

Том 100, Номер 7

ISSN 0004-6299

Июль 2023



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 100, номер 7, 2023

Перспективы наблюдения двойных сверхмассивных черных дыр на космическом радиоинтерферометре	
<i>А. М. Малиновский, Е. В. Михеева</i>	569
Исследование мазерного излучения ОН 18 см и магнитного поля в области звездообразования S128	
<i>Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, В. В. Краснов, А. М. Толмачев</i>	582
Исследование магнитного поля из наблюдений мазера ОН в области з звездообразования G10.624–0.385	
<i>Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, В. В. Краснов, А. М. Толмачев</i>	593
Активность звезды солнечного типа TOI-1422 и оценки потери вещества атмосферы планеты TOI-1422b	
<i>И. С. Саванов</i>	605
Продолжительный магнитный минимум звезды HD 166620 – возможное начало аналога маундеровского минимума	
<i>И. С. Саванов</i>	611
Сезонные вариации параметров астроклимата для обсерватории Терскол	
<i>Л. А. Больбасова, Е. А. Копылов</i>	621
Вехи в развитии небесной механики	
<i>Б. П. Кондратьев</i>	630

ПЕРСПЕКТИВЫ НАБЛЮДЕНИЯ ДВОЙНЫХ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР НА КОСМИЧЕСКОМ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

© 2023 г. А. М. Малиновский^{1,*}, Е. В. Михеева^{1,**}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрономический центр, Москва, Россия

*E-mail: amalin@asc.rssi.ru

**E-mail: helen@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 27.03.2023 г.

После доработки 04.05.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

Проанализирован список кандидатов в двойные сверхмассивные черные дыры, составленный на основе имеющихся данных по переменности в оптическом диапазоне и форме спектра излучения. Для оценки потока излучения на частоте 240 ГГц построена искусственная нейронная сеть. Для тех кандидатов в двойные сверхмассивные черные дыры, для которых процедура построения сети оказалась возможной, был проверен критерий возможности наблюдения источника на космической обсерватории Миллиметрон. Результат проведенного исследования представлен в виде таблицы из 17 кандидатов в двойные сверхмассивные черные дыры. Подтверждение (или опровержение) двойственности этих объектов при наблюдениях на космическом интерферометре с параметрами, сходными с характеристиками космической обсерватории Миллиметрон, станет важной вехой в развитии теории образования галактик.

Ключевые слова: сверхмассивные черные дыры

DOI: 10.31857/S000462992307006X, **EDN:** AJABMA

1. ВВЕДЕНИЕ

Считается, что в центральной части практически любой массивной галактики ($M > 10^{12} M_{\odot}$) имеется сверхмассивная черная дыра (СМЧД)¹. Это положение является в настоящее время общепринятым, хотя однозначное наблюдательное подтверждение этого имеется только для галактики Млечный Путь [1, 2]. Для нескольких сотен других галактик имеются измеренные различными способами значения масс центральных СМЧД [3–5]. К числу наиболее надежных методов относятся те, которые основаны на изучении динамики звезд или газа, в то время как реверберационный метод (метод эхокартографирования), широко применяемый в настоящее время, содержит не вполне ясную систематическую ошибку, связанную с типом исследуемого объекта [6]. Еще одним новым способом измерения масс СМЧД является измерение тени черной дыры при помощи радиоинтерферометрии, что стало не только важным достижением наблюдательной астрономии,

но и дало независимую оценку масс СМЧД М87* [7] и SgrA* [8].

За годы исследования СМЧД в центрах галактик было обнаружено несколько корреляций, связывающих массу центральной СМЧД галактик с такими параметрами, как масса галактики, в которой она расположена, масса звездного балджа и общая масса всех шаровых скоплений (см. [9–11] и ссылки там же). Наличие таких корреляций несомненно указывает на связь величины массы СМЧД и эволюции галактик (см. [12] и ссылки там же). Характер этой связи может меняться со временем, на что указывают недавние наблюдательные данные по измерению масс СМЧД и балджей их хозяйских галактик на больших красных смещениях $z \simeq 6$ [13, 14].

До сих пор остается неясным, какой именно физический механизм приводит к образованию СМЧД. При этом, безусловно, необходимо различать возникновение “зародыша”, который может иметь массу в диапазоне $(10^2–10^5) M_{\odot}$, и рост массы черной дыры вследствие аккреции вещества из окружающего пространства и/или слияния с другими черными дырами. Согласно современным представлениям зародыш СМЧД может возникнуть в результате 1) прямого коллапса газового облака, 2) эволюции плотного звездного

¹ Сверхмассивными называются черные дыры с массой $M > 10^4 M_{\odot}$. Интенсивно исследуемые в настоящее время СМЧД имеют массы $M > 10^6 M_{\odot}$.

скопления или 3) при слиянии многих черных дыр звездных масс [15].

Согласно современным представлениям гравитационно связанное гало темной материи, составляющее основной (динамически доминирующий) компонент любой галактики, в ходе эволюции переживает многократные слияния с гало меньших масс, а также при численном моделировании можно выделить событие главного слияния, когда гало взаимодействует с другим гало близкой массы. Это означает, что в течение какого-то времени в галактиках должно наблюдаться несколько СМЧД, а значит, и двойные сверхмассивные черные дыры (ДСМЧД) [16].

После захвата СМЧД гало, содержащим другую (более массивную для определенности) черную дыру, характерный размер орбиты СМЧД начинает уменьшаться вследствие динамического трения [17]. Характерное время этого процесса составляет $\sim 10^8$ лет. В это время пара СМЧД является гравитационно несвязанной, а для ее обозначения используется термин “dual”. Когда расстояние между СМЧД уменьшается до ~ 1 – 100 пк, происходит образование гравитационно связанной пары, а систему из двух СМЧД начинают называть “binary” [18]. Именно такие пары СМЧД мы рассматриваем в данной работе и называем ДСМЧД.

Дальнейшая эволюция ДСМЧД определяется динамикой взаимодействия пары с индивидуальными звездами и газом гравитационно связанного центрального звездного скопления, в результате чего происходит потеря парой углового момента и энергии. В описании этого этапа на сегодняшний момент остается множество неопределенностей, связанных, главным образом, с темпом заполнения конуса потерь, из-за чего продолжительность этого этапа трудно оценить. Тем не менее, когда расстояние между СМЧД уменьшается до 10^{-2} – 10^{-3} пк, наиболее эффективным механизмом потери энергии системой становится излучение гравитационных волн, приводящее к слиянию ДСМЧД через $\sim 10^8$ лет. Детали эволюции двойной системы являются активной областью исследований [19–21].

Ключевой характеристикой гравитационно связанных ДСМЧД является то, что они редки [19]. Хотя частота встречаемости двойных систем остается неопределенной и зависит от неизвестной скорости эволюции на малых масштабах (проблема центрального парсека), теоретики оценивают долю активных галактических ядер на красных смещениях $z < 0.7$, содержащих доступные для обнаружения ДСМЧД, как $\sim 10^{-3}$ [22]. Близкие значения были получены с помощью различных подходов [23–25].

Простые оценки показывают, что период обращения СМЧД в двойной системе, T , размер большой полуоси, a , и общая масса ДСМЧД, $M + m$, связаны соотношением

$$(T/\text{год})^2 \simeq 5.92 \frac{(a/(0.01 \text{ пк}))^3}{(M + m)/10^9 M_\odot}.$$

Это означает, что, предполагая исследовать двойные системы, имеющие периоды не более нескольких лет, логично сосредоточиться на достаточно массивных (“гипермассивных”, как было предложено в работе [26], исходя из возможностей радиоинтерферометрических наблюдений) черных дырах, разделенных субпарсековыми расстояниями.

Наиболее известным кандидатом в ДСМЧД является объект OJ 287 [27], который согласно наиболее предпочтительной модели имеет массу главного компонента $\sim 10^{10} M_\odot$, второго компонента $\sim 10^8 M_\odot$, а период обращения в двойной системе составляет около 12 лет. Относительно большой (по сравнению с другими известными СМЧД) угловой размер более массивного компонента, ~ 0.2 мкс дуги, и полный поток порядка единиц Ян делают его хорошим кандидатом для наблюдений при помощи наземно-космического интерферометра [28].

Одним из основных направлений поиска ДСМЧД является анализ (оптической) переменности активных галактических ядер, главным образом, квазаров. Так, в [29] был проанализирован каталог Catalina Real-time Transient Survey (CRTS), содержащий 243 500 спектроскопически подтвержденных квазаров. В результате поиска было отобрано 111 объектов, демонстрирующих признаки переменности с периодами порядка года, ставших кандидатами в ДСМЧД.

Поиск кандидатов в ДСМЧД был также принят авторами работы [30] путем анализа каталога Palomar Transient Factory (PTF), содержащего 35 383 спектроскопически подтвержденных квазара. При анализе этого каталога было выявлено 50 квазаров со статистически значимой периодичностью, а при совместном анализе с каталогом CRTS список новых кандидатов в ДСМЧД дополнился 33 источниками. Вместе с OJ 287 это составляет 145 кандидатов в ДСМЧД.

Успех радиоинтерферометрии в исследовании СМЧД, расположенных в центрах галактик M87 [7] и Млечный Путь [8], позволяет надеяться, что столь же замечательные успехи могут быть достигнуты и при изучении ДСМЧД. Иными словами, при наличии радиоинтерферометра с очень высоким разрешением можно будет увидеть излучение от окрестностей обеих СМЧД двойной системы. Однако для кандидатов в СМЧД, отобран-

ных по их переменности в оптическом диапазоне, не всегда имеются данные о потоках на частоте 240 ГГц. Отчасти это связано с тем, что наблюдения в субмиллиметровом диапазоне требуют специальных условий, в первую очередь, низкой концентрации паров воды в атмосфере места наблюдения. По этой причине логично обратиться к моделированию значений потоков, основываясь на имеющихся данных.

Интерес к ДСМЧД растет с каждым годом, что вызвано важным местом этих объектов в понимании процессов образования СМЧД и хозяйских галактик [19]. До сих пор однозначные доказательства двойственности имеющихся кандидатов отсутствуют даже для такого интенсивно наблюдаемого объекта, как ОJ 287, т.е. требуются интерферометрические наблюдения с очень высоким разрешением.

В данной работе изложена методика моделирования спектров СМЧД в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне методами искусственного интеллекта. Найденные при помощи искусственной нейронной сети значения потоков источников на частоте 240 ГГц использованы для проверки критерия наблюдаемости источников на наземно-космическом интерферометре с параметрами, сходными с параметрами космической обсерватории Миллиметрон. Кандидаты в ДСМЧД, удовлетворяющие критерию наблюдаемости, собраны в таблицу. Поскольку имеющиеся кандидаты в ДСМЧД были отобраны по свойствам, имеющим не прямое отношение к двойственности СМЧД, т.е. могут быть обусловлены другими причинами, важно построить, насколько это возможно, полные каталоги для проведения интерферометрических наблюдений, в ходе которых двойственная природа может быть установлена однозначно.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ДСМЧД

Для целей исследования из 145 известных кандидатов в ДСМЧД были отобраны те, для которых имеются данные по потокам на больших и меньших частотах относительно частоты 240 ГГц. Таких объектов оказалось 17. К этому списку из литературы было добавлено еще 7 кандидатов в ДСМЧД, найденных в других публикациях (см. табл. 1). В этой таблице перечислены название источника-кандидата в ДСМЧД, оценка массы², выраженная в единицах десятичного логарифма отношения массы черной дыры к массе Солнца, физическое расстояние между черными дырами в двойной системе D , выраженное в парсеках,

² Для большинства двойных систем предполагалось равенство масс компонентов.

предполагаемое значение орбитального периода системы P , красное смещение z и ссылка.

Для моделирования потока излучения на частоте 240 ГГц была построена искусственная нейронная сеть.

Искусственная нейронная сеть — это математическая модель, имеющая структуру, подобную структуре головного мозга, с “нейронами” — вычислительными узлами, соединенными синапсами, служащими для передачи данных между нейронами. Искусственная нейронная сеть, таким образом, позволяет найти зависимость между входными и выходными данными.

Предположим, что выходные данные y являются функцией входных данных x , $y = f(x)$.

В классическом программировании функция f известна, что предоставляет возможность определить соответствующие выходные данные для заданных входных. Для задач машинного обучения функция f , как правило, не известна. В ходе обучения модели она снабжается как входными, так и выходными данными, что позволяет установить зависимость между ними. Затем, в ходе работы уже обученной модели, для новых входных данных рассчитываются соответствующие выходные.

В рассматриваемом случае входными данными были значения частоты, а выходными — плотности потока излучения на этих частотах. Сначала проводилось обучение модели на имеющихся общедоступных данных (см. NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)³). Затем натренированная сеть определяла плотность потока излучения на интересующих нас частотах. В качестве языка программирования использовался *Python*, а в качестве библиотеки машинного обучения — *Tensorflow* [39].

В данной работе использовался тип нейронной сети, называемый многослойным перцептроном, который является сетью прямого распространения, т.е. сигнал распространяется строго от входа сети к ее выходу. Многослойный перцептрон состоит минимум из трех слоев: слоя (набора) входных нейронов, получающих информацию, скрытого слоя (или нескольких слоев: в нашем случае сеть содержала два скрытых слоя с 50 нейронами каждый), обрабатывающих информацию, и слоя выходных нейронов, выдающих результаты вычислений. При обучении сети используется так называемое “обучение с учителем” — сеть снабжается множеством примеров, содержащих пары “известный вход—известный выход”. В начале обучения нейронной сети веса нейронов (характеризующие их вклад) активируются случайным образом. Путем сопоставления

³ <https://ned.ipac.caltech.edu>

Таблица 1. Кандидаты в двойные сверхмассивные черные дыры (ДСМЧД)

Объект	Масса, $\log(M/M_{\odot})$	D , пк	P	z	Ссылка
UM 269	8.41	0.00313	490.5 сут	0.308	[29, 30]
CSO 0402+379	8.18	7.3	150 тыс. лет	0.055	[31, 32]
FBQS J081740.1+232731	9.55	0.011	1190 сут	0.891	[29, 30]
BZQ J0842+4525	9.48	0.012	1886 сут	1.408	[29, 30]
SDSS J084716.04+373218.1	8.1	0.022	40 лет	0.454	[33, 34]
OJ 287	10.26	0.056	4380 сут	0.306	[27]
MCG +11–11–032	8	0.0036	760 сут	0.036	[19]
SBS 0924+606B	8.9	0.044	40 лет	0.295	[33, 34]
SDSS J094715.56+631716.4	9.22	0.014	1724 сут	0.487	[29, 30]
SDSS J093819.25+361858.7	9.32	0.007	1265 сут	1.677	[29, 30]
SDSS J100021.80+223318.7	9.3	0.052	35 лет	0.418	[35, 36]
SDSS J102349.38+522151.2	9.59	0.014	1785 сут	0.955	[29, 30]
SDSS J124044.49+231045.8	8.94	0.008	1428 сут	0.722	[29, 30]
BZQ J1305–1033	8.50	0.008	1694 сут	0.286	[29, 30]
SDSS J132103.41+123748.2	8.91	0.008	1538 сут	0.687	[29, 30]
SDSS J133654.44+171040.3	9.24	0.008	1408 сут	1.231	[29, 30]
SDSS J141244.09+421257.6	9.69	0.00622	433.4 сут	0.805	[29, 30]
3C 298.0	9.57	0.013	1960 сут	1.437	[29, 30]
TEX 1428+370	8.53	0.00214	288.3 сут	0.566	[29, 30]
SDSS J150243.09+111557.3	8.06	140	20 млн. лет	0.391	[37]
FBQS J150911.2+215508	8.54	0.00241	314.4 сут	0.438	[29, 30]
PG 1553+113	8	0.0038	3 года	0.360	[38]
HS 1630+2355	9.86	0.020	2040 сут	0.821	[29, 30]
PKS 2203–215	8.91	0.00408	497 сут	0.577	[29, 30]

полученного с данными весами конечного результата и известного нам “выхода” возможно рассчитать ошибку, а затем, используя метод обратного распространения ошибки (по сути являющимся методом градиентного спуска), мы можем пересчитать значения весов всех нейронов. После чего рассчитывается новый конечный результат. Число таких циклов, называемых “эпохами”, в нашей работе было равно 10 000, а коэффициент скорости обучения (мера коррекции весов в каждой эпохе) составлял 0.01. В качестве функции активации (вычисляющей выходной сигнал нейрона в зависимости от суммы входных сигналов) была взята т.н. сигмоида, $f(x) = (1 + \exp(-x))^{-1}$.

Результаты моделирования всех 24 источников из табл. 1 приведены на рис. 1–3.

3. КОСМИЧЕСКАЯ РСДБ ДСМЧД

Поскольку угловые размеры СМЧД очень малы, их интерферометрические наблюдения с кос-

мическими базами в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах приобретают особую роль, см., напр., [28]. В той же работе был сформулирован критерий отбора источников для наблюдений на космической обсерватории Миллиметрон. Этот критерий был адаптирован авторами для целей данного исследования, при этом в качестве “основной” была использована частота 240 ГГц.

В соответствии с критерием отбора моделированные значения потока, полученные с помощью искусственной нейронной сети, подставлялись в [28], Ф-ла (8):

$$F_{av} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int C(u, v) C^*(u, v) d\psi} = \frac{F_{ANN}}{\pi p R(1-r^2)} \times \sqrt{J_1^2(x_1) + J_1^2(x_2)r^2 - 2J_1(x_1)J_1(x_2)J_0(x_3)r},$$

где F_{av} — функция видности, усредненная по азимутальному углу в (u, v) -плоскости $\psi \equiv \arcsin(v/p)$, значения p вычислялись по возможным значениям минимальной и максимальной проекции баз для выбранной орбиты космической обсервато-

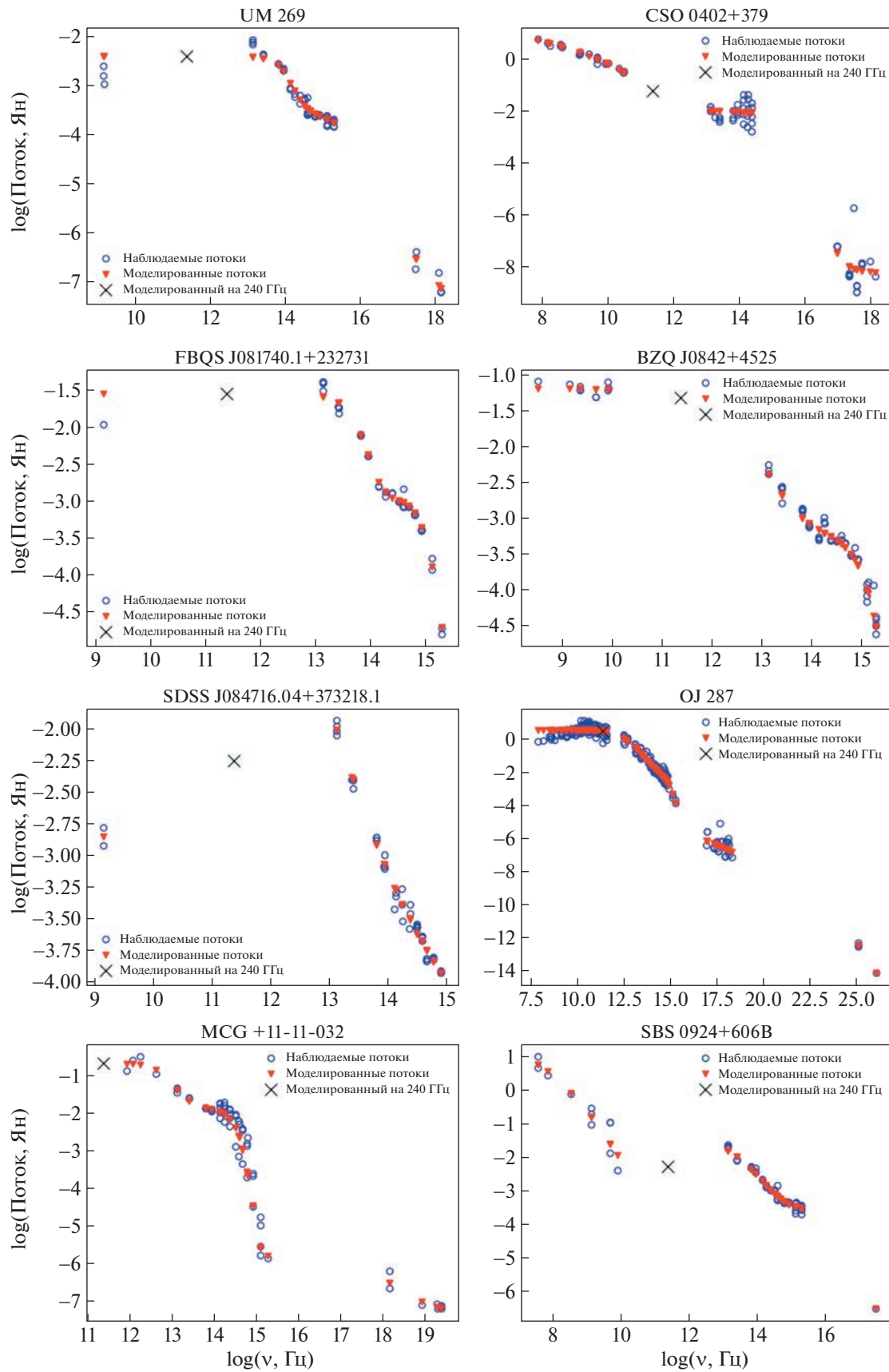


Рис. 1. Моделированные спектры источников из табл. 1. Часть 1.

