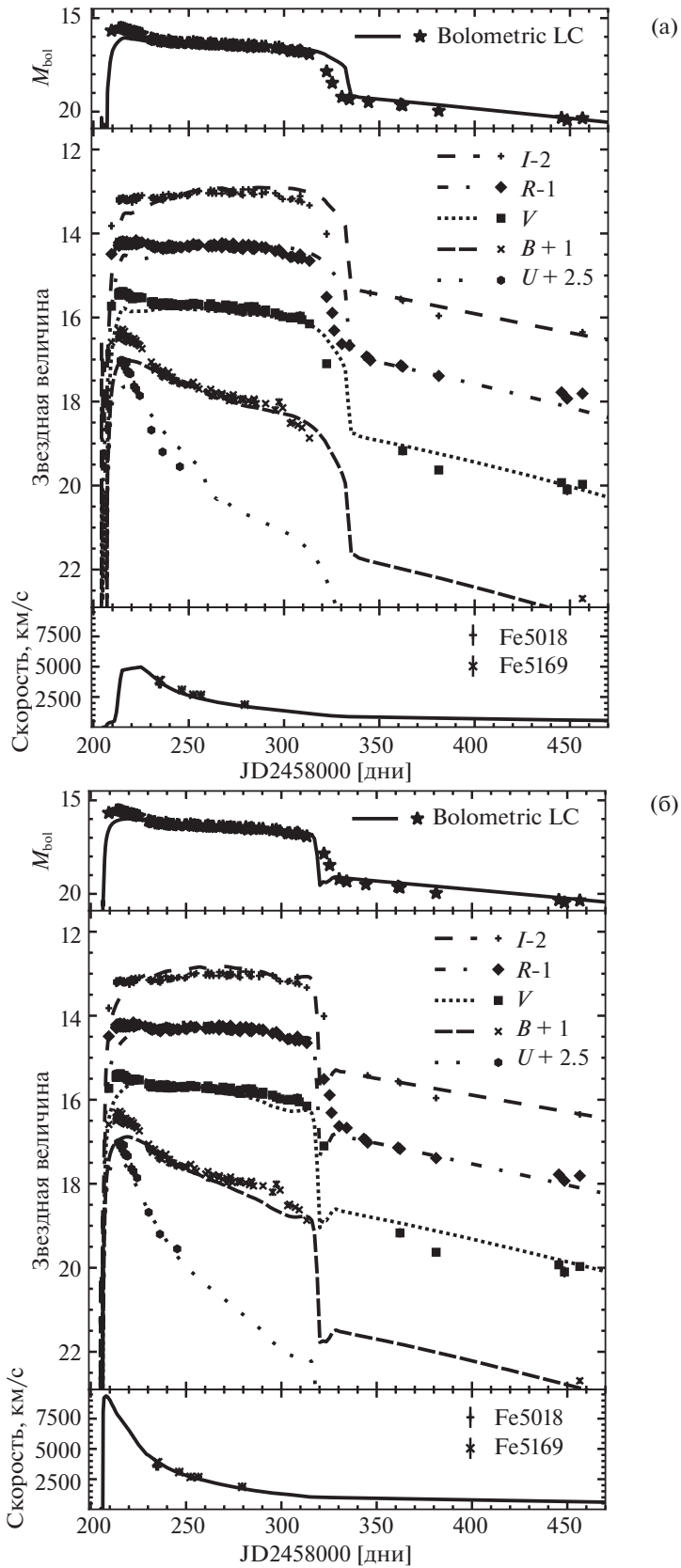


Рис. 8. Квазиболлометрические (вверху) и *UBVRI* (в середине) кривые блеска, скорости фотосферы (внизу) SN 2018aоq и результаты расчетов для модели M1w с химическим составом из рис. 7а и M3 с химсоставом из рис. 7б при расстоянии $D = 20$ Мпк. Точки — наблюдения, линии — результаты модельных расчетов.

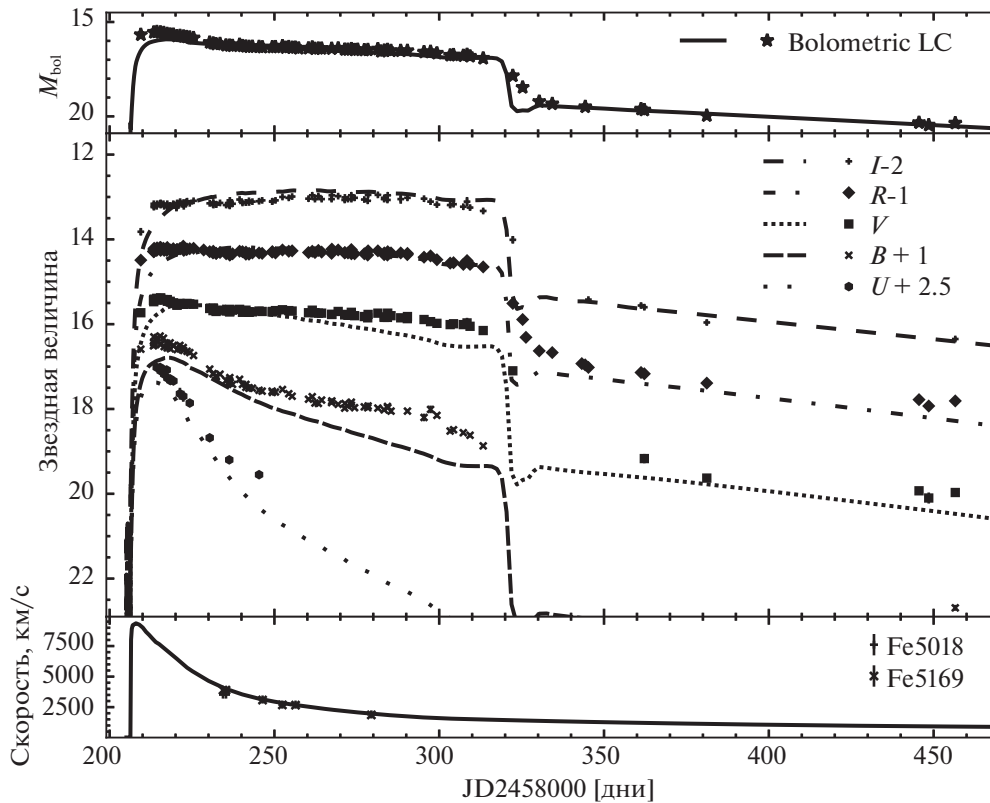


Рис. 9. Сравнение квазиболлометрической (вверху) и $UBVR$ кривых блеска (в середине), эволюции скорости фотосферы SN 2018aog (внизу) для модели M4 с высокой металличностью $Z = 0.01$. Точки — наблюдения, линии — результаты модельных расчетов. Из-за более высокой концентрации металлов во внешних слоях оболочки растет непрозрачность, что приводит к падению потока излучения в полосах UBV , по сравнению с моделью на рис. 8.

охлаждением внешней области оболочки до температуры рекомбинации. Ширина пика растет с увеличением радиуса предсверхновой (Литвинова, Надёжин, 1983), поэтому в модели M1w начальный пик сглажен по сравнению с M2w, что особенно заметно в полосе U .

Наблюдательный предел в полосе ATLAS o ($\lambda_{\text{eff}} \sim 5330 \text{ \AA}$), полученный О'Нейлом и др. (2019), на эпоху JD 2458206.97 составил $m > 18^m9$. Интервал времени, прошедший от момента взрыва до данного предельного наблюдения, не превышает время выбегания ударной волны на поверхность звезды. При характерной скорости $v_{\text{sh}} \sim 5000 \text{ км/с}$ (рис. 8) время выбегания составляет $t = R_0/v_{\text{sh}} \sim 1$ сут. Таким образом, взрыв произошел в интервале от JD 2458205 до JD 2458206, что убирает одну степень свободы при поиске оптимальной модели, связанную с произвольным сдвигом теоретических кривых блеска относительно наблюдательных вдоль оси времени и накладывает на модели более жесткие ограничения. Для всех моделей из табл. 5 эпоха начала взрыва сверхновой принята $t_{\text{exp}} = \text{JD } 2458205$.

Для модели предсверхновой с радиусом $R_0 = 700 R_{\odot}$ при температуре $T = 3500 \text{ К}$ боллометрическая звездная величина на расстоянии $D = 20 \text{ Мпк}$ составляет 24^m2 , что согласуется с наблюдательными ограничениями на предсверхновую, полученными в наблюдениях на телескопе им. Хаббла О'Нейлом и др. (2019).

ВЫВОДЫ

Представлены оптические и инфракрасные кривые блеска и цвета SN 2018aog. Наши наблюдения начались сразу после открытия, и была зарегистрирована восходящая ветвь кривых блеска. Фотометрическая эволюция прослежена на стадии плато и до линейного падения блеска. Определены основные параметры кривых блеска, дана оценка светимости в максимуме. Проведено сравнение кривых блеска SN 2018aog и наиболее полно исследованных SN типа II-P. Показано, что по абсолютной величине на плато SN 2018aog занимает промежуточное положение между SNe II-P с нормальной светимостью (типичный объект

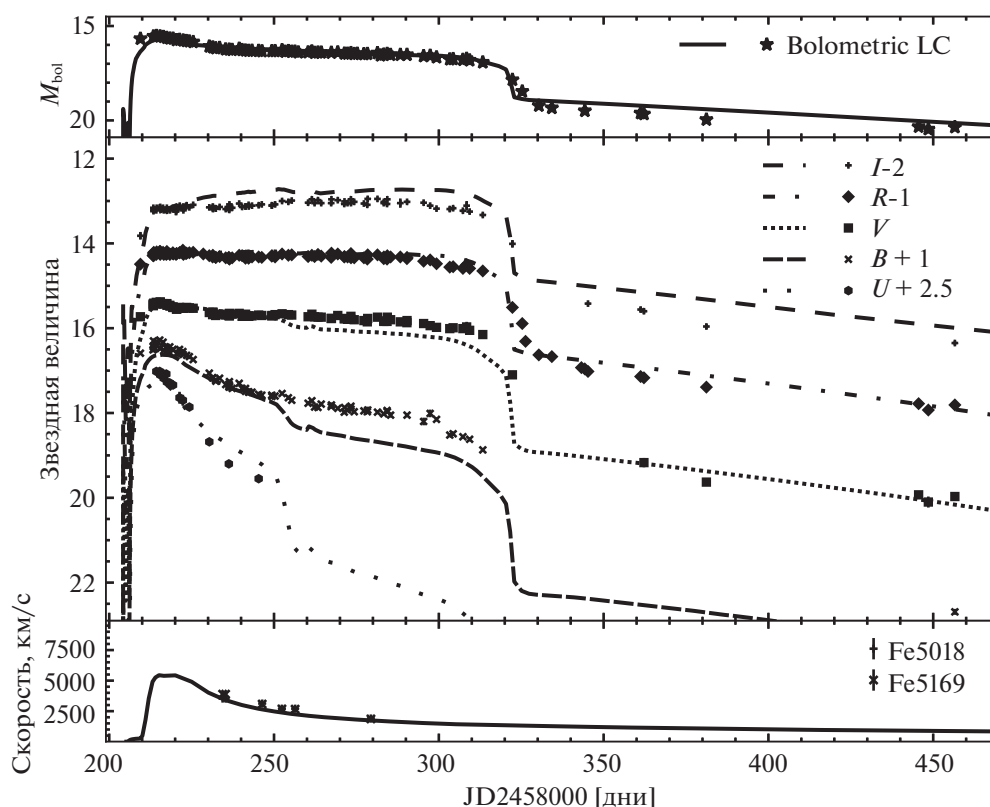


Рис. 10. Квазиболومترическая (вверху) и $UBVRI$ (в середине) кривые блеска, эволюция скорости фотосферы (внизу) SN 2018aoq для модели M2w при расстоянии $D = 16$ Мпк. Точки — наблюдения, линии — результаты модельных расчетов.

SN 2017eaw) и SNe II-P с пониженной светимостью (SN 2005cs). Обнаружено различие в определениях расстояния до SN 2018aoq и галактики NGC 4151, полученных разными методами: от ~ 20 до ~ 16 Мпк. Вопрос требует дальнейшего исследования, возможно различие характера зависимости параметра фактора коррекции расстояния ζ от T для различных SN.

Представлены результаты радиационно-гидродинамического моделирования кривых блеска и скоростей расширяющейся оболочки сверхновой SN 2018aoq с помощью кода STELLA. Наилучшее согласие с наблюдениями получено для моделей предсверхновой с полной массой выброса $M \approx 14-19 M_{\odot}$, массой радиоактивного ^{56}Ni $0.01 M_{\odot}$, энергией взрыва $E = (0.4-0.6) \times 10^{51}$ эрг, при металличности $Z = 0.1 Z_{\odot}$. Полученные значения массы выброса после перебора десятков различных моделей предсверхновых в полтора-два раза превосходят оценку массы наблюдавшегося до взрыва красного сверхгиганта. Противоречие этого рода между разными методами определения масс предсверхновых до сих пор является нерешенной проблемой (Утробин, Чугай, 2009, 2017).

Радиус предсверхновой зависит от принимаемого расстояния D до NGC 4151 и его значения равны $R_0 = 700 R_{\odot}$ при $D = 20$ Мпк и $R_0 = 400 R_{\odot}$ при $D = 16$ Мпк.

Мы получили, что модели с металличностью в 10 раз ниже солнечного значения $Z = 0.1 Z_{\odot}$ лучше воспроизводят наблюдательные кривые блеска, однако вопрос о металличности требует дальнейшего исследования. Малая металличность сверхновой может влиять на оценку расстояния методом SCM, что может объяснить меньшую, по сравнению с методом ЕРМ, оценку расстояния этим методом в работе Цветкова и др. (2019). Также при данной металличности требуется дополнительно исследовать модельные расчеты фактора коррекции расстояния в методе расширяющихся фотосфер (ЕРМ) и сравнение его с моделями Истмана и др. (1996) и Дессарта, Хиллиера (2005).

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета. Работа П.В. Бакланова по моделированию сверхновых кодом STELLA выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-52-12032. С.И. Блинников

и М.Г. Ушакова благодарят РФФИ за поддержку работы по развитию методов радиационной гидродинамики (грант № 19-12-00229).

Авторы благодарят И.М. Волкова, И.В. Ниженко, Т.С. Гришину, С.С. Савченко, Е.Н. Копацкую, А.А. Васильева, И.С. Троицкого, которые участвовали в наблюдениях и оказали помощь в их проведении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакланов П.В., Блинные С.И., Павлюк Н.Н., Письма в Астрон. журн. **31**, 483 (2005) [P. Baklanov, S. Blinnikov, and N. Pavlyuk, *Astron. Lett.* **31**, 429 (2005)].
2. Бакланов и др. (P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, M.Sh. Potashov, and A.D. Dolgov), *JETP Lett.* **98**, 432 (2013).
3. Бакланов П.В., Сорокина Е.И., Блинные С.И., Письма в Астрон. журн. **41**, 113 (2015) [P.V. Baklanov, E.I. Sorokina, and S.I. Blinnikov, *Astron. Lett.* **41**, 95 (2015)].
4. Бакланов и др. (P. Baklanov, N. Lyskova, S. Blinnikov, and K. Nomoto), *Astrophys. J.* **907**, 35 (2021).
5. Блинные, Сорокина (S. Blinnikov and E. Sorokina), *Astrophys. Space Sci.* **290**, 13 (2004).
6. Блинные и др. (S. Blinnikov, F.K. Ropke, E. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, and M. Stritzinger), *Astron. Astrophys.* **453**, 229 (2006).
7. Бута, Киил (R.J. Buta and W.C. Keel), *MNRAS* **487**, 832 (2019).
8. Винко и др. (J. Vinko, K. Takats, K. Sarneczky, Gy.M. Szabo, Sz. Meszaros, R. Csorvasi, T. Szalai, A. Gaspar, et al.), *MNRAS* **369**, 1780 (2006).
9. Гольдштейн А.А., Блинные С.И., Письма в Астрон. журн. **46**, 333 (2020) [A.A. Goldshtein and S.I. Blinnikov, *Astron. Lett.* **46**, 312 (2020)].
10. Далл'Ора и др. (M. Dall'Ora, M.T. Botticella, M.L. Pumo, L. Zampieri, L. Tomasella, G. Pignata, A.J. Bayless, T.A. Pritchard, et al.), *Astrophys. J.* **787**, 139 (2014).
11. Дессарт, Хиллиер (L. Dessart and D.J. Hillier), *Astron. Astrophys.* **439**, 671 (2005).
12. Жанг и др. (J. Zhang, X. Wang, P.A. Mazzali, J. Bai, T. Zhang, D. Bersier, F. Huang, Y. Fan, et al.), *Astrophys. J.* **797**, 5 (2014).
13. Истман и др. (R.G. Eastman, B.P. Schmidt, and R. Kirshner), *Astrophys. J.* **466**, 911 (1996).
14. Касен, Вусли (D. Kasen and S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **703**, 2205 (2009).
15. Кишнер, Кван (R.P. Kirshner and J. Kwan), *Astrophys. J.* **193**, 27 (1974).
16. Корнилов и др. (V.G. Kornilov, B.S. Safonov, M.V. Kornilov, N.Shatsky, O. Voziakova, S. Potanin, I. Gorbunov, V. Senik, and D. Cheryasov), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **126**, 482 (2014).
17. Кутри и др. (R.M. Cutri, M.F. Skrutskie, S. van Dyk, et al.), *VizieR On-line Data Catalog: II/246* (2003).
18. Леррет и др. (S.K. Leggett, M.J. Currie, W.P. Varricatt, T.G. Hawarden, A.J. Adamson, J. Buckle, T. Carroll, J.K. Davies, et al.), *MNRAS* **373**, 781 (2006).
19. Литвинова, Надёжин (I.Yu. Litvinova and D.K. Nadyozhin), *Astrophys. Space Sci.* **89**, 89 (1983).
20. Литвинова И.Ю., Надёжин Д.К., Письма в Астрон. журн. **11**, 351 (1985) [I.Yu. Litvinova and D.K. Nadyozhin, *Sov. Astron. Lett.* **11**, 145 (1985)].
21. Маргайр и др. (K. Maguire, E. Di Carlo, S.J. Smartt, A. Pastorello, D.Yu. Tsvetkov, S. Benetti, S. Spiro, A.A. Arkharov, et al.), *MNRAS* **404**, 981 (2010).
22. Надёжин Д.К., *MNRAS* **346**, 97 (2003).
23. Наджип А.Э., Татарников А.М., Туми Д.У., Шатский Н.И., Черепашук А.М., Ламзин С.А., Белинский А.А., *Астрофиз. бюлл.* **72**, 382 (2017).
24. О'Нейл и др. (D. O'Neill, R. Kotak, M. Fraser, S.A. Sim, S. Benetti, S.J. Smartt, S. Mattila, C. Ashall, et al.), *Astron. Astrophys.* **622**, L1 (2019).
25. Никифорова и др. (A. Nikiforova, P. Baklanov, S. Blinnikov, D.A. Blinov, T.S. Grishina, Yu.V. Troitskaya, D.A. Morozova, E.N. Kopatskaya, E.G. Larionova, and I.S. Troitsky), eprint arXiv:2102.04388 (2021).
26. Пасторелло и др. (A. Pastorello, S. Valenti, L. Zampieri, H. Navasardyan, S. Taubenberger, S.J. Smartt, A.A. Arkharov, O. Bärnbantner, et al.), *MNRAS* **394**, 2266 (2009).
27. Познански и др. (D. Poznanski, N. Butler, A.V. Filippenko, M. Ganeshalingam, W. Li, J.S. Bloom, R. Chornock, R.J. Foley, et al.), *Astrophys. J.* **694**, 1067 (2009).
28. Потанин С.А., Горбунов И.А., Додин А.В., Саввин А.Д., Сафонов Б.С., Шатский Н.И., *Астрон. журн.* **94**, 715 (2017).
29. Поташов М.Ш. и др., (M. Potashov, S. Blinnikov, P. Baklanov, and A. Dolgov), *MNRAS* **431**, 1 (2013).
30. Рой и др. (R. Roy, R. Kumar, S. Benetti, A. Pastorello, F. Yuan, P.J. Brown, S. Immler, T.A. Fatkhullin, et al.), *Astrophys. J.* **736**, 76 (2011).
31. Смартт и др. (S.J. Smartt, J.J. Eldridge, R.M. Crockett, and J.R. Maund), *MNRAS* **395**, 1409 (2009).
32. Смартт (S.J. Smartt), *Publ. Astron. Soc. Australia* **32**, 16 (2015).
33. Такатс и др. (K. Takats, M.L. Pumo, N. Elias-Rosa, A. Pastorello, G. Pignata, E. Pailas, L. Zampieri, J.P. Anderson, et al.), *MNRAS* **438**, 368 (2014).
34. Утробин, Чугай (V.P. Utrobin and N.N. Chugai), *Astron. Astrophys.* **506**, 829 (2009).
35. Утробин, Чугай (V.P. Utrobin and N.N. Chugai), *MNRAS* **472**, 5004 (2017).
36. Утробин и др. (V.P. Utrobin, A. Wongwathanarat, H.-Th. Janka, and E. Muller), *Astrophys. J.* **846**, 37 (2017).
37. Чонис, Гаскелл (T.S. Chonis and C.M. Gaskell), *Astron. J.* **135**, 264 (2008).

38. Хамуи, Пинто (M. Hamuy and P.A. Pinto), *Astrophys. J.* **566**, L63 (2002).
39. Хениг и др. (S.F. Hönl, D. Watson, M. Kishimoto, and J. Hjorth), *Nature* **515**, 528 (2014).
40. Цветков и др. (D.Yu. Tsvetkov, A.A. Volnova, A.P. Shulga, S.A. Korotkiy, A. Elmhamdi, I.J. Danziger, and M.V. Ereshko), *Astron. Astrophys.* **460**, 769 (2006).
41. Цветков Д.Ю., Шугаров С.Ю., Волков И.М. и др., *Письма в Астрон. журн.* **44**, 338 (2018) [D.Yu. Tsvetkov et al., *Astron. Lett.* **44**, 315 (2018)].
42. Цветков и др. (D.Yu. Tsvetkov, P.V. Baklanov, M.Sh. Potashov, V.L. Oknyansky, Kh.M. Mikailov, N.A. Huseynov, I.A. Alekberov, O.V. Khalilov, et al.), *MNRAS* **487**, 3001 (2019).
43. Шалаи и др. (T. Szalai, J. Vinko, R. Konyves-Toth, A.P. Nagy, K.A. Bostroem, K. Sarneczky, P.J. Brown, O. Pejcha, et al.), *Astrophys. J.* **876**, 19 (2019).
44. Шатский и др. (N. Shatsky, A. Belinsky, A. Dodin, S. Zheltoukhov, V. Kornilov, K. Postnov, S. Potanin, B. Safonov, A. Tatarnikov, and A. Cherepashchuk), eprint arXiv:2010.10850 (2020).
45. Юан и др. (W. Yuan, M.M. Fausnaugh, and S.L. Hoffmann), eprint arXiv:2007.07888 (2020).
46. Яманака и др. (M. Yamanaka, T. Nakaoka, M. Kawabata, H. Kimura, and K.S. Kawabata), *Astron. Telegram* **11526** (2018).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК Lap 30 ПО ОПТИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ

© 2021 г. Н. Р. Дёминова^{1*}, В. В. Шиманский^{2,1}, Н. В. Борисов², М. М. Габдеев^{1,3}

¹Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

²Специальная астрономическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

³Институт прикладных исследований АН РТ, Казань, Россия

Поступила в редакцию 24.03.2021 г.

После доработки 30.03.2021 г.; принята к публикации 30.03.2021 г.

Выполнен модельный анализ оптического излучения молодой предкатаклизмической переменной Lap 30 и определен набор ее фундаментальных характеристик. Спектроскопические и многополосные фотометрические наблюдения проведены на телескопах БТА и Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории РАН. Для расчетов синтетических спектров и кривых блеска использовалась методика моделирования облучаемых атмосфер звезд в тесных двойных системах. Установлено доминирование в оптическом диапазоне излучения sdV-субкарлика с параметрами атмосферы $T_{\text{eff}} = 30\,500 \pm 1100$ К, $\log g = 5.60 \pm 0.10$ при умеренном влиянии эффектов отражения на кривые блеска и профили линий H β . Измеренные наборы лучевых скоростей главной компоненты проанализированы с учетом возможного влияния на них эффектов отражения и уточнена их полуамплитуда $K_1 = 56.3 \pm 2.0$ км/с. Найдено, что близкая к синусоидальной форма кривых блеска Lap 30 позволяет установить только верхний предел значений угла наклона орбиты. На основе согласования модельных и наблюдаемых кривых блеска получены оценки радиусов компонент при разных значениях угла наклона. Для определения их нижнего предела использованы эволюционные оценки радиусов маломассивных звезд Главной Последовательности. Масса главной компоненты принята равной нормальной массе одиночных sdV-субкарликов $M_1 = 0.47 M_{\odot}$. В итоге определены диапазоны возможных изменений угла наклона $i = 33^{\circ} - 45^{\circ}$ и большой полуоси орбиты, радиусов компонент и массы $M_2 = 0.127 - 0.175 M_{\odot}$ красного карлика.