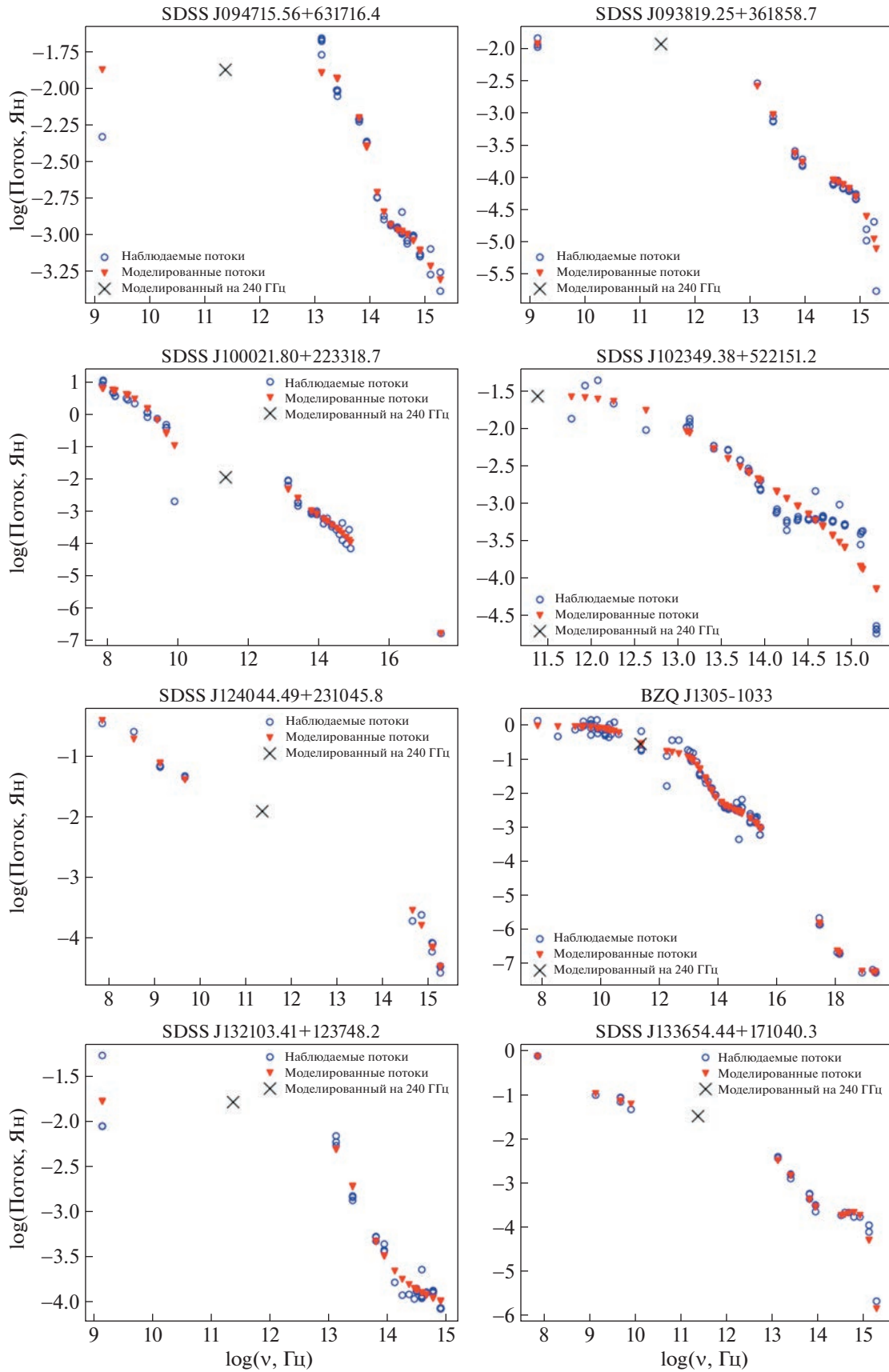


Рис. 2. Моделированные спектры источников из табл. 1. Часть 2.

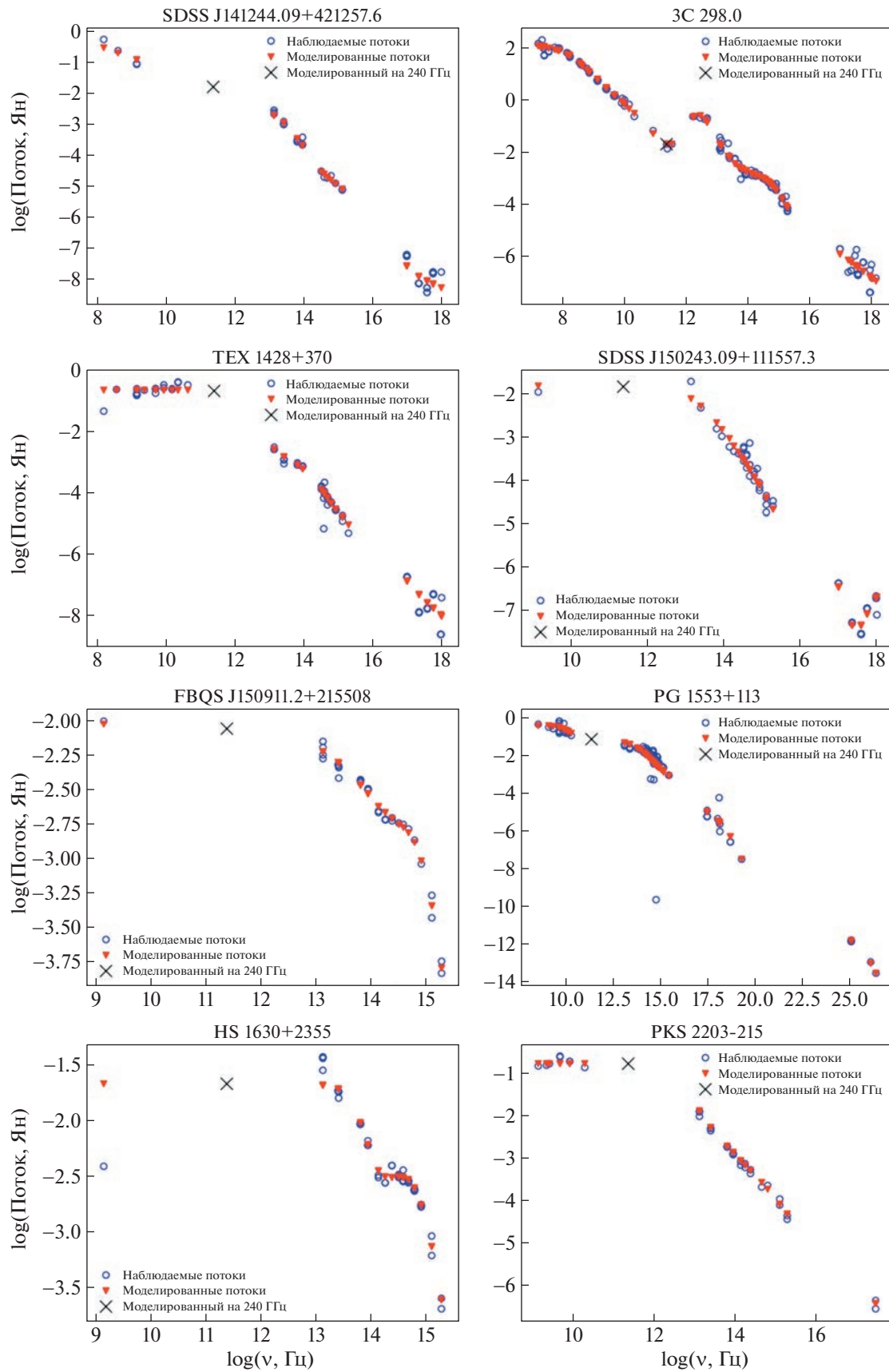


Рис. 3. Моделированные спектры источников из табл. 1. Часть 3.

Таблица 2. Кандидаты в двойные сверхмассивные черные дыры (ДСМЧД), удовлетворяющие критерию отбора

Объект	α	δ	F_{ANN} , Ян	θ , мкс	d , мкс
CSO 0402+379	04 ^h 05 ^m 09.3 ^s	+38°03′32.2″	0.043	0.068	6580
FBQS J081740.1+232731	08 17 40.2	+23 27 32.0	0.027	0.220	1.375
BZQ J0842+4525	08 42 15.3	+45 25 45.0	0.050	0.173	1.385
OJ 287	08 54 48.9	+20 06 30.6	2.72	1.935	11.96
MCG+11–11–032	08 55 12.5	+64 23 45.6	0.23	0.067	4.82
SBS 0924+606B	09 28 37.98	+60 25 21.0	0.019	0.087	9.69
SDSS J102349.38+522151.2	10 23 49.5	+52 21 51.8	0.027	0.237	1.717
SDSS J124044.49+231045.8	12 40 44.5	+23 10 46.1	0.014	0.058	1.072
BZQ J1305–1033	13 05 33.0	–10 33 19.1	0.37	0.035	1.794
SDSS J132103.41+123748.2	13 21 03.4	+12 37 48.1	0.016	0.055	1.0935
SDSS J133654.44+171040.3	13 36 54.4	+17 10 40.8	0.032	0.101	0.935
3C 298.0	14 19 08.2	+06 28 35.1	0.022	0.213	1.498
TEX 1428+370	14 30 40.6	+36 49 03.9	0.14	0.025	0.319
SDSS J150243.09+111557.3	15 02 43.1	+11 15 57.3	0.014	0.01	25 500
FBQS J150911.2+215508	15 09 11.2	+21 55 08.8	0.0094	0.029	0.411
PG 1553+113	15 55 43.0	+11 11 24.4	0.06	0.01	0.73
PKS 2203–215	22 06 41.4	–21 19 40.5	0.17	0.059	0.602

рии Миллиметрон для координат отобранных источников, $C(u, v)$ — двумерный фурье-образ модели источника, $J_v(x)$ — функция Бесселя, F_{ANN}^4 — моделированное значение потока, R и r — параметры модели источника (более детальное рассмотрение модели источника может быть найдено в [28]). Далее проверялось, существует ли диапазон проекций баз, в котором величина усредненного потока выше, чем предел детектирования, который для частоты 240 ГГц составляет 6.45 мЯн. Зависимость усредненного потока для выбранных источников от значения проекции базы, выраженной в диаметрах Земли, приведены на рис. 4–6. На всех рисунках горизонтальная пунктирная линия соответствует уровню чувствительности телескопа.

В табл. 2 подведены итоги проведенного анализа. В ней представлены источники из табл. 1, для которых существует интервал проекций базы, на котором амплитуда функции видности выше порогового значения. В табл. 2 представлены название источника, его прямое восхождение α и склонение δ на эпоху J2000, полученный при моделировании поток F_{ANN} , выраженный в Ян, угловой размер тени более массивного компонента системы ДСМЧД θ (определенный так же, как в [26]), выраженный в микросекундах дуги, и угловое расстояние между компонентами двойной

системы d , также выраженное в микросекундах дуги.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Мы проанализировали имеющийся список кандидатов в двойные сверхмассивные черные дыры. Список был составлен на основе имеющихся данных по переменности в оптическом диапазоне или виду спектра излучения. Для оценки потока излучения на частоте 240 ГГц нами была построена искусственная нейронная сеть. Для тех кандидатов в двойные сверхмассивные черные дыры, для которых процедура построения сети оказалась возможной, был проверен критерий возможности наблюдения источника на космической обсерватории Миллиметрон.

Результат проведенного исследования представлен в табл. 2. Он представляет собой список из 17 кандидатов в двойные сверхмассивные черные дыры, двойственность которых может быть подтверждена (или опровергнута) при наблюдениях на космическом интерферометре с орбитой и чувствительностью на частоте 240 ГГц, как у планируемой космической обсерватории Миллиметрон.

Список кандидатов может быть расширен при проведении дополнительных наблюдений или исследований, поскольку основной причиной того, что список кандидатов гораздо короче исходного числа кандидатов в ДСМЧД, является недостаток наблюдательных данных вблизи частоты

⁴ ANN (Artificial Neural Network) — искусственная нейронная сеть.

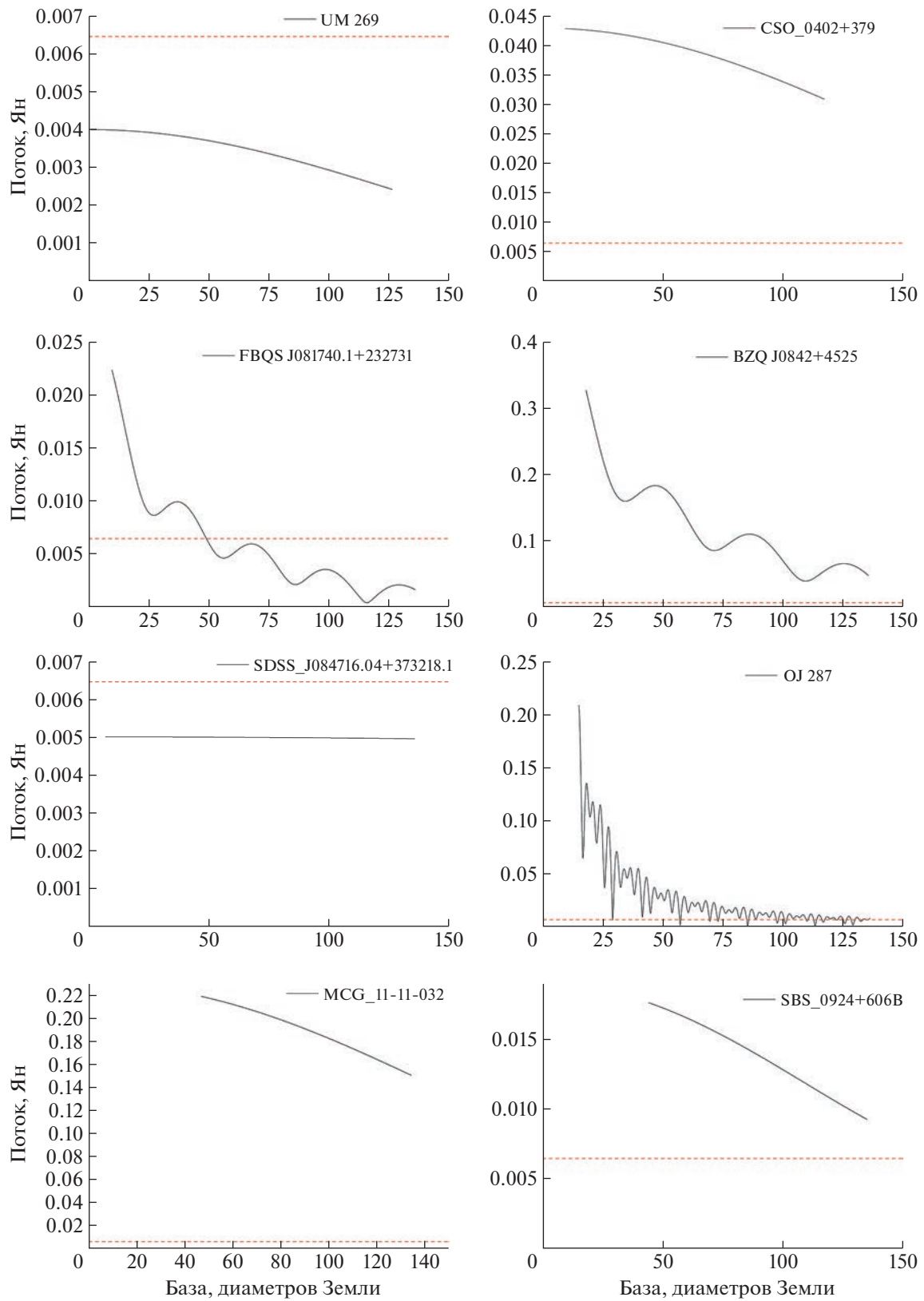


Рис. 4. Усредненная функция видности для допустимых значений проекций баз для источников из табл. 1 для орбиты космической обсерватории Миллиметрон. Часть 1.

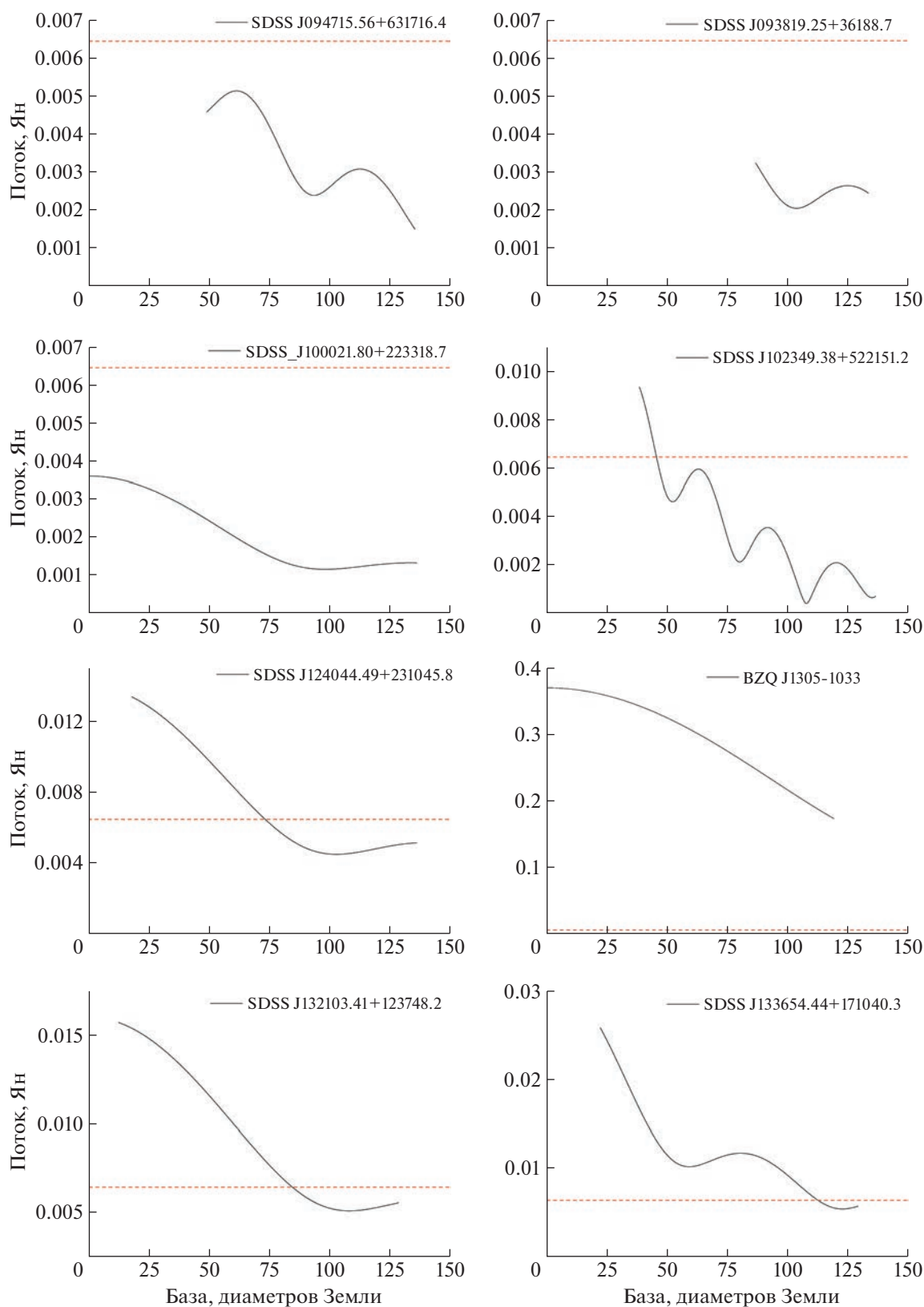


Рис. 5. Усредненная функция видности для допустимых значений проекций баз для источников из табл. 1 для орбиты космической обсерватории Миллиметрон. Часть 2.

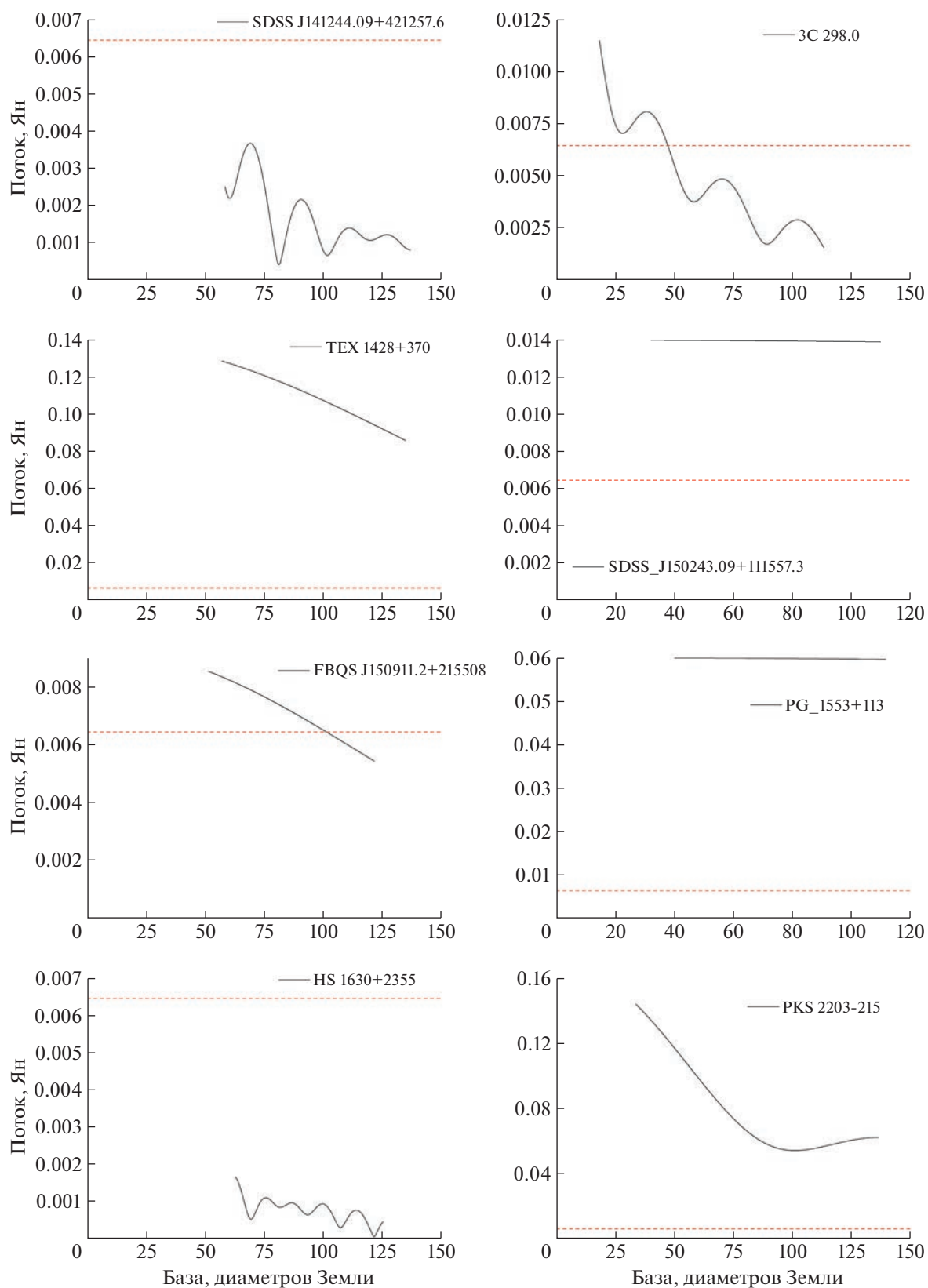


Рис. 6. Усредненная функция видности для допустимых значений проекций баз для источников из табл. 1 для орбиты космической обсерватории Миллиметрон. Часть 3.