Ключевые слова: наблюдения: спектры, звезды: параметры, моделирование: эффекты отражения, звезды: Lap 30.

DOI: 10.31857/S032001082105003X

ВВЕДЕНИЕ

Предкатаклизмические переменные (ПП) были впервые выделены в отдельный класс Риттером в середине 80-х гг. XX в. (Риттер, 1986). Главными компонентами таких тесных двойных систем (ТДС) являются горячие субкарлики или остывающие белые карлики, а вторичными — маломассивные звезды поздних спектральных классов. По эволюционному статусу ПП считаются промежуточной стадией между системами с общими оболочками и катаклизмическими переменными. Физическое состояние главной компоненты определяет внутреннее разделение класса ПП на старые системы с белыми карликами и молодые с sdO-субкарликами и sdV-субкарликами, сильно различающиеся по

наблюдаемым характеристикам и распределению в Галактике. Высокая эффективная температура и светимость главных компонент многих ПП обуславливают ультрафиолетовое облучение поверхности их холодных спутников с его переработкой в оптические кванты. В итоге в излучении ТДС формируются эффекты отражения, амплитуда которых в основном зависит от температуры главной компоненты и площади отражающей поверхности холодной звезды. К системам типа HW Vir относят молодые ПП, содержащие sdV-субкарлики (звезды на постгоризонтальной ветви (post-HV)) в паре с красными или коричневыми карликами с массой $M_2 < 0.40 M_{\odot}$. При исследовании таких систем основной проблемой является умеренно высокая температура sdV-субкарликов $T_{\text{eff}} \leq 40\,000$ К и небольшие размеры вторичных компонент, сильно ограничивающие амплитуды эффектов отражения

* Электронный адрес: nellyrd@mail.ru

($\Delta m_V \leq 0.2^m$). В результате оптические спектры систем содержат линии только главных компонент без присутствия деталей, формирующихся в излучении холодных спутников.

Первые результаты проводимых нами в текущем десятилетии исследований звезд типа HW Vir обобщены в работе Дёминовой и др. (2017). Анализ известных к настоящему времени параметров этих систем показал наличие у них значимых аномалий. В частности, в выборке из 17 объектов обнаружен систематический избыток (на 5–40%) радиуса вторичных компонент относительно звезд Главной Последовательности (ГП) аналогичной массы. Аналогичные избытки радиуса зарегистрированы у некоторых молодых ПП с sdO-субкарликами (Шиманский и др., 2009), что объясняется их остаточным возбуждением после выхода систем из стадии общей оболочки. Однако у систем типа HW Vir не обнаружены избытки светимости вторичных компонент, характерные для молодых ПП с sdO-субкарликами (Дёминова и др., 2017). Поэтому можно предположить, что аномалии параметров холодных звезд в двух типах ПП имеют разную природу. Для уточнения этой природы в ПП с sdB-субкарликами требуется высокоточное, комплексное исследование большой выборки объектов. Особое внимание следует уделить слабо изученным в настоящее время объектам, среди которых в основном доминируют незатменные ПП. При их исследовании, кроме стандартного для звезд типа HW Vir отсутствия информации об излучении вторичной компоненты, возникают сложности с точным определением угла наклона орбиты. В работе Шиманского и др. (2012б) показано, что в системах с эффектами отражения не менее $\Delta m_V = 0^m40$ точность современных фотометрических наблюдений позволяет из моделирования кривых блеска получить оценку угла наклона с ошибкой $\delta i = 2^\circ - 3^\circ$. Однако у многих звезд типа HW Vir фотометрические эффекты отражения не превосходят $\Delta m_V = 0^m20$, что ставит вопрос о возможности определять наклоны их орбит с допустимой точностью.

К группе незатменных систем типа HW Vir в настоящее время относят звезду Lap 30 ($\alpha_{2000} = 03^h28^m55^s$, $\delta_{2000} = +50^\circ35'29''$; $m_V = 14^m3$), классифицированную в работе Вербека и др. (2012) как ТДС, содержащую sdB-субкарлик с параметрами атмосферы $T_{\text{эф}} = 28\,500$ К и $\log g = 5.5$. Значения орбитального периода системы $P_{\text{orb}} = 0^d11017$ и полуамплитуды лучевых скоростей sdB-субкарлика $K_1 = 64$ км/с найдены Купфер и др. (2014). Предполагая массу главной компоненты равной средней массе sdB-субкарликов ($M = 0.47 M_\odot$), Хебер (2016) получил оценку массы холодного спутника $M_2 > 0.1 M_\odot$. Основная

трудность при определении более точных параметров Lap 30 заключается в отсутствии затмений в ее кривых блеска. На основе их численного анализа Купфер и др. (2014) представили оценки массы $M_1 = 0.49 M_\odot$ для sdB-субкарлика и $M_2 = 0.12 M_\odot$ для красного карлика. В результате Lap 30 классифицирована как короткопериодическая незатменная ПП типа HW Vir. Однако ее параметры найдены с применением чернотельного моделирования кривой блеска и могут содержать значимые ошибки вследствие некорректного учета эффектов отражения.

В данной работе мы провели комплексный анализ спектроскопических и фотометрических наблюдений Lap 30 с применением моделей облучаемых звездных атмосфер. В следующем разделе представлена информация о выполненных наблюдениях, их первичной обработке, качественном анализе кривых блеска и спектров, а также измерениях и исследованиях лучевых скоростей. Далее описаны методика расчетов излучения ТДС с эффектами отражения и результаты ее применения при модельном анализе спектров и кривых блеска Lap 30.

НАБЛЮДЕНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

Наблюдения Lap 30 в фильтрах *B*, *V* и *Rc* (далее *R*) фотометрической системы Коузинса проведены в ночь 7/8 декабря 2015 г. на телескопе Цейсс-1000 САО РАН с применением штатного фотометра и ПЗС-матрицы EEV 42-40. При равной продолжительности экспозиций 60 с и чередовании фильтров накоплено 410 ПЗС-изображений поля объекта, из которых 134 — в полосе *R*, 137 — в *V* и 139 — в *B*. Наблюдения охватывают более одного орбитального периода, что позволило проверить соответствие значений блеска звезды в одинаковых орбитальных фазах и гарантировать отсутствие их систематического тренда в течение ночи.

Для обработки фотометрических наблюдений применялся стандартный пакет редукции астрономических данных Maxim DL. Объектами сравнения выбраны две звезды близкой яркости и цвета, а контрольными считались все звезды, попадающие в поле ПЗС-матрицы. Анализ флуктуаций их блеска показал, что ошибки дифференциальной фотометрии объекта оказались равными $\delta m \approx 0.01^m$ в полосах *R*, *V* и $\delta m \approx 0.02^m$ в полосе *B*.

Переход от шкалы гелиоцентрических юлианских HJD к шкале фаз орбитального периода $\varphi \equiv E$ выполнен с применением оценки орбитального периода $P_{\text{orb}} = 0^d11017$ из работы Купфер и др. (2014). Отсутствие в Купфер и др. (2014) информации о моменте минимума блеска HJD_{min} не позволяет уточнить значение периода Lap 30.

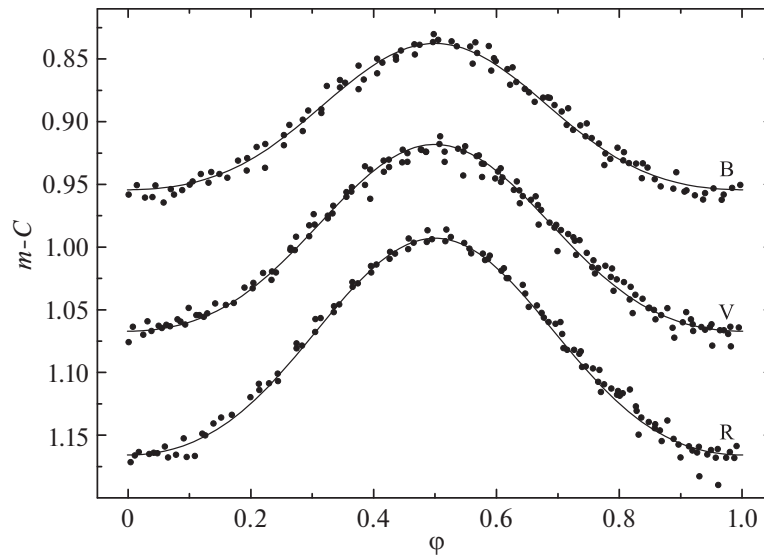


Рис. 1. Наблюдаемые кривые блеска (точки) и теоретические (модельные) кривые блеска (линии) для угла наклона 35° .

Поэтому мы получили значение HJD_{\min} из анализа наших наблюдений и в дальнейшем использовали эфемериду

$$HJD_{\min} = 2457364.2067(\pm 0.0002) + \quad (1) \\ + 0.11017(\pm 0.00011) \times E.$$

На рис. 1 представлены итоговые орбитальные кривые блеска Lap 30 в полосах B , V , R вместе с их оптимальным описанием на основе численного моделирования (см. ниже). Их форма с высокой точностью близка к синусоидальной, а амплитуда возрастает с увеличением длины волны от $\Delta m_B = 0^m.117$ до $\Delta m_R = 0^m.173$. Такое изменение амплитуды характерно для действия эффектов отражения в ПП с sdB-субкарликом, а ее значение близко к найденному у других объектов с умеренным облучением: HW Vir (Ибаноглу и др., 2004, $\Delta m_V = 0^m.19$), NY Vir (Килкенни и др., 1998, $\Delta m_V = 0^m.18$), V1828 Aql (Алмейда и др., 2012, $\Delta m_V = 0^m.15$). Однако в подобных системах при угле наклона $i > 55^\circ$ фазы минимума блеска имеют большую на 7–15% продолжительность, чем фазы максимума. Отсутствие данного эффекта в кривых блеска Lap 30 позволяет при их модельном анализе установить верхний предел значений угла наклона i .

Спектроскопические наблюдения Lap 30 проведены в ночь 8/9 октября 2016 г. с применением редуктора светосилы первичного фокуса SCORPIO (Афанасьев, Моисеев, 2005) БТА САО, работающего в режиме спектроскопии с длинной щелью. При наблюдениях использовались гризма VPHG1200g (1200 штр./мм) и CCD-приемник

EEV 42-40 (2048 × 2048 пикселей размером 13.5×13.5 мкм), обеспечивающие спектральное разрешение $\Delta\lambda \approx 5.0 \text{ \AA}$ в интервале длин волн $\lambda = 4050\text{--}5850 \text{ \AA}$. В хороших климатических условиях с размером изображений звезд $1.8''$ при зенитных расстояниях объекта не более 20° и длительности экспозиций в 300 с накоплено 26 спектральных ПЗС-изображений с охватом всех фаз орбитального периода, а также изображения спектров Ar–Ne–He-лампы и спектрофотометрического стандарта BD 28°3211 из обзора Бохлин (1996). Первичная редукция наблюдений проходила по стандартной методике в среде *IDL*¹. Последующая нормировка спектров выполнена в пакете *Origin* на основе их сравнения с калиброванными спектрами молодых ПП HW Vir и V1828 Aql. Статистический анализ полученных наблюдений показал, что отношение сигнал/шум в них превышает $S/N = 90$ для диапазона $\lambda = 4200\text{--}5200 \text{ \AA}$.

Нормированные спектры Lap 30 в нескольких фазах орбитального периода представлены на рис. 2а. В них наблюдаются абсорбционные линии водорода (H_β 4861 Å, H_γ 4340 Å, H_δ 4102 Å), гелия (HeI $\lambda\lambda$ 4387, 4471, 4921, 5015, 5047 Å, HeII λ 4686 Å) и бленда СIII–NIII, формирующиеся в атмосфере sdB-субкарлика. Слабость линии HeII λ 4686 Å указывает на эффективную температуру звезды не выше $T_{\text{eff}} = 33\,000 \text{ K}$ и затрудняет определение параметров ее атмосферы из анализа наблюдений (см. ниже). В спектрах не обнаружены какие-либо эмиссионные детали, вызванные

¹ <http://www.itvis.com/idl>

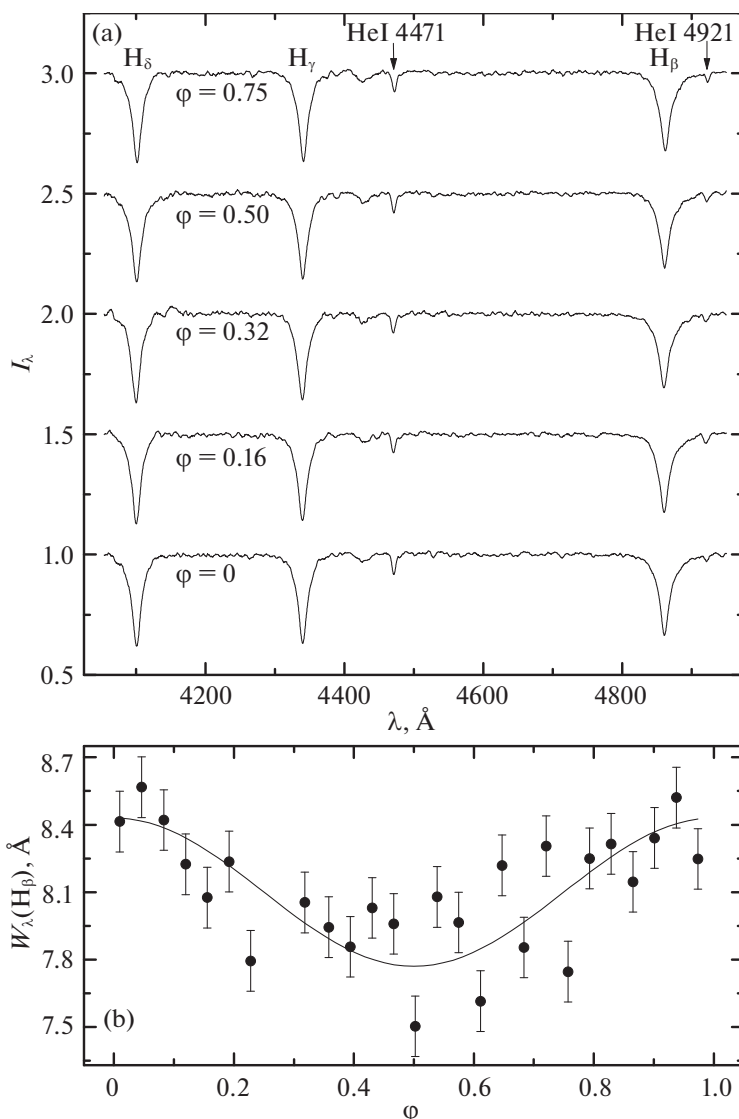


Рис. 2. Наблюдаемые спектры Lan 30 в разных фазах (а); изменение эквивалентной ширины W_λ линии H_β с фазой орбитального периода (б).

действием эффектов отражения на поверхности вторичной компоненты. Данное явление объясняется относительно невысокой температурой sdB-субкарлика при одновременном доминировании его излучения в оптическом диапазоне. Однако в работе Шиманского и др. (2012б) установлено, что эффекты отражения формируют слабые эмиссионные компоненты линий HI, ослабляющие их наблюдаемые абсорбционные профили в фазах максимума блеска. Поэтому мы измерили эквивалентные ширины W_λ линий HI и построили их зависимости от фазы орбитального периода. Пример наблюдаемых фазовых изменений W_λ для линии H_β с их аппроксимацией синусоидой показан на рис. 2б. Ошибки определения W_λ оценены из наблюдаемого отношения $S/N = 115$ в области линии H_β и средней точности нормировки на уровне 0.102%. Очевидно,

что эквивалентная ширина линии испытывает колебания с амплитудой около 7% и достигает минимума вблизи фазы $\varphi = 0.5$. Аналогичные изменения для линий H_γ и H_δ выражены намного слабее и их амплитуда не превышает ошибок измерения W_λ . В работе Шиманского и др. (2012б) показано, что эмиссионные компоненты линий HI, кроме ослабления абсорбционных профилей, вызывают их небольшой сдвиг ($\Delta\lambda = 0.2\text{--}0.3 \text{ \AA}$) по длине волны и искажают измеряемые значения лучевых скоростей V_r sdB-субкарлика. В результате амплитуды лучевых скоростей K_1 для разных линий могут различаться на величину, большую ошибок измерений. Для минимизации описанных искажений V_r предпочтительно использовать линии H_γ и H_δ с более слабыми эмиссионными компонентами.

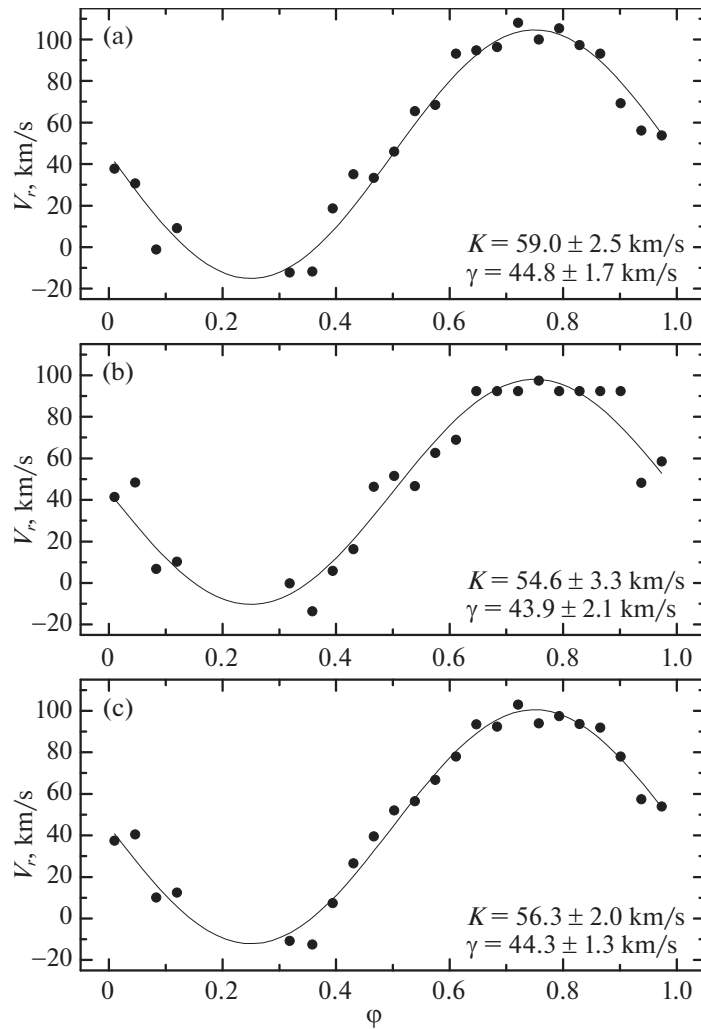


Рис. 3. Кривые лучевых скоростей sdV-субкарлика по линиям H_β (a), H_γ (b) и в сумме по четырем линиям $H\beta$ и HeI (c).

Однако измерения по этим линиям обладают меньшей точностью вследствие пониженного отношения S/N в синем диапазоне. Поэтому мы определили лучевые скорости sdV-субкарлика из анализа смещений всех линий $H\beta$ с контролем различий между ними.

Измерение лучевых скоростей выполнено методом многополосной кросс-корреляции. В качестве спектра сравнения использовалось усреднение всех наблюдаемых спектров после их перевода в лабораторную шкалу длин волн. Значения V_r находились с использованием как отдельных линий H_δ , H_γ и H_β , так и их различных комбинаций, в том числе с дополнительным учетом наиболее сильной линии гелия HeI λ 4471 Å. При измерении скоростей из спектров Lap 30 выделялись интервалы шириной $\Delta\lambda = 130$ Å для линий $H\beta$ или $\Delta\lambda = 40$ Å для линии HeI λ 4471 Å с центрами на их лабораторных длинах волн. Средняя ошибка лучевых скоростей при анализе одной линии соста-

вила $\delta V_r \approx 15$ км/с, а при совместном учете всех линий $\delta V_r \approx 8$ км/с. Полученные зависимости V_r от фаз орбитального периода аппроксимировались в приближении круговой орбиты. Анализ лучевых скоростей с применением модели эллиптической орбиты показал, что значение ее эксцентриситета не превышает $e = 0.02 \pm 0.02$. Результаты аппроксимаций для линий H_β и H_γ , а также для варианта совместного анализа всех линий представлены на рис. 3. Полуамплитуды лучевых скоростей составили $K_1 = 59.0 \pm 2.5$ км/с для линии H_β , $K_1 = 54.6 \pm 3.3$ км/с для линии H_γ , $K_1 = 55.6 \pm 2.9$ км/с для линии H_δ и $K_1 = 56.3 \pm 2.0$ км/с при совместном учете всех линий. Можно предположить, что описанные дополнительные смещения линии H_β увеличили амплитуду лучевых скоростей на $\Delta K_1 \approx 4.0$ км/с, что превышает ошибку определения K_1 . Однако включение этой линии в совместный анализ позволяет заметно снизить случайные ошибки измерений V_r . Поэтому в ка-

честве окончательной мы приняли величину K_1 , найденную по всем линиям. Соответствующая ей функция масс вторичной компоненты составила $f(m) = 0.00204 \pm 0.000020 M_{\odot}$. В статье Купфера и др. (2014) для главной компоненты Lap 30 представлено 38 значений V_r со средней точностью $\delta V_r = 5-20$ км/с и оценка их полуамплитуды $K_1 = 64.0 \pm 1.5$ км/с. Авторы не описывают выбранный способ измерений V_r , но их результаты неравномерно распределены по орбитальному периоду с наличием только трех значений в диапазоне фаз $\varphi = 0.46-0.93$. Поэтому мы считаем найденную нами оценку K_1 более корректной.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ

Вычисление теоретических спектров и кривых блеска Lap 30 проводилось с применением метода моделей облучаемых атмосфер, разработанного Шиманским и др. (2002) и реализованного в программном комплексе SPECTR (Шиманский и др., 2003). Температурная структура атмосферы рассчитывалась по методике учета баланса функций нагрева и охлаждения звездного газа (Иванова и др., 2002). Для необлученных атмосфер использовались сеточные модели Куруца (1993) для красного карлика и Митрофановой и др. (2014) для sdV-субкарлика. Модели интерполировались или экстраполировались на заданные параметры $T_{\text{эф}}$ и $\log g$ по методике Сулейманова (1996). Солнечный химический состав задавался, согласно данным Андерс, Гревес (2005). На основе наборов моделей атмосфер компонент для 72 фаз орбитального периода вычислялись их спектры, излучаемые в направлении наблюдателя. При их расчете использовались источники непрозрачности, затабулированные в комплексах STARDISK (Сулейманов, 1992) и SPECTR (Шиманский и др., 2003), а также 2 500 000 атомарных и молекулярных линий по данным Каstellли, Куруц (2003). Для линий H I, He I, He II, Mg II, Si II учитывались отклонения от ЛТР согласно методике Шиманского и др. (2012a). Спектры компонент складывались с учетом лучевых скоростей их орбитального движения и сворачивались с аппаратной функцией редуктора светосилы SCORPIO (Афанасьев, Моисеев, 2005), а при расчете кривых блеска дополнительно сворачивались с кривыми пропускания светофильтров системы Коузинса (Страйжис, 1977).