240 ГГц (для которой проводилось моделирование), главным образом, в области меньших частот.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку ДСМЧД являются важным, но недостаточно изученным этапом эволюции СМЧД, их поиск и наблюдение очень актуальны. При этом большая часть существующих методов их поиска [19], нацеленных на выявление кандидатов в ДСМЧД, требует подтверждения, т.е. дополнительных исследований и непосредственных наблюдений на телескопах с высоким разрешением.

Как было упомянуто во Введении, вероятность того, что на месте СМЧД находится гравитационно связанная пара черных дыр, составляет $\sim 10^{-3}$. При анализе обзора CATALINA из четверти миллиона активных галактических ядер удалось отобрать чуть более ста кандидатов в ДСМЧД, что составляет $\sim 4 \times 10^{-4}$ и не противоречит теоретической оценке.

Растущий интерес к ДСМЧД связан также и с планируемыми космическими гравитационно-волновыми обсерваториями [40], создание которых в настоящее время широко обсуждается. Однако результатов в этом направлении можно ожидать только в отдаленном будущем. Таким образом, именно в радиоинтерферометрических наблюдениях могут быть открыты первые двойные сверхмассивные черные дыры. Это связано с тем, что кандидаты в ДСМЧД отбираются по свойствам, которые могут быть обусловлены не только двойственностью СМЧД, но и другими физическими причинами. В этом контексте становится особенно важным построить, насколько это возможно, полные каталоги для проведения интерферометрических наблюдений, в ходе которых двойственная природа может быть установлена однозначно.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны сотрудникам АКЦ ФИАН П.Б. Иванову за конструктивные замечания и А.Г. Рудницкому и М.А. Шурову за помощь в выполнении расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Abuter, A. Amorim, M. Bauböck, J. P. Berger, et al., *Astron. and Astrophys.* **636**, id. L5 (2020).
2. M. Ghez, S. Salim, N. N. Weinberg, J. R. Lu, et al., *Astrophys. J.* **689**, 1044 (2008).
3. K. Gültekin, D. O. Richstone, K. Gebhardt, T. R. Lauer, et al., *Astrophys. J.* **698**, 198 (2009).
4. R. P. Saglia, M. Opitsch, P. Erwin, J. Thomas, et al., *Astrophys. J.* **818**, id. 47 (2016).
5. R. C. E. van den Bosch, *Astrophys. J.* **831**, id. 134 (2016).
6. Y.-K. Huang, C. Hu, Y.-L. Zhao, Z.-X. Zhang, et al., *Astrophys. J.* **876**, id. 102 (2019).
7. K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, et al., *Astrophys. J.* **875**, id. L4 (2019).
8. K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, et al., *Astrophys. J.* **930**, id. 12 (2022).
9. R. Malbon, C. M. Baugh, C. S. Frenk and C. G. Lacey, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **382**, 1394 (2007).
10. J. Kormendy, R. Bender, J. Magorrian, S. Tremaine, et al., *Astrophys. J.* **482**, L139 (1997).
11. S. Tremaine, K. Gebhardt, R. Bender, G. Bower, et al., *Astrophys. J.* **574**, 740 (2002).
12. A. Lapi, S. Raimundo, R. Aversa, Z.-Y. Cai, et al., *Astrophys. J.* **783**, id. 69 (2014).
13. A. Pensabene, S. Carniani, M. Perna, G. Cresci, et al., *Astron. and Astrophys.* **637**, id. A84 (2020).
14. R. Tripodi, F. Lelli, C. Feruglio, F. Fiore, F. Fontanot, M. Bischetti, and R. Maiolino, arXiv:2301.07023 [astro-ph.GA] (2023).
15. M. Volonteri, *Astron. and Astrophys. Rev.* **18**, 279 (2010).
16. M. Volonteri, F. Haardt, and P. Madau, *Astrophys. J.* **582**, 559 (2003).
17. M. C. Begelman, R. D. Blandford, and M. J. Rees, *Nature* **287**, 307 (1980).
18. K. Rubinur, M. Das, and P. Kharb, *J. Astrophys. and Astron.* **39**, id. 8 (2018).
19. A. De Rosa, C. Vignali, T. Bogdanovic, P. R. Capelo, et al., *New Astron. Rev.* **86**, id. 101525 (2019).
20. R. Roskar, D. Fiacconi, L. Mayer, S. Kazantzidis, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **449**, 494 (2015).
21. M. Volonteri, M. Habouzit, and M. Colpi, *Nature Rev. Phys.* **3**, 732 (2021).
22. M. Volonteri, J. M. Miller, and M. Dotti, *Astrophys. J.* **703**, L86 (2009).
23. A. Sesana, C. Roedig, M. T. Reynolds, and M. Dotti, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **420**, 860 (2012).
24. L. Z. Kelley, Z. Haiman, A. Sesana, and L. Hernquist, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **485**, 1579 (2019).
25. J. H. Krolik, M. Volonteri, Y. Dubois, and J. Devriendt, *Astrophys. J.* **879**, id. 110 (2019).
26. Е. В. Михеева, В. Н. Лукаш, С. В. Репин, А. М. Малиновский, *Астрон. журн.* **96**(4), 339 (2019).
27. M. J. Valtonen, H. J. Lehto, K. Nilsson, J. Heidt, et al., *Nature* **452**, 851 (2008).
28. П. Б. Иванов, Е. В. Михеева, В. Н. Лукаш, А. М. Малиновский, С. В. Чернов, А. С. Андрианов, В. И. Костенко, С. Ф. Лихачев, *Успехи физ. наук* **189**, 449 (2019).
29. M. J. Graham, S. G. Djorgovski, D. Stern, A. J. Drake, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **453**, 1562 (2015).
30. M. Charisi, I. Bartos, Z. Haiman, A. M. Price-Whelan, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **463**, 2145 (2016).
31. H. L. Maness, G. B. Taylor, R. T. Zavala, A. B. Peck, et al., *Astrophys. J.* **602**, 123 (2004).
32. C. Rodriguez, G. B. Taylor, R. T. Zavala, A. B. Peck, et al., *Astrophys. J.* **646**, 49 (2006).

33. *X. Liu, Y. Shen, F. Bian, A. Loeb, et al.*, *Astrophys. J.* **789**, id. 140 (2014).
34. *H. Guo, X. Liu, Y. Shen, A. Loeb, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **482**, 3288 (2019).
35. *R. Decarli, M. Dotti, C. Montuori, T. Liimets, et al.*, *Astrophys. J.* **720**, L93 (2010).
36. *M. Eracleous, T. A. Boroson, J. P. Halpern, and J. Liu*, *Astrophys. J. Suppl.* **201**, id. 23 (2012).
37. *R. P. Deane, Z. Paragi, M. J. Jarvis, M. Coriat, et al.*, *Nature* **511**, 57 (2014).
38. *A. Cavaliere, M. Tavani, and V. Vittorini*, *Astrophys. J.* **836**, id. 220 (2017).
39. *M. Abadi, A. Agarwal, P. Barham, E. Brevdo, et al.*, *arXiv:1603.04467 [cs.DC]* (2015).
40. *C. Caprini and D. G. Figueroa*, *Classical and Quantum Gravity* **35**, id. 163001 (2018).

PROSPECTS FOR OBSERVING BINARY SUPERMASSIVE BLACK HOLES WITH THE SPACE RADIOINTERFEROMETER

A. M. Malinovsky^a and E. V. Mikheeva^a

^a *Astrospace Center of the P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

A list of candidates for binary supermassive black holes, compiled from available data on optical band variability and emission spectrum shape, has been analysed. An artificial neural network has been constructed to estimate the radiation fluxes at the frequency 240 GHz. For those candidates of binary supermassive black holes for which the network building procedure proved possible, the criterion of possibility to observe the source at the Millimetron Space Observatory was tested. The result of this study is presented as a table of 17 candidates for binary supermassive black holes. Confirmation (or refutation) of the binarity of these objects by means of observational data committed on a space interferometer with parameters similar to those of the Millimetron Space Observatory will be an important milestone in the development of the theory of galaxy formation.

Keywords: supermassive black holes

ИССЛЕДОВАНИЕ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОН 18 см И МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ S128

© 2023 г. Н. Т. Ашимбаева¹, Е. Е. Лехт^{1,*}, В. В. Краснов², А. М. Толмачев³

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

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

² Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³ Пушчинская радиоастрономическая обсерватория,

Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Пушкино, Россия

*E-mail: lekht@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 31.01.2023 г.

После доработки 02.05.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

Представлены результаты исследования переменности мазерного излучения в линиях ОН в диапазоне 18 см в области звездообразования S128 из данных мониторинга в 2007–2022 гг. на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция). В главной линии 1665 МГц наблюдалось мазерное излучение в течение всего мониторинга, а в спутных линиях 1612 и 1720 МГц наблюдалось только кратковременное излучение. Для четырех наиболее сильных деталей в линии 1665 МГц обнаружена переменность позиционного угла χ линейно поляризованного излучения. Зависимость χ от лучевой скорости в какой-то степени напоминает ограниченную синусоиду, что может быть связано с существованием организованной пространственной структуры мазерных пятен ОН и связанного с ней поперечного магнитного поля. Для двух зеемановских пар в линии 1612 МГц, имеющих близкие лучевые скорости ($-75.236/-75.344$ и $-74.980/-74.903$ км/с), обнаруженные расщепления имеют противоположные знаки и, следовательно, противоположные направления продольного магнитного поля. Для этих деталей также определены направления векторов поперечного магнитного поля. Видимо, магнитное поле является закрученным и связано с закрученным молекулярным потоком вещества.

Ключевые слова: звездообразование, мазеры ОН, молекулярные облака и биполярные потоки, магнитное поле, S128

DOI: 10.31857/S0004629923070022, **EDN:** NBTIDD

1. ВВЕДЕНИЕ

Область S128 является необычной среди всех областей активного звездообразования. Имеются два сталкивающихся молекулярных облака, разделенные между собой ионизационным фронтом, который простирается, в основном, с севера на юг (см. рис. 1, а также [1]). В восточном облаке СО(Е) вблизи ионизационного фронта имеется большой градиент лучевой скорости (см., напр., [1]). Западное облако СО(В) имеет малый градиент лучевой скорости. Считается, что восточное облако, взаимодействуя с западным, вытесняет его в направлении наблюдателя. Расстояние до S128 принимается кинематическое. Согласно Хоу и др. [2] оно составляет 7.5 кпк.

Вблизи ионизационного фронта находится сверхкомпактная область Н II (S128N) размером $\sim 3''$ [2]. Южнее от нее на $60''$ расположена протяженная область Н II (S128) [2]. Вблизи каждой об-

ласти Н II находится ИК-источник: IRS1 вблизи протяженной области и IRS2 вблизи сверхкомпактной области Н II [3]. Считается, что звездообразование идет вдоль границы сталкивающихся облаков. Здесь могут быть специфические условия для стимулирования звездообразования. Например, рассматривается триггерный механизм, т.е. наблюдаемое звездообразование, вероятно, имеет общий пусковой механизм. В частности, в качестве возможных механизмов звездообразования было предложено одновременное звездообразование или возмущение, распространяющееся вдоль плоскости галактики [1].

Вдоль ионизационного фронта севернее и южнее сверхкомпактной области Н II S128N обнаружены два источника мазерного излучения H_2O А и В, расстояние между которыми составляет $13''$ [4, 5]. Еще южнее на $30''$ от Н II S128N обнаружен третий источник $\text{H}_2\text{O}-\text{C}$ [6]. Однако в отличие от

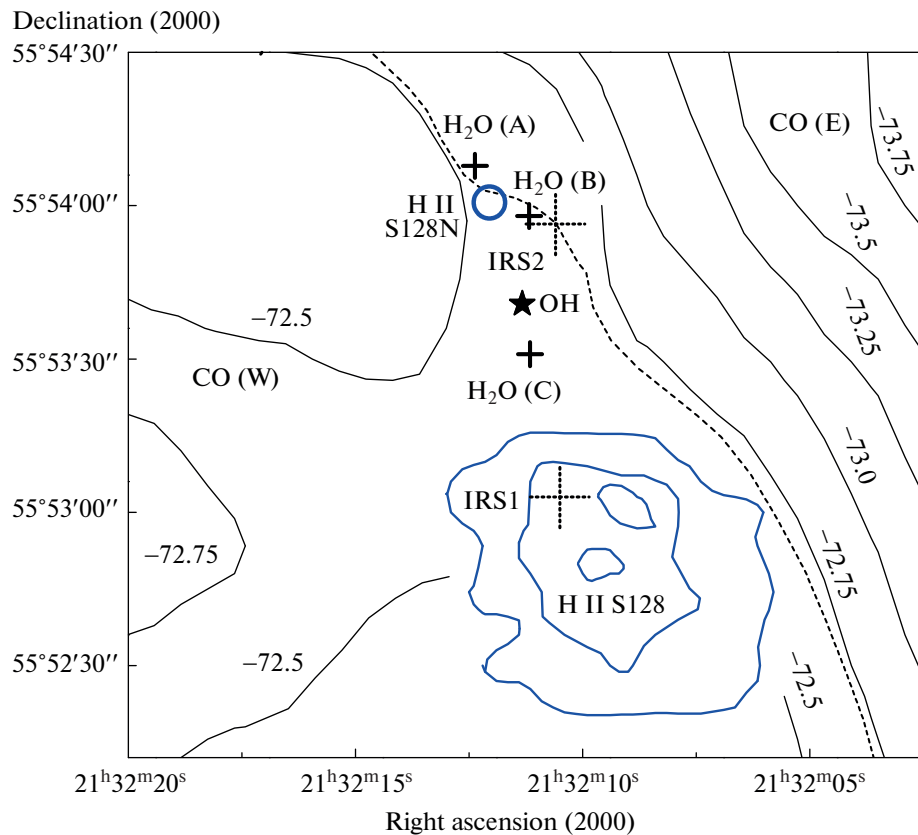


Рис. 1. Схематическое изображение центральной части области S128. Контуры линий равных скоростей облаков ^{12}CO , положения мазеров H_2O (A и B) и UCH II области взяты из работы Хашика и др. [1]. Указаны лучевые скорости в км/с для каждого контура. Компактная (H II S128N) и протяженная (H II S128) области H II нанесены кружком и изофотами соответственно. Положения ИК-источников показаны большими пунктирными крестиками, размеры которых соответствуют величинам ошибок. Жирными крестиками даны положения мазеров H_2O , а звездочкой — OH . Пунктирной линией показана возможная граница раздела двух облаков CO , восточного и западного.

мазеров A и B он достаточно далеко отстоит от ионизационного фронта.

Мазер гидроксила в S128 был обнаружен в 1986 г. [7]. Он находится южнее сверхкомпактной области H II S128N . Мазерное излучение OH достаточно слабое. Возможно по этой причине РСДБ-наблюдения не проводились. Исследование переменности излучения OH с круговой поляризацией в линии 1665 МГц было изложено в работе Ашимбаевой и др. [8]. Было показано, что спектр содержит более 15 эмиссионных деталей с плотностью потока не более 2.5 Ян.

На рис. 1 видно, что мазер OH значительно удален от ионизационного фронта (10^5 а.е.). По этой причине влияние процессов, происходящих при столкновении облаков CO , на изменение активности и параметров мазерного излучения OH меньше, чем на мазеры H_2O A и B, расположенные вблизи фронта ударной волны. Именно этим проблемам, т.е. переменности поляризационных параметров мазерного излучения OH

и магнитного поля в области S128 посвящена настоящая работа.

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Мониторинг мазерного источника OH в области звездообразования S128 проводится нами с 2007 г. на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция). В спутниковых линиях 1612 и 1720 МГц наблюдения были более эпизодическими, поскольку излучение в этих линиях наблюдалось редко. Описание аппаратуры и методики наблюдений неоднократно были изложены во всех наших предыдущих работах (см., напр., [9]).

Ширина диаграммы направленности телескопа на волне 18 см равна $3.5' \times 19'$ по прямому восхождению и склонению соответственно. Чувствительность телескопа составила 1.4 К/Ян для точечного источника неполяризованного излучения. С 2010 г. анализ сигнала осуществлялся автокорреляционным спектроанализатором с разрешением по лучевой скорости в линиях 1612, 1665

и 1720 МГц соответственно 0.0709, 0.0686 и 0.0665 км/с.

Излучение регистрировалось одновременно в обеих круговых поляризациях (RC и LC) и в двух направлениях линейной поляризации. Сначала направления плоскости поляризации антенны составляли 0° и 90° . После поворота облучателя на 45° осуществлялся прием излучения снова в обеих круговых и в двух других направлениях линейной поляризации 45° и 135° . Таким образом, осуществлялась регистрация шести мод поляризации. Отметим, что данные об излучении в круговых поляризациях являются избыточными. Однако в некоторых случаях мы это использовали для улучшения чувствительности в $\sqrt{2}$ раз при усреднении спектров в круговых поляризациях.

Наш мониторинг в линиях ОН показал, что стабильное мазерное излучение ОН в области S128 наблюдается только в главной линии 1665 МГц. Плотность потока в максимуме излучения (параметр Стокса I) никогда не превышала 2.7 Ян. В другой главной линии 1667 МГц излучение вообще не было зарегистрировано. Мазерное излучение в сателлитной линии 1612 МГц наблюдалось в 2018 г. В линии 1720 МГц излучение было более продолжительным.

На рис. 2 представлены спектры мазерного излучения в главной линии ОН 1665 МГц, полученные 8 апреля 2021 г. Вверху даны спектры в круговых поляризациях: жирной линией для правой (RC) и тонкой линией для левой (LC) круговых поляризаций соответственно. На панелях ниже даны спектры линейно поляризованного излучения для четырех направлений поляризации: $\chi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ и 135° . Каждый спектр изучен детально. Результаты анализа представлены в следующем разделе.

Самое сильное излучение в линии 1612 МГц наблюдалось нами в 2018 г. На верхней панели рис. 3 показаны спектры в обеих круговых поляризациях. На панелях ниже представлены спектры в линейной поляризации для четырех значений позиционного угла антенны.

На рис. 4 даны спектры в линии 1720 МГц в обеих круговых поляризациях, полученные в 2012 г. Ниже представлен средний спектр, который фактически является параметром Стокса I , уменьшенным в 2 раза. Средний спектр позволяет уверенно выделить излучение на скорости -70.0 км/с. На панелях (в) и (г) показаны спектры эпохи 19 ноября 2014 г. для четырех позиционных углов линейной поляризации. В силу ряда обстоятельств именно в эту эпоху спектры были получены с лучшей чувствительностью и позволили уверенно определить значение позиционного угла χ . На нижней панели (д) дан средний спектр. На нем четко видны две детали. Никакие другие де-

тали с плотностью потока более 0.1 Ян не просматриваются.

Напомним, что из наблюдений мы получаем значения плотности потока $F(RC)$ и $F(LC)$ для круговой поляризации и $F(0^\circ)$, $F(45^\circ)$, $F(90^\circ)$ и $F(135^\circ)$ для линейной поляризации в четырех направлениях. Параметры Стокса вычислялись по формулам:

$$I = F(0^\circ) + F(90^\circ) = F(RC) + F(LC),$$

$$Q = F(0^\circ) - F(90^\circ),$$

$$U = F(45^\circ) - F(135^\circ),$$

$$V = F(RC) - F(LC).$$

Степень поляризации m_L и позиционный угол χ для линейной поляризации, степень круговой поляризации m_C были вычислены по формулам:

$$m_L = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I},$$

$$\chi = 0.5 \arctg(U/Q),$$

$$m_C = \frac{V}{I}.$$

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

3.1. Анализ спектров 1665 МГц

На рис. 5 нанесены степени и позиционные углы линейно поляризованного излучения для спектральных деталей в линии 1665 МГц. Наиболее интенсивные детали наблюдались в интервале лучевых скоростей от -74 до -69 км/с. Для них достаточно уверенно были вычислены параметры m_L и χ . Внизу на панели (б) показаны величины ошибок для параметра χ , которые учитывают погрешность измерения для каждой эпохи наблюдений и погрешность из-за разброса значений от эпохи к эпохе. Ввиду важности параметра χ ошибки вычислены для всех спектральных деталей. Отметим, что вне указанного выше диапазона лучевых скоростей детали слабее и величины ошибок для них больше. По этой причине для этих деталей мы исключили некоторые точки из графиков, которые сильно отклонялись от остальных. Для m_L ошибки вычислены только для нескольких деталей.

Средние значения m_L и χ для каждой детали (светлые кружки) соединены на графиках жирными линиями. Просматривается хорошо выраженная закономерность изменения перечисленных параметров вдоль спектра. В центральной части спектра степень линейной поляризации максимальная, а к периферии спектра она падает.

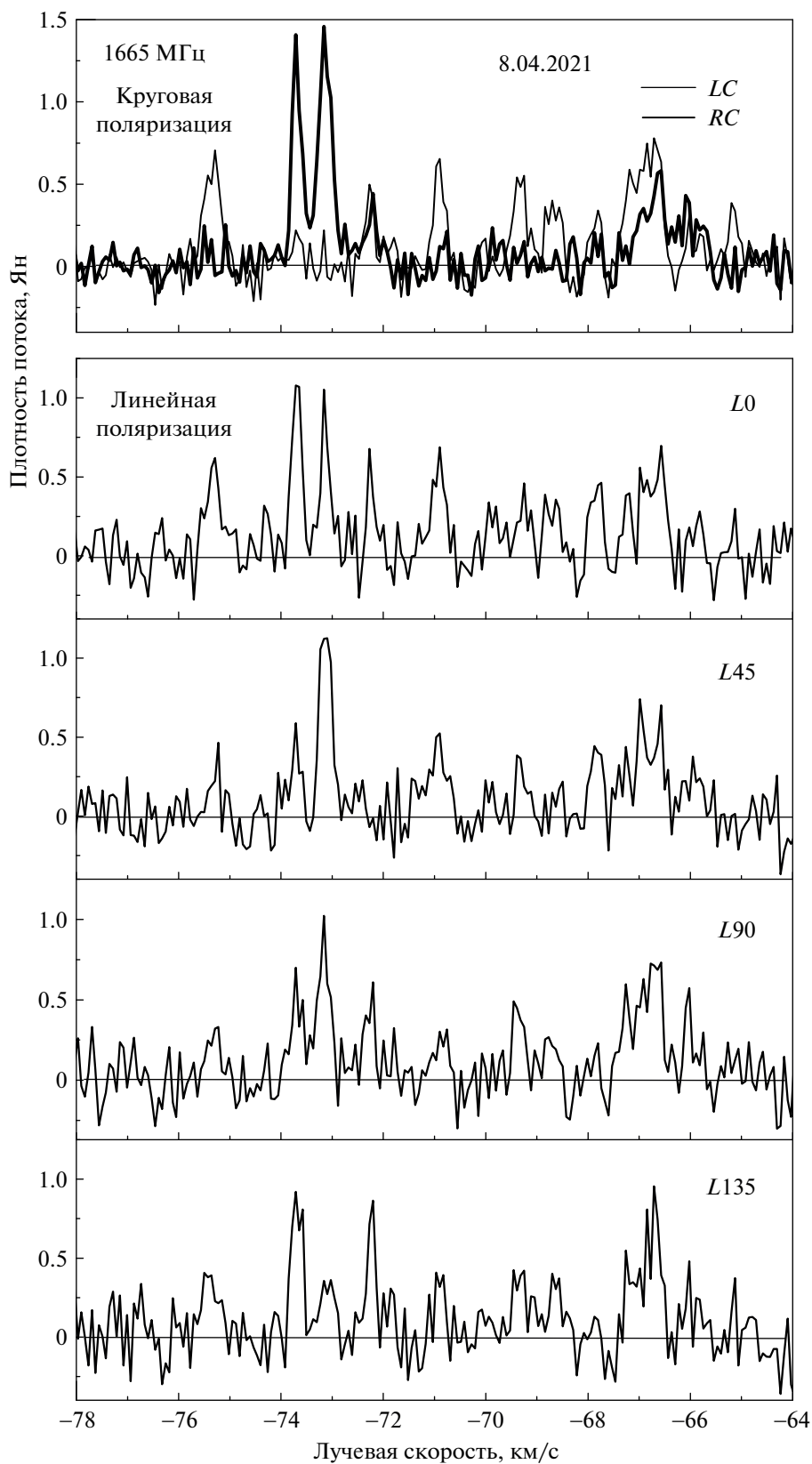


Рис. 2. Спектры в главной линии ОН 1665 МГц на эпоху 8 апреля 2021 г. На верхней панели спектры для круговых поляризаций: жирной линией для правой (*RC*) и тонкой линией для левой (*LC*) круговых поляризаций соответственно. Ниже даны спектры для четырех позиционных углов линейной поляризации.

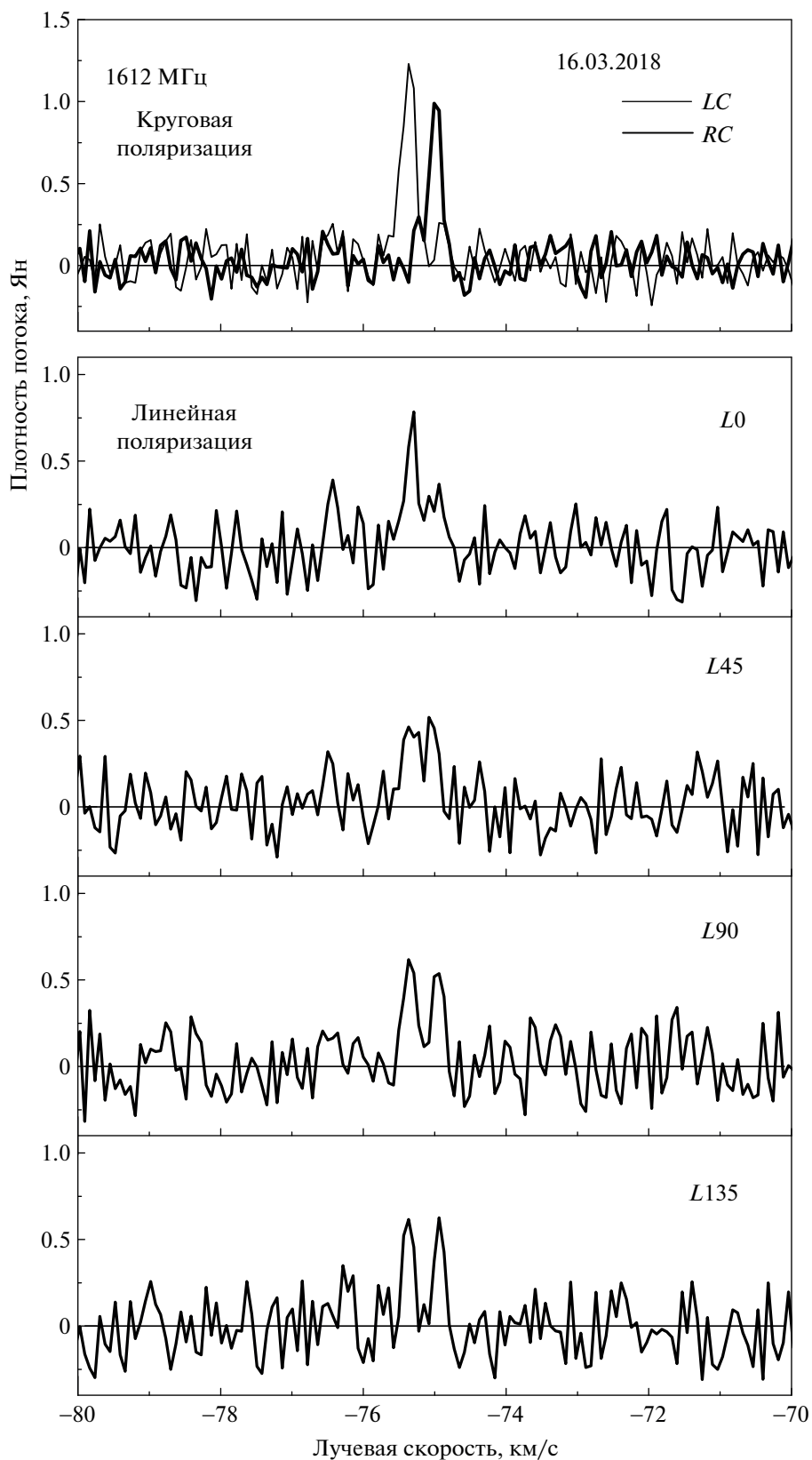


Рис. 3. Спектры в спутниковой линии 1612 МГц на эпоху 16 марта 2018 г. на верхней панели спектры для круговых поляризаций, а на нижних — спектры для четырех позиционных углов линейной поляризации.

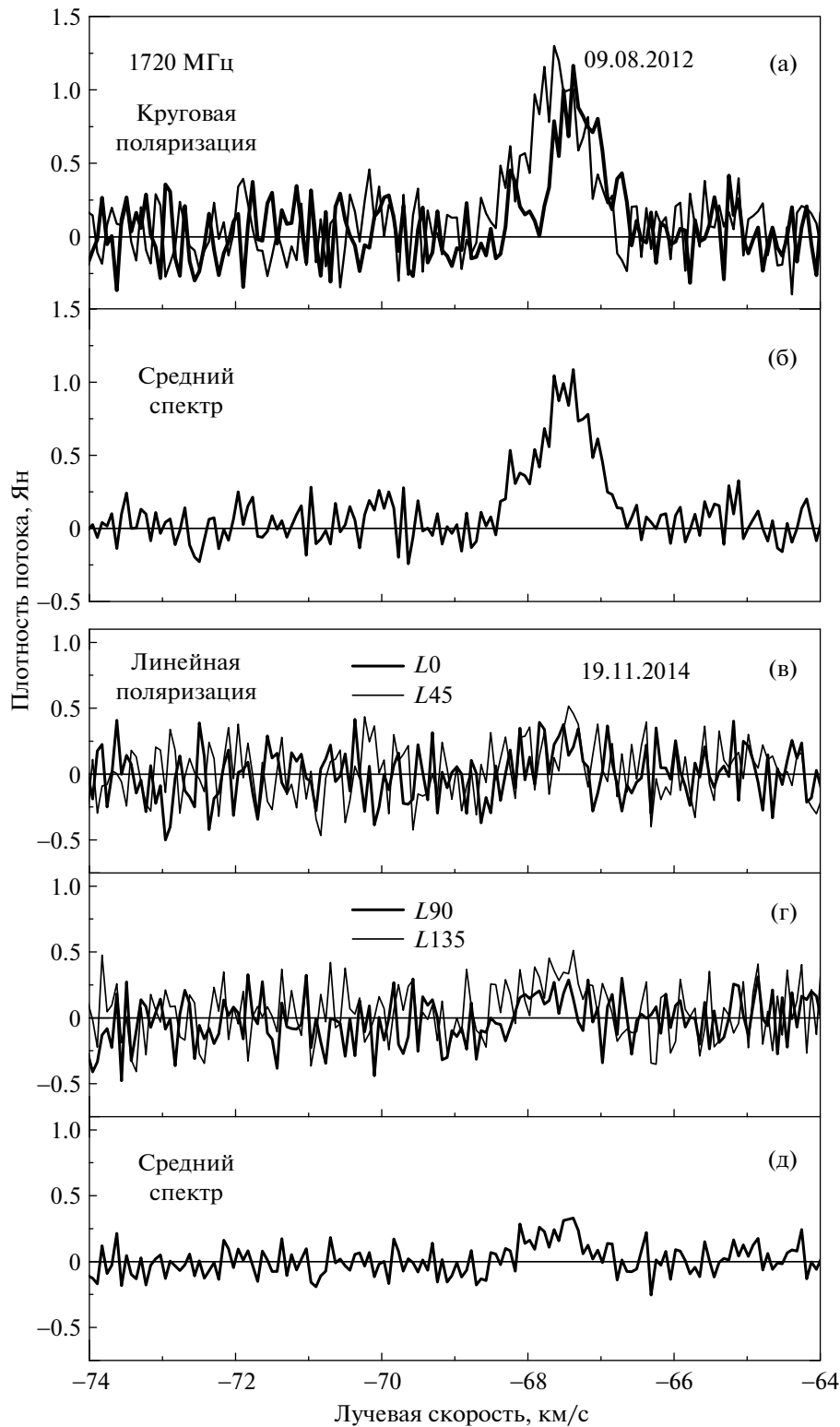


Рис. 4. Спектры в спутниковой линии 1720 МГц на эпоху 9 августа 2012 г. На панели (а) даны спектры для круговых поляризаций (жирной линией для правой (RC) и тонкой линией для левой (LC) круговых поляризаций соответственно), на панели (б) показан средний спектр. На панелях (в) и (г) представлены спектры эпохи 19 ноября 2014 г. для четырех позиционных углов линейной поляризации. На нижней панели (д) показан средний спектр.

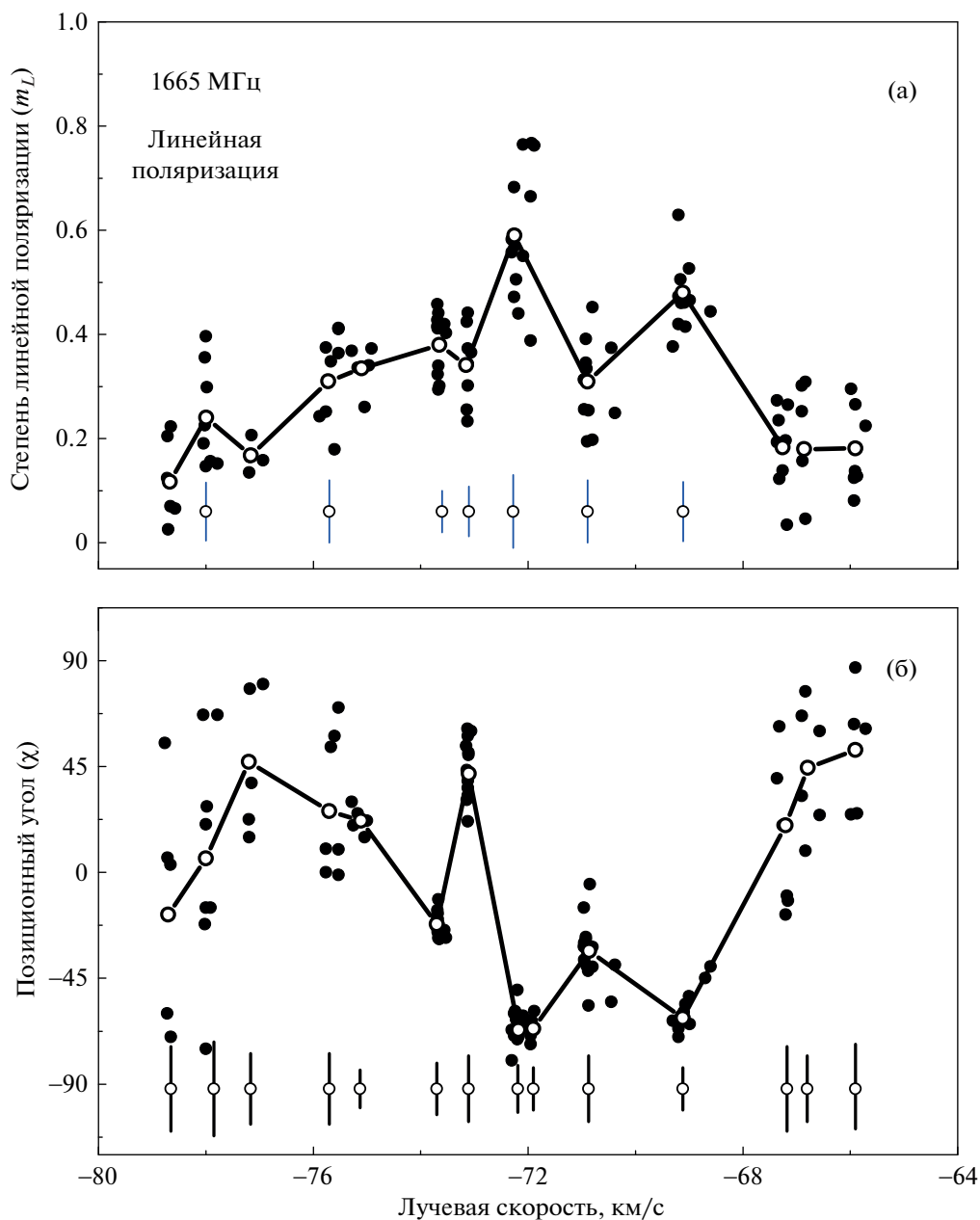


Рис. 5. Наложения графиков для степени (m_L) и позиционного угла (χ) линейной поляризации всех эпох наблюдений. Средние значения m_L и χ для каждой детали нанесены на графиках символами в виде светлых кружков, которые соединены жирными линиями. В нижней части панелей для m_L и χ показаны вычисленные ошибки средних значений (см. текст).

Зависимость χ от лучевой скорости в какой-то степени напоминает ограниченную синусоиду или меандр.

На рис. 6 мы также построили графики переменности χ и m_L для четырех и двух деталей соответственно. Очевидно, что временные изменения являются не случайными. Это также является аргументом в пользу существования упорядочен-

ной пространственной структуры мазерных конденсаций гидроксила.

Переменность плотности потока основных деталей в круговых поляризациях была изложена нами в работе [8]. Корреляция в характере переменности плотности потока наблюдается только для двух деталей: -72.15 и -70.94 км/с. Для этих же деталей имеется аналогичная корреляция переменности позиционного угла. Для одной из

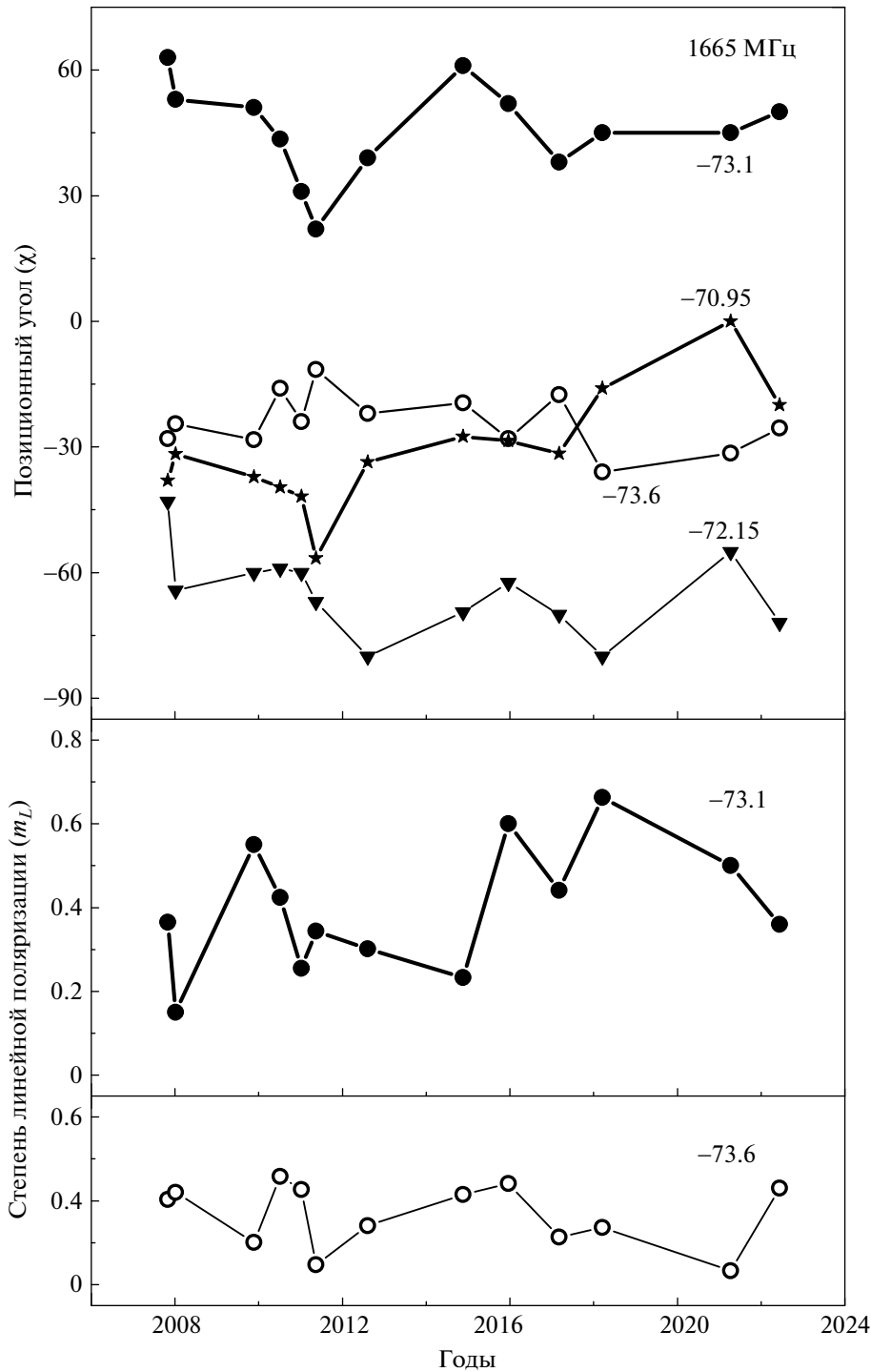


Рис. 6. Переменность позиционного угла χ и степени линейной поляризации m_L основных деталей спектра в линии 1665 МГц.

двух главных деталей на скорости -73.15 км/с позиционный угол незначительно уменьшался (исключая 2011–2012 гг.) (см. рис. 6), несмотря на значительный монотонный рост плотности потока (см. [8], рис. 8).

3.2. Анализ спектров 1612 и 1720 МГц

Несмотря на то что излучение в спутниковых линиях было кратковременным, получен ряд важных результатов. Общим свойством является

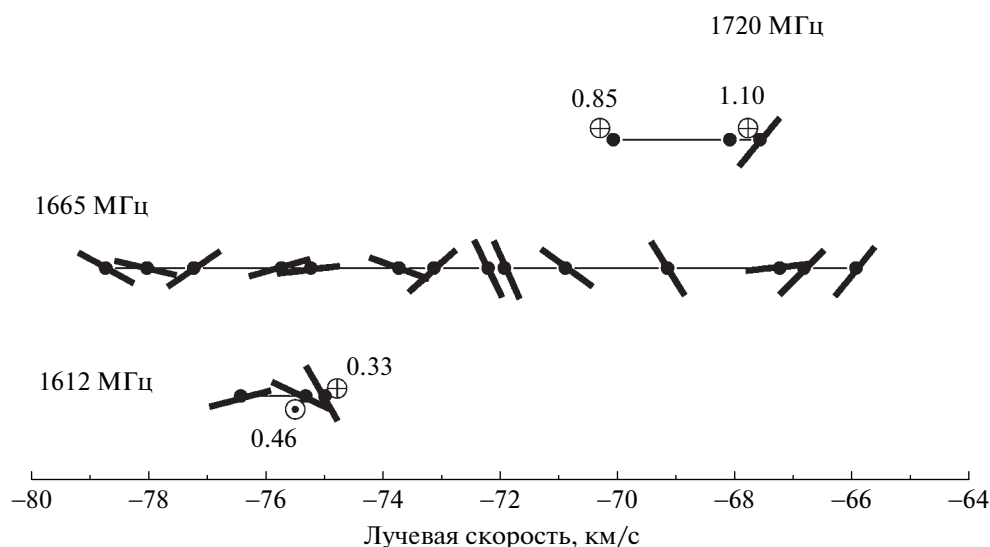


Рис. 7. Отрезками прямых линий нанесены векторы поперечного магнитного поля для каждой спектральной детали. Точка и крестики внутри кружков показывают направление продольного магнитного поля — к наблюдателю или от него соответственно. Рядом с ними указаны значения поля в мГс.

то, что спектры были достаточно простыми и излучение наблюдалось в узких интервалах лучевых скоростей. Различие состоит в том, что области излучения находятся в разных участках спектра. Кроме того, детали в спектрах 1612 МГц имеют ширину 0.2–0.3 км/с, а в спектрах 1720 МГц ширина деталей примерно в 2–3 раза больше.