Для определения параметров атмосферы sdV-субкарлика мы применили модельный анализ спектра с минимальным влиянием эффектов отражения, полученного усреднением шести наблюдаемых спектров в диапазоне фаз $\varphi = 0.0 \pm 0.1$. Отсутствие затмения в Lap 30 указывает на возможность

наблюдения горячего пятна на поверхности вторичной компоненты в течение всего орбитального периода. Однако расчеты кривых блеска при ограничениях на угол наклона орбиты $i = 35^{\circ}-45^{\circ}$ (см. ниже) показали, что в выбранных фазах излучение пятна не способно исказить профили линий H I и He I более, чем на 1.5%. Параметры атмосферы (эффективная температура $T_{\text{эф}}$, поверхностная сила тяжести $\log g$ и содержания гелия [He/H]) находились путем варьирования их значений до оптимального согласования теоретических и наблюдаемых профилей линий H I, He I $\lambda\lambda$ 4387, 4471, 4921, 5015 Å и He II λ 4686 Å. При поиске оптимального набора параметров учитывалось, что эффективная температура влияет на соотношение глубин линий He I и He II, $\log g$ — на интенсивность крыльев и глубину водородных линий, а [He/H] — на глубину всех гелиевых линий. Наилучшее согласование теоретического и наблюдаемого спектров определялось минимумом их суммарных среднеквадратичных уклонений в названных линиях. Отметим, что слабость линии He II λ 4686 Å обуславливает появление заметных погрешностей в значениях $T_{\text{эф}}$ и $\log g$. В частности, нам не удалось корректно описать ядра линий H I. Требуемое для этого повышение $T_{\text{эф}}$ до 33 000 К приводит к росту интенсивности линии He II λ 4686 Å намного сильнее наблюдаемой. В итоге мы нашли следующие параметры атмосферы sdV-субкарлика: $T_{\text{эф}} = 30\,500 \pm 1100$ К, $\log g = 5.60 \pm 0.10$, [He/H] = -1.1 ± 0.1 . Соответствующее сравнение теоретического и наблюдаемого спектров показано на рис. 4.

На форму и амплитуду кривых блеска основное влияние оказывают пять параметров системы: температуры $T_{\text{эф}}$ и относительные радиусы R/a обеих компонент, а также угол наклона орбиты i . Их одновременное определение из численного анализа многополосной фотометрии возможно только при наличии у системы полных затмений. Для уменьшения числа неизвестных параметров при моделировании кривых блеска эффективная температура sdV-субкарлика принималась фиксированной $T_{\text{эф}}^1 = 30\,500$ К по результатам исследования наблюдаемого спектра. Расчеты показали, что доля собственного излучения вторичной компоненты при $T_{\text{эф}}^2 = 3700$ К, соответствующей максимальной оценке ее массы $M_2 = 0.32 M_{\odot}$ (Жирарди и др., 2000), не превышает 0.2% от полной светимости Lap 30 в полосе R . Поэтому эффективная температура холодной звезды считалась недоступной для измерения и задавалась на уровне $T_{\text{эф}}^2 = 3250$ К для наиболее вероятного значения $M_2 = 0.15 M_{\odot}$ (см. ниже). В итоге при моделировании мы варьировали относительные радиусы компонент (R_1/a и R_2/a) и угол наклона орбиты до достижения наилучшего

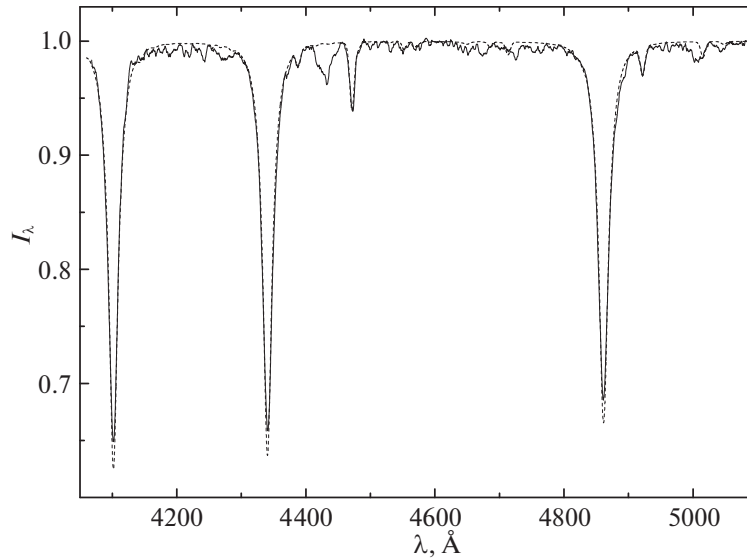


Рис. 4. Теоретический (штриховая линия) и наблюдаемый (сплошная линия) спектры Lap 30 в минимуме блеска.

описания наблюдаемых кривых блеска. Согласно нашим модельным расчетам, их синусоидальная форма может быть корректно описана только при угле наклона орбиты не более $i = 45^\circ$. Одновременно найдено, что объем и точность фотометрических данных не позволяют найти три параметра из анализа наблюдений. В результате мы выполнили моделирование для ряда углов в интервале $i = 20^\circ - 45^\circ$ с шагом $\Delta i = 5^\circ$, определив в каждом случае радиусы обеих компонент из наилучшего согласования теоретических и наблюдаемых кривых блеска. Критерием согласования являлось достижение минимума их суммарных среднеквадратичных уклонений в фильтрах B , V , R . Отметим, что радиус вторичной компоненты прежде всего определяет амплитуду изменений блеска Lap 30, а радиус главной — разницу амплитуд в разных фильтрах. В результате нахождение значений радиусов оказалось возможным при всех значениях i . Отметим, что при $i \geq 40^\circ$ возникают заметные сложности в одновременном описании формы и амплитуды кривых блеска во всех фильтрах. Пример описания наблюдаемых кривых блеска при $i = 35^\circ$ представлен на рис. 1.

Отсутствие наблюдательных данных о собственном излучении и лучевых скоростях красного карлика делает невозможным определение параметров Lap 30 без внесения дополнительных предположений. Поэтому мы зафиксировали массу главной компоненты как $M_1 = 0.47 M_\odot$ на основании результатов исследований параметров sdB-субкарликов (Хебер, 2016). В итоге для любого принятого значения угла наклона i оказывается возможным вычислить массу вторичной компоненты M_2 и большую полуось системы a .

Теоретический радиус R_{mod} звезды ГП с массой M_2 мы находили с применением моделей эволюции маломассивных звезд (Жирарди и др., 2000) солнечного химического состава. Одновременно знание величины a и относительных радиусов компонент R/a (см. выше) позволяет найти их абсолютные значения R_1 и R_2 . В табл. 1 даны оценки a , R_1 , R_2 и M_2 при различных значениях i , а на рис. 5 показана зависимость отношения радиуса вторичной компоненты R_2 к теоретическому радиусу звезды ГП R_{mod} от угла наклона орбиты. Радиус звезды ГП является наименьшим из возможных при заданном значении массы. Поэтому мы отклонили все решения, для которых выполнено $R_2/R_{\text{mod}} < 1$, и ограничили интервал возможных значений угла наклона в пределах $i = 33^\circ - 45^\circ$. Предположение о нахождении вторич-

Таблица 1. Параметры Lap 30 при различных углах наклона орбиты

i°	a/R_\odot	M_2/M_\odot	R_1/R_\odot	R_2/R_\odot	R_{mod}/R_\odot
20	0.891	0.316	0.173	0.255	0.309
25	0.861	0.239	0.173	0.223	0.248
30	0.842	0.193	0.172	0.202	0.210
35	0.829	0.163	0.172	0.187	0.184
40	0.820	0.142	0.171	0.174	0.162
45	0.813	0.127	0.171	0.167	0.147

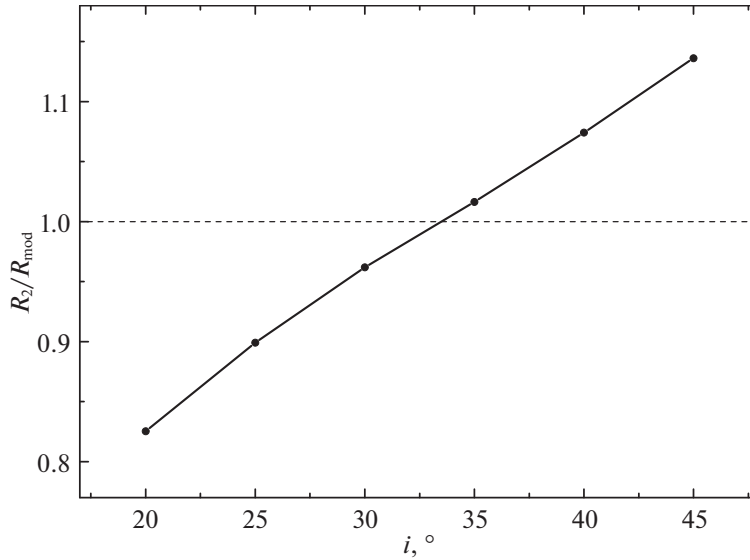


Рис. 5. Зависимость отношения наблюдаемого радиуса вторичной компоненты к модельному радиусу звезды ГП R_2/R_{mod} от угла наклона системы i .

ной компоненты на ГП требует предпочтительного выбора значения $i = 33^\circ$. Однако анализ параметров изученных ПП типа HW Vir (Дёминова и др., 2017) показывает наличие у их вторичных компонент систематических избытков радиуса в пределах 5–40%. Поэтому мы считаем наиболее предпочтительным значение угла наклона орбиты Lan 30 $i = 37^\circ \pm 2^\circ$, соответствующее избытку радиуса красного карлика $4 \pm 2\%$.

Применение гипотезы о соответствии массы главной компоненты средней массе $M = 0.47 M_\odot$ одиночных sdB-субкарликов требует проверки

устойчивости найденных нами оценок остальных параметров. Расчеты показали, что при повышении принятого значения массы до $M_1 = 0.49 M_\odot$ (Купфер и др., 2014) масса вторичной компоненты возрастает на 2.3–2.5% или на $\Delta M_2 = 0.003\text{--}0.004 M_\odot$ в диапазоне углов $i = 33^\circ\text{--}45^\circ$. Одновременное увеличение размеров большой полуоси Lan 30 и радиусов ее компонент на 1.2% обуславливает очень слабое изменение отношения R_2/R_{mod} . В результате можно сделать вывод, что вариации значения массы sdB-субкарлика в пределах $\Delta M_1 = 0.02\text{--}0.03 M_\odot$ не способны существенно скорректировать представленные диапазоны возможных значений угла наклона орбиты и параметров вторичной компоненты.

Итоговые предпочтительные и допустимые значения параметров Lan 30 обобщены в табл. 2. В ряде случаев они показывают заметные отличия от оценок, представленных в литературе. В частности, Вербеек и др. (2012) определили температуру sdB-субкарлика как $T_{\text{eff}} = 28\,500\text{ K}$, т.е. на $\Delta T_{\text{eff}} = 2000\text{ K}$ ниже нашего значения. Позднее Купфер и др. (2014) из исследования кривых блеска получили массы компонент $M_1 = 0.49 M_\odot$ и $M_2 = 0.12 M_\odot$. Авторы не указали найденной ими оценки i , но опубликованные значения M_1 , M_2 и K_1 соответствуют $i = 60^\circ$. Данная величина представляется нам неоправданно высокой с учетом почти синусоидальной формы кривой блеска Lan 30.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленном исследовании оптического излучения молодой ПП Lan 30 нами обнаружены

Таблица 2. Предпочтительные и допустимые (в скобках) фундаментальные параметры Lan 30

Звезда	Главная	Вторичная
P_{orb} , d	$0.11017 \pm 0.00011^*$	
a/R_\odot	$0.825 (0.813\text{--}0.833)$	
T_{eff} , K	$30\,500 \pm 1100$	
$\log g$	5.60 ± 0.10	
R/R_\odot	$0.172 (0.171\text{--}0.172)$	$0.181 (0.167\text{--}0.193)$
M/M_\odot	0.470	$0.154 (0.127\text{--}0.175)$
i°	$37 (33\text{--}45)$	

* Купфер и др., 2014.

серьезные затруднения при определении параметров незатменных систем типа HW Vir со слабыми эффектами отражения. Наше моделирование показывает, что в таких системах при углах наклона $i = 40^\circ - 50^\circ$ длительность фаз минимума блеска увеличена на 2–3% орбитального периода. Амплитуда блеска $\Delta m = 0^m.4$ в сочетании с хорошей точностью ($\delta m = 0.01^m$) и низкой скважностью ($\delta \varphi = 0.01 P_{\text{orb}}$) дифференциальной фотометрии позволяет выявить и модельно анализировать такие искажения (Шиманский и др., 2012б). Однако для ПП с амплитудой переменности $\Delta m \approx 0^m.2$ требуется фотометрия с вдвое меньшей временной скважностью, которая может оказаться невыполнимой в силу различных наблюдательных ограничений. Поэтому отсутствие необходимой плотности фотометрических наблюдений Lap 30 позволило нам установить лишь верхнюю границу значений для угла наклона орбиты.

При определении характеристик Lap 30 мы использовали дополнительное предположение о массе главной компоненты $M_1 = 0.47 M_\odot$, соответствующей ее значению у большинства одиночных sdB-субкарликов (Хебер, 2016). Данный подход обусловлен отсутствием информации о движении вторичной компоненты в системах типа HW Vir. В работе Шиманского и др. (2012б) на основе моделирования спектров установлено, что при эффектах отражения $\Delta m = 0^m.4$ кривые лучевых скоростей имеют существенные отклонения от синусоидальной формы, позволяющие оценить отношение масс компонент. Однако кривые V_r в Lap 30 не показывают таких искажений и фиксация значения M_1 является единственным способом нахождения остальных параметров. Мы планируем использовать данное предположение при исследовании других систем типа HW Vir со слабыми эффектами отражения, что обеспечит методическую однородность результатов. Кроме того, мы задали логичное ограничение величины радиуса вторичной компоненты на уровне не менее радиуса звезд ГП аналогичной массы, что позволило зафиксировать параметры Lap 30 в относительно узких диапазонах и указать их наиболее вероятные значения. Поэтому мы считаем использование описанных предположений эффективным средством при модельном исследовании излучения и нахождении параметров аналогичных незатменных систем типа HW Vir. Однако их отбор следует проводить с учетом вышеуказанного требования к достаточной временной плотности фотометрических наблюдений.

Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (включая соглашение 05.619.21.0016, уникальный идентификатор проекта RFMEFI61919X0016). Работа выполнена за счет средств субсидии 0671-

2020-0052, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности. Работы В.В. Шиманского и М.М. Габдеева проведены при финансовой поддержке РФФИ и Правительства РТ в рамках научных проектов 18-42-160003 и 19-32-60021/19.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алмейда и др. (L.A. Almeida, F. Jablonski, J. Tello, and C.V. Rodrigues), MNRAS **423**, 478 (2012).
2. Андерс, Гревес (E. Anders and N. Grevesse), Geochimica et Cosmochimica Acta **53**, 197 (1989).
3. Афанасьев В.Л., Моисеев А.В., Письма в Астрон. журн. **31**, 214 (2005) [V.L. Afanasev, A.V. Moiseev, Astron. Lett. **31**, 194 (2005)].
4. Бохлин (R.C. Bohlin), Astron. J. **111**, 1743 (1996).
5. Вербеек и др. (K. Verbeek, P.J. Groot, S. Scaringi, R. Napiwotzki, B. Spikings, R.H. Østensen, J.E. Drew, D. Steeghs, et al.), MNRAS **426**, 1235 (2012).
6. Дёминова и др. (N.R. Deminova, V.V. Shimansky, N.V. Borisov, M.M. Gabdeev, and N.N. Shimanskaya), ASP Conf. Ser. **510**, 420 (2017).
7. Жирарди и др. (L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **141**, 371 (2000).
8. Ибаноглу и др. (C. Ibanoglu, O. Cakirli, G. Tas, and S. Evren), Astron. Astrophys. **414**, 1043 (2004).
9. Иванова Д.В., Сахибуллин Н.А., Шиманский В.В., Астрон. журн. **79**, 1 (2002) [D.V. Ivanova, N.A. Sakhbullin, V.V. Shimanskii, Astron. Rep. **46**, 390 (2002)].
10. Кастелли, Куруц (F. Castelli and R.L. Kurucz), Proc. IAU Symp. 210: Modeling of Stellar Atmospheres (Ed. N. Piskunov et al., Kluwer, Dordrecht, 2003), p. A20.
11. Килкенни и др. (D. Kilkeny, D. O'Domoghue, C. Koen, A.E. Lynas-Gray, and F. van Wyk), MNRAS **296**, 329 (1998).
12. Купфер и др. (T. Kupfer, S. Geier, A. McLeod, P. Groot, K. Verbeek, V. Schaffenroth, U. Heber, C. Heuser, et al.), ASP Conf. Ser. **481**, 293 (2014).
13. Куруц (R.L. Kurucz), SAO CD-Roms (USA: Cambridge, MA02138, 1994).
14. Митрофанова А.А., Борисов Н.В., Шиманский В.В., Астрофиз. Бюлл. **69**, 88 (2014) [A.A. Mitrofanova, N.V. Borisov, and V.V. Shimansky, Astrophys. Bull. **69**, 82 (2014)].
15. Риттер (H. Ritter), Astron. Astrophys. **169**, 139 (1986).
16. Страйжис В.Л., Многоцветная фотометрия звезд (Вильнюс: Мокслас, 1977).
17. Сулейманов В.Ф., Письма в Астрон. журн. **22**, 107 (1996) [V.F. Suleimanov, Astron. Lett. **22**, 92 (1996)].
18. Сулейманов (V.F. Suleymanov), Astron. Astrophys. Trans. **2**, 197 (1992).
19. Хебер (U. Heber), Publ. Astron. Soc. Pacific **128**, 082001 (2016).

20. Шиманский В.В., Позднякова С.А., Борисов Н.В. и др., *Астрофиз. Бюлл.* **64**, 366 (2009) [V. V. Shimansky, S.A. Pozdnyakova, N.V. Borisov, et al., *Astrophys. Bull.* **64**, 349 (2009)].
21. Шиманский В.В., Борисов Н.В., Шиманская Н.Н., *Астрон. журн.* **80**, 830 (2003) [V.V. Shimansky, N.V. Borisov, N.N. Shimanskaya, *Astron. Rep.* **47**, 763 (2003)].
22. Шиманский В.В., Борисов Н.В., Сахибуллин Н.А. и др., *Астрон. журн.* **79**, 726 (2002) [V.V. Shimansky, N.V. Borisov, N.A. Sakhibullin, et al., *Astron. Rep.* **46**, 656 (2002)].
23. Шиманский В.В., Карицкая Е.А., Бочкарев Н.Г. и др., *Астрон. журн.* **89**, 821 (2012a) [V.V. Shimanskii, E.A. Karitskaya, N.G. Bochkarev, et al., *Astron. Rep.* **56**, 741 (2012a)].
24. Шиманский В.В., Якин Д.Г., Борисов Н.В., Бикмаев И.Ф., *Астрон. журн.* **89**, 956 (2012b) [V.V. Shimanskii, D.G. Yakin, N.V. Borisov, I.F. Bikmaev, *Astron. Rep.* **56**, 867 (2012b)].

РЕЗОНАНСНЫЕ ОРБИТЫ В ЗАДАЧЕ РАСШИРЕНИЯ ДОСТИЖИМЫХ ОБЛАСТЕЙ ПОСАДКИ НА ПОВЕРХНОСТИ ВЕНЕРЫ

© 2021 г. Н. А. Эйсмонт^{1*}, Р. Р. Назиров¹, К. С. Федяев¹, В. А. Зубко^{1,2},
А. А. Беляев^{1,2}, Л. В. Засова¹, Д. А. Горинов¹, А. В. Симонов³

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

³АО “Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина”, Химки, Россия

Поступила в редакцию 11.03.2021 г.

После доработки 22.03.2021 г.; принята к публикации 30.03.2021 г.

Рассматривается концепция применения гравитационных маневров у Венеры с использованием резонансных орбит с периодом, равным венерианскому. Показано, что предлагаемые операции, опирающиеся на эту концепцию, позволяют радикально расширить достижимые области посадки на поверхности Венеры. Ценой такого подхода является увеличение интервала времени, необходимого для решения этой задачи, на величину, равную орбитальному периоду Венеры. Затраты характеристической скорости при этом остаются в пределах, близких к обычным вариантам планирования миссий к Венере.

Ключевые слова: резонансные орбиты, концепция посадки, Венера, гравитационный маневр.

DOI: 10.31857/S0320010821050041

ВВЕДЕНИЕ

Российско-американский проект “Венера-Д”¹ направлен на проведение долговременных исследований поверхности и атмосферы Венеры (Эйсмонт и др., 2018). Важной частью проекта является определение наиболее интересных для изучения областей поверхности планеты². Однако возможность выбора таких областей зачастую ограничена техническими причинами, поскольку достижимые области посадки космического аппарата (КА) могут не совпадать с местами, представляющими наибольший интерес для понимания геологических процессов, происходивших на Венере с момента ее зарождения. Для этого могут предлагаться различные варианты осуществления посадки в выбранную область на поверхности планеты. Примером одного из таких вариантов на данный момент является выход на промежуточную эл-

липтическую или круговую орбиту (Боровин и др., 2018) с применением двух маневров — для выхода на эллиптическую орбиту и для схода с нее в предполагаемом месте посадки. Суммарная величина необходимой характеристической скорости для выполнения таких маневров достаточно велика, что делает способ весьма затратным. Другим способом является использование аэродинамической формы спускаемого аппарата, допускающей возможное управление его движением непосредственно в атмосфере планеты. Последний метод не требует выхода на промежуточную орбиту, что приводит к сокращению затрат топлива на выполнение такого маневра (Воронцов и др., 2010). Однако в этом случае имеются некоторые ограничения, связанные с обеспечением требуемого диапазона угла входа в атмосферу, поскольку при слишком малой величине КА может совершить так называемый отскок от верхних слоев атмосферы, а при слишком больших углах не выдержать действия перегрузки в процессе спуска. Существует и более простой способ обеспечения посадки аппарата в заданный район поверхности, заключающийся в расширении интервалов дат старта аппарата с Земли, однако использование данного метода ограничивается неприемлемым ростом характеристической скорости на старте при расширении окна старта более,

* Электронный адрес: neismont@iki.rssi.ru

¹Официальная страница проекта: <http://venera-d.cosmos.ru/index.php?id=658> (Дата обращения 15.02.2021).

²Технический доклад о состоянии проекта “Венера-Д” 31.01.2019 (“Report of the Venera-D (JSDT) 31.2019”) <http://www.iki.rssi.ru/events/2019/Venera-DPhaseIIFinalReport.pdf> (Дата обращения 15.02.2021).

Таблица 1. Характеристики миссии к Венере при старте в 2029 г. (траектории первого полувитка)

Дата старта КА с низкой околоземной орбиты	Дата пролета Венеры	Дата посадки на поверхность Венеры	α_{\min} , град ^а	α_{\max} , град ^б	α^* , град ^в	δ , град ^г	ΔV , км/с ^д	V_{∞} , км/с ^е
31.10.2029	19.02.2030	01.10.2030	43.24	143.19	99.09	49.97	3.908	3.947
02.11.2029	20.02.2030	02.10.2030	45.54	140.70	101.03	47.58	3.927	3.829
03.11.2029	21.02.2030	03.10.2030	46.75	139.39	101.97	46.32	3.937	3.773
05.11.2029	22.02.2030	04.10.2030	49.33	136.64	103.78	43.66	3.959	3.665
07.11.2029	23.02.2030	05.10.2030	52.09	133.72	105.49	40.82	3.984	3.566
09.11.2029	24.02.2030	06.10.2030	55.02	130.64	107.05	37.81	4.012	3.476
10.11.2029	25.02.2030	07.10.2030	56.55	129.05	107.77	36.25	4.027	3.435
12.11.2029	26.02.2030	08.10.2030	59.71	125.78	109.05	33.03	4.061	3.362
14.11.2029	27.02.2030	09.10.2030	62.96	122.43	110.10	29.73	4.099	3.303
15.11.2029	28.02.2030	10.10.2030	64.60	120.74	110.52	28.07	4.120	3.280
17.11.2029	01.03.2030	11.10.2030	67.86	117.43	111.17	24.78	4.167	3.244
19.11.2029	02.03.2030	12.10.2030	70.97	114.29	111.50	21.66	4.219	3.225
20.11.2029	02.03.2030	12.10.2030	72.40	112.85	111.54	20.22	4.247	3.223
21.11.2029	03.03.2030	13.10.2030	73.72	111.54	111.50	18.91	4.277	3.225
22.11.2029	04.03.2030	14.10.2030	74.87	110.40	111.37	17.76	4.308	3.232
24.11.2029	05.03.2030	15.10.2030	76.51	108.81	110.84	16.15	4.375	3.262
26.11.2029	06.03.2030	16.10.2030	76.94	108.47	109.92	15.76	4.448	3.313
27.11.2029	07.03.2030	17.10.2030	76.63	108.84	109.31	16.11	4.486	3.347
29.11.2029	08.03.2030	18.10.2030	74.93	110.68	107.78	17.87	4.564	3.434
30.11.2029	09.03.2030	19.10.2030	73.57	112.12	106.83	19.28	4.604	3.488

Примечание. ^а Минимальный угол, требуемый для поворота вектора относительной скорости КА для получения резонансной 1:1 к Венере орбиты; ^б максимальный угол, требуемый для поворота вектора относительной скорости КА для получения резонансной 1:1 к Венере орбиты; ^в допустимый угол поворота за счет гравитационного поля Венеры; ^г угол между вектором скорости Венеры и вектором подлетной относительной скорости КА; ^д характеристическая скорость; ^е относительная скорость КА у Венеры.