В спектре 1612 МГц мы выделили две зеемановские пары (см. рис. 3). Они имеют достаточно близкие лучевые скорости и малое расщепление: $-75.236/-75.344$ и $-74.980/-74.903$ км/с. Обнаруженные расщепления имеют противоположные знаки: $+0.108$ и -0.077 км/с. Им соответствует продольное магнитное поле -0.46 и $+0.33$ мГс. Для этих деталей и для детали -76.40 км/с из наблюдений линейной поляризации мы также определили позиционные углы χ , равные -25° , -60° и 15° соответственно и, следовательно, направления векторов поперечного магнитного поля.

Также две зеемановские пары имеются в спектре 1720 МГц: $-70.16/-69.96$ и $-67.56/-67.30$. Зеемановское расщепление составило $+0.20$ и $+0.26$ км/с. Им соответствует продольное магнитное поле 0.85 и 1.10 мГс. Поле направлено от наблюдателя. Параметры линейной поляризации были вычислены только для более сильной детали, -67.56 км/с. В нашей предыдущей публикации [8] параметр Стокса V был вычислен путем вычитания спектра в левой круговой поляризации из спектра в правой поляризации без учета структуры линии. Наш анализ показал, что эта линия является двойной. Это хорошо проявляется в линейной поляризации. По этой причине

предпочтение следует отдать результату настоящей работы.

3.3. О структуре мазера ОН

На рис. 7 отрезками прямых линий нанесены средние значения векторов поперечного магнитного поля для всех спектральных деталей в линиях 1665 (взяты из рис. 5), 1612 и 1720 МГц, наблюдаемых нами в Нансэ. Точка и крестики внутри кружков показывают направление продольного магнитного поля — к наблюдателю или от него соответственно. Рядом с кружками указаны соответствующие им значения продольного магнитного поля в мГс. Полученная картина для линии 1612 МГц позволяет предположить, что магнитное поле является закрученным и, возможно, оно связано с закрученным молекулярным потоком вещества.

Напомним, что в S128 в спектрах 1612 и 1665 МГц ширина отдельных деталей составляет 0.2–0.3 км/с, в то время как температуре среды 60 К соответствует тепловая ширина линии более 1 км/с. В случае существования мелкомасштабных турбулентных движений ширина линии может быть еще больше. Таким образом, на 1612 и 1665 МГц имеет место сильный мазерный эффект. Детали в спектрах 1720 МГц имеют ширину 0.5–0.7 км/с. Возможно, что в областях формирования этого излучения более слабый мазерный эффект, или более существенными являются мелкомасштабные турбулентные движения.

Таким образом, можно предположить, что области мазерного излучения в спутниковых линиях пространственно не совпадают.

На рис. 7 видно, что в линии 1665 МГц для лучевых скоростей < -73.5 км/с преобладает горизонтальное поперечное магнитное поле, а для > -73.5 км/с вертикальное.

Так как в отдельных мазерных конденсациях меняется поперечное магнитное поле, то, согласно Фишу и др. [10] и Ашимбаевой и др. [11], магнитное поле может быть привязано к организованным структурам из мазерных конденсаций, а не только ко всей области Н II. Это хорошо проявляется при исследованиях других источников, например, в дугообразных структурах в W75N и в ряде других источников. Данное обстоятельство усиливает наше предположение о существовании организованной пространственной структуры мазерных конденсаций гидроксидов в S128.

Существование организованной структуры мазера ОН подтверждается характером переменности параметров m_L и χ от лучевой скорости. Временные вариации этих параметров для некоторых деталей не являются случайными. Имеются также долговременные компоненты переменности. Все это, а также данные по магнитному полю показывают сложную структуру мазера гидроксидов в S128. Конечно, для построения конкретной модели большой интерес представляют наблюдения области мазерного излучения ОН с высоким угловым разрешением и продолжение нашего мониторинга.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на то что в направлении источника S128, связанного с областью звездообразования, излучение ОН относительно слабое, благодаря высокой чувствительности радиотелескопа в Нансэ нам удалось измерить поляризационные характеристики мазерного излучения ОН в главной линии 1665 МГц и обеих спутниковых линиях 1612 и 1720 МГц. В другой главной линии 1667 МГц излучение не было обнаружено. Перечислим основные результаты, полученные в настоящей работе.

— Стабильно мазерное излучение наблюдалось только в линии 1665 МГц, а кратковременное в спутниковых линиях 1612 и 1720 МГц. В линии 1667 МГц излучение нами не наблюдалось.

— В линии 1665 МГц мы выделили в спектре 12 эмиссионных деталей с плотностью потока более 0.25 Ян. Детали достаточно равномерно расположены в спектре в диапазоне лучевых скоростей от -76 до -66 км/с.

— Для четырех наиболее сильных деталей переменность позиционного угла χ наблюдалась в

небольших интервалах значений. Зависимость χ от лучевой скорости в какой-то степени напоминает ограниченную синусоиду или меандр, что может быть связано с существованием организованной пространственной структурой мазерных пятен и связанного с ней поперечного магнитного поля.

— Для двух зеэмановских пар в линии 1612 МГц, которые имеют близкие лучевые скорости ($-75.236/-75.344$ и $-74.980/-74.903$ км/с), обнаруженные расщепления имеют противоположные знаки. Для этих деталей также определены направления векторов поперечного магнитного поля. Видимо, магнитное поле является закрученным и связано с закрученным молекулярным потоком вещества.

Большой научный интерес представляют РСДБ исследования с высоким разрешением, которые позволят уточнить модель мазерного источника ОН в S128, в которой наблюдается корреляция упорядоченных значений лучевой скорости мазерных конденсаций и векторов поперечного магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. D. Haschick and P. T. P. Ho, *Astrophys. J.* **292**, 200 (1985).
2. P. T. P. Ho, A. D. Haschick, and F. P. Israel, *Astrophys. J.* **362**, 147 (1981).
3. A. Mampaso, P. Gómez, C. Sanchez-Magro, and M. J. Selby, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **207**, 465 (1984).
4. A. D. Haschick and P. T. P. Ho, *Astrophys. J.* **292**, 200 (1985).
5. V. Migenes, S. Horiuchi, V. I. Slysh, I. E. Val'ts, et al., *Astrophys. J.* **123**, 487 (1999).
6. A. M. S. Richards, R. J. Cohen, M. Crocker, E. E. Lekht, E. Mendoza-Torres, and V. A. Samodurov, *Astrophys. Space Sci.* **295**, 19 (2004).
7. J. G. A. Wouterloot, J. Brand, and C. Henkel, *Astron. and Astrophys.* **191**, 323 (1988).
8. Н. Т. Ашимбаева, П. Колом, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев, *Астрон. журн.* **95**(9), 645 (2018).
9. В. И. Слыш, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, В. М. Витрищак, П. Колом, *Астрон. журн.* **87**(7), 655 (2010).
10. V. L. Fish and M. J. Reid, *Astrophys. J. Suppl.* **164**, 99 (2006).
11. П. Колом, Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев, *Астрон. журн.* **98**(1), 50 (2021).

INVESTIGATION OF OH 18 CM MASER EMISSION AND MAGNETIC FIELD IN THE S128 STAR FORMATION REGION

N. T. Ashimbaeva^a, E. E. Lekht^a, V. V. Krasnov^b, and A. M. Tolmachev^c

^a *Lomonosov Moscow State University, P.K. Sternberg State Astronomical Institute, Moscow, Russia*

^b *Astrospace Center of the P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^c *Pushchino Radio Astronomy Observatory, Astrospace Center of the P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy
of Sciences, Pushchino, Russia*

The results of a study of the variability of OH maser emission in the lines of 18 cm in the S128 star formation region from monitoring data in 2007–2022 at the Large Radio Telescope in Nançay (France) are presented. Maser emission was observed in the main line of 1665 MHz during the entire monitoring, and only short-term emission was observed in the satellite lines of 1612 and 1720 MHz. For the four strongest features in the 1665 MHz line, the variability of the positional angle of linearly polarized emission was found. The dependence of the angle on the radial velocity to some extent resembles a limited sinusoid, which may be due to the existence of an organized spatial structure of maser spots and the associated transverse magnetic field. For two Zeeman pairs in the 1612 MHz line having similar radial velocities ($-75.344/-75.236$ and $-74.980/-74.903$ km/s), the detected splits have opposite signs and, therefore, opposite directions of the longitudinal magnetic field. The directions of the transverse magnetic field vectors are also determined for these features. Apparently, the magnetic field is swirling and is associated with a swirling molecular outflows of matter.

Keywords: star formation, OH masers, molecular clouds and bipolar outflows, magnetic field, individual objects (S128)

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ МАЗЕРА ОН В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ G10.624–0.385

© 2023 г. Н. Т. Ашимбаева¹, Е. Е. Лехт^{1,*}, В. В. Краснов², А. М. Толмачев³

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

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

² Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

³ Пушинская радиоастрономическая обсерватория,

Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Пушино, Россия

*E-mail: lekht@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 30.04.2023 г.

После доработки 04.05.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

Представлены результаты исследования переменности мазерного излучения в линиях ОН в диапазоне 18 см в области звездообразования G10.624–0.385 из данных мониторинга, выполненного на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция) в 2008–2023 гг. Получено, что для зеемановской пары в линии 1667 МГц расщепление (около 1.96 км/с) и, следовательно, величина продольного магнитного поля являются стабильными на протяжении более 25 лет. В сателлитных линиях 1612 и 1720 МГц наблюдаются широкополосное поглощение и излучение соответственно. Зеркальные профили сателлитных линий ОН 1612 и 1720 МГц указывают на накачку уровней соответствующих переходов ИК-излучением источника, погруженного в замагниченное молекулярное облако вокруг мазера ОН. Проведено пространственное отождествление деталей в обеих главных линиях. Получено, что поперечное магнитное поле направлено, в основном, вдоль дуги, которая состоит из отдельных мазерных конденсаций.

Ключевые слова: звездообразование, мазеры ОН, молекулярные облака и биполярные потоки, поляризация, магнитное поле, G10.624–0.385

DOI: 10.31857/S0004629923070010, **EDN:** FKWOBD

1. ВВЕДЕНИЕ

Сложный молекулярный комплекс W31 является областью активного звездообразования. Согласно наблюдениям Госса и Шавера [1] на 5 ГГц в W31 можно выделить три изолированные области радиоизлучения в континууме: G 10.2–0.3, G 10.3–0.1 и G 10.6–0.4. В направлении каждой из этих областей Рейфенштейн и др. [2] обнаружили излучение в рекомбинационной радиолинии водорода H109 α на лучевых скоростях 13.9, 9.7 и 0.3 км/с соответственно, а Райт и др. [3] обнаружили также ИК-излучение на 69 мкм.

Хашик [4] и Хоу и др. [5] показали, что G 10.6–0.4 имеет сложную структуру. Для удобства анализа при сопоставлении наших результатов с результатами наблюдений других авторов мы будем в настоящей работе именовать эту область как G 10.624–0.385. В этой области насчитывается восемь компонентов, размер которых меньше 0.15 пк, а массы газа в них составляют от 0.3 до 1.08 $M_{\odot}$. Такая мультиплетная структура объясняется существованием скопления молодых фор-

мирующихся звезд ОВ-класса и связанных с ними сверхкомпактными областями Н II. В центре G 10.624–0.385 находится источник ИК-излучения IRS7 [3].

Определение расстояния до W31 осуществлялось различными методами. Метод, основанный на результатах миллиметровых и ИК-спектроскопических наблюдениях, дал расстояние около 4.5 кпк [6]. Принято считать, что наиболее точное расстояние было определено методом тригонометрического параллакса и согласно Санна и др. [7] оно составляет $4.95^{+0.51}_{-0.43}$ кпк от Солнца.

На основании анализа скоростей излучения в рекомбинационных линиях [8] и в молекулярных линиях от нейтрального газа было обнаружено движение газа внутри области G 10.624–0.385 в направлении скопления звезд. Это свидетельствует о существовании аккреции вещества. Наблюдения излучения в линии NH₃ показывают, что молекулярное вещество вращается и падает внутрь области ~0.05 пк с быстрым вращением по спирали [9, 10]. Плоскость вращения проходит

через центр области Н II и имеет ориентацию приблизительно 20° к северо-западу.

В качестве модели принимается следующая структура. Внутри медленно вращающейся оболочки с градиентом лучевой скорости 1 (км/с)/пк находится ядро. Согласно Хоу и др. [5] внутри ядра расположено скопление формирующихся массивных ОВ-звезд. Фрагменты ядра, имеющие красное смещение 5 км/с относительно его центроида, могут быть участками, которые коллапсируют в направлении ОВ-звезд.

В направлении области G 10.624–0.385 Даунс [11] в 1970 г. обнаружил мазерное излучение ОН, а Тернер и Рубин [12] в 1971 г. открыли мазерное излучение H_2O . Согласно данным Форстера и Касуэла [13] и Аргон и др. [14], мазер водяного пара расположен в непосредственной близости от сверхкомпактной области НII, а мазер ОН смещен к востоку на $\sim 600 \text{ mas}^1$.

Некоторые мазерные детали водяного пара могут быть связаны с фрагментами ядра (см. Лехт и др. [15]). Такая связь может оказать сильное влияние на параметры мазерного излучения H_2O и на характер его переменности (например, из-за дрейфа центроида скоростей). Аргон и др. [14], а также Фиш и Рэйд [16] показали, что излучение гидроксила исходит из трех областей в G 10.624–0.385, но ни одно из мазерных пятен не находится в плоскости вращения молекулярного вещества. Фиш и Рэйд [16] также показали, что самое большое скопление мазерных пятен имеет форму дуги длиной около 150 mas . Это единственный сгусток ОН в G 10.624–0.385, демонстрирующий линейную поляризацию, большая часть которой ориентирована примерно перпендикулярно организованной структуре в виде дуги.

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Мониторинг мазерного источника ОН в области звездообразования G10.624–0.385 проводится нами с 2008 г. в линиях 1665 и 1667 МГц на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция). В спутниковых линиях 1612 и 1720 МГц наблюдения были выполнены только для эпох 11.03.2023 и 10.06.2021 соответственно. Описание аппаратуры и методики наблюдений неоднократно были изложены во всех наших предыдущих работах (см., напр., [17]).

Ширина диаграммы направленности телескопа на волне 18 см равна $3.5' \times 19'$ по прямому восхождению и склонению соответственно. Чувствительность телескопа составила 1.4 К/Ян для точечного источника неполяризованного излучения. Анализ сигнала осуществлялся автокорреляционным спектроанализатором с разрешением

по лучевой скорости в линии 1665 МГц 0.1374 км/с в 2008 и 2017 г. и 0.0687 км/с в 2021 г.

Излучение регистрировалось одновременно в обеих круговых поляризациях (RC и LC) и в двух направлениях линейной поляризации. Сначала направления плоскости поляризации антенны составляли 0° и 90° . После поворота облучателя на 45° осуществлялся прием излучения снова в обеих круговых и в двух других направлениях линейной поляризации 45° и 135° . Таким образом, осуществлялась регистрация шести мод поляризации. Отметим, что данные об излучении в круговых поляризациях являются избыточными. Однако в некоторых случаях мы это использовали для улучшения чувствительности в $\sqrt{2}$ раз при усреднении спектров в круговых поляризациях.

Наш мониторинг в линиях ОН показал, что мазерное излучение ОН в области G10.624–0.385 наблюдается только в главных линиях 1665 и 1667 МГц. Плотность потока в максимуме излучения (параметр Стокса I) достигала 70 Ян . В другой главной линии 1667 МГц излучение немного слабее и наблюдается меньшее число деталей. В спутниковых линиях 1612 и 1720 МГц наблюдался слабый широкополосный сигнал (в интервале лучевых скоростей от -4.0 до $+1.5 \text{ км/с}$ в поглощении и излучении соответственно).

На рис. 1 представлены спектры мазерного излучения в главной линии ОН 1665 МГц во все эпохи наших наблюдений. Слева даны спектры в круговых поляризациях: жирной линией для правой (RC) и тонкой линией для левой (LC) круговых поляризаций соответственно. Внизу отрезками вертикальных линий показаны положения спектральных деталей в круговых поляризациях согласно Аргон и др. [14]. Справа дан параметр Стокса V . На рис. 2 представлены спектры в G10.624–0.385 в линии 1665 МГц для четырех направлений поляризации: $\chi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ и 135° , также для всех эпох наблюдений.

Мазерное излучение в линии 1667 МГц показано на рис. 3: слева даны спектры в обеих круговых поляризациях, а справа дан параметр Стокса V . Спектры в линейной поляризации для четырех значений позиционного угла антенны показаны на рис. 4. Все обозначения аналогичны обозначениям на рис. 1 и 2. Вертикальными стрелками слева на верхней панели рис. 3 отмечены компоненты зеемановской пары.

На рис. 5 даны спектры в линиях ОН 1612 и 1720 МГц в обеих круговых поляризациях, полученные в 2023 и 2021 г. соответственно. Для повышения чувствительности было проведено усреднение спектров в правой и левой круговых поляризациях и при двух направлениях облучателя.

Напомним, что из наблюдений мы получаем значения плотности потока $F(RC)$ и $F(LC)$ для

¹ mas (milli arc second) — угловая миллисекунда дуги

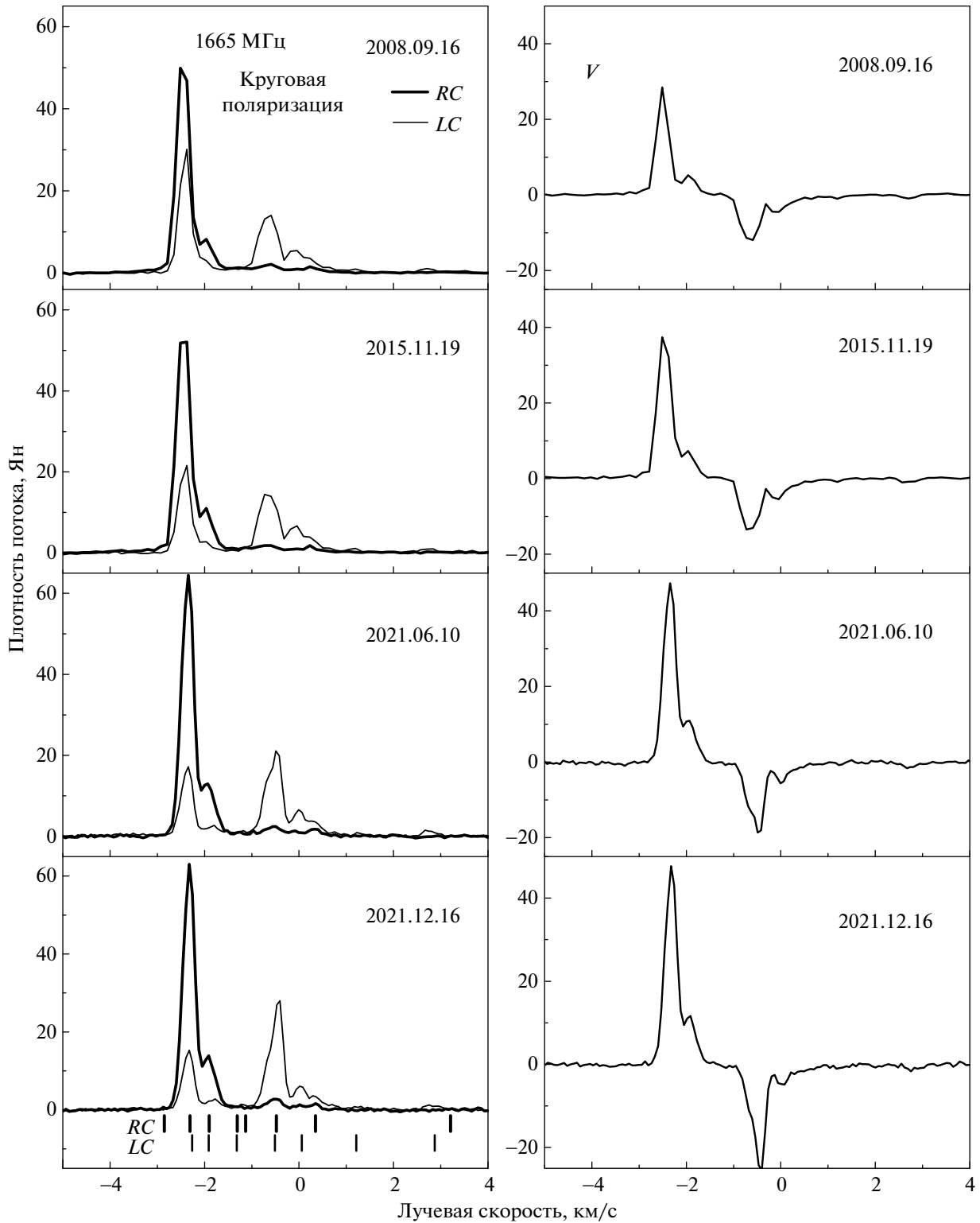


Рис. 1. Спектры в главной линии ОН 1665 МГц на разные эпохи наблюдений в G10.624–0.385. Слева приведены спектры для круговых поляризаций: жирной линией для правой (*RC*) и тонкой пунктирной линией для левой (*LC*) круговых поляризаций соответственно. Указаны эпохи наблюдений. Внизу отрезками вертикальных линий показаны положения спектральных деталей в круговых поляризациях согласно Аргон и др. [14]. Справа дан параметр Стокса *V* для тех же эпох наблюдений.