чем на один месяц. Подробный анализ такого подхода приведен в работах (Эйсмонт и др., 2020, 2021).

Использование гравитационного поля небесных тел для наведения КА при его движении к объектам Солнечной системы хорошо известно. Первым осуществил подобный маневр аппарат “Маринер-10”, который с помощью гравитационного маневра у Венеры в 1974 г. перешел на орбиту с периодом, равным удвоенному орбитальному периоду Меркурия (Данн, Берджесс, 1978). В работе (Стрендж и др., 2007) предложены способы получения резонансных орбит у спутника Сатурна Титана. Также похожая методика перевода КА на резонансную орбиту использовалась в работах (Апхофф и др.,

1976; Боровин и др., 2018), в которых описаны гравитационные маневры в системе Юпитера для полета к Европе и Ганимеду.

Возможности осуществления перелета от Земли к Венере в первую очередь определяются изменениями скорости аппарата, необходимыми при старте с орбиты спутника Земли для перевода на траекторию перелета к Венере, а также величинами маневров, требуемыми для получения заданных параметров движения, обеспечивающих вход в атмосферу и/или выведение аппарата на орбиту спутника Венеры. Эти параметры должны оставаться в пределах, позволяющих доставить полезную нагрузку на поверхность планеты и на заданную орбиту спутника.

Таблица 2. Характеристики миссии к Венере при старте в 2031 г. (траектории первого полувитка)

Дата старта КА с низкой околоземной орбиты	Дата пролета Венеры	Дата посадки на поверхность Венеры	α_{\min} , град ^а	α_{\max} , град ^б	α^* , град ^в	δ , град ^г	ΔV , км/с ^д	V_{∞} , км/с ^е
26.05.2031	01.10.2031	12.05.2032	60.47	124.86	110.96	32.20	3.797	3.255
27.05.2031	02.10.2031	13.05.2032	62.68	122.55	112.02	29.94	3.795	3.197
28.05.2031	02.10.2031	13.05.2032	65.00	120.14	113.01	27.57	3.792	3.142
29.05.2031	03.10.2031	14.05.2032	67.42	117.64	113.94	25.11	3.790	3.092
30.05.2031	04.10.2031	15.05.2032	69.96	115.03	114.77	22.54	3.789	3.047
31.05.2031	05.10.2031	16.05.2032	72.59	112.33	115.52	19.87	3.787	3.006
01.06.2031	06.10.2031	17.05.2032	75.31	109.55	116.16	17.12	3.787	2.972
02.06.2031	07.10.2031	18.05.2032	78.11	106.70	116.69	14.30	3.787	2.944
03.06.2031	08.10.2031	19.05.2032	80.94	103.84	117.10	11.45	3.787	2.922
04.06.2031	09.10.2031	20.05.2032	83.72	101.03	117.37	8.65	3.788	2.908
05.06.2031	09.10.2031	20.05.2032	86.23	98.51	117.49	6.14	3.790	2.902
06.06.2031	10.10.2031	21.05.2032	87.80	96.94	117.46	4.57	3.792	2.903
07.06.2031	11.10.2031	22.05.2032	87.37	97.39	117.26	5.01	3.794	2.914

Примечание. См. табл. 1.

Таблица 3. Характеристики миссии к Венере при старте в 2032 г. (траектории второго полувитка)

Дата старта КА с низкой околоземной орбиты	Дата пролета Венеры	Дата посадки на поверхность Венеры	α_{\min} , град ^а	α_{\max} , град ^б	α^* , град ^в	δ , град ^г	ΔV , км/с ^д	V_{∞} , км/с ^е
27.11.2032	13.05.2033	23.12.2033	68.09	116.77	116.50	24.34	3.694	2.954
05.12.2032	14.05.2033	24.12.2033	79.84	104.64	120.82	12.40	3.677	2.727
06.12.2032	15.05.2033	25.12.2033	83.76	100.66	121.50	8.45	3.687	2.692
07.12.2032	16.05.2033	26.12.2033	86.92	97.48	121.90	5.28	3.697	2.672
08.12.2032	17.05.2033	27.12.2033	87.82	96.56	122.03	4.37	3.708	2.665
09.12.2032	18.05.2033	28.12.2033	85.82	98.57	121.95	6.38	3.718	2.669
10.12.2032	19.05.2033	29.12.2033	82.82	101.59	121.68	9.39	3.728	2.683
11.12.2032	20.05.2033	30.12.2033	79.69	104.76	121.25	12.53	3.738	2.705
12.12.2032	21.05.2033	31.12.2033	76.64	107.86	120.68	15.61	3.748	2.734
13.12.2032	22.05.2033	01.01.2034	73.73	110.83	120.00	18.55	3.758	2.770

Примечание. См. табл. 1.

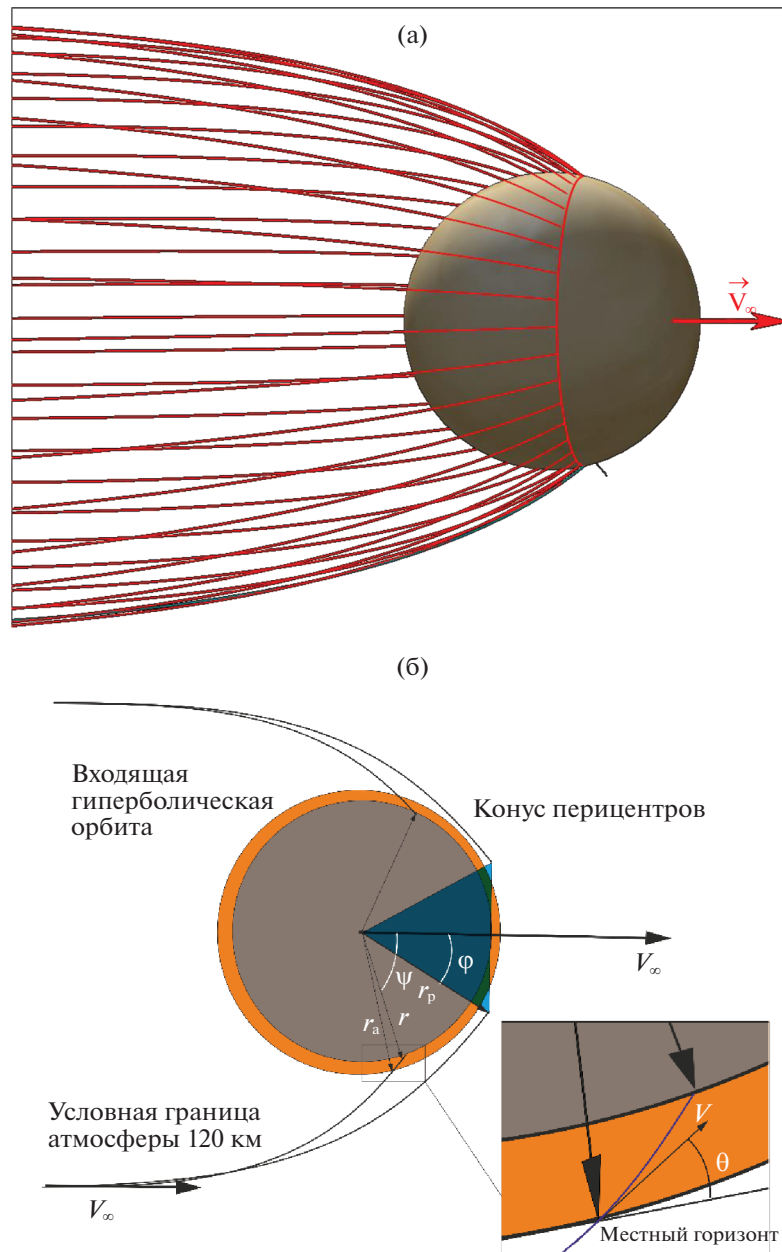


Рис. 1. Геометрия посадки на поверхность Венеры: (а) — множество гиперболических траекторий подлета, соответствующих выбранному вектору относительной скорости на бесконечности, и окружность точек посадки; (б) — геометрия определения радиуса окружности посадки согласно формуле (1) r — радиус Венеры, r_a — планетоцентрическое расстояние в точке входа КА в атмосферу, r_p — радиус перицентра, V_∞ — модуль вектора относительной скорости КА на бесконечности, e — эксцентриситет подлетной гиперболической орбиты, θ — угол входа аппарата в атмосферу, ψ — угловой радиус окружности посадки, φ — угловой радиус перицентров, V — скорость КА в точке входа в атмосферу Венеры.

В нашем случае в составе проектных требований рассматривается достижение спускаемым аппаратом заданной области поверхности Венеры. Цена выполнения этих требований в терминах соответствующих величин характеристической скорости ΔV при старте с низкой круговой орбиты иллюстрируется приводимыми далее табл. 1–4 для

предполагаемых дат старта от Земли и прилета к Венере. Эти данные сопровождаются величинами скорости на бесконечности (V_∞) относительно Венеры.

Заметим, что для варианта, когда не ставится задача выведения КА на орбиту спутника Венеры как составляющая миссии в целом, вектор отно-

Таблица 4. Характеристики миссии к Венере при старте в 2034 г. (траектории второго полувитка)

Дата старта КА с низкой околоземной орбиты	Дата пролета Венеры	Дата посадки на поверхность Венеры	α_{\min} , град ^а	α_{\max} , град ^б	α^* , град ^в	δ , град ^г	ΔV , км/с ^д	V_{∞} , км/с ^е
13.05.2034	29.11.2034	11.07.2035	66.41	119.28	106.78	26.44	3.996	3.491
14.05.2034	30.11.2034	12.07.2035	67.48	118.14	107.42	25.33	3.992	3.455
18.05.2034	01.12.2034	13.07.2035	69.85	115.62	109.03	22.88	3.963	3.363
22.05.2034	02.12.2034	14.07.2035	72.59	112.74	110.63	20.08	3.934	3.274
27.05.2034	03.12.2034	15.07.2035	76.69	108.46	112.58	15.89	3.899	3.166
31.05.2034	04.12.2034	16.07.2035	80.68	104.34	114.04	11.83	3.876	3.087
04.06.2034	05.12.2034	17.07.2035	85.54	99.37	115.29	6.92	3.862	3.019
07.06.2034	06.12.2034	18.07.2035	89.59	95.27	115.96	2.84	3.859	2.983
09.06.2034	07.12.2034	19.07.2035	89.85	94.98	116.21	2.56	3.860	2.970
10.06.2034	08.12.2034	20.07.2035	88.44	96.39	116.25	3.98	3.862	2.968
11.06.2034	08.12.2034	20.07.2035	86.71	98.12	116.23	5.71	3.864	2.969
12.06.2034	09.12.2034	21.07.2035	84.86	99.98	116.15	7.56	3.866	2.973
13.06.2034	10.12.2034	22.07.2035	82.96	101.89	116.01	9.47	3.868	2.980

Примечание. См. табл. 1.

сительной скорости подлета к Венере V_{∞} практически не влияет на величину достижимой массы полезной нагрузки. Однако его роль становится определяющей в решении проблемы достижения посадочным аппаратом заданной точки на поверхности Венеры, особенно, если эта задача решается с использованием гравитационного маневра у Венеры.

ТРАЕКТОРИЯ ПОДЛЕТА К ВЕНЕРЕ И ДОСТИЖИМЫЕ ТОЧКИ ПОСАДКИ

Выбор дат старта и прилета в рамках принимаемых ограничений по величинам характеристических скоростей, необходимых для старта от Земли, перехода на перелетную орбиту к Венере и последующего выведения аппарата на траекторию около Венеры, дает соответствующую область векторов скорости подлета к Венере на бесконечности. Каждому вектору упомянутой области соответствует окружность возможных точек посадки на Венере с угловым радиусом ψ и центром в точке пересечения вектора подлетной скорости на бесконечности с поверхностью Венеры. Величина угла ψ зависит от выбранного угла θ входа в атмосферу планеты (или от взаимно и однозначно с ним связанного перицентрического расстояния r_p относительной подлетной траектории спускаемого аппарата).

Геометрия подлетной части траектории представлена на рис. 1 для одного из возможных вариантов вектора скорости на бесконечности. При этом предполагается, что этот вектор является свободным, т.е. не привязанным к некоторой точке в пространстве. На рисунке он представлен как вектор, проходящий через центр Венеры, ему соответствует множество гиперболических траекторий с асимптотами, идущими по образующим кругового цилиндра вдоль этого вектора. Пересечения этих траекторий с поверхностью Венеры образуют упомянутую окружность посадки с угловым радиусом ψ , которой соответствует окружность условных перицентров.

Вычисление угла ψ выполняется в соответствии с соотношениями (Бэйт и др., 1971; Боровин и др., 2018):

$$\psi = \varphi + \vartheta, \quad (1)$$

где φ — угловой радиус окружности возможных перицентров, ϑ — модуль истинной аномалии КА в точке входа в атмосферу.

Формула (1) вместе с приводимыми ниже формулами (2)–(6) поэтапно отображают методику определения углового радиуса окружности возможных перицентров и истинной аномалии КА в точке входа, согласно работам (Бэйт и др., 1971;

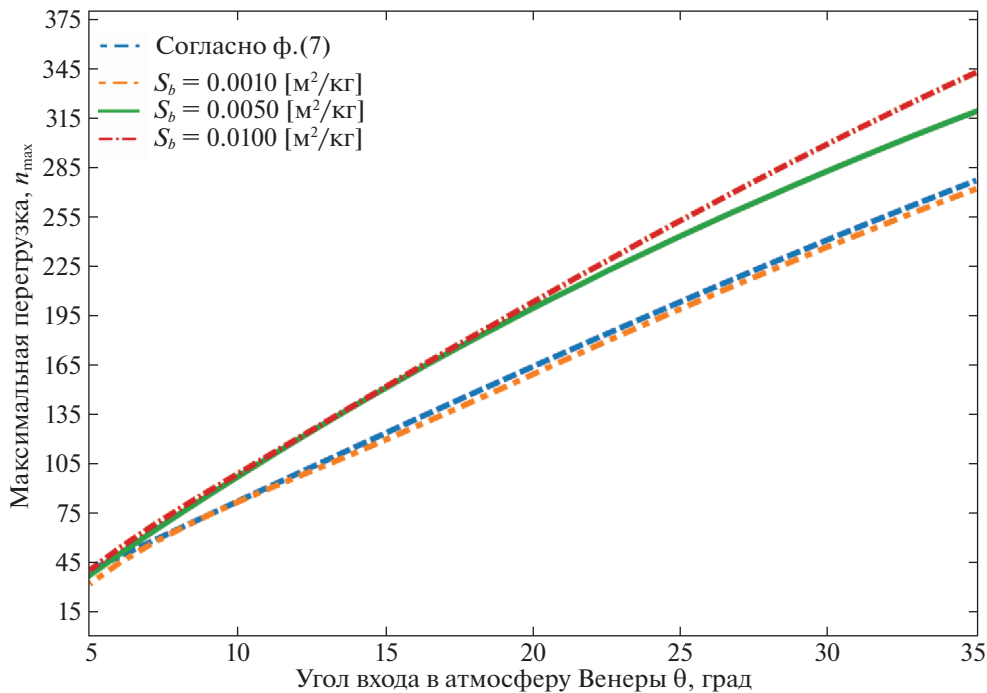


Рис. 2. Зависимость максимальной перегрузки от угла входа на интервале 5–35 градусов, полученная согласно зависимости (7), а также путем интегрирования траекторий посадочного аппарата для трех предполагаемых значений баллистического коэффициента S_b .

Боровин и др., 2018):

$$\cos \varphi = \frac{\mu}{\mu + r_p V_\infty^2}, \quad (2)$$

$$\cos \varphi = \frac{1}{e}, \quad (3)$$

$$p = r_p (1 + e), \quad (4)$$

$$r_a = \frac{p}{1 + e \cos \vartheta}, \quad (5)$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{er \sin \vartheta}{p}, \quad (6)$$

где r_a — планетоцентрическое расстояние в точке входа КА в атмосферу [км], V_∞ — модуль вектора относительной скорости КА на бесконечности [км/с], e — эксцентриситет подлетной гиперболической орбиты, p — параметр орбиты [км], $\mu = 324\,859 \text{ км}^3/\text{с}^2$ — гравитационный параметр Венеры.

ВЛИЯНИЕ УГЛА ВХОДА НА ВЕЛИЧИНУ МАКСИМАЛЬНОЙ ПЕРЕГРУЗКИ

Выбор угла входа определяется допустимой максимальной перегрузкой при движении в атмосфере, которая является ключевым проектным параметром, определяющим требования по

прочности к конструкции посадочного модуля и размещаемой на нем служебной и научной аппаратуры.

Приблизительно максимальная во время торможения в атмосфере перегрузка оценивается формулой (Константинов и др., 1989; Иванов, Лысенко, 2016)

$$n_{\max} = \frac{V_{\text{вх}}^2 \sin \theta}{2gHe}, \quad (7)$$

где $V_{\text{вх}}$ — скорость аппарата в точке входа в атмосферу, которая в рамках применимости этой формулы предполагается изотермической с неизменным химическим составом (т.е. с постоянной величиной шкалы высот H), g — ускорение свободного падения в точке входа.

На приводимых ниже рисунках представлены результаты расчетов максимальной перегрузки, угловых радиусов окружностей посадки в зависимости от угла входа (условной высоты перицентра) при ожидаемых средних значениях величины скорости входа в атмосферу и для принятой модели атмосферы (Петрополус, 1988).

Если планируется некоторый интервал допустимых максимальных перегрузок, то ему соответствует интервал угловых радиусов окружностей точек посадки, иными словами, сферическое кольцо области посадки.

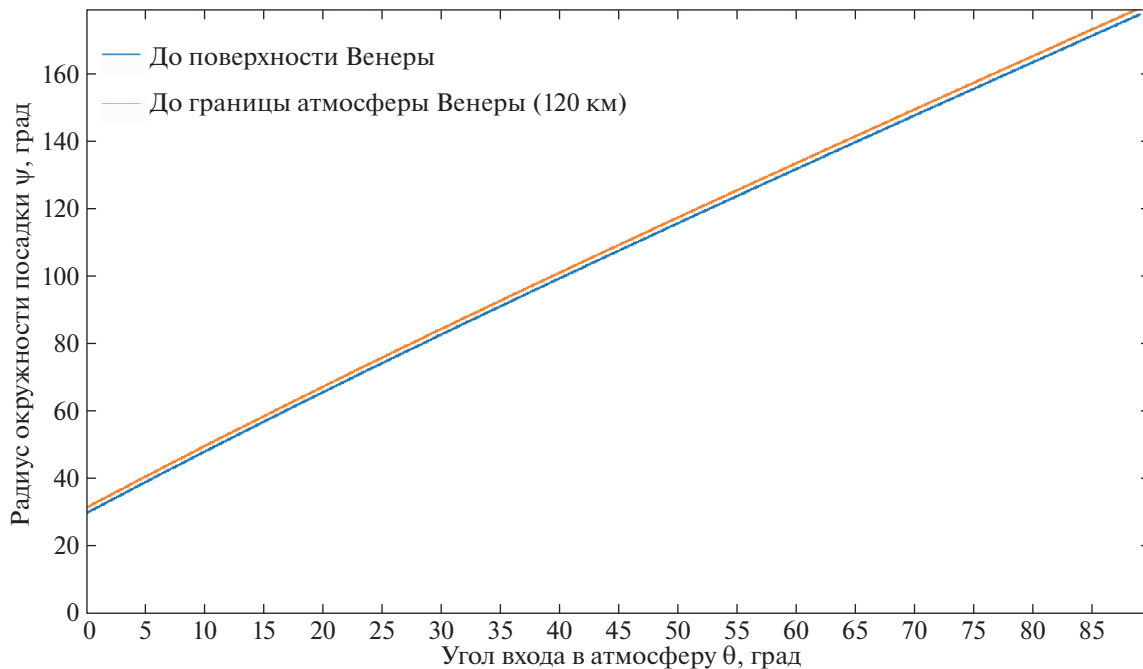


Рис. 3. Зависимость углового радиуса окружности посадки от угла входа в атмосферу. Голубой цвет соответствует уровню высоты атмосферы в 120 км над поверхностью, оранжевый — поверхности.

На рис. 2 представлена зависимость максимальной перегрузки от угла входа в атмосферу в предположении, что точка входа расположена на высоте $h_{\text{вх}} = 120$ км, а начальная скорость аппарата равна 11 км/с (что соответствует скорости на бесконечности 4.2 км/с). При этом указанная зависимость построена для уравнения (7) и для следующих значений баллистического коэффициента S_b : 0.001, 0.005 и 0.010 м²/кг. Функция изменения плотности в зависимости от высоты соответствует модели, приводимой в (Петрополус, 1988; Петрополус, Телонис, 1993). При расчете параметров движения используется численное интегрирование дифференциальных уравнений для сферического поля тяготения Венеры. Снижение значения максимальной перегрузки для меньших величин баллистического коэффициента объясняется тем, что в этом случае максимальная перегрузка достигается ближе к поверхности, где H больше.

Минимально допустимая перегрузка определяется приемлемой точностью реализации координат точки посадки. Ее значение на начальном этапе проектирования может оцениваться как десятые доли максимально допустимого значения. Это означает, что выбор интервала допустимых величин перегрузки является дополнительным инструментом для планирования места посадки на Венере, в том числе для рассмотренного далее случая посадки через половину венерианского орбитального периода после гравитационного маневра у Венеры. Однако здесь необходимо принять во внимание, что

спускаемый аппарат не может перепроектироваться от полета к полету. По крайней мере, максимально допустимая перегрузка должна оставаться неизменной в течение всей программы запусков аппарата.

Для каждого окна старта и посадки мы получаем совокупность окружностей (колец) посадки. Расширяя эти окна, мы соответственно расширяем достижимые области посадки на поверхности за счет соответствующего увеличения совокупности возможных для реализации центров окружностей, иначе говоря, множества векторов относительных скоростей прилета на бесконечности. Радиусы таких окружностей посадки в зависимости от угла входа в атмосферу θ показаны на рис. 3.

Однако, как показывают проведенные к настоящему времени исследования (Эйсмонт и др., 2020), расширение достижимых таким методом областей поверхности Венеры имеет заметные ограничения, в том числе в силу того, что это влечет за собой рост необходимой характеристической скорости.

Очевидным способом частичного решения задачи является промежуточный маневр торможения, доставляющий аппарат на орбиту спутника, с последующим переводом спускаемого аппарата на траекторию входа в атмосферу. Но это, как и в предыдущем случае, дорогостоящий способ в терминах потерь в полезной нагрузке.

Поэтому предлагается сценарий, основой которого является выполнение гравитационных маневров у Венеры.

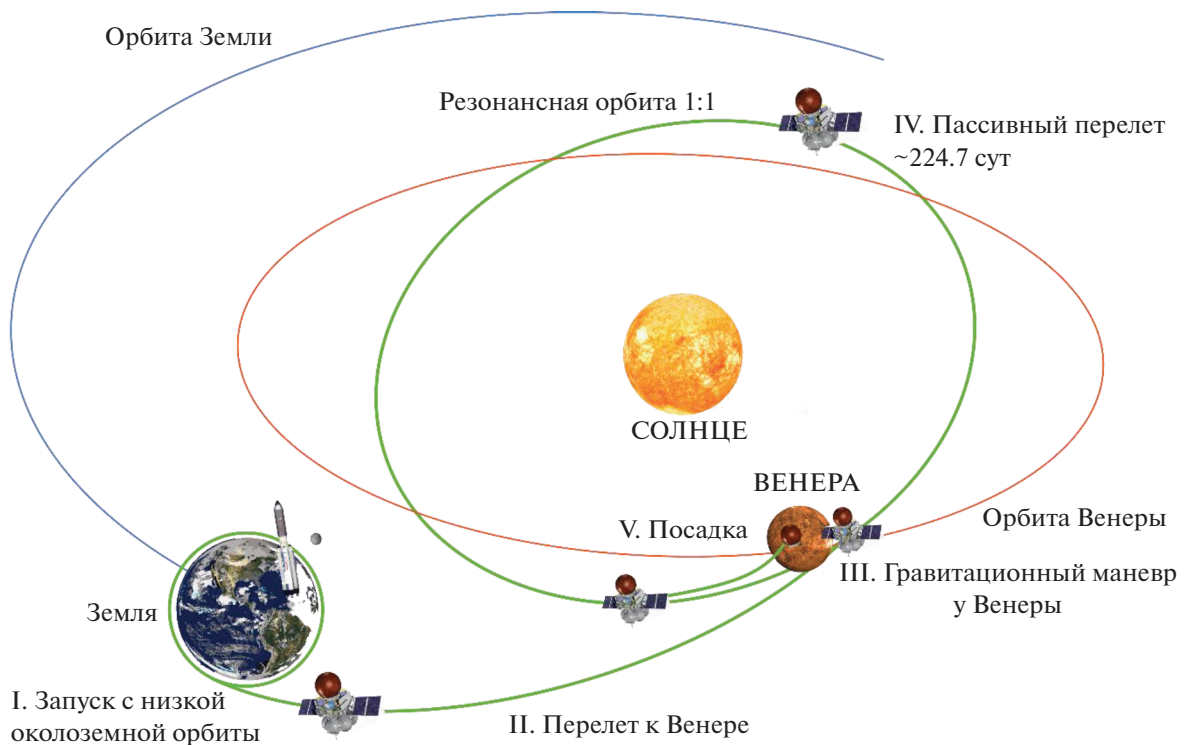


Рис. 4. Общая концепция миссии, включающей в себя гравитационный маневр у Венеры, обеспечивающий расширение достижимых районов посадки.

ГРАВИТАЦИОННЫЕ МАНЕВРЫ У ВЕНЕРЫ КАК ИНСТРУМЕНТ НАВЕДЕНИЯ В РАЙОН ПОСАДКИ

Основная идея проектирования миссии базируется на включении в ее сценарий этапа, когда аппарат с использованием гравитационного маневра у Венеры переводится на орбиту спутника Солнца, резонансную с орбитой Венеры в соотношении 1 : 1, т.е. на орбиту с периодом, равным венерианскому. Общая схема миссии изображена на рис. 4.

Далее будет показано, что из множества достижимых указанным маневром орбит можно всегда выбрать такую, что при следующем возвращении к Венере аппарат войдет в атмосферу и достигнет поверхности практически в любой заданной точке. Правда, при этом упомянутые выше максимально допустимые перегрузки не должны быть ниже некоторых минимальных величин.

Операции, выполняемые в ходе решения этой задачи, могут быть описаны в Кеплеровом приближении следующей последовательностью маневров.

Возьмем вектор орбитальной скорости Венеры \mathbf{V}_p и опишем первую сферу с радиусом, равным величине этого вектора (в гелиоцентрическом движении), и центром в начале этого вектора. Далее опишем вторую сферу с радиусом, равным длине вектора \mathbf{V}_r относительной подлетной скорости аппарата на бесконечности (при полете к Венере),

и центром в конце вектора скорости Венеры. Это сфера возможных положений вектора относительной скорости прилета после его поворотов с помощью гравитационного маневра без ограничений на угол поворота. Окружность, являющаяся линией пересечения этих сфер, представляет собой множество положений концов вектора скорости аппарата \mathbf{V}_a в гелиоцентрической системе отсчета, замороженной на момент маневра (с горизонтальной осью вдоль вектора скорости Венеры \mathbf{V}_p), и вектора \mathbf{V}_r скорости аппарата относительно Венеры для случаев, когда после гравитационного маневра (поворота вектора относительной скорости) гелиоцентрические скорости Венеры и аппарата по модулю становятся равными $|\mathbf{V}_a| = |\mathbf{V}_p|$, что означает равенство орбитальных периодов Венеры и аппарата. Иными словами, аппарат находится в резонансном орбитальном движении с Венерой. Заметим, что при этом

$$\mathbf{V}_a = \mathbf{V}_p + \mathbf{V}_r. \quad (8)$$

Упомянутые сферы и окружность их пересечения изображены на рис. 5, где также показан угол поворота α вектора относительной скорости, вычисляемый в соответствии с формулой

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{\mu}{\mu + r_p V_\infty^2}. \quad (9)$$

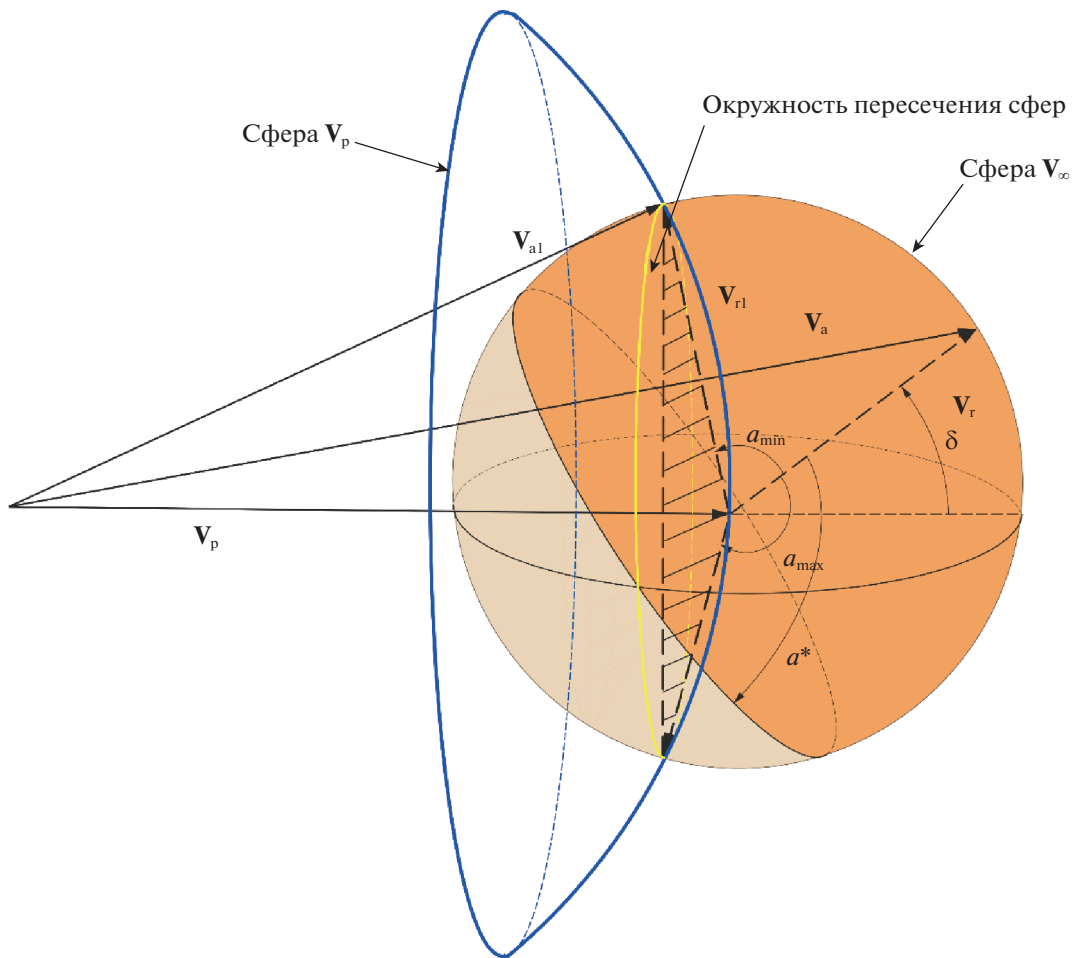


Рис. 5. Геометрия гравитационного маневра с переводом КА на орбиту, резонансную в соотношении 1 : 1 к периоду Венеры.

Заметим, что эта формула является, по существу, вариантом ранее приведенного соотношения (2).

В нашем случае полагаем, что радиус перицентра не должен быть менее 6380 км.

Вектор относительной скорости на бесконечности V_r получаем как результат проектирования перелетной орбиты. Требуемая величина угла его поворота α достигается выбором радиуса перицентра. Плоскость поворота определяется как плоскость, образуемая вектором подлетной скорости V_{r-} и вектором скорости из совокупности векторов V_r , определяющих резонансную орбиту, с началом в конце вектора скорости Венеры и концом на упоминавшейся окружности, что обеспечивает попадание аппарата в заданную точку на поверхности Венеры при его возвращении к планете через венерианский год.

Вопрос состоит в том, можно ли достичь величины угла поворота при имеющихся ограничениях по радиусу перицентра (не менее 6380 км) для получения любого требуемого вектора относительной

скорости из совокупности, представляемой окружностью.

ПОЯСНЕНИЯ К ГЕОМЕТРИИ ГРАВИТАЦИОННЫХ МАНЕВРОВ

На рис. 5 показан вектор скорости аппарата на бесконечности относительно Венеры перед гравитационным маневром V_r и после него V_{r1} , вектор гелиоцентрической скорости Венеры обозначен через V_p . Векторы гелиоцентрической скорости аппарата до и после маневра обозначены как V_a и V_{a1} соответственно. Напомним, что вектор V_r является осью сферического сегмента достижимых после его гравитационного поворота относительных скоростей. Максимально достижимый гравитационным маневром угол обозначен как α^* , он определяет сегмент второй сферы как ее часть, ограниченную кругом, расположенным на угловом расстоянии α^* от вектора подлетной относительной скорости аппарата. Значение α^* определяется минимально разрешенным радиусом перицентра r_p

при прогнозируемом значении относительной скорости прилета на бесконечности \mathbf{V}_r . Напомним, что совокупность векторов \mathbf{V}_r после поворота из начального до положения резонанса образует тупой конус с осью вдоль вектора скорости Венеры \mathbf{V}_p и основанием, которое является множеством концов относительных векторов скоростей аппарата после маневра. Если провести через начальный вектор \mathbf{V}_r и вектор скорости Венеры \mathbf{V}_p плоскость, то на пересечении этой плоскости с упомянутым тупым конусом мы получим два возможных резонансных вектора: один — на минимальном угле α_{\min} с начальным вектором \mathbf{V}_r , другой — на максимальном α_{\max} . Очевидно, что сумма этих углов превышает 180 градусов примерно на 6 градусов. Если угол поворота α^* вектора скорости гравитационным маневром равен или больше максимально требуемого для всего многообразия α_{\max} , то для выбранной даты посадки мы можем достичь любую точку на поверхности за исключением упоминавшихся кругов с центрами, расположенными вдоль вектора скорости Венеры.

Угол между вектором скорости Венеры \mathbf{V}_p и вектором подлетной относительной скорости аппарата обозначен как δ на рис. 5 и в последующих таблицах. Очевидно, что при минимальном δ угол α_{\max} также достигает минимального значения.

Далее, после описанного гравитационного маневра в течение венерианского года аппарат совершает один виток вокруг Солнца и возвращается к Венере. За несколько суток до прилета на ее поверхность небольшим импульсом скорости выполняется коррекция траектории аппарата для его прилета в заданную точку на поверхности, после чего спускаемый модуль отделяется и входит в атмосферу. Перелетный модуль получает импульс скорости для перехода на пролетную орбиту. В районе перицентра он переводится импульсом торможения на орбиту спутника Венеры.

Напомним, что каждому положению вектора скорости на бесконечности на упоминавшейся окружности соответствует круг достижимых точек (кольцо) на поверхности Венеры (рис. 1) с центром, лежащим на этом векторе. Угловой радиус круга определяется углом входа аппарата в атмосферу (перигецентрическим расстоянием, см. формулы (1), (2)). Если возможные положения вектора скорости аппарата образуют большой круг на сфере относительных скоростей аппарата, и при этом значения максимально допустимых перегрузок достигают величины, соответствующей угловому радиусу точек посадки, равному 90 градусам, то выбором вектора скорости на бесконечности из этого круга мы можем получить любую точку посадки.

Очевидно, что для получения окружности большого круга на пересечении сфер одна из них должна быть в идеале бесконечно больше, чем другая. В

нашем случае разница в радиусах сфер не бесконечна (средняя скорость Венеры 35 км/с, относительная скорость аппарата оценивается интервалом 2.9–4.5 км/с). Поэтому векторы относительной скорости являются образующими конуса с углами у основания конуса (плоскости окружности) в интервале 2.4–3.7 градуса, что означает необходимость достижения величины углового радиуса круга посадок, превышающего 90 градусов на указанные величины. Как можно видеть из приведенных выше рисунков, в этом случае максимальная перегрузка достигает 310 единиц для баллистического коэффициента, равного 0.005 м²/кг, что не выглядит как приемлемое для практики решение. Следуя результатам, приводимым в (Эйсмонт и др., 2018, 2019, 2020), примем для дальнейшего рассмотрения радиус окружности точек посадки равным 75 градусам, что соответствует примерно 25 градусам угла входа в атмосферу и 180 единицам максимальной перегрузки. Принятый угол входа 25 градусов рассматривался в качестве основного в ранее опубликованных вариантах сценария миссии к Венере (Эйсмонт и др., 2019). Также аналогичная величина угла входа в атмосферу принималась при разработке баллистического сценария миссий “Vega 1” и “Vega 2” (Константинов и др., 1989).

Перебирая векторы на бесконечности, соответствующие всем точкам на окружности пересечения сфер, мы получим достижимой почти всю поверхность Венеры за исключением небольших сферических сегментов с центрами, где сферу пересекает вектор скорости Венеры. Проблема полного покрытия поверхности решается за счет соответствующего выбора времени прилета к Венере.

Через виток резонансной орбиты подлетная гиперболическая орбита КА в кеплеровском приближении обладает теми же самыми характеристиками, что и в момент отлета. В случае же, когда рассматривается модель движения, учитывающая, помимо влияния Солнца, гравитационное влияние других небесных тел, характеристики прилетной траектории будут немного отличаться, однако с помощью корректирующих импульсов данный недостаток можно полностью устранить. В настоящей работе подобные оценки не производятся, и корректирующие импульсы вдоль всей траектории движения КА не рассматриваются, равно как и проблемы управления КА на этапе движения по траектории спуска в атмосфере Венеры до ее поверхности.

ПОСТРОЕНИЕ ТРАЕКТОРИИ ПРИЛЕТА В ЗАДАННУЮ ТОЧКУ НА ПОВЕРХНОСТИ ВЕНЕРЫ

Первые шаги — это построение траектории перелета от Земли к Венере путем решения задачи

Ламберта (Суханов, 1988; Прадо 2005, 2007; Иццо, 2015). Иными словами, в результате решения задачи Ламберта выбираются дата (время) старта с орбиты искусственного спутника Земли и дата прилета к Венере. При этом определяется гиперболический избыток скорости при отлете от Земли и гиперболический избыток скорости при подлете к Венере, т.е. разность вектора скорости аппарата и вектора скорости Земли при отлете от Земли и разность вектора скорости аппарата и вектора скорости Венеры при подлете к Венере. Имеются в виду векторы, которые получаются, если Земля и Венера имеют нулевые массы в указанные моменты времени и вообще на траектории перелета, как это и предполагается в задаче Ламберта. Последующие шаги — это операции с векторами, полученными в ходе решения задачи Ламберта.

Рассматриваются всего два вектора: вектор скорости Венеры в гелиоцентрической системе координат и вектор скорости аппарата относительно Венеры.

Кроме того, экспериментаторами задается вектор точки посадки на поверхности Венеры как широта и долгота точки посадки в момент, подходящий по возможностям построения перелетной траектории. Для удобства можно рассматривать этот вектор в той же системе отсчета, связанной с Венерой, в которой представлен вектор скорости аппарата относительно невращающейся Венеры.

Последовательность вычислительных операций может быть представлена следующим образом:

- Вычисляется угол между вектором относительной скорости на бесконечности и вектором точки посадки.
- Рассматривается окружность с радиусом, равным этому углу, и с центром в точке посадки, т.е. окружность, образуемая пересечением конуса с полууглом раствора, равным упомянутому выше углу между векторами, с поверхностью Венеры.
- Пересечение этой окружности и окружности векторов относительной скорости на бесконечности образует две точки. Достаточно выбрать из этих двух точек ту (или из двух векторов тот), что ближе к начальному положению (после перелета к Венере) вектора скорости на бесконечности.
- В результате этого выбора аппарат прилетает к Венере таким образом, чтобы после пролета вектор относительной скорости повернулся в описанное выше нужное положение, т.е. обеспечивающее при возвращении к Венере через год попадание в выбранную

на поверхности Венеры точку. Для этого корректируется высота перицентра.

Следует помнить, что посадка в выбранное место на поверхности Венеры, возможна не сразу во время первого облета, а на венерианский год позже.

После выбора дат старта и прилета в случае применения описанного подхода при планировании сценария и траектории достижения точки посадки недоступными являются две области, каждая из которых представляет собой круги с центром в точке пересечения вектора скорости Венеры с ее поверхностью. Угловой радиус круга составляет примерно 15 градусов (чтобы быть точнее, около 18 градусов со стороны по вектору скорости Венеры и 12 градусов — с противоположной).

В наименее удачном случае планируемая точка посадки попадает в центр упомянутого круга недоступности. Относительно поверхности Венеры этот круг движется с угловой скоростью около трех градусов в сутки в сторону роста венерианской долготы, поэтому упомянутая точка оказывается в доступной области либо на 6 дней раньше запланированной даты, либо на 6 дней позже. Таким образом, за счет смещения даты посадки в интервале 12 дней вся поверхность Венеры оказывается доступной для посадки.

Повторим, что такой сценарий приводит к увеличению длительности перелета на 224.7 земных суток, считая от момента старта с орбиты искусственного спутника Земли до момента посадки на поверхность Венеры.

ВАРИАНТ ГРАВИТАЦИОННОГО МАНЕВРА ПОСЛЕ ПОЛОВИНЫ ВЕНЕРИАНСКОГО ВИТКА

Однако существует подвариант описанного сценария, позволяющий достичь некоторой области точек посадки, затратив вместо 224.7 земных суток всего 112.4 суток дополнительного времени (что составляет половину орбитального периода Венеры). В этом случае аппарат возвращается к Венере через полвитка орбиты после гравитационного маневра. Точки гравитационного маневра при этом, как и раньше, находятся на окружности, образованной пересечением ранее упомянутых сфер. Данные точки представляют собой концы векторов относительной скорости, лежащие в плоскости, ортогональной плоскости орбиты Венеры, и содержащей вектор скорости Венеры. Заметим, что не всегда эти оба вектора достижимы поворотом исходного вектора прилета. Но по крайней мере один из них достижим всегда, если величина вектора относительной скорости прилета на бесконечности

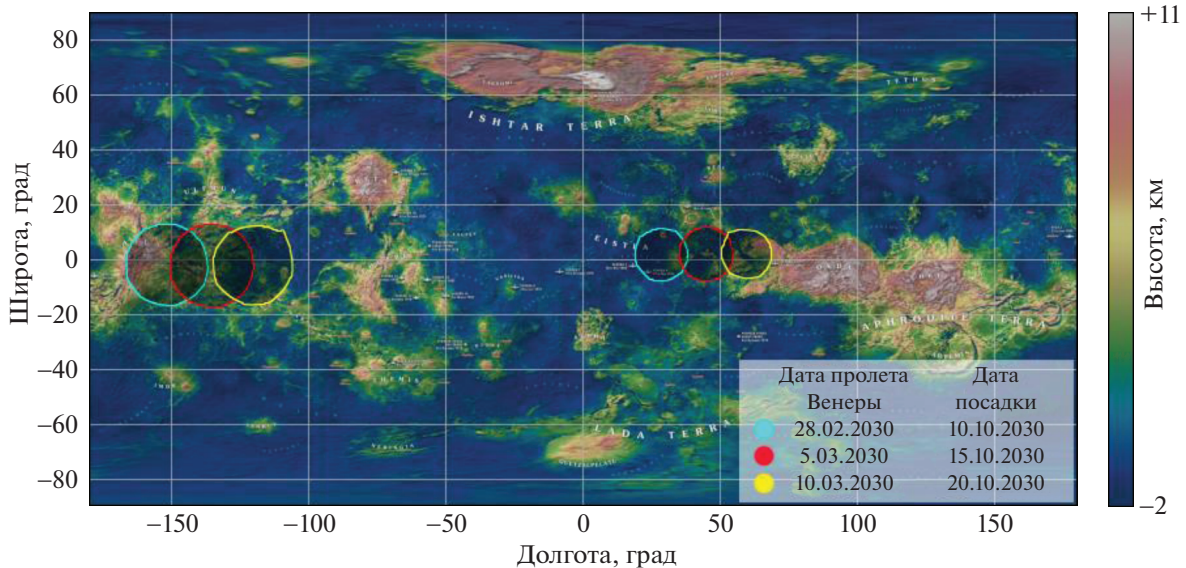


Рис. 6. Области недоступности (показаны темным цветом) посадки для даты старта 24.11.2029 с посадкой в 2030 г. через виток после гравитационного маневра.

не превышает 4.2 км/с. Указанное условие означает, что максимально достижимый угол поворота этого вектора равен 94 градусам, что достаточно для перевода аппарата на орбиту, совпадающую с венерианской с точностью до угла поворота ее плоскости относительно линии узлов. В результате через половину венерианского года аппарат подлетает к Венере, двигаясь в относительном движении, близком к нормали к плоскости орбиты Венеры либо сверху вниз, либо снизу вверх. В соответствии с выбором положения перицентра можно получить окружности посадки в северном либо южном полушарии Венеры. При этом, если гравитационный маневр выполняется облетом Венеры со стороны северного полушария, аппарат через полвитка подлетает к кругу возможных посадок в районе южного полушария, а если со стороны южного, то посадка реализуется на северном.

Очевидно, что в рассмотренном случае площадь достижимой поверхности посадки значительно меньше по сравнению с подходом, когда направление вектора скорости на бесконечности для планирования места посадки ограничивается только требованием резонанса. Причем в последнем случае максимальная перегрузка при входе в атмосферу остается фиксированной. В соответствии с соотношением (7), максимальная перегрузка при входе в атмосферу пропорциональна синусу угла входа. Уменьшая угол входа, мы уменьшаем максимальную перегрузку, что допустимо, и, соответственно, уменьшаем радиус окружности посадки (около вектора относительной скорости прилета к Венере на бесконечности), тем самым расширяя кольцо возможных точек посадки. Тем не менее

включение этого варианта гравитационного маневра дает расширение областей посадки в дополнение к стандартному подходу.

ОПИСАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты применения предложенного сценария представлены картами поверхности Венеры для миссий с окнами дат старта, открывающимися в 2029, 2031, 2032 и 2034 г. Эти карты отображены на рис. 6–10, где для каждого из этих окон показаны по три пары районов поверхности Венеры, каждая из которых недоступна для посадки в указанную дату прилета (через венерианский год после гравитационного маневра). При этом карты показывают, что для любой точки на поверхности Венеры существует дата прилета, а следовательно, и старта, когда эта точка достижима, т.е. посадка в эту точку реализуема за счет применения гравитационного маневра у Венеры. Отметим, что смещением области недоступности, полученной для оптимальной траектории (область, ограниченная красной линией на рис. 6–12), можно добиться полного покрытия поверхности Венеры, практически во всех случаях, кроме указанных отдельно в следующем разделе. Для таких случаев недостижимой будет область, полученная пересечением окружностей посадки для прилета раньше (область, ограниченная синей линией на рис. 6–12) и позже (область, ограниченная желтой линией на рис. 6–12) даты прилета при оптимальном перелете.