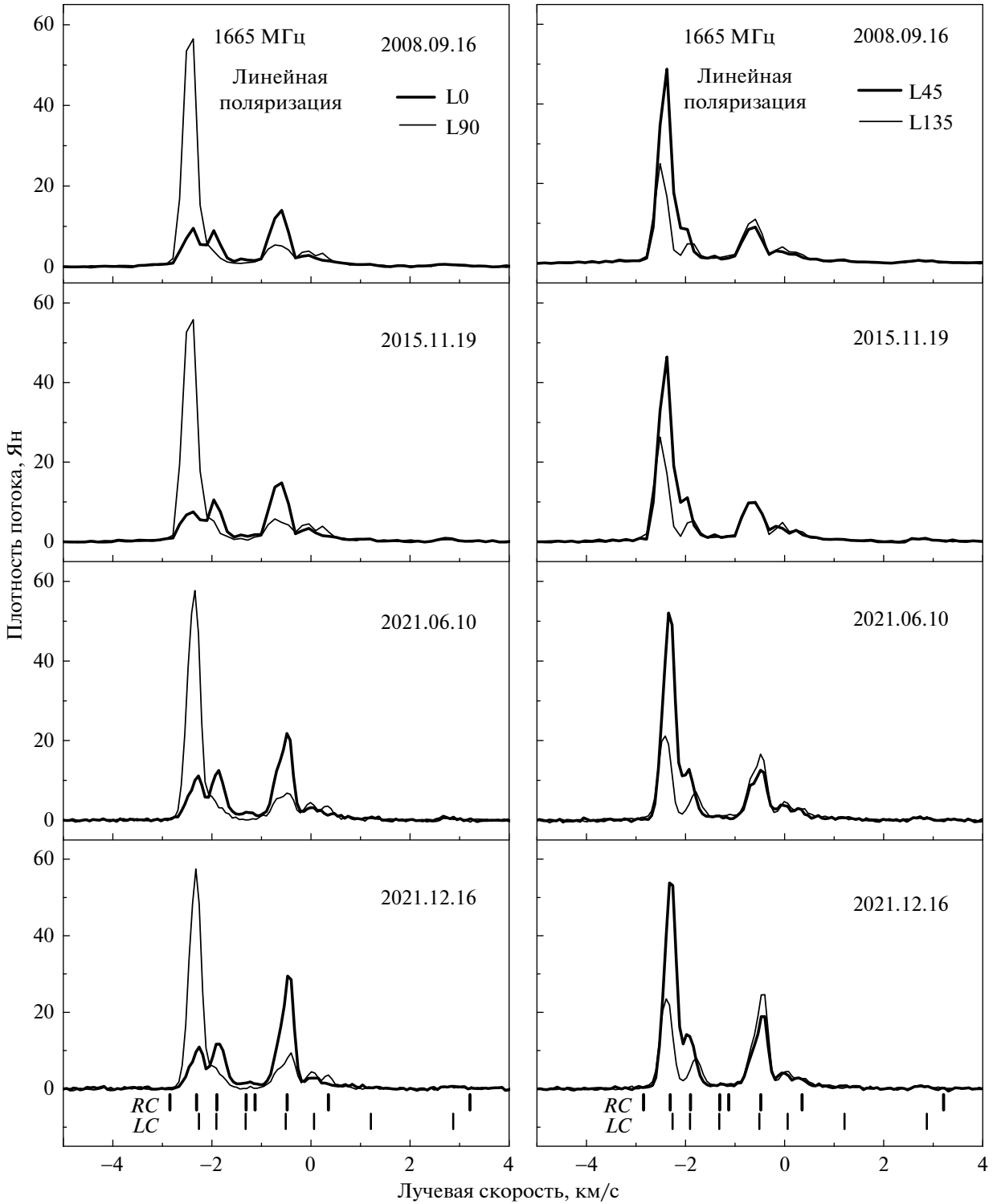


Рис. 2. Спектры в G10.624–0.385 в линии 1665 МГц для четырех позиционных углов линейной поляризации.

круговой поляризации и $F(0^\circ)$, $F(45^\circ)$, $F(90^\circ)$ и $F(135^\circ)$ для линейной поляризации в четырех направлениях. Параметры Стокса вычислялись по формулам:

$$I = F(0^\circ) + F(90^\circ) = F(RC) + F(LC),$$

$$Q = F(0^\circ) - F(90^\circ),$$

$$U = F(45^\circ) - F(135^\circ),$$

$$V = F(RC) - F(LC).$$

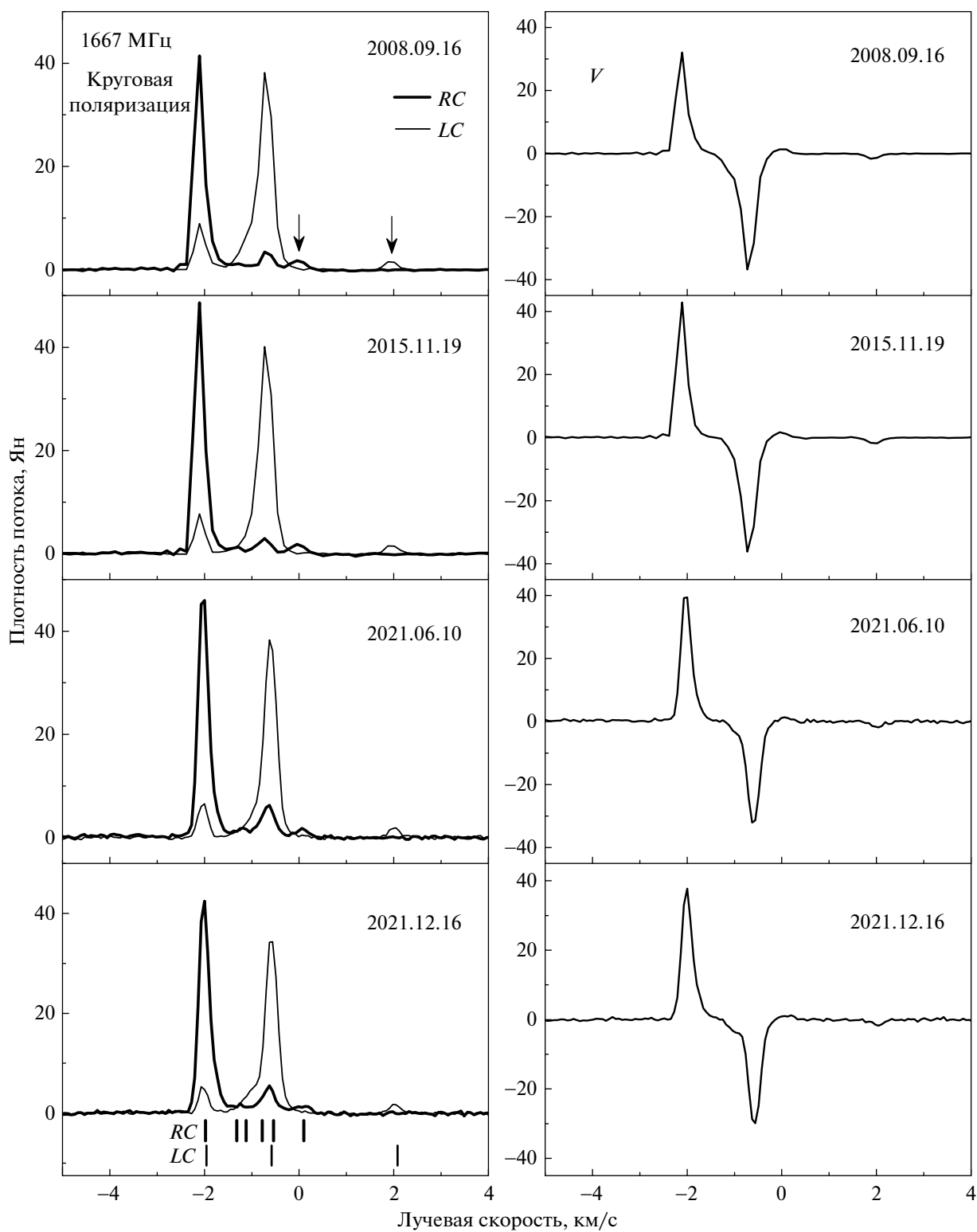


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для линии 1667 МГц. Вертикальными стрелками отмечены компоненты зеемановской пары.

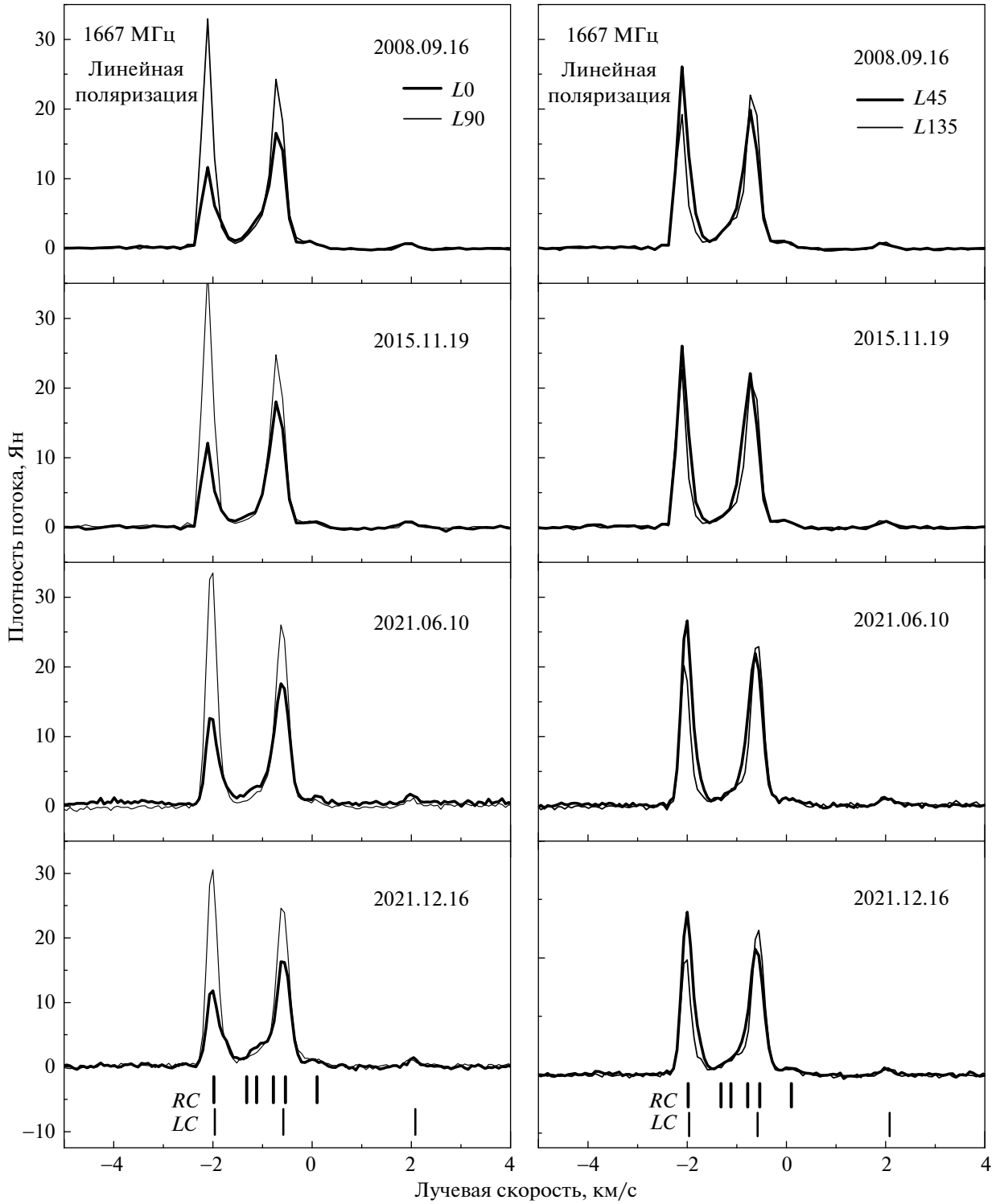


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для линии 1667 МГц.

Степень поляризации m_L и позиционный угол χ для линейной поляризации, степень круговой поляризации m_C и степень полной поляризации p были вычислены по формулам:

$$m_L = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I},$$

$$\chi = 0.5 \arctg(U/Q),$$

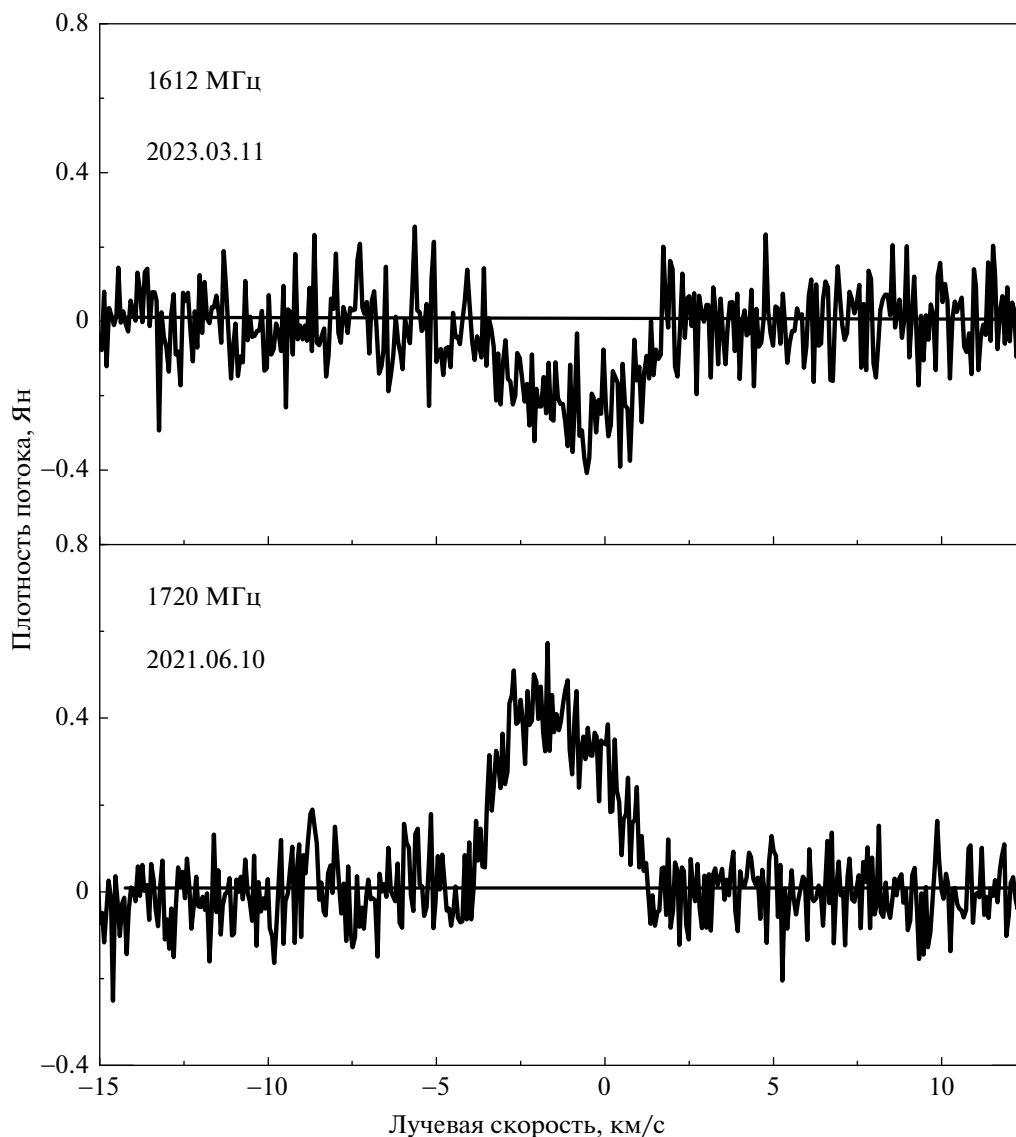


Рис. 5. Профили линий ОН 1612 и 1720 МГц в направлении G10.624–0.385.

$$m_c = \frac{V}{I},$$

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} = \sqrt{m_c^2 + m_L^2}.$$

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

3.1. Анализ спектров в линиях 1665 и 1667 МГц

Спектр мазерного излучения ОН в направлении G10.624–0.385 в линии 1665 МГц простирается от -3.0 до $+3.5$ км/с. Содержит большое число деталей с плотностью потока от 0.3 до 65 Ян. Основные характеристики эмиссионных деталей представлены в табл. 1. В столбце 1 приведен но-

мер эмиссионной детали. В столбце 2 слева дана лучевая скорость детали V_{LSR} , измеренная в настоящей работе из наблюдений в Нансэ, а справа — скорость детали из работы Аргон и др. [14]. Индексы R и L показывают, что деталь наблюдается в правой или в левой круговой поляризации. В столбцах 4–7 даны степень круговой m_c и линейной m_L поляризаций, позиционный угол χ линейной поляризации и степень полной поляризации p соответственно.

Имеется значительная переменность плотности потока в круговой поляризации двух основных деталей (-2.33 и -0.59 км/с), достигающая $\approx 25\%$ (см. рис. 6). Также наблюдались значительные изменения m_c первой детали от 0.31 до 0.61. Однако отсутствует переменность m_L и χ , что яв-

Таблица 1. Параметры поляризации излучения основных деталей в линии 1665 МГц в G10.624–0.385

1	2		3	4	5	6	7
Номер детали	V_{LSR} , км/с		Параметр Стокса I , Ян	m_{C}	m_{L}	χ , °	p
	н.р.	[14]					
1	–2.83 <i>R</i> –2.83 <i>L</i>	–2.85 <i>R</i> –2.77 <i>L</i>	1.8	0.82	0.43	–52	0.74
2	–2.33 <i>R</i> –2.33 <i>L</i>	–2.31 <i>R</i> –2.26 <i>L</i>	81	0.31/0.61	0.80	72	0.89
3*	–1.93 <i>R</i> –1.90 <i>L</i>	–1.90 <i>R</i> –1.91 <i>L</i>	15.8	0.62	0.60	24	0.77
4	–1.23 <i>R</i> –1.23 <i>L</i>	–1.31 <i>R</i> –1.31 <i>L</i>	2.9	–0.19	0.55	0	0.76
5	–1.13	–1.13 <i>R</i>	2.9	0.32	0.20	–15	0.43
6*	–0.50 <i>R</i> –0.44 <i>L</i>	–0.48 <i>R</i> –0.51 <i>L</i>	30.7	–0.78	0.57	–10	0.97
7	0.00 <i>R</i> 0.02 <i>L</i>	0.06 <i>L</i>	7.6	–0.69	0.23	–60	0.73
8	0.35 <i>R</i> 0.31 <i>L</i>	0.35 <i>R</i>	5.6	–0.39	0.43	–88	0.58
9	0.77 <i>R</i> 0.74 <i>L</i>		2.2	–0.52	0.24	30	0.57
10	1.23 <i>R</i> 1.23 <i>L</i>	1.21 <i>L</i>	1.3	–0.68	0.38	20	0.78
11	2.84 <i>R</i> 2.84 <i>L</i>	2.87 <i>L</i>	1.3	–0.52	0.30	–7	0.60
12	3.20 <i>R</i> 3.20 <i>L</i>	3.21 <i>R</i>	0.49	0.90	0.14	48	0.91

Примечание. В столбце 1 приведен номер эмиссионной детали. В столбце 2 слева дана лучевая скорость детали V_{LSR} , измеренная в настоящей работе из наблюдений в Нансэ, а справа — скорость детали из работы [14]. Индексы *R* и *L* показывают, что деталь наблюдается в правой или в левой круговой поляризации. В столбцах 4–7 даны степень круговой m_{C} и линейной m_{L} поляризаций, позиционный угол χ линейной поляризации и степень полной поляризации p соответственно. Детали, отмеченные символом (*), являются двойными.

ляется существенным для оценки структуры магнитного поля.

Спектр в 1667 МГц менее протяженный, чем спектр 1665 МГц, и содержит меньшее число деталей. Сходство спектров 1665 и 1667 МГц заключается в наличии в них излучения двух основных деталей, потоки которых значительно превышают потоки от остальных деталей. Переменность излучения этих двух деталей показана на рис. 7. Параметры поляризации излучения большинства деталей в линии 1667 МГц представлены в табл. 2, которая аналогична табл. 1. Детали, отмеченные символом (*) в обеих таблицах являются двойными, а с символом (+) в табл. 2 составляют зеемановскую пару.

Характер переменности поляризационных характеристик двух главных деталей в линии 1667 МГц аналогичен параметрам деталей в линии 1665 МГц. Например параметр m_{C} меняется монотонно с 0.65 до 0.77. При этом позиционный угол χ и степень линейной поляризации m_{L} сохраняются на уровне $77^\circ \pm 2^\circ$ и 0.52 соответственно.

Мы провели отождествление наблюдаемых нами деталей с соответствующими деталями VLA карты Аргон и др. [14]. Были использованы три критерия: близкие значения лучевой скорости, близкие значения плотности потока и один и тот же вид круговой поляризации. Все наблюдаемые в главных линиях 1665 и 1667 МГц мазерные пятна [14] нанесены на карте (рис. 8). Для каждого из них указана лучевая скорость, также взятая из

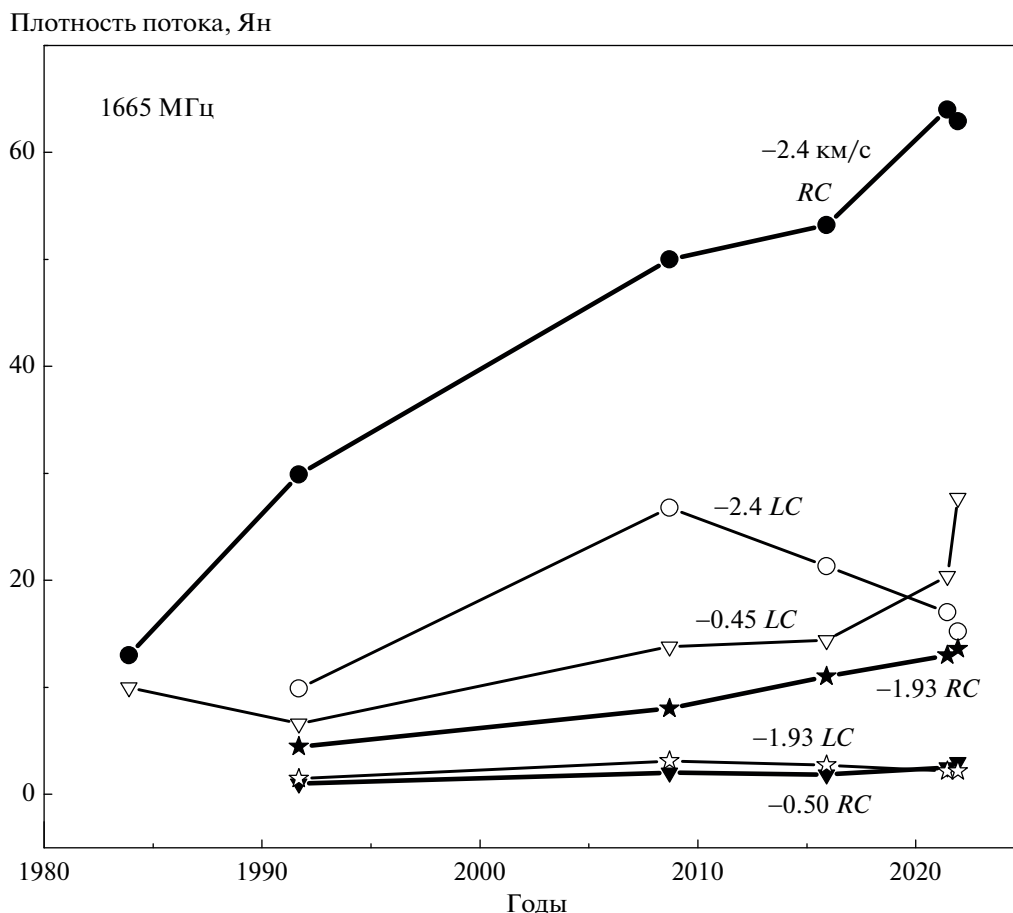


Рис. 6. Переменность излучения основных деталей спектра ОН в G10.624–0.385 в линии 1665 МГц.

[14]. Отрезками прямых линий нанесены векторы поперечного магнитного поля для каждой спектральной детали. Согласно табл. 1 и 2 позиционные углы χ , в основном, перпендикулярны дуге, вдоль которой расположены мазерные конденсации. Следовательно, магнитное поле в мазерных конденсациях ориентировано, в основном, вдоль дуги. Такая ориентация сохраняется с 2002 г. (см. Фиш и Рэйд [16]).

Наиболее сильные детали в линии 1667 МГц, $-1.98R$ и $-0.58L$, по всем формальным признакам можно считать зеемановской парой: они имеют разные круговые поляризации и близкие положения в пространстве на VLA карте. Однако присутствие на этих лучевых скоростях излучения в круговых и линейной поляризациях от других деталей не позволяют признать существование такой зеемановской пары.

Единственная зеемановская пара в G10.624–0.385 обнаружена в линии 1667 МГц. Она имеет расщепление около 2 км/с, которому соответствует продольное магнитное поле 4.3 мГс, направленное к наблюдателю. На протяжении всех лет наблюдений величина зеемановского рас-

щепления этой пары не менялось. Это свидетельствует о постоянстве продольного магнитного поля на протяжении не менее 25 лет.

3.2. Анализ спектров в линиях 1612 и 1720 МГц

Профили линий ОН 1612 и 1720 МГц (рис. 5) состоят из широких компонентов либо излучения, либо поглощения и представляют собой зеркальные отражения друг друга. Причем эти линии полностью перекрывают диапазоны мазерного излучения ОН на 1665 и 1667 МГц. Такая структура находит объяснение в модели источника ОН, связанного с окружающим мазер молекулярным облаком при наличии в облаке источника ИК-излучения, влияющего на населенности подуровней сверхтонкой структуры молекул ОН [18]. Особенности накачки ИК-излучением в модели [18] таковы, что инверсия населенностей уровней перехода 1720 МГц сопровождается антиинверсией в линии 1612 МГц или наоборот.

Наблюдения ряда источников в спутниковых линиях ОН [19, 20] действительно дают зеркальные профили линий: 1612 МГц в излучении,

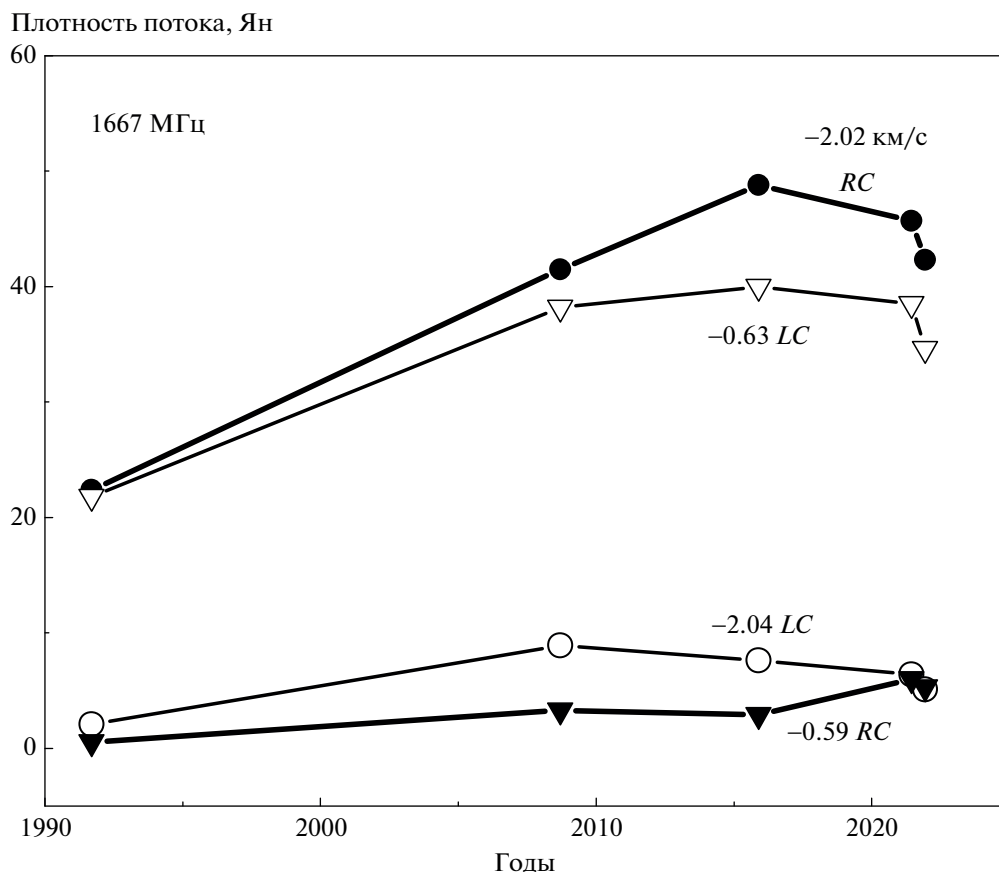


Рис. 7. Переменность излучения основных деталей спектра ОН в G10.624–0.385 в линии 1667 МГц.

1720 МГц в поглощении или наоборот. Если в молекулярном облаке присутствует магнитное поле, то согласно модели [18], инверсия или антиинверсия того или другого спутного перехода ОН определяется углом между направлением распространения ИК-излучения и локальным направлением магнитного поля.

Таким образом, на периферии области G10.624–0.385 имеется достаточно сильное стабильное магнитное поле, связанное с организованной структурой мазерных пятен ОН (конденсаций). При этом наблюдается достаточно высокая степень линейной поляризации мазерного излучения ОН при неизменном значении позиционного угла χ в каждой мазерной конденсации. Аналогичные дуги наблюдаются в других источниках, например, в W75N [16, 21, 22]. Однако в W75N все поляризационные параметры мазерного излучения ОН являются переменными.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведем здесь основные результаты анализа мониторинга мазерного излучения ОН в источ-

нике G10.624–0.385, проведенного нами на радиотелескопе в Нансэ на длине волны 18 см.

1. В линии 1665 МГц излучение интенсивнее, чем в 1667 МГц, и спектры содержат большее число эмиссионных деталей. Некоторых деталей нет в наблюдениях Аргон и Фиш [14, 16]. Есть короткоживущая деталь на скорости -10 км/с, которая существенно удалена от всех остальных.

2. Обнаружена переменность плотности потока и степени круговой поляризации m_c основных деталей в обеих главных линиях 1665 и 1667 МГц.

3. Наблюдается высокая степень линейной поляризации m_l , но при этом отсутствует переменность этого параметра и позиционного угла χ .

4. Получено, что для зеемановской пары в линии 1667 МГц расщепление (около 1.96 км/с) и, следовательно, величина продольного магнитного поля (4.3 мГс) являются стабильными более 25 лет.

5. Проведено пространственное отождествление деталей в обеих главных линиях, что позволяет сделать вывод: поперечное магнитное поле направлено, в основном, вдоль дуги и такая конфигурация сохраняется более 25 лет.

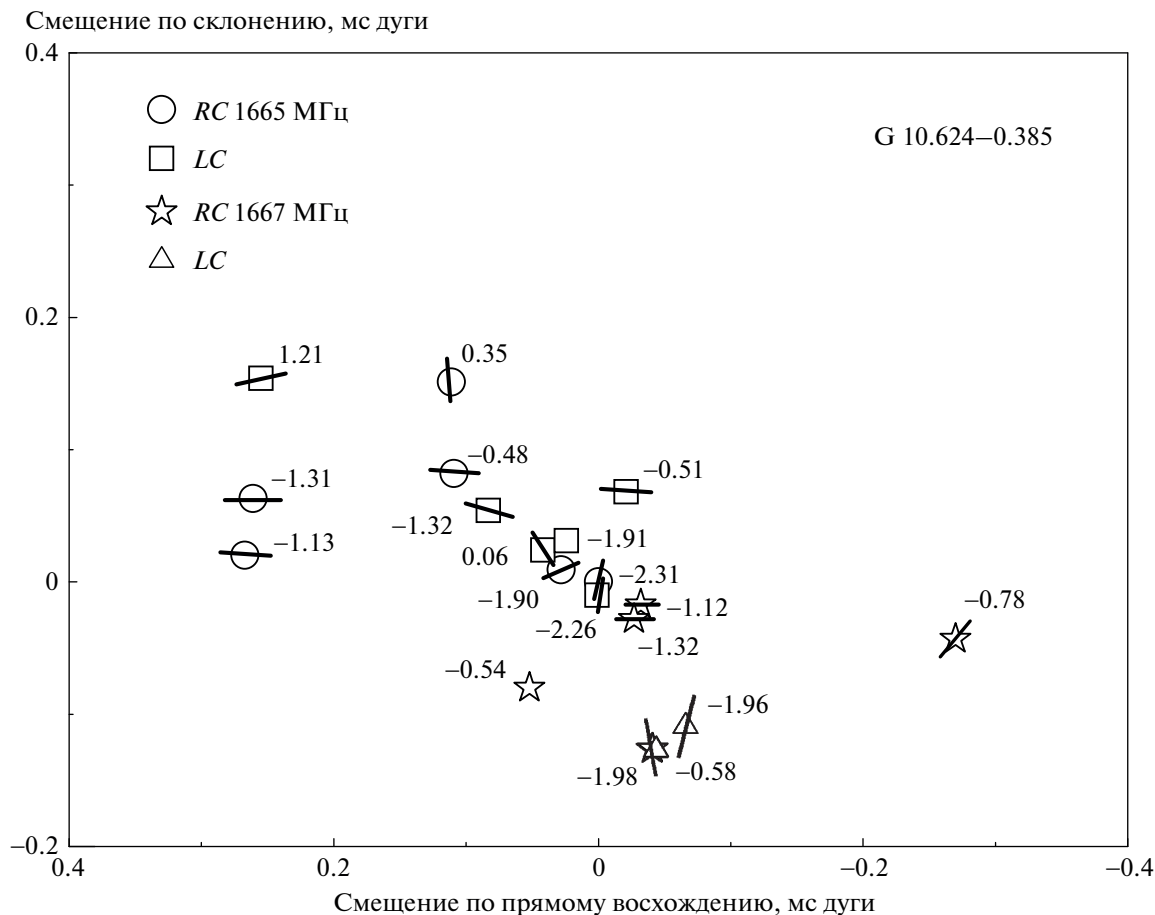


Рис. 8. Карта расположения мазерных пятен ОН (конденсаций) в линии 1665 МГц в правой (кружки) и левой (квадраты) круговых поляризациях и в линии 1667 МГц в правой (звездочки) и левой (треугольники) круговых поляризациях в эпоху 12 января 1993 г. [14]. Для каждого мазерного пятна указана лучевая скорость, также взятая из работы [14]. Отрезками прямых линий нанесены векторы поперечного магнитного поля.

Таблица 2. Параметры поляризации излучения основных деталей в линии 1667 МГц в G10.624–0.385

1	2		3	4	5	6	7
Номер детали	V_{LSR} , км/с		Параметр Стокса I , Ян	m_{C}	m_{L}	χ , °	p
	н.р.	[14]					
1	–2.56 R –2.56 L		0.12	0.12	0.33	90	0.35
2	–2.02 R –2.05 L	–1.98 R –1.96 L	56.5	0.65/0.77	0.52	75	0.83/0.93
3	–1.72 R –1.72 L		2.6	0.54	0.37	45	0.65
4	–1.42	–1.32 R	4.8	–0.28	0.21	0	0.42
5	–1.13 –1.15 L	–1.13 R –1.12 L	2.9	0.32	0.20	–15 0	0.38
6	–0.78	–0.78 R	0.60	0.35	0.30	45	0.46
7*	–0.63 R –0.59 L	–0.54 R –0.58 L	44.3	–0.72/–0.86	0.26	–80	0.77/0.90
8 ⁺	0.09 R	0.10 R					
9 ⁺	2.03 L	2.08 L					

Примечание. Обозначения столбцов те же, что и в табл. 1. Детали, отмеченные символом (*) являются двойными, детали с символом (+) составляют зеемановскую пару.

6. Наблюдается широкая линия излучения на 1720 МГц. Она охватывает диапазон скоростей мазерного излучения деталей на 1665 МГц. Исключением является высокоскоростная короткоживущая деталь —10 км/с. Излучение является тепловым. В линии 1612 МГц, наоборот, наблюдается линия поглощения в том же диапазоне лучевых скоростей. Зеркальные профили сателлитных линий ОН 1612 и 1720 МГц указывают на накачку уровней соответствующих переходов ИК-излучением источника, погруженного в замагниченное молекулярное облако вокруг мазера.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Радиоастрономической обсерватории в Нансэ (Франция) за большую помощь в проведении наблюдений по программе многолетнего мониторинга источников мазерного излучения ОН на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *W. M. Goss and P. A. Shaver*, Australian J. Phys. Astrophys. Suppl. **14**, 1 (1970).
2. *E. C. Reifenstein, T. L. Wilson, B. F. Burke, P. Q. Mezger, and W. J. Altenhoff*, Astron. and Astrophys. **4**, 357 (1970).
3. *E. J. Wright, G. G. Fazio, and F. J. Low*, Astrophys. J. **217**, 724 (1977).
4. *P. T. P. Ho and A. D. Haschick*, Astrophys. J. **248**, 622 (1981).
5. *P. T. P. Ho, R. I. Klein, and A. D. Haschick*, Astrophys. J. **305**, 714 (1986).
6. *S. Corbel and S. S. Eikenberry*, Astron. and Astrophys. **419**, 191 (2004).
7. *A. Sanna, M. J. Reid, K. M. Menten, T. M. Dame, et al.*, Astrophys. J. **781**, id. 1 (2014).
8. *E. R. Keto*, Astrophys. J. **568**, 760 (2002).
9. *P. T. P. Ho and A. D. Haschick*, Astrophys. J. **304**, 501 (1986).
10. *E. R. Keto, P. T. P. Ho, and M. J. Reid*, Astrophys. J. **303**, L113 (1987).
11. *D. Downes*, **5**, 51 (1970).
12. *B. E. Turner and R. H. Rubin*, Astrophys. J. **170**, L113 (1971).
13. *J. R. Forster and J. L. Caswell*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **137**, 43 (1999).
14. *A. L. Argon, M. J. Reid, and K. M. Menten*, Astrophys. J. Suppl. **129**, 159 (2000).
15. *E. E. Лехт, В. А. Муницын, А. М. Толмачев*, Астрон. журн. **82**(1), 50 (2005).
16. *V. L. Fish and M. J. Reid*, Astrophys. J. Suppl. **164**, 99 (2006).
17. *П. Колом, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев*, Астрон. журн. **94**(12), 1050 (2017).
18. *В. В. Бурдюжа, Д. А. Варшалович*, Астрон. журн. **49**, 727 (1972).
19. *М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, О. Франкелен*, Письма в Астрон. журн. **5**, 517 (1979).
20. *R. F. Haynes and J. L. Caswell*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **178**, 219 (1977).
21. *П. Колом, Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев*, Астрон. журн. **98**(1), 50 (2021).
22. *Н. Т. Ашимбаева, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, В. В. Краснов, А. М. Толмачев*, Астрон. журн. **99**, 628 (2022).

INVESTIGATION OF THE MAGNETIC FIELD FROM OBSERVATIONS OF THE OH MASER IN THE G10.624–0.385 STAR FORMATION REGION

N. T. Ashimbaeva^a, E. E. Lekht^a, V. V. Krasnov^b, and A. M. Tolmachev^c

^a *Lomonosov Moscow State University, P.K. Sternberg State Astronomical Institute, Moscow, Russia*

^b *Astrospace Center of the P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^c *Pushchino Radio Astronomy Observatory, Astrospace Center of the P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Pushchino, Russia*

The results of a study of the variability of maser emission in OH lines in the 18 cm range in the G10.624–0.385 star formation region from monitoring data performed at the Large Radio Telescope in Nançay (France) in 2008–2023 are presented. It is obtained that for a Zeeman pair in line 1667 MHz splitting (about 1.96 km/s) and, consequently, the magnitude of the longitudinal magnetic field have been stable for more than 25 years. In the satellite lines of 1612 and 1720 MHz, broadband absorption and emission are observed, respectively. Mirrored The profiles of the OH 1612 and 1720 MHz satellite lines indicate that the levels of the corresponding transitions are pumped by IR radiation from a source immersed in a magnetized molecular cloud around the OH maser. Spatial identification of details in both main lines is carried out. It is found that the transverse magnetic field is directed mainly along some organized structure in the form of an arc.

Keywords: star formation, OH masers, molecular clouds and bipolar outflows, magnetic field, individual objects (G10.624–0.385)

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ СОЛНЕЧНОГО ТИПА TOI-1422 И ОЦЕНКИ ПОТЕРИ ВЕЩЕСТВА АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ TOI-1422b

© 2023 г. И. С. Саванов^{1,*}

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: isavanov@inasan.ru

Поступила в редакцию 25.03.2023 г.

После доработки 21.04.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

Представлены результаты анализа проявлений активности звезды солнечного типа G2 V TOI-1422 и выполнены оценки потери вещества атмосферы планеты TOI-1422b. Планету можно отнести к типу горячих нептун, т.е., по сравнению с другими экзопланетами аналогичного диапазона масс, ожидается, что планета обладает обширной газовой оболочкой. По данным многолетнего фотометрического обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS) был проведен анализ проявлений активности TOI-1422 и высказано предположение о существовании возможных циклов активности 1650–1680^d и 2450^d. Вероятная величина периода вращения P звезды лежит в интервале 27_{-8}^{+19} сут, наблюдения обзора KWS в фильтре V указывают на наиболее возможное значение для периода $P = 32^d$. Величина потери вещества атмосферой планеты установлена по аппроксимационной формуле, соответствующей модели потери атмосферы с ограничением по энергии. Для оценки величины потока XUV-фотонов были использованы аналитические зависимости, связывающие величины потока и параметр $\log R'_{\text{HK}}$. Расчеты показали, что потеря вещества атмосферы TOI-1422b составляет $\dot{M} = 9.4 \times 10^8$ г/с, с учетом существующих погрешностей определений параметров атмосферы планеты она лежит в интервале от 6.8×10^8 до 1.4×10^9 г/с, а с учетом неопределенности величины индекса хромосферной активности — от 8.3×10^8 до 1.1×10^9 г/с.

Ключевые слова: экзопланеты, потеря вещества

DOI: 10.31857/S0004629923070083, **EDN:** NDVRFB

1. ВВЕДЕНИЕ

Планеты типа “нептун” представляют собой один из основных типов экзопланет и обладают химико-физическими характеристиками, находящимися между каменистыми планетами и планетами — газовыми гигантами. Изучение таких экзопланет является актуальным для понимания как механизмов их формирования, так и моделей их эволюции [1]. Напониелло и др. [2] исследовали кандидата в экзопланеты объект TOI-1422b, транзиты которой были обнаружены космическим телескопом TESS, с основной целью подтверждения ее планетарной природы и нахождения ее свойств. Родительская звезда солнечного типа TOI-1422 (спектральный класс G2 V, $V = 10.6^m$) расположена от нас на расстоянии 155 пк.

В работе [2] были проведены дополнительные наблюдения TOI-1422 с помощью спектрографа HARPS-N в течение 1.5 лет для более точного определения изменений его лучевой скорости (RV), которые были проанализированы совмест-

но с фотометрией TESS и результатами других наблюдений (включая изображения с высоким пространственным разрешением). Выполненный анализ позволил уточнить основные параметры (масса, радиус, светимость и пр.) TOI-1422 и охарактеризовать свойства TOI-1422b, а также высказать предположения о наличии планеты TOI-1422c с массой Нептуна на более удаленной орбите, которая не была обнаружена на кривых блеска TESS. Внутренняя планета, TOI-1422b, обращается по орбите с периодом $12.9972 \pm \pm 0.0006$ сут и имеет равновесную температуру $T_{eq,b} = 867 \pm 17$ К. По оценке [2] радиус планеты $R_b = 3.96_{-0.11}^{+0.13} R_{\oplus}$, масса $M_b = 9.0_{-2.0}^{+2.3} M_{\oplus}$ и, следовательно, плотность $\rho_b = 0.795_{-0.235}^{+0.290}$ г/см³, т.е. планету можно отнести к типу горячих нептун. По сравнению с другими экзопланетами аналогичного диапазона масс, TOI-1422b является одной из наиболее “раздутых”, Напониелло и др. [2] ожидают, что у этой планеты будет обширная газовая оболочка, окружающая ядро с массовой до-

лей около 10–25% от общей массы планеты. Кандидат на внешнюю планету, TOI-1422c, имеет орбитальный период $29.29^{+0.21}_{-0.20}$ сут, его минимальная масса, $M_c \sin i$, составляет $11.1^{+2.6}_{-2.3} M_{\oplus}$, равновесная температура $T_{eq,c} = 661 \pm 13$ К и, следовательно, в случае подтверждения его типа, он может рассматриваться как еще один горячий нептун.

В первой части настоящей работы представлены результаты анализа проявлений активности TOI-1422. Во второй — полученные результаты использованы для оценки потери вещества атмосферы планеты TOI-1422b.

2. ПРОЯВЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ TOI-1422

Согласно результатам работы [2], эффективная температура звезды равна 5840 ± 62 К, логарифм ускорения силы тяжести $\log g = 4.41 \pm 0.11$, радиус $R/R_{\odot} = 1.019 \pm 0.14$, светимость $L/L_{\odot} = 1.116 \pm 0.037$ и масса $M/M_{\odot} = 0.981 \pm 0.06$. Возраст TOI-1422 равен 5.1 ± 3.9 млрд. лет. Объект отождествлен с источником Gaia EDR3 192 0333 4491 6951 6288, его параллакс составляет $\pi = 6.4418 \pm 0.0138$ mas.