В таблицах представлены случаи, когда требуемый угол поворота вектора относительной скорости к окружности векторов резонансных

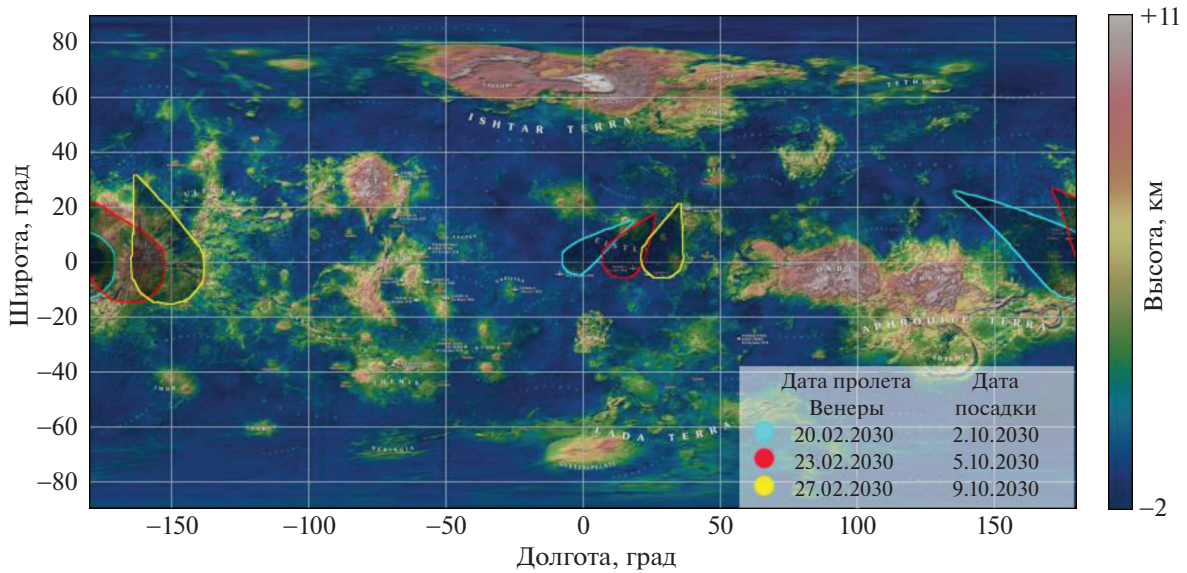


Рис. 7. Области недоступности (показаны темным цветом) посадки для даты старта 07.11.2029 с посадкой в 2030 г. через виток после гравитационного маневра в том случае, если не удастся достичь всех возможных резонансных орбит 1 : 1 по отношению к Венере в результате гравитационного маневра.

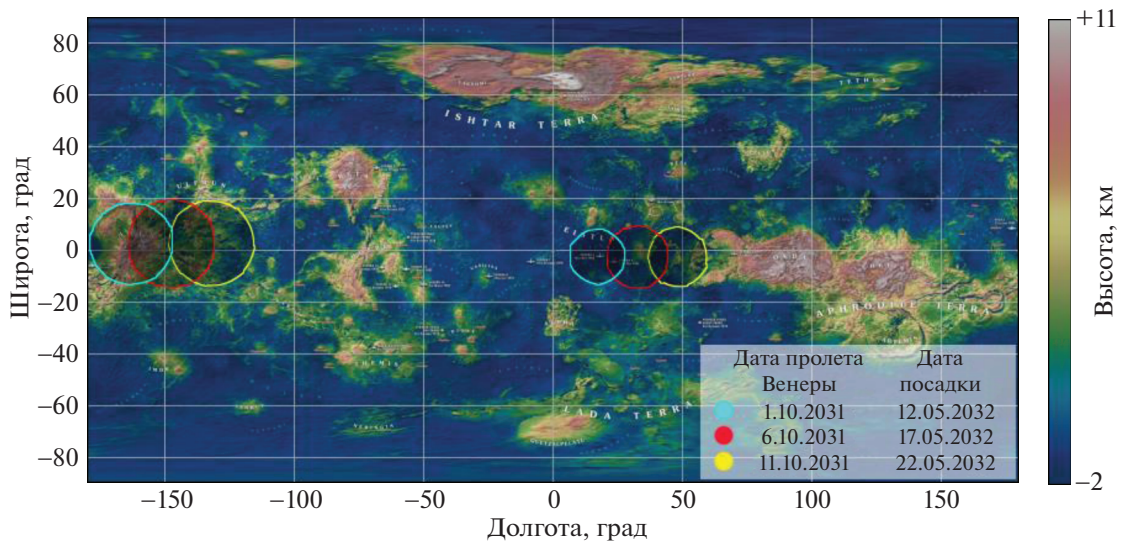


Рис. 8. Области недоступности (показаны темным цветом) посадки для даты старта 01.06.2031 с посадкой в 2032 г. через виток после гравитационного маневра.

скоростей достижим для всей окружности. Такие случаи, как показали расчеты, реализуются для дат старта, приводимых в табл. 1–4. В этих таблицах показано, что углы α_{\max} остаются меньше α^* практически на всем протяжении интервалов дат старта: 31.10.2029–30.11.2029, 26.05.2031–07.06.2031, 27.11.2032–14.12.2032, 13.05.2034–15.06.2034, хотя и есть непродолжительные интервалы дат, когда угол поворота не достигает требуемых значений, как можно видеть из табл. 1 (для дат прилета с 01.10.2030 по 12.10.2030 и

с 17.10.2030 по 19.10.2030) и табл. 2 (для дат прилета с 12.05.2032 по 15.05.2032). Однако это не приводит к заметному расширению областей недоступности посадки для указанных дат (рис. 6 и 8). В случае, когда требуется обеспечить доступ к любой точке на поверхности Венеры, можно воспользоваться следующим приемом: фиксируя дату старта, варьировать дату гравитационного маневра, в таком случае перелет не будет являться оптимальным. Поскольку угловое вращение Венеры вокруг своей оси и само орбитальное

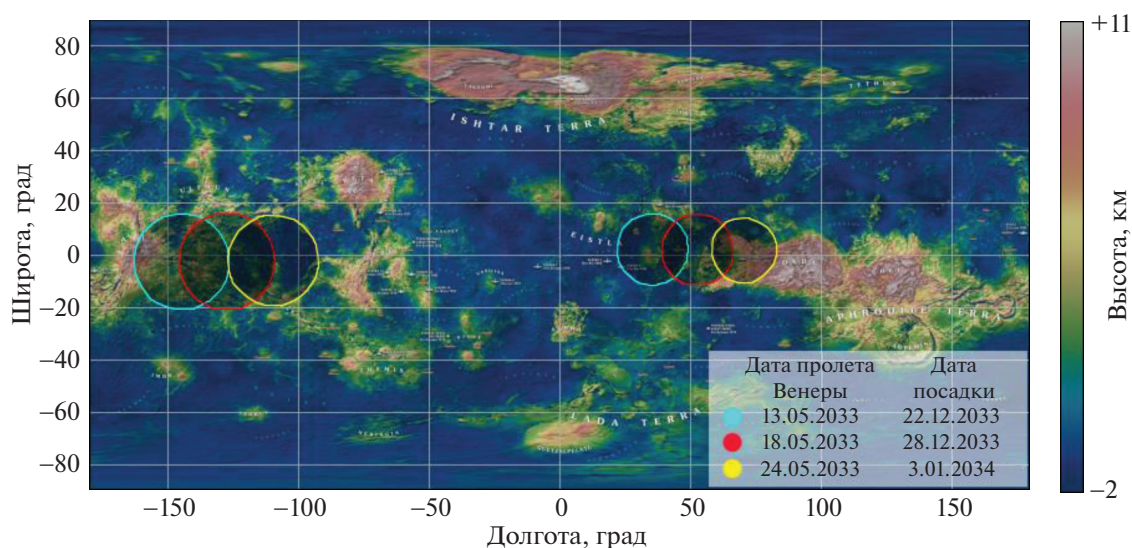


Рис. 9. Области недоступности (показаны темным цветом) посадки для даты старта 10.12.2032 с посадкой в 2033 г. через виток после гравитационного маневра.

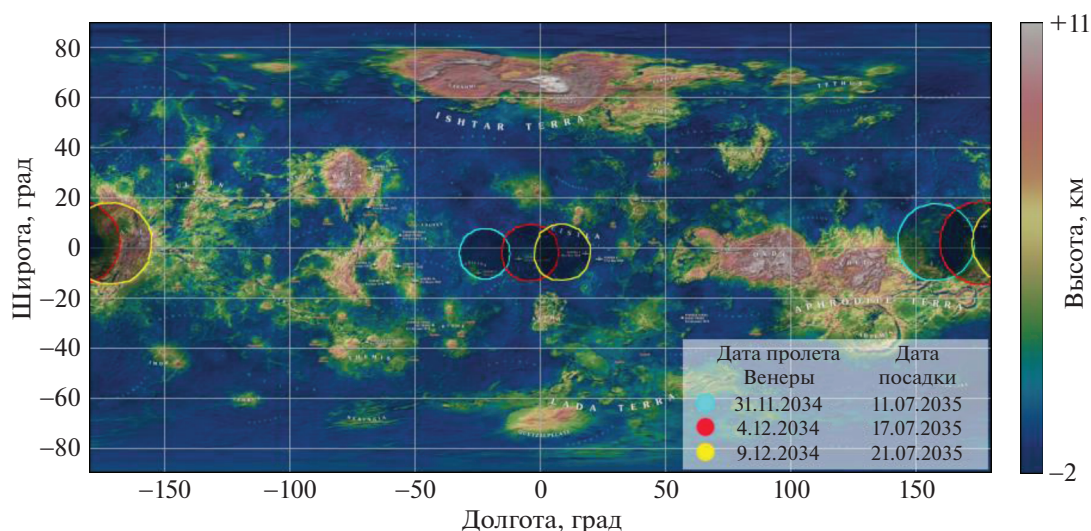


Рис. 10. Области недоступности (показаны темным цветом) посадки для даты старта 03.06.2034 с посадкой в 2035 г. через виток после гравитационного маневра.

движение составляет около 1.5 и 1.6 градусов в сутки, следовательно, уменьшая на 5 сут или увеличивая на те же 5 сут дату гравитационного маневра у Венеры относительно оптимальной, можно добиться полного покрытия поверхности Венеры (рис. 6–10). Таким образом, можно утверждать, что предлагаемая концепция расширения доступных областей посадки позволяет обеспечить доступ к любой точке на поверхности Венеры.

В таблицах опущены даты старта, соответствующие одной и той же дате первого пролета у Венеры.

ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ УГЛА ВХОДА В АТМОСФЕРУ НА РАЗМЕРЫ НЕДОСТУПНЫХ ОБЛАСТЕЙ ПОСАДКИ

Рассмотрим результаты для различных углов входа. В качестве примера возьмем перелет с датой старта 01.06.2031 (см. табл. 2). Варьируя углы входа, получим набор окружностей посадки с общим центром, отличающихся между собой только радиусом. Покажем результат расчета на карте Венеры (рис. 11).

Как видно из рис. 11, при уменьшении угла входа до 5 градусов область недоступных зон увеличивается, что сокращает число доступных для

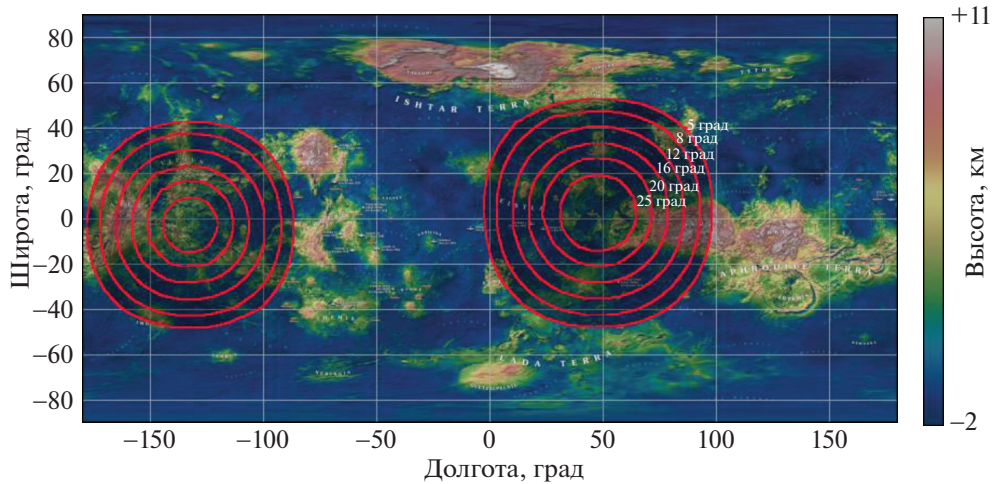


Рис. 11. Области недоступности (показаны темным цветом) посадки для даты старта 01.06.2031 с посадкой в 2032 г. через виток после гравитационного маневра, для разных углов входа в атмосферу в диапазоне от 5 до 25 градусов.

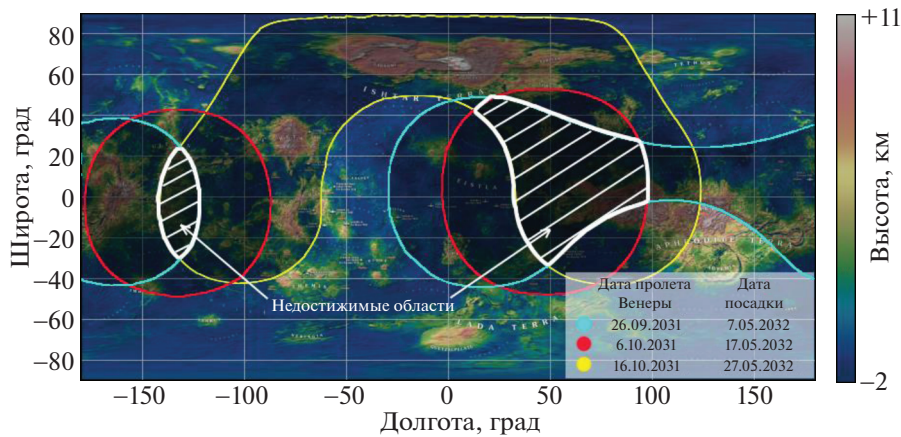


Рис. 12. Области недоступности (показаны темным цветом) посадки для даты старта 01.06.2031 с посадкой в 2032 г. через виток после гравитационного маневра, для угла входа 5 градусов.

посадки мест. Однако, используя описанный выше прием, область недоступности можно частично покрыть, варьируя дату гравитационного маневра при фиксированной дате старта. Результат такого расчета приведен на рис. 12.

Как видно из рис. 5, получившаяся в результате смещения, описанного выше, область недоступности уменьшается (недостижимая для посадки область заштрихована на рис. 12 белым цветом).

ВЫВОДЫ

Предлагаемый сценарий миссии с посадкой аппарата на поверхность Венеры, включающий промежуточный гравитационный маневр с выходом на резонансную орбиту спутника Солнца с периодом, равным венерианскому, позволяет совершить посадку в любой точке на поверхности Венеры. При

этом траектория перелета к Венере может оставаться в пределах стандартно планируемых параметров, предполагающих оптимизацию по характеристической скорости, необходимой для старта с круговой околоземной орбиты на перелетную. Интервалы окон старта также предполагаются в пределах, обычно устанавливаемых для таких миссий — около двух недель. Угол входа в атмосферу предполагается равным 25 градусам, что для реалистичного баллистического коэффициента означает, что максимальная перегрузка при движении в атмосфере достигает 180 единиц. Реализация сценария требует увеличения времени от старта до посадки на интервал, равный орбитальному периоду Венеры (224.7 земных суток). Снижение угла входа позволяет уменьшить максимальную перегрузку, но при этом следует учитывать появление областей на поверхности Венеры, недоступных для посадки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Апхофф и др. (C. Uphoff, P.H. Roberts, and L.D. Friedman), *J. of Spacecraft and Rockets* **13**, 6 (1976).
2. Боровин Г.К., Голубев Ю.Ф., Грушевский А.В. и др., *Баллистико-навигационное обеспечение полетов автоматических космических аппаратов к телам Солнечной системы* (ред. А.Г. Тучина, Химки: АО "НПО Лавочкина", 2018), с. 336.
3. Бэйт и др. (R.R. Bate, D.D. Mueller, and J.E. White), *Fundamentals of Astrodynamics* (Dover, New York, 1971), p. 455.
4. Воронцов В.А., Лохматова М.Г., Мартынов М.Б. и др., *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина* **4** (2010).
5. Данн, Берджесс (J.A. Dunne and E. Burgess), *Nation. Aeronaut. and Sp. Administrat. SP* **424** (1978).
6. Иванов Н.М., Лысенко Л.Н., *Баллистика и навигация космических аппаратов* (М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016), т. 1, 528 с.
7. Иццо (D. Izzo), *Celest. Mech. Dyn. Astron.* **121** (2015).
8. Константинов М.С., Каменков Е.Ф., Перелыгин Б.П., Безвербый В.К., *Механика космическо-го полета* (ред. В.П. Мишина, М.: Машиностроение, 1989), с. 408.
9. Петропулос (B. Petropoulos), *Earth, Moon, and Planets* **42**, 1 (1988).
10. Петропулос, Телонис (B. Petropoulos and P. Telonis), *Earth, Moon, and Planets* **63**, 1 (1993).
11. Прадо (A.F.B.A. Prado), *Nonlin. Dynam. and Syst. Theor.* **5**, 265 (2005).
12. Прадо (A.F.B.A. Prado), *Adv. Space Res.* **40**, 113 (2007).
13. Суханов (A.A. Sukhanov), *Cosmic Res.* **26**, 415 (1988).
14. Стрендж и др. (N.J. Strange, R. Russell, and V. Buffington), *AAS Paper* **7**, 277 (2007).
15. Эйсмонт Н.А., Засова Л.В., Симонов А.В., *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина* **4** (2018).
16. Эйсмонт и др. (N.A. Eismont, L.V. Zasova, A.V. Simonov, et al.), *Solar Syst. Res.* **53**, 7 (2019).
17. Эйсмонт Н.А., Корянов В.В., Федяев К.С. и др., *Инженерный журн.: наука и инновации* **4** (2020).
18. Эйсмонт и др. (N.A. Eismont, V.V. Koryanov, K.S. Fedyaev, et al.), *AIP Conf. Proc.* **2318**, 110012 (2021).

Dynamical Substitutes and Energy Surfaces in the Bicircular Sun-Earth-Moon System¹

© 2021 г. А. К. Pal^{1,2}, Е. I. Abouelmagd³

¹*Department of Applied Mathematics, Indian Institute of Technology (Indian School of Mines) Dhanbad, Jharkhand, India*

²*Department of Mathematics and Statistics, School of Basic Science, Manipal University Jaipur, Rajasthan, India*

³*Celestial Mechanics and Space Dynamics Research Group (CMSDRG), Astronomy Department, National Research Institute of Astronomy and Geophysics (NRIAG), Helwan-11421, Cairo, Egypt*

Поступила в редакцию 22.12.2020 г.

После доработки 27.01.2021 г.; принята к публикации 04.03.2021 г.

An attempt has been established to explore the dynamics of the Sun–Earth–Moon bicircular model (BCM) system with dissipative forces. The proposed model of BCM in which the Sun is orbiting on the common center of the Sun–Earth–Moon system in clockwise direction. Perturbing effect by the motion of the Sun on the Lagrangian points, mechanical energy, and Jacobi integral are performed. We obtained the Lagrangian points L_1 and L_2 are perturbing periodically whereas the L_3 is not perturbed smoothly periodic but it performs a chaotic behavior in a bounded region. The geometric interpretation of time dependent pseudo potential energy of the proposed system is obtained, it is constant at some specific conditions otherwise it varies periodically with time. The conservation of mechanical energy, invariant relation of motion and forbidden region are performed. Thus, we conclude that the pervasive discussion of the BCM system describes a bridges gap between the Sun–Earth/Moon and the Earth–Moon system.

Keywords: N -body problem, restricted three-body problem, bicircular model, drag forces, equilibrium points, energy surfaces.

DOI: 10.31857/S0320010821050065

¹Полная версия статьи публикуется только в английской версии журнала (Astronomy Letters, Vol. 47, No. 5, 2021).

*E-mail: ashokpalism@gmail.com

**E-mail: eabouelmagd@gmail.com

ОБ ЭВОЛЮЦИИ ОРБИТ В ФОТОГРАВИТАЦИОННОЙ КРУГОВОЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ. ВНУТРЕННЯЯ ЗАДАЧА

© 2021 г. А. В. Доброславский^{1*}, П. С. Красильников¹

¹Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

Поступила в редакцию 14.12.2020 г.

После доработки 30.01.2021 г.; принята к публикации 02.02.2021 г.

Рассмотрена пространственная ограниченная круговая задача трех тел в нерезонансном случае. Предполагается, что пассивно гравитирующее тело (спутник) имеет большую парусность, поэтому учитывается световое давление. Изучение эволюции орбиты спутника проводится на основе схемы Гаусса: исследуются усредненные уравнения движений в кеплеровом фазовом пространстве, когда в качестве невозмущенной орбиты берется кеплеровский эллипс с фокусом в основном теле (Солнце), находящийся внутри сферы, радиус которой равен радиусу орбиты внешней планеты (внутренняя задача). Известно, что исследование усредненной модели в классическом случае, когда световым давлением пренебрегают, сталкивается с немалыми трудностями как при вычислении усредненной силовой функции, так и при анализе эволюционирующих орбит. Впервые показано, что дважды усредненная силовая функция допускает, на основе применения формулы Парсевалья, явное аналитическое представление через гипергеометрические (обобщенные гипергеометрические) функции, допускающие разложение в сходящиеся степенные ряды. Показано также, что усредненные уравнения движения, учитывающие дополнительное влияние светового давления, интегрируются по Лиувиллю (имеем три независимых первых интеграла в инволюции). Исследованы, при фиксированных значениях интеграла Лидова–Козаи, стационарные режимы колебаний в случае малых значений большой невозмущенной полуоси спутника (случай Хилла), их бифуркации в зависимости от коэффициента светового давления δ . В плоскости кеплеровских элементов e, ω построены фазовые портреты колебаний при разных значениях коэффициента светового давления. Описана перестройка портрета, обусловленная как бифуркациями положений равновесия, так и расщеплением сепаратрис. Показано, что расщепление сепаратрис приводит к изменению направления эволюции аргумента перицентра ω на противоположное в случае ротационных движений.

Ключевые слова: световое давление, ограниченная пространственная задача трех тел, искусственный спутник Солнца.

DOI: 10.31857/S0320010821040069

ВВЕДЕНИЕ

Световое давление имеет существенное значение при расчете параметров движения небесных объектов с большим отношением площади миделева сечения к массе. Впервые с необходимостью учитывать этот эффект столкнулись в расчетах, связанных со спутником Vanguard I в работе Мюзена (1960) и Паркинсона и др. (1960), когда для объяснения деградации орбиты потребовалось учесть и световое давление на спутник. Большую роль световое давление сыграло при исследовании движения спутников-баллонов Echo 1, Echo 2 и PAGESOS, чему посвящен целый ряд работ, среди которых следует упомянуть работу Козаи (1961),

где было решено уравнение тени, работу Феррас-Мелло (1964), в которой предложено учитывать заход спутника в тень путем введения теневой функции, и работы Вашковьяк (1974, 1976), в которых было предложено теневую функцию рассчитывать в виде ряда по полиномам Лежандра и выражать через элементы орбиты, в результате чего были получены вековые и долгопериодические возмущения элементов орбиты под влиянием светового давления. В монографии (Аксёнов, 1977) исследовано влияние светового давления и земной тени на эволюцию кеплеровских элементов орбиты в первом приближении метода малого параметра.

Исследование движения объектов большой парусности приобретает особое значение в связи с космическим мусором, движущимся на высоких орбитах. Так, в работе Кривова и др. (1995), наряду с возмущениями от зональных гармоник, рас-

* Электронный адрес: a.dobroslavskiy@gmail.com

смотрены возмущения от сил светового давления. Эта же задача, но дополненная возмущениями от электромагнитных сил, рассматривается в работе Гамильтона, Кривова (1996).

В августе 2018 г. стартовала миссия Parker Solar Probe (Сабо, 2018) в задачи которой входит изучение солнечной короны. По своим параметрам зонд соответствует объектам с большим отношением площади миделева сечения к массе.

Для исследования орбит вышеупомянутых объектов на значительных временных промежутках применяется, в частности, метод усреднения, приложения которого к классической задаче трех тел были подробно разобраны в статье Моисеева (1945). Брайант (1961), используя идеи метода усреднения, описал явное изменение большой полуоси за период обращения спутника по орбите с учетом светового давления и эффекта тени. Он показал также, что при отсутствии тени большая полуось орбиты спутника сохраняет свое невозмущенное значение. В работах Лидова (1961, 1962) описана эволюция орбиты спутника планеты в рамках эллиптической задачи трех тел для случая Хилла (случай малого отношения большой невозмущенной полуоси орбиты спутника к радиусу орбиты планеты); был описан эффект падения спутника на центральное тело, когда плоскость орбиты спутника перпендикулярна плоскости орбиты возмущающего тела. В работе Козаи (1962) получено приближенное выражение для дважды усредненной возмущающей силовой функции в астероидной круговой задаче трех тел, вычислены значения критических наклонений орбит. В работе Сидоренко (2018) исследуется эксцентриситетский эффект Лидова–Козаи, который может быть интерпретирован как резонансный эффект. Аксёнов (1967) получил аналитическое выражение для дважды усредненной возмущающей силовой функции в круговой задаче трех тел в виде ряда Фурье, коэффициенты которого выражаются через специальные функции, записанные в виде квадратур. В этой же работе дано обоснование методу усреднения Гаусса, заменяющему процедуру усреднения по средней аномалии движения планеты равномерным размазыванием массы планеты по ее орбите. В работах Аксёнова (1979а,б) исследована плоская ограниченная эллиптическая задача трех тел методом двойного усреднения, изучена эволюция траекторий движения спутника, в частности, описаны траектории его падения на центральное тело. Топология движений в усредненной круговой задаче трех тел (внутренняя задача) исследована численно в замечательной работе Вашковьяка (1981).

Заметим также, что метод усреднения эффективно используется и в задачах о вращательных

движениях спутников на эволюционирующих орбитах: усреднение используется в статьях Тихонова и др. (2017) и Александрова, Тихонова (2020) при исследовании устойчивости программного вращательного движения спутника вокруг его центра масс на эволюционирующей орбите. Использование метода функций Ляпунова в сочетании с приемом усреднения уравнений вращательного движения спутника эффективно применялось для обоснования асимптотической устойчивости стабилизированного движения (Александров, Тихонов, 2020). В статье Амелькина (2019) методом усреднения определено среднее смещение перигелия Меркурия в плоской планетной задаче.

Авторами статьи ранее была исследована задача трех тел с учетом светового давления в плоской эллиптической задаче трех тел (Доброславский, Красильников, 2018). К сожалению, при записи силовой функции светового давления была допущена ошибка¹, как следствие, появились лишние равновесия $e = \text{const}, \omega = \pi/2$; остальные результаты изменились мало. В следующей статье (Доброславский, Красильников, 2020), посвященной уже задаче четырех тел (Земля–Луна–Солнце–спутник Земли), учитывающей световое давление, построены фазовые портреты колебаний в кеплеровских элементах орбиты, изучена перестройка фазовых портретов при разных значениях коэффициента светового давления. В указанных работах эффект захода в земную тень не учитывался в силу того, что при значении большой полуоси эллиптической орбиты спутника, сравнимом с соответствующим параметром Луны и превышающим его, среднее время пребывания спутника в тени составляет порядка 0.62% за виток (Доброславский, 2020).

Цель данной работы — исследовать эволюцию пространственных орбит близкого спутника звезды (солнечного зонда) с учетом возмущений от внешней планеты (Юпитера) и от солнечного давления.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим круговую пространственную ограниченную задачу трех тел с учетом сил светового давления \mathbf{F}_λ . Предположим, что пассивно гравитирующее тело (спутник) P , имея большое отношение площади поверхности к собственной массе, находится в гравитационном поле двух массивных тел, движущихся друг относительно друга по круговой орбите радиуса r_J ; центральное тело S (Солнце) имеет массу m_S и воздействует на спутник с силой \mathbf{F}_S , второе тело J (Юпитер) массы m_J оказывает возмущающее действие с силой \mathbf{F}_J . Считаем, что

¹Проф. Н.И. Амелькин любезно указал на нее.

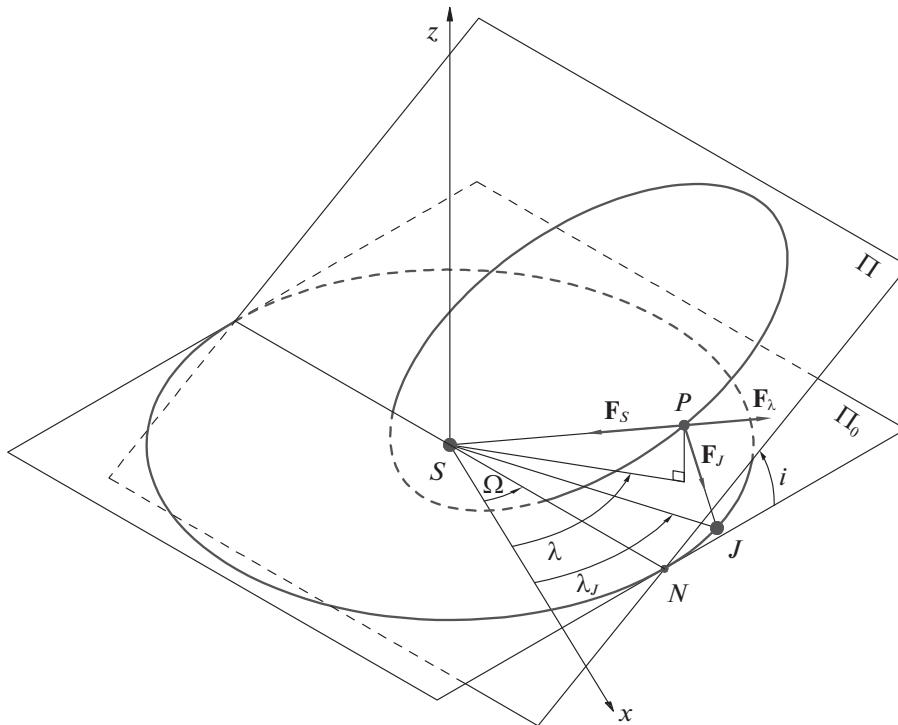


Рис. 1. Невозмущенные траектории небесных тел. Угловые переменные.

невозмущенная траектория спутника есть кеплеровский эллипс с фокусом в S , плоскость которого Π образует с плоскостью движения Π_0 притягивающих тел угол i (рис. 1).

Заметим, что в классическом случае, когда световое давление на спутник пренебрежимо мало, задача подробно исследована в статье (Вашковьяк, 1981). Цель нашей статьи — описать новые эффекты в усредненном движении спутника, вызванные световым давлением.

Введем гелиоцентрическую систему координат с центром в S . Ось Sx направим в точку весеннего равноденствия, SN — линия узлов орбиты спутника, остальные оси, образующие правую систему координат, на рис. 1 не указаны. Пусть \mathbf{r} — радиус-вектор тела P , \mathbf{r}_J — радиус-вектор тела J .

Пусть Ω — долгота восходящего узла невозмущенной орбиты спутника на плоскости Π_0 , e , ω — эксцентриситет и аргумент перицентра этой орбиты, λ_J — долгота тела J , а λ — долгота тела P в плоскости Π_0 .

Рассмотрим “внутренний” вариант задачи трех тел, когда движение тела P происходит внутри сферы радиуса r_J :

$$a(1 + e) < r_J.$$

Здесь a — большая полуось невозмущенной орбиты спутника.

Запишем выражение для возмущенной силовой функции задачи:

$$R = R_J + R_S. \tag{1}$$

Здесь R_J — силовая функция гравитационного воздействия со стороны тела J , имеющая вид

$$R_J = fm_J \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{(\mathbf{r}_J, \mathbf{r})}{r_J^3} \right), \tag{2}$$

$$\Delta = r_J \sqrt{1 - 2 \left(\frac{r}{r_J} \right) \cos \gamma + \left(\frac{r}{r_J} \right)^2},$$

где f — постоянная тяготения, γ — угол между \mathbf{r}_J и \mathbf{r} ,

$$\cos \gamma = \cos(\lambda_J - \Omega) \cos(\omega + \nu) + \sin(\lambda_J - \Omega) \sin(\omega + \nu) \cos i, \tag{3}$$

ν — истинная аномалия в движении спутника вдоль невозмущенной орбиты.

Функция (2) может быть разложена в ряд по полиномам Лежандра с точностью до членов, не зависящих от координат тела P :

$$R_J = \frac{fm_J}{r_J} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{r}{r_J} \right)^n P_n(\cos \gamma).$$

Силовая функция светового давления на сферический спутник, находящийся на круговой орбите,

может быть представлена в виде

$$R_S = -\frac{\delta r_0^2}{r}.$$

Здесь $\delta > 0$ — коэффициент светового давления (Аксёнов, 1977)

$$\delta = \frac{\varkappa \pi \rho^2 E_0}{mc}, \quad (4)$$

ρ — радиус поверхности спутника, m — его масса, \varkappa — коэффициент отражения поверхности спутника, равный 1 для полного поглощения или отражения света, и 1.44 для диффузного рассеивания. E_0 — солнечная постоянная, определенная как мощность светового потока на расстоянии r_0 (1 а.е.) от Солнца (приблизительно 1367 Вт/м²), c — скорость света в вакууме.

Тогда, с учетом выражений для R_J и R_S , силовая функция задачи принимает вид:

$$R = -\frac{\delta r_0^2}{r} + \frac{f m_J}{r_J} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{r}{r_J}\right)^n P_n(\cos \gamma). \quad (5)$$

УСРЕДНЕНИЕ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

Известно, что долгота λ тела P в плоскости эллиптики описывается формулами (Аксёнов, 1967)

$$\begin{aligned} \cos \lambda &= \frac{\cos(\nu + \omega)}{\sqrt{1 - \sin^2 i \sin^2(\nu + \omega)}}, \\ \sin \lambda &= \frac{\sin(\nu + \omega) \cos i}{\sqrt{1 - \sin^2 i \sin^2(\nu + \omega)}}. \end{aligned}$$

Тогда (3) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \cos \gamma &= \cos(\lambda_J - \Omega - \lambda) \times \\ &\times \sqrt{1 - \sin^2 i \sin^2(\nu + \omega)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для преобразования выражения (5) к удобному для усреднения виду воспользуемся теоремой сложения для полиномов Лежандра. С учетом (6) будем иметь

$$\begin{aligned} P_n(\cos \gamma) &= P_n(0) P_n[\sin i \sin(\nu + \omega)] + \\ &+ 2 \sum_{k=1}^n \frac{(n-k)!}{(n+k)!} P_n^{(k)}(0) P_n^{(k)}[\sin i \sin(\nu + \omega)] \times \\ &\times \cos k(\lambda_J - \Omega - \lambda). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $P_n^{(k)}$ — присоединенные функции Лежандра, представимые в нуле следующим образом:

$$P_n^{(k)}(0) = \begin{cases} (-1)^{(n-k)/2} \frac{(n+k)!}{2^n \left(\frac{n-k}{2}\right)! \left(\frac{n+k}{2}\right)!}, \\ n-k = 2m, \quad m \in \mathbb{Z}, \\ 0, \quad n-k = 2m+1, \quad m \in \mathbb{Z}. \end{cases}$$

Далее считаем, что частота $\dot{\lambda}_J$ не резонирует с частотой n невозмущенного движения спутника. Проводя усреднение (5) по долготе λ_J тела J , получим, с учетом (3), (7) и равенства $P_{2n+1}(0) = 0$, однократно усредненную силовую функцию R^* задачи

$$\begin{aligned} R^* &= \frac{1}{2\pi} \times \\ &\times \int_0^{2\pi} \left[-\frac{\delta r_0^2}{r} + \frac{f m_J}{r_J} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{r}{r_J}\right)^n P_n(\cos \gamma) \right] d\lambda_J = \\ &= -\frac{\delta r_0^2}{r} + \frac{f m_J}{r_J} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{r_J}\right)^{2n} \times \\ &\times P_{2n}(0) P_{2n}[\sin i \sin(\nu + \omega)]. \end{aligned} \quad (8)$$

Выражение (8) совпадает с точностью до члена, учитывающего световое давление, с силовой функцией кольца Гаусса (Дубошин, 1961), что было впервые установлено в работе Аксёнова (1967).

Усредним теперь полученное выражение (8) по истинной аномалии ν тела P . Для этого необходимо записать выражение для r через истинную аномалию ν , используя формулы невозмущенного движения, и подставить в (8). Вычисления показывают, что функция R^* содержит под знаком суммы произведение двух периодических по ν функций: $(1 + e \cos \nu)^{-2n}$ и $P_{2n}(\sin i \cos \theta)$, где $\theta = \nu + \omega - \pi/2$. Основная техническая проблема исследований — подсчитать среднее от этого произведения. Современные программные комплексы, такие как Wolfram Mathematica и Maple, с этой задачей не справляются. Для этого воспользуемся формулой Парсевалья (Градштейн, 1963), описывающей главный (секулярный) член произведения двух рядов Фурье:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + e \cos \nu)^{-2n} \times \\ &\times P_{2n}(\sin i \cos \theta) d\nu = \\ &= \frac{a_0 \alpha_0}{4} + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} (a_m \alpha_m + b_m \beta_m). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\{a_0, a_m, b_m\}$ — коэффициенты Фурье функции $(1 + e \cos \nu)^{-2n}$, $\{\alpha_0, \alpha_m, \beta_m\}$ — коэффициенты Фурье функции $P_{2n}(\sin i \cos \theta)$. Выражения для этих коэффициентов имеют вид

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} (1 + e \cos \nu)^{-2n} d\nu = \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{2}{(1-e)^{2n}} F_{2,1} \left(\frac{1}{2}, 2n; 1; \frac{2e}{e-1} \right), \\
 &\quad a_m = \frac{2}{(1-e)^{2n}} \times \\
 &\times F_{3,2}^{\text{reg}} \left(\frac{1}{2}, 1, 2n; 1-m, 1+m; \frac{2e}{e-1} \right), \\
 &\quad b_m = 0, \\
 &\alpha_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} P_{2n}(\sin i \cos \theta) d\nu = \quad (11) \\
 &\quad = 2P_{2n}(0)P_{2n}(\cos i), \\
 &\alpha_m = \begin{cases} 2 \cos \left(\frac{m\pi}{2} - m\omega \right) \frac{(2n-m)!}{(2n+m)!} \times \\ \times P_{2n}^{(m)}(0)P_{2n}^{(m)}(\cos i), & m \leq 2n, \\ 0, & m > 2n, \end{cases} \\
 &\quad \beta_m = 0.
 \end{aligned}$$

В итоге дважды усредненная возмущенная силовая функция принимает вид

$$\begin{aligned}
 R^{**} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R^* d\nu = -\frac{\delta r_0^2}{a(1-e^2)} + \quad (12) \\
 &+ \frac{fm_J}{r_J} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{a(1-e^2)}{r_J} \right]^{2n} \times \\
 &\quad \times P_{2n}(0) I_{2n}(i, e, \omega).
 \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 I_{2n}(i, e, \omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + e \cos \nu)^{-2n} \times \quad (13) \\
 &\quad \times P_{2n}(\sin i \cos \theta) d\nu = \frac{1}{(1-e)^{2n}} \times \\
 &\times \left[P_{2n}(0)P_{2n}(\cos i)F_{2,1} \left(\frac{1}{2}, 2n; 1; \frac{2e}{e-1} \right) + \right. \\
 &+ 2 \sum_{m=1}^{2n} F_{3,2}^{\text{reg}} \left(\frac{1}{2}, 1, 2n; 1-m, 1+m; \frac{2e}{e-1} \right) \times \\
 &\left. \times \cos \left(\frac{m\pi}{2} - m\omega \right) \frac{(2n-m)!}{(2n+m)!} P_{2n}^{(m)}(0)P_{2n}^{(m)}(\cos i) \right],
 \end{aligned}$$

$F_{2,1}$ — гипергеометрическая функция, а $F_{3,2}^{\text{reg}}$ — обобщенная регуляризованная гипергеометрическая функция, имеющая вид

$$F_{3,2}^{\text{reg}}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3; \beta_1, \beta_2; z) =$$

$$= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\alpha_1)_k (\alpha_2)_k (\alpha_3)_k}{\Gamma(\beta_1+k) \Gamma(\beta_2+k) k!} z^k,$$

где $\Gamma(a)$ — гамма-функция, $(x)_k$ — символ Похгаммера:

$$(x)_k = \frac{\Gamma(x+k)}{\Gamma(x)}.$$

Достоверность формулы (13) была подтверждена численно — результаты вычислений левой и правой частей формулы совпадают по всем значащим цифрам для следующего декартового произведения значений параметров: e от 0 до 1 с шагом 0.1, ω от 0 до 2π с шагом $\pi/6$, i от $-\pi/2$ до $\pi/2$ с шагом $\pi/6$ и n от 1 до 15 с шагом 1.

Выражение для усредненной силовой функции (12), (13) можно разложить в ряд Фурье по ω . Вычисления показывают, что этот ряд имеет вид

$$\begin{aligned}
 R^{**} &= -\frac{\delta r_0^2}{a(1-e^2)} + \quad (14) \\
 &+ \frac{fm_J}{r_J} \sum_{n=1}^{\infty} \left[B_{2n}(e)P_{2n}(0)P_{2n}(\cos i) \times \right. \\
 &\quad \times F_{2,1} \left(\frac{1}{2}, 2n; 1; \frac{2e}{e-1} \right) + \\
 &\left. + (-1)^n \left(\sum_{k=n}^{\infty} B_{2k}(e)A_{2n}^{(2k)}(e, \cos i) \right) \cos 2n\omega \right].
 \end{aligned}$$

Здесь

$$B_{2k}(e) = \frac{a^{2k}(1+e)^{2k}}{r_J^{2k}} P_{2k}(0),$$

$$\begin{aligned}
 &A_{2n}^{(2k)}(e, \cos i) = \\
 &= \begin{cases} 2F_{3,2}^{\text{reg}} \left(\frac{1}{2}, 1, 2k; 1-2n, 1+2n; \frac{2e}{e-1} \right) \times \\ \times \frac{(2k-2n)!}{(2k+2n)!} P_{2k}^{(2n)}(0)P_{2k}^{(2n)}(\cos i), \\ 1 \leq n \leq k, \\ 0, & n > k. \end{cases}
 \end{aligned}$$

При выводе формулы (14) мы воспользовались известным равенством $P_{2k}^{(2n+1)}(0) = 0$, обнуляющим члены, содержащие $\sin 2n\omega$.

Здесь следует отметить, что аналитическое представление дважды усредненной силовой функции задачи в виде ряда Фурье по ω впервые получено в работе Аксёнова (1967). Коэффициенты этого ряда автор статьи выразил через некоторые неизвестные специальные функции, имеющие вид квадратур. К сожалению, квадратуры не были разложены в сходящиеся ряды, автор ограничился

описанием рекуррентных соотношений для квадратур. Поэтому использовать результаты статьи Е.П. Аксёнова в аналитических исследованиях крайне затруднительно.

УСРЕДНЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЙ

Усредненные уравнения в оскулирующих переменных (уравнения Лагранжа) имеют вид (Дубошин, 1968)

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= 0, \\ \frac{de}{dt} &= -\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \frac{\partial R^{**}}{\partial \omega}, \\ \frac{di}{dt} &= \frac{\operatorname{ctg} i}{na^2\sqrt{1-e^2}} \frac{\partial R^{**}}{\partial \omega}, \\ \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{\operatorname{cosec} i}{na^2\sqrt{1-e^2}} \frac{\partial R^{**}}{\partial i}, \\ \frac{d\omega}{dt} &= \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \frac{\partial R^{**}}{\partial e} - \frac{\operatorname{ctg} i}{na^2\sqrt{1-e^2}} \frac{\partial R^{**}}{\partial i}. \end{aligned} \quad (15)$$

Первые интегралы системы описываются равенствами

$$a = c_0, \quad (1 - e^2) \cos^2 i = c_1, \quad R^{**} = c_2.$$

Второй из этих интегралов принято называть интегралом Лидова–Козаи. Заметим, что впервые интеграл был получен в работе фон Цейпеля (1910), позже — в статье Моисеева (1945). С его помощью исключаем угол i :

$$i = \arccos \left(\pm \sqrt{\frac{c_1}{1-e^2}} \right),$$

из усредненной силовой функции R^{**} получаем редуцированную систему уравнений с одной степенью свободы:

$$\frac{de}{dt} = -\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \frac{\partial \hat{R}}{\partial \omega}, \quad \frac{d\omega}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \frac{\partial \hat{R}}{\partial e}. \quad (16)$$

Силовая функция $\hat{R} = \hat{R}(e, \omega)$ — результат исключения угла i . Очевидно, что интеграл энергии уравнений (16) имеет вид $\hat{R}(e, \omega) = \text{const}$.

Из интеграла Лидова–Козаи следует ограничение на область изменения оскулирующего эксцентриситета орбиты: $0 \leq e \leq \sqrt{1-c_1}$.

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ

Для проведения качественного анализа отметим прежде всего, что многообразия $e = 0$, $e = \sqrt{1-c_1}$

являются интегральными в редуцированной системе уравнений (16). Действительно, производная от \hat{R} по ω имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{R}}{\partial \omega} &= -\frac{fm_J}{r_J} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \times \\ &\times 2n \left(\sum_{k=n}^{\infty} B_{2k}(e) A_{2n}^{(2k)}(e, \cos i) \right) \sin 2n\omega. \end{aligned}$$

Она обращается в ноль при $e = \sqrt{1-c_1}$, так как при этом $\cos i = \pm 1$, а $A_{2n}^{(2k)}(e, \pm 1) = 0$. Интегральность многообразия $e = 0$ следует из разложения этой производной в ряд по e :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{R}}{\partial \omega} &= -\frac{fm_J}{r_J} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \times \\ &\times 4n \left\{ \sum_{k=n}^{\infty} \left(\frac{a}{r_J} \right)^{2k} \frac{(2k-2n)!}{(2k+2n)!} \times \right. \\ &\times P_{2k}(0) P_{2k}^{(2n)}(0) P_{2k}^{(2n)}(\cos i) \times \\ &\times \left[\frac{1}{\Gamma(1-2n)\Gamma(1+2n)} + \left(\frac{2k}{\Gamma(1-2n)\Gamma(1+2n)} - \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{2k}{\Gamma(2-2n)\Gamma(2+2n)} \right) e + O(e^2) \right] \left. \right\} \sin 2n\omega. \end{aligned}$$

Действительно, коэффициенты при e^0, e^1 обращаются в ноль, так как целые числа $m = 0, -1, -2, \dots$ являются полюсами первого порядка гамма-функции $\Gamma(z)$. Как следствие, производная равна нулю при $e = 0$.

Отсюда получаем

$$\frac{\partial \hat{R}}{\partial \omega} \sim e^2 \sin 2\omega.$$

Отметим, что ранее это отношение было получено в работе Зиглина (1976) с помощью специального преобразования усредненной силовой функции, не имеющей явного описания в конечном виде, и представленной в виде квадратуры по средней долготе точки P .

Разложим редуцированную функцию $\hat{R}(e, \omega)$ в ряд по (a/r_J) и удержим члены до второго порядка включительно:

$$\begin{aligned} \hat{R}^{(2)} &= -\frac{\delta r_0^2}{a(1-e^2)} - \frac{fm_J a^2}{8r_J^3} \times \quad (17) \\ &\times \frac{1}{\sqrt{1-e^2}} \left\{ \left[6(1-e^2)^{3/2} + 9e^2 - 6 \right] \times \right. \\ &\times \left. \left(\frac{c_1 - 1}{e^2} + 1 \right) \cos 2\omega - 3c_1 - e^2 + 1 \right\}. \end{aligned}$$

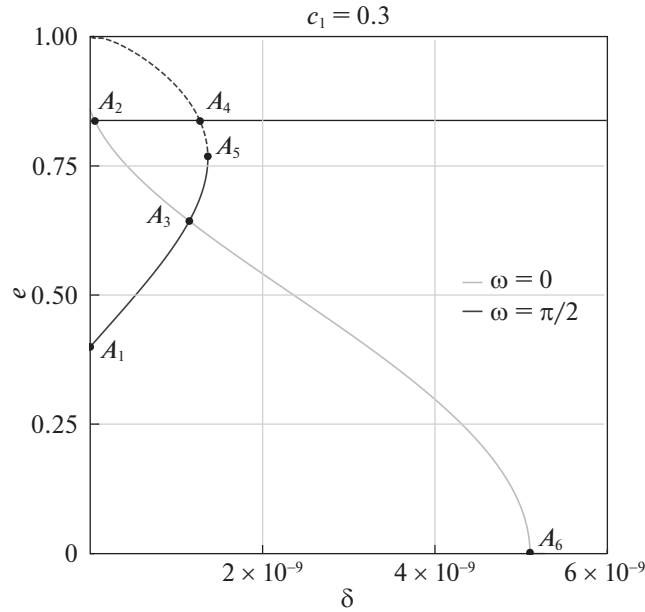


Рис. 2. Диаграмма равновесий при $c_1 = 0.3$.