По данным многолетнего обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS)¹ мы проанализировали проявления активности TOI-1422. В обзоре представлены наблюдения звезды в фильтрах V и I_c , в первую очередь мы провели анализ данных для фильтра V , обладающих более длительным интервалом наблюдений, 4142 сут (11.3 лет) (HJD 245 5777.3–9919.9). Всего было рассмотрено 1355 оценок блеска звезды в фильтре V . Представленные на рис. 1 (вверху) данные несомненно свидетельствуют о присутствии цикличности в изменении ее блеска. На основе построенного спектра мощности для блеска TOI-1422 можно предположить существование возможных циклов активности 1650^d и 2450^d (средняя диаграмма). Вертикальными пунктирными линиями представлены периоды, соответствующие годичной и удвоенной годичной переменности. На нижней диаграмме рис. 1 приведен спектр мощности для интервала периодов $1-140^d$, включающего величину вероятного периода вращения звезды. По оценке Напониелло и др. [2] для TOI-1422 следует ожидать, что период вращения P звезды лежит в интервале 27^{+19}_{-8} сут. На нижней диаграмме рис. 1 указанный интервал выделен вертикальными тонкими пунктирными линиями, а возможная величина P — толстой пунктирной линией. Штриховая линия соответствует максимальному

по амплитуде пика в рассматриваемом интервале ($P = 32^d$).

Менее многочисленными являются данные о блеске объекта в фильтре I_c . Всего имеется 1170 оценок блеска звезды в этом фильтре. Представленные на рис. 2 (вверху) данные несомненно свидетельствуют о присутствии изменения ее блеска в рассматриваемом интервале времени. Можно предположить наличие возможных циклов активности порядка 1680^d и 4600^d (последний вряд ли является реальным, его величина сопоставима с длительностью интервала наблюдений) (рис. 2, средняя диаграмма), и переменности на шкале времени порядка $1-140^d$ (рис. 2, нижняя диаграмма). В интервале времени, характеризующем вероятный период вращения звезды, можно указать на набор пиков, среди которых отсутствует доминирующий. Проявлений деталей, указывающих на $P = 27^d$ или 32^d , не найдено. Фотометрические наблюдения TOI-1422 также проводились в 2004, 2006 и 2007 г. во время исследований по программе WASP transit-search [3]. В общей сложности было получено более 20000 фотометрических оценок на протяжении нескольких периодов наблюдений общей длительностью 120 сут за год. Напониелло и др. [2] провели поиск наличия в наблюдательных данных проявлений вращательной модуляции, но не обнаружили значимой периодичности в диапазоне между 1 и 100^d . Кривая блеска TESS также не показывает модуляции, подтверждая достаточно магнитно спокойное поведение звезды в течение интервала $\sim 100^d$.

3. ПОТЕРЯ ВЕЩЕСТВА АТМОСФЕРЫ TOI-1422B

Как указывалось выше, TOI-1422b является планетой типа нептун с массой порядка $M = 9 M_{\oplus}$ и большой полуосью орбиты 0.108 а.е. По оценке Напониелло и др. [2] плотность TOI-1422b составляет около 0.8 г/см³, она близка к плотности Сатурна и ниже, чем у большинства экзопланет в этом диапазоне масс. Планета расположена ближе к верхнему левому углу диаграммы масса–радиус [2], рис. 12, что делает ее очень похожей на экзопланеты Kepler-36c и Kepler-11e. Согласно [2], TOI-1422b может обладать обширной газовой оболочкой, окружающей массивное ядро. Ожидается, что массовая доля этой оболочки составит около 10–25% от общей массы планеты, если только ранее часть атмосферы не была унесена звездным ветром. Природа этой обширной оболочки требует дальнейшего изучения, скорее всего по наблюдениям с JWST. Экзопланета типа горячего нептона с течением времени теряет свою гелиево-водородную атмосферу. Для подсчета та-

¹ <http://kws.cetus-net.org>

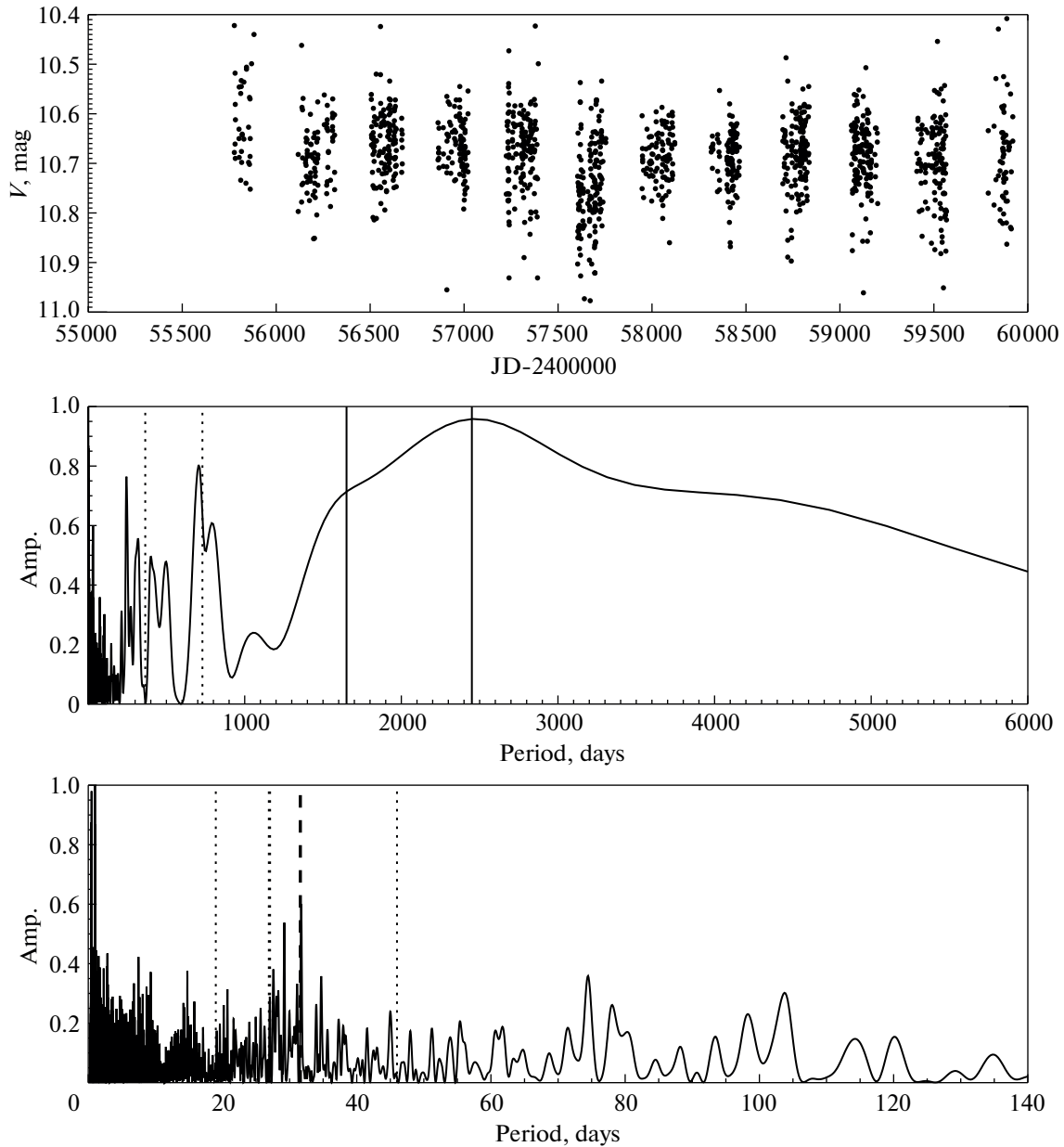


Рис. 1. Верхняя панель: фотометрические наблюдения TOI-1422 в фильтре V по данным обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS). Средняя панель: спектр мощности для этих данных, вертикальные линии относятся к циклам активности 1650^d и 2450^d (4.5 и 6.7 лет, соответственно). Пунктирные линии — пики, соответствующие сезонному (около 356^d) и удвоенному сезонному периодам. Внизу — спектр мощности для интервала периодов 10–140 d . Интервал возможных величин периода вращения P выделен тонкими пунктирными линиями, а сама возможная величина P — толстой пунктирной линией. Штриховая линия соответствует максимальному по амплитуде пику для $P = 32^d$ в рассматриваемом интервале.

кой потери (без детального моделирования процессов в системе звезда–планета) в нашем исследовании использовалась аппроксимационная формула (см., напр., [4, 5]), обычно называемая в литературе моделью потери атмосферы с ограничением по энергии. В этой модели предполагается, что поток жесткого УФ-излучения поглощается в тонком слое радиуса R_{XUV} , где оптическая

толщина для звездных XUV-фотонов равна единице, и включен учет приливного эффекта:

$$\dot{M} = \frac{\epsilon_{XUV} \pi F_{XUV} R_p R_{XUV}^2}{G M_p K_{\text{tide}}(\xi)}, \quad (1)$$

где ϵ_{XUV} — параметр эффективности нагрева ($\epsilon_{XUV} = 0.2 \pm 0.1$ для мини-нептунов и супер-зе-

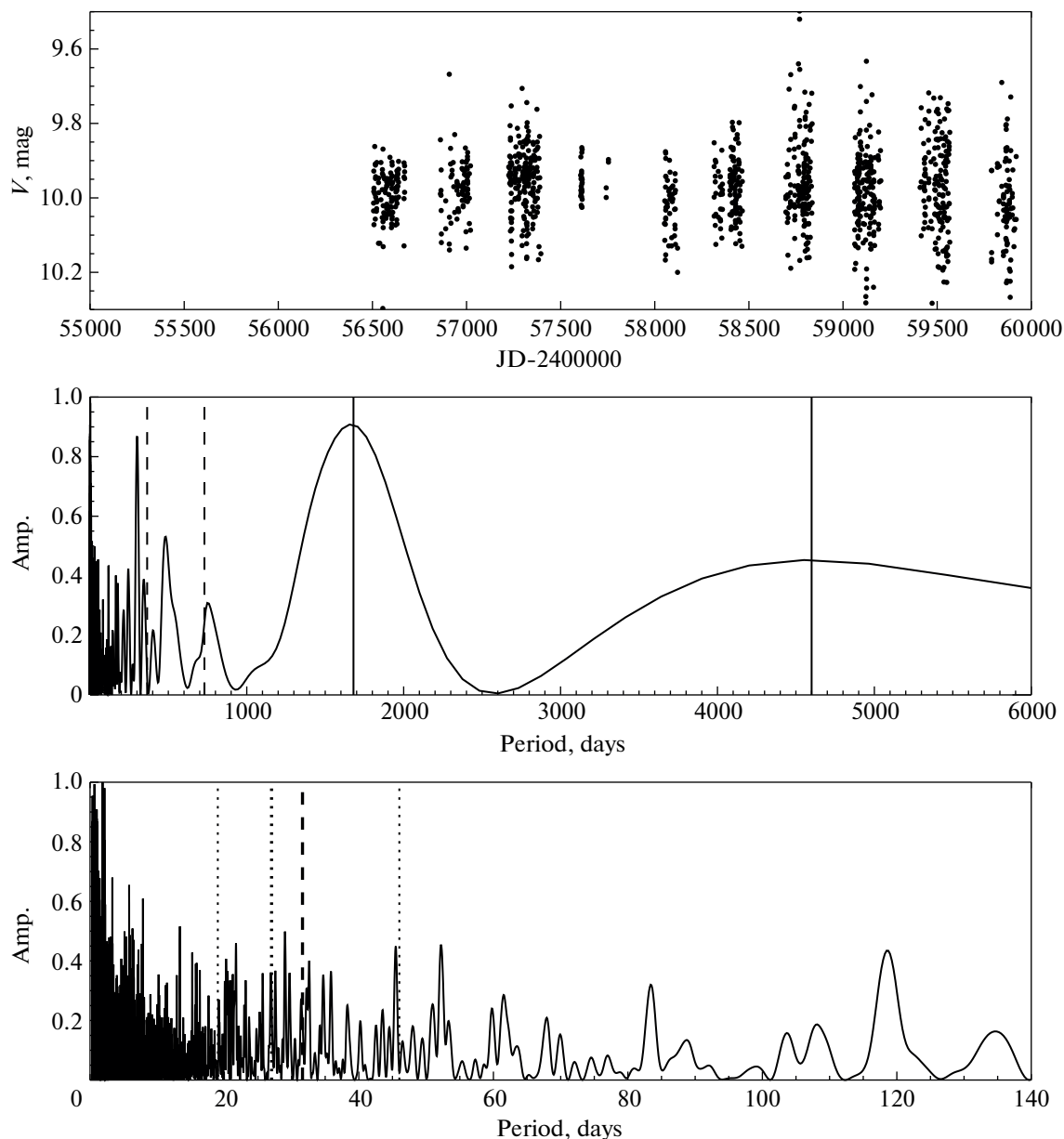


Рис. 2. Верхняя панель: фотометрические наблюдения TOI-1422 в фильтре I_c по данным обзора KWS. Средняя панель: спектр мощности для этих данных, вертикальные линии относятся к циклам активности 1680^d и 4600^d (4.6 и 12.6 лет, соответственно). Пунктирные линии — пики, соответствующие сезонному (около 356^d) и удвоенному сезонному периодам. Внизу — спектр мощности для интервала периодов $10\text{--}140^d$. Интервал возможных величин периода вращения P выделен тонкими пунктирными линиями, а сама возможная величина P — толстой пунктирной линией. Штриховая линия соответствует периоду $P = 32^d$ в рассматриваемом интервале (см. рис. 1).

мель); G — гравитационная постоянная; F_{XUV} — поток XUV-фотонов; R_p — радиус планеты; M_p — масса планеты; R_{XUV} — радиус поглощения XUV-фотонов; $K_{\text{tide}}(\xi)$ — приливный параметр. Подробности использования соотношения (1) можно найти во многих литературных источниках, в том числе в работах [1, 4–6].

Основные данные о планете TOI-1422b были взяты из работы [2]. Для вычислений по фор-

муле (1) требуются оценки величины потока XUV-фотонов F_{XUV} . Для этой цели мы использовали аналитические зависимости, полученные в работе [7] и связывающие величины F_{XUV} потока и параметра $\log R'_{\text{HK}}$ для звезд спектральных классов от F до M. Как указывалось в [2], TOI-1422b является достаточно старой звездой с возрастом около 5 млрд. лет. Напониелло и др. [2] нашли, что величина показателя звездной хромосферной

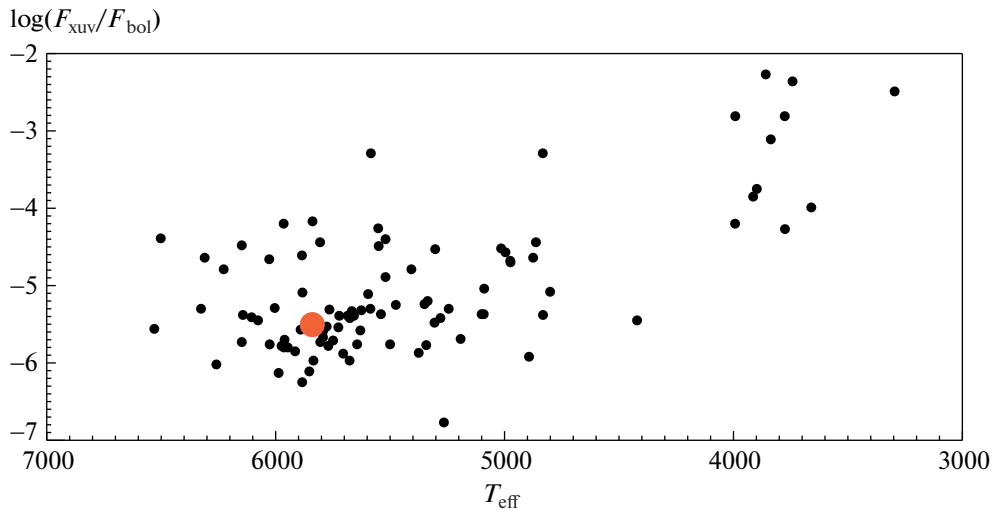


Рис. 3. Зависимость величин $\log(F_{\text{XUV}}/F_{\text{bol}})$ для объектов из работы [7] от их эффективной температуры. Светлый кружок — данные для TOI-1422.

активности звезды индекса $\log R'_{\text{HK}}$, измеренного ими по линиям Ca II H и K в полученных ими спектрах HARPS-N, равна -4.95 ± 0.03 . Это значение в целом согласуется с предположением Напониелло и др. [2] о том, что звезда сопоставима по возрасту с Солнцем, а ее активность лишь немного выше солнечной (для Солнца $\log R'_{\text{HK}} = -5.021$ [8]). Согласно [7] мы получили ранее оценку величины $\log(F_{\text{XUV}}/F_{\text{bol}})$, она представлена на рис. 3 вместе с данными для других объектов, рассмотренными в [7], табл. 1. Величина потока XUV-фотонов составила 4.6×10^{15} эрг/(см² с). Расчеты по соотношению (1) показали, что потеря вещества атмосферы планеты TOI-1422b для величины $\log R'_{\text{HK}} = -4.95$ составляет 9.4×10^8 г/с. Величина приливного параметра $K_{\text{tide}}(\xi) = 0.88$. В расчетах были использованы величины параметров атмосферы согласно данным [2], табл. 2 ($M_p = 9M_{\oplus}$, $R_p = 3.96R_{\oplus}$).

Следует иметь в виду, что пока в нашем распоряжении нет точных сведений о циклической переменности хромосферной активности звезды, которые могут приводить к разбросу в оценках величин $\log R'_{\text{HK}}$ и, как следствие, величин темпа потери вещества. При этом при величине неопределенности индекса $\log R'_{\text{HK}}$, равной 0.03, величина $\dot{M}$ будет меняться от 8.3×10^8 до 1.1×10^9 г/с.

С другой стороны, принимая во внимание существующие погрешности определений параметров атмосферы TOI-1422b, можно найти, что величина темпа потери вещества лежит в интервале от 6.8×10^8 до 1.4×10^9 г/с. Полученные оценки различаются примерно в 2 раза, это наглядно демонстрирует, как погрешности определений па-

раметров планеты, независимо от того, используются ли они в приближенных аппроксимационных оценочных вычислениях (например, по формуле (1)) или при точном моделировании, влияют на окончательный результат. Высокое значение темпа оттока вещества является следствием достаточно высокого уровня потока XUV-фотонов от звезды солнечного типа, а также из-за достаточно близкого расположения планеты от родительской звезды (около 0.1 а.е.). Учет влияния приливного параметра $K_{\text{tide}}(\xi)$ также приводит к более высокому значению оценки темпа оттока.

Согласно [2], звезда обладает еще одним кандидатом в экзопланеты — TOI-1422c с орбитальным периодом 29.29^d и минимальной массой $M_c \sin i = 11.1 M_{\oplus}$. По оценке Напониелло и др., равновесная температура поверхности планеты близка к 660 К, и, в случае подтверждения наблюдательных данных, планета может быть классифицирована как горячий нептун. Отсутствие оценок параметров планеты TOI-1422c (например, радиуса) не позволяет в настоящее время выполнить изучение потери вещества ее атмосферы.

4. ВЫВОДЫ

В статье представлены результаты анализа проявлений активности звезды TOI-1422 и выполнены оценки потери вещества атмосферы планеты TOI-1422b. Звезда солнечного типа TOI-1422 (спектральный класс G2 V, $V = 10.6^m$) расположена от нас на расстоянии 155 пк. Планета TOI-1422b обращается по орбите с периодом около 13^d , радиус планеты R составляет $3.96R_{\oplus}$, а масса $9.0M_{\oplus}$. Планету можно отнести к типу го-

рячих нептонов, по сравнению с другими экзопланетами аналогичного диапазона масс, ожидается, что у этой планеты будет обширная газовая оболочка. По данным многолетнего фотометрического обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS) (наблюдения в фильтрах V и Ic) нами был проведен анализ проявлений активности TOI-1422. На основе построенных спектров мощности для блеска TOI-1422 можно предположить существование возможных циклов активности 1650–1680^d (фильтры V и Ic) и 2450^d (фильтр V). По литературным оценкам для TOI-1422 следует ожидать, что период вращения P звезды лежит в интервале 27⁺¹⁹₋₈ суток, однако на спектре мощности в интервал, характеризующий вероятный период вращения звезды, попадает набор пиков, среди которых возможно доминирующим является пик для $P = 32^d$ (наблюдения в фильтре V). Для подсчета потери вещества атмосферой планеты в нашем исследовании использовалась аппроксимационная формула, соответствующая модели потери атмосферы с ограничением по энергии. Для оценки величины потока XUV-фотонов применялись аналитические зависимости, связывающие величины потока и параметр $\log R'_{HK}$. Расчеты показали, что потеря вещества атмосферы TOI-1422b для величины $\log R'_{HK} = -4.95$ составляет 9.4×10^8 г/с. С учетом существующих погрешностей определений параметров атмосферы TOI-1422b можно найти, что величина темпа потери вещества лежит в интервале от 6.8×10^8 до 1.4×10^9 г/с, а с учетом неопределенности величины индекса хромосферной активности — от 8.3×10^8 до 1.1×10^9 г/с.

Полученные оценки различаются примерно в 2 раза и демонстрируют, как погрешности определений параметров планеты влияют на окончательный результат. Звезда обладает еще одним кандидатом в экзопланеты — TOI-1422c с орбитальным периодом 29.29^d и минимальной массой 11.1 масс Земли. Отсутствие других оценок ее параметров (например, радиуса) не позволяет в настоящее время выполнить изучение потери вещества ее атмосферы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I. S. Savanov and V. I. Shematovich, *Astrophys. Bull.* **76**, 450 (2021).
2. L. Naponiello, L. Mancini, M. Damasso, A. S. Bonomo, A. Sozzetti, D. Nardiello, et al., *Astron. and Astrophys.* **667**, id. A8 (2022).
3. D. L. Pollacco, I. Skillen, A. Collier Cameron, D. J. Christian, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **118**, 1407 (2006).
4. T. T. Koskinen, P. Lavvas, C. Huang, G. Bergsten, R. B. Fernandes, and M. E. Young, *Astrophys. J.* **929**, id. 52 (2022).
5. N. V. Erkaev, Y. N. Kulikov, H. Lammer, F. Selsis, et al., *Astron. and Astrophys.* **472**, 329 (2007).
6. E. S. Kalinicheva, V. I. Shematovich, and I. S. Savanov, *Astron. Rep.* **66**, 1318 (2022).
7. A. G. Sreejith, L. Fossati, A. Youngblood, K. France, and S. Ambily, *Astron