Тогда уравнения стационарных точек, записанные с точностью до членов 5-го порядка малости по e , приводятся к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{R}^{(2)}}{\partial e} &= \left\{ -\frac{2\delta}{a} + \right. & (18) \\ &+ \left. \frac{a^2 f m_J}{8r_J^3} \left[-\frac{9}{2}(c_1 - 1) \cos 2\omega + 3c_1 + 1 \right] \right\} e + \\ &+ \left\{ -\frac{4\delta}{a} - \frac{a^2 f m_J}{16r_J^3} [6(2c_1 + 1) \cos 2\omega - \right. \\ &\quad \left. - 9c_1 - 1] \right\} e^3 + \dots = 0, \\ \frac{\partial \hat{R}^{(2)}}{\partial \omega} &= \frac{3a^2 f m_J}{16r_J^3} [3(c_1 - 1)e^2 + \\ &+ (2c_1 + 1)e^4 + \dots] \sin 2\omega = 0. \end{aligned}$$

Множество стационарных решений имеет вид $e = e(\delta, \omega, c_1)$, $\omega = \{0, \pi/2\}$. Следующие результаты имеют место для параметров a, e из диапазона $0 \leq a/r_J \leq 0.5$, $0 \leq e < 1$. Кривые равновесий $e(\delta, \omega, c_1)$ построены при разных значениях ω и фиксированном c_1 (рис. 2) для системы Солнце–Юпитер–спутник, когда $a/r_J = 0.384$, $m_J = 0.00095$, $r_J = 5.204$ а.е., $c_1 = 0.3$, $0 \leq e \leq 1$, $0 \leq \delta \leq 6 \times 10^{-9}$. На этом рисунке указаны некоторые реперные точки A_j с координатами (δ_j, e_j) : $A_1 = (0, 0.3998)$, $A_2 = (0.054 \times 10^{-9}, 0.83666)$, $A_3 = (1.15 \times 10^{-9}, 0.6432)$, $A_4 = (1.274 \times 10^{-9}, 0.83666)$, $A_5 = (1.365 \times 10^{-9}, 0.7683)$, $A_6 = (5.102 \times 10^{-9}, 0)$.

Удержание большего количества членов по e в (18) мало меняет картину: было проведено численное сравнение полученных результатов с результатами расчетов уравнений (18), содержащих члены до 7-го порядка малости по e включительно, и показано, что кривые равновесий на рис. 2 незначительно сместились в сторону возрастания по оси эксцентриситета e .

Для стационарных значений e, ω долгота восходящего угла Ω находится квадратурой из соответствующего уравнения системы (16). Видно, что

$$\Omega = \Omega_0 - \frac{2\sqrt{c_1}}{na^2} \text{sign}(\cos i) \frac{\partial \hat{R}}{\partial c_1} t.$$

Таким образом, стационарным решениям уравнений (16) отвечают эллиптические орбиты с фокусом в основном притягивающем теле, имеющие постоянный угол наклона i по отношению к плоскости движения основных тел, медленно и равномерно прецессирующие вокруг нормали к этой плоскости. При этом большая полуось орбиты совпадает с линией узлов SN (случай $\omega = 0$) во все время движений либо перпендикулярна ей (случай $\omega = \pi/2$).

Точке A_5 отвечает бифуркация типа “седло–узел”, неустойчивые равновесия выделены пунктиром. В точках A_2, A_4, A_6 исчезают реальные равновесия, так как кривые равновесия уходят в мнимые области $e > \sqrt{1 - c_1}$ либо $e < 0$ (на рис. 2 показана вся кривая равновесий при $\omega = \pi/2$, содержащая куски, принадлежащие мнимой области $e > \sqrt{1 - c_1}$ возможных движений). Точке A_3 отвечают сразу две одинаковые прецессирующие

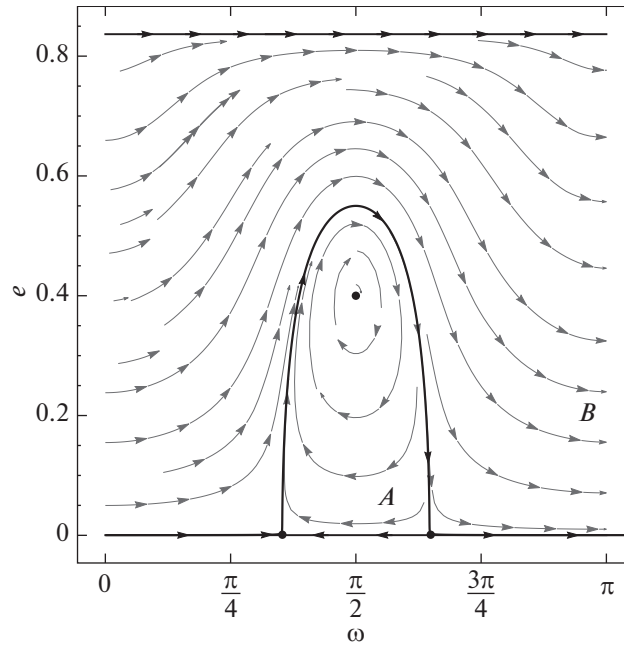


Рис. 3. Фазовый портрет при $\delta = 0$.

эллиптические орбиты с фокусом в Солнце, но с разными аргументами перигелия. Точке A_1 соответствует равновесие классической задачи трех тел, когда $\delta = 0$.

Из рис. 2 следует, что на малом интервале $(\delta_1, \delta_2) = (0, 0.054 \times 10^{-9})$ имеем одно устойчивое положение равновесия (случай $\omega = \pi/2$). На интервале $\delta \in (\delta_2, \delta_4) = (0.054 \times 10^{-9}, 1.274 \times 10^{-9})$ появляется второе устойчивое положение равновесия для значения параметра $\omega = 0$. На интервале $\delta \in (\delta_4, \delta_5) = (1.274 \times 10^{-9}, 1.365 \times 10^{-9})$ появляется еще одно неустойчивое равновесие на кривой $\omega = \pi/2$. В точке бифуркации A_5 два равновесия на кривой $\omega = \pi/2$ сливаются в одно и далее пропадают. Так что на интервале $\delta \in (\delta_5, \delta_6) = (1.365 \times 10^{-9}, 5.102 \times 10^{-9})$ остается единственное устойчивое равновесие, принадлежащее кривой $\omega = 0$, а при $\delta \in (\delta_6, +\infty)$ положения равновесия исчезают полностью.

Для всех перечисленных интервалов по δ , путем численного интегрирования уравнений (16), были построены фазовые портреты колебаний, изображенные на рис. 3–9. Результаты численного интегрирования были подтверждены построением линий уровня интеграла $\hat{R}^{(2)}$. Поскольку ряд Фурье для \hat{R} содержит только четные гармоники $\cos 2n\omega$, то интегральные кривые $\hat{R} = h$ симметричны относительно $\omega = \pi/2$. Фазовый портрет на рис. 3 получен для значений параметров $c_1 = 0.3$, $a = 2$ а.е., $\delta = 0$ и качественно совпадает с фазовым портретом в статье (Вашковьяк, 1981). Эта картинка ка-

чественно сохраняется для любого δ из интервала (δ_1, δ_2) . Здесь можно видеть стационарную точку типа центр с координатами $e = 0.2472$, $\omega = \pi/2$. В области A наблюдаем либрационные движения линии апсид, в то же время в области B линия апсид совершает ротационное движение в сторону увеличения аргумента перигелия. На фазовом портрете изображены два интегральных многообразия $e = 0$ и $e = \sqrt{1 - c_1}$, ограничивающие собой область возможных движений. Эти интегральные многообразия указаны также и на других фазовых портретах.

На фазовом портрете рис. 4, построенном для значений параметров $c_1 = 0.3$, $a = 2$ а.е., $\delta = 0.5 \times 10^{-9} \in (\delta_2, \delta_4)$, присутствуют две стационарные точки типа “центр” для значений $\omega = 0$ и $\omega = \pi/2$. В окрестности стационарных точек имеем либрационные движения, в области B — ротационные движения в сторону увеличения аргумента перигелия. При увеличении δ наблюдаем вытягивание области A по вертикали вверх, до тех пор, пока верхняя точка этой области не коснется верхнего многообразия $e = \sqrt{1 - c_1}$. Точка касания, являющаяся равновесием на этом многообразии, раздваивается при дальнейшем увеличении параметра δ , появляются две сепаратрисы (гетероклинические траектории), соединяющие нижние равновесия с верхними (рис. 5). Параметр $\delta = 1.0352 \times 10^{-9}$ (см. рис. 5) является бифуркационным, так как ведет к расщеплению сепаратрис. Каждая из двух сепаратрис расщепляется на пару кривых так, что две вновь появившиеся кривые из области A стре-

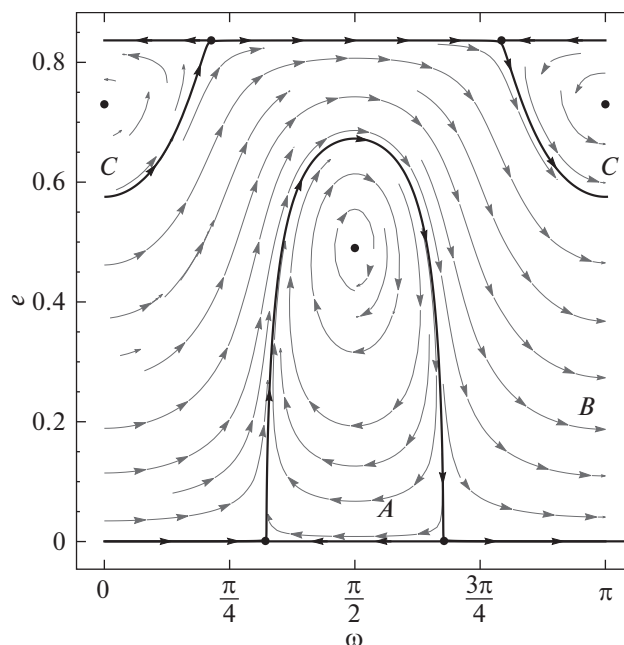


Рис. 4. Фазовый портрет при $\delta = 0.5 \times 10^{-9}$.

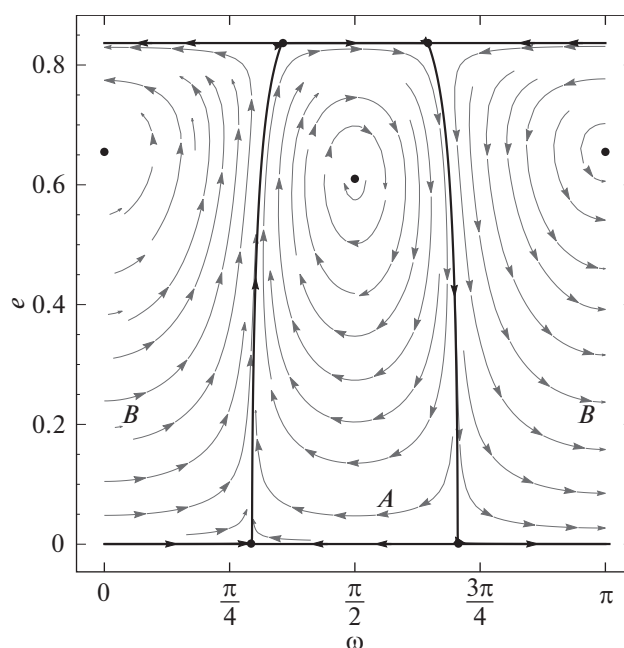


Рис. 5. Фазовый портрет при $\delta = 1.0352 \times 10^{-9}$.

мятся асимптотически (при $t \rightarrow \pm\infty$) к верхним равновесиям, образуя единую кривую, ограничивающую новую либрационную область B (рис. 6). Пара крайних кривых, появившихся слева и справа от области A рис. 5, сохраняют асимптотическое стремление к нижним равновесиям при $t \rightarrow \pm\infty$, асимптотически приближаясь к многообразию $e = \sqrt{1 - c_1}$ (рис. 6).

Описанное расщепление сепаратрис ведет к по-

явлению сначала узкой, а потом расширяющейся области ротационных движений, когда аргумент перигея ω монотонно убывает. Вдоль этих траекторий движения орбита спутника медленно поворачивается в своей оскулирующей плоскости в направлении, противоположном случаю $\delta = 0$.

На фазовом портрете рис. 7, отвечающем случаю $\delta = 1.3 \times 10^{-9} \in (\delta_4, \delta_5)$, появляется дополнительно неустойчивая стационарная точка D , распо-

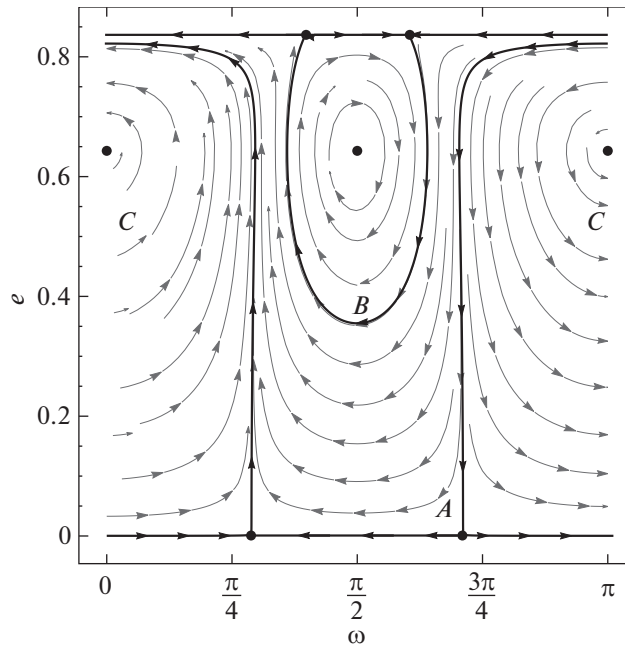


Рис. 6. Фазовый портрет при $\delta = 1.1497 \times 10^{-9}$.

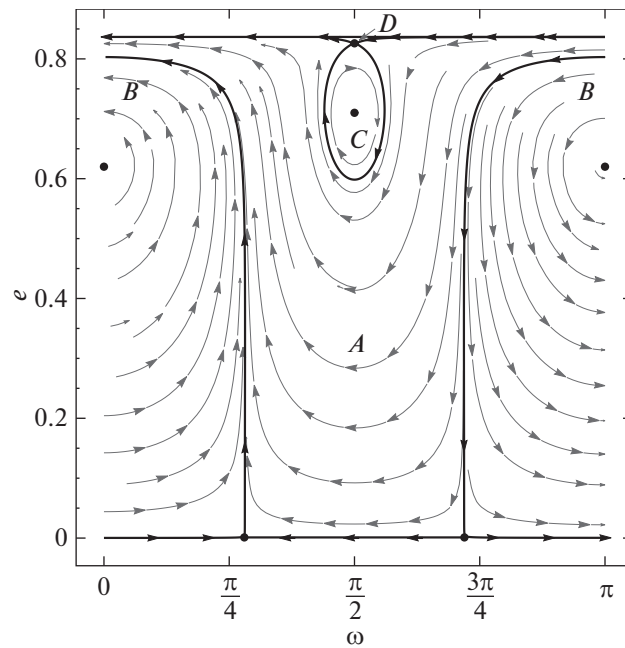


Рис. 7. Фазовый портрет при $\delta = 1.3 \times 10^{-9}$.

ложенная вблизи интегрального многообразия $e = \sqrt{1 - c_1}$. Дальнейшее увеличение δ ведет к слиянию устойчивой и неустойчивой точек при $\delta = 1.365 \times 10^{-9}$ и последующему их исчезновению при сохранении стационарной точки на второй ветви равновесий $\omega = 0$ (рис. 8, случай $\delta \in (\delta_5, \delta_6)$).

Для случая $\delta > \delta_6$ фазовый портрет колебаний изображен на рис. 9. Он не содержит стационарных

точек, имеем вековой уход линии апсид в сторону уменьшения аргумента перицентра.

Показано, что члены четвертого и шестого порядков малости по a/r_J в редуцированной силовой функции \hat{R} практически не влияют на фазовый портрет колебаний, незначительно смещая точки равновесий по вертикальной прямой, мало меняя бифуркационные значения δ .

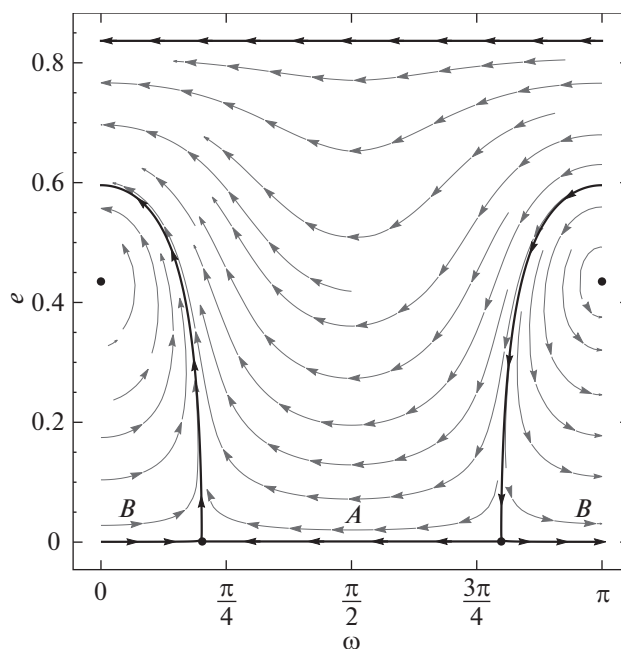


Рис. 8. Фазовый портрет при $\delta = 2.88 \times 10^{-9}$.

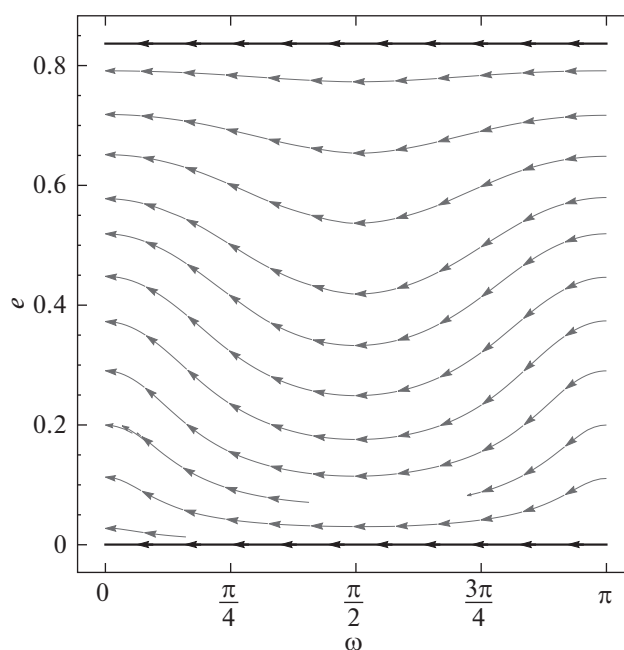


Рис. 9. Фазовый портрет при $\delta = 5.5 \times 10^{-9}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели оскулирующие эллиптические движения астероида (солнечного зонда) бесконечно малой массы вокруг звезды (Солнца) под действием двух возмущений: гравитационного притяжения со стороны внешней планеты (Юпитера) и солнечного светового давления. Использована схема Гаусса двукратного усреднения возмущенной силовой функции задачи по долготе планеты

и истинной аномалии невозмущенного движения спутника. Впервые получено явное аналитическое выражение усредненной силовой функции в виде ряда Фурье, коэффициенты которого выражаются через известные специальные функции. Аналитическое выражение усредненной силовой функции позволяет быстро и эффективно получить любое приближение функции по малому параметру a/r_J , просто доказать интегральность некоторых много-

образий, в частности, интегральность многообразия $e = \sqrt{1 - c_1}$ в редуцированной системе, что является новым результатом и в классической задаче трех тел.

Анализ эволюционных движений показал, что влияние солнечного давления весьма существенно уже при малых значениях коэффициента светового давления, когда $\delta \sim 10^{-9}$: в диапазоне $0 \leq a/r_J \leq 0.5$, $0 \leq e < 1$ появляется дополнительная ветвь семейства стационарных движений $e(\delta) = \text{const}$, $\omega = 0$, наблюдается бифуркация равновесий типа “седло–узел” на ветви традиционного случая $\omega = \pi/2$, исчезают реальные равновесия, когда семейство стационарных точек выходит за границы области возможных движений.

Существенно осложняется фазовый портрет колебаний в сравнении с фазовым портретом оскулирующих движений в классической круговой задаче трех тел. К примеру, появляются седловые точки вблизи многообразия $e = \sqrt{1 - c_1}$ в области (δ_4, δ_5) , наблюдается расщепление сепаратрис для значений параметра δ из интервала (δ_2, δ_4) , что приводит к изменению направления эволюции аргумента перицентра ω на противоположное в случае ротационных движений.

Указанные значения параметра δ по порядку величины характерны для Parker Solar Probe. Таким образом, полученные результаты могут быть использованы при оценке параметров движения при учете светового давления на данный зонд.

Авторы признательны рецензенту за сделанные замечания.

Исследования выполнены в Московском авиационном институте при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-01-00820 А).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аксенов Е.П., Тр. ун-та дружбы народов им. П. Лумумбы **21**, 184 (1967).
- Аксенов Е.П., *Теория движения искусственных спутников Земли* (М.: Наука, 1977), с. 360.
- Аксенов Е.П., Астрон. журн. **56**, 419 (1979а) [E.P. Aksekov, Sov. Astron. **23**, 236 (1979a)].
- Аксенов Е.П., Астрон. журн. **56**, 623 (1979б) [E.P. Aksekov, Sov. Astron. **23**, 351 (1979b)].
- Александров, Тихонов (А.Ю. Aleksandrov and A.A. Tikhonov), Aerospace Science and Technology **104** (2020).
- Амелькин Н.И., Докл. РАН **489**, 570 (2019) [N.I. Amel'kin, Doklady Physics **489**, 570 (2020)].
- Брайант (R.W. Bryant), Astron. J. **66**, 430 (1961).
- Вашковьяк М.А., Космич. исслед. **19**, 5 (1981).
- Вашковьяк С.Н., Вест. Моск. ун-та, Сер. 3. Физ. Астрон. **5**, 584 (1974).
- Вашковьяк С.Н., Астрон. журн. **53**, 1085 (1976) [S.N. Vashkov'yak, Sov. Astron. **20**, 615 (1976)].
- Гамильтон, Кривов (D.P. Hamilton and A.V. Krivov), Icarus **123**, 503 (1996).
- Градштейн И.С., Рыжик И.М., *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М.: Физматгиз, 1963), с. 1100.
- Доброславский А.В., Красильников П.С., Письма в Астрон. журн. **44**, 618 (2018) [A.V. Dobroslavskiy and P.S. Krasilnikov, Astron. Lett. **44**, 567 (2018)].
- Доброславский А.В., Красильников П.С., Прикладная матем. и мех. **84**, 26 (2020) [A.V. Dobroslavskiy and P.S. Krasilnikov, Mechanics of Solids **55**, 999 (2020)].
- Доброславский (A.V. Dobroslavskiy), Cosmic Res. **58**, 501 (2020).
- Дубошин Г.Н., *Теория притяжения* (М.: Физматгиз, 1961), с. 288.
- Дубошин Г.Н., *Небесная механика. Основные задачи и методы* (М.: Наука, 1964), с. 800.
- Зиглин С.Л., *Исследование предельных случаев осредненной задачи трех тел*, (Диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук 01.02.01. Москва, 1976), с. 122.
- Козаи (Y. Kozai), Smithsonian Astrophys. Obs. Special Rept. **56**, 25 (1961).
- Козаи (Y. Kozai), Astron. J. **67**, 591 (1962).
- Кривов и др. (A.V. Krivov, L.L. Sokolov, and V.V. Dikarev), Celest. Mech. Dyn. Astron. **63**, 313 (1996).
- Лидов М.Л., Искусственные спутники Земли **8**, 5 (1961).
- Лидов (M.L. Lidov), Planet. Space Sci. **9**, 719 (1962).
- Моисеев Н.Д., Тр. ГАИШ **XV**, 100 (1945).
- Мюзен (P. Musen), J. Geophys. Res. **65**, 1391 (1960).
- Паркинсон и др. (R.W. Parkinson, H.M. Jones, and I.I. Shapiro), Science **131**, 920 (1960).
- Сабо (A. Szabo), Nat. Astron. **2**, 829 (2018).
- Сидоренко (V.V. Sidorenko), Celest. Mech. Dyn. Astron. **130**, 2 (2018).
- Тихонов и др. (A.A. Tikhonov, K.A. Antipov, D.G. Korytnikov, and D.Yu. Nikitin), Acta Astronautica **141**, 219 (2017).
- Феррас-Мелло (S. Ferraz-Mello), Comptes rendus de l'Académie des Sciences. Paris. **258**, 463 (1964).
- фон Цейпель (H. von Zeipel), Astronomische Nachrichten **183**, 345 (1910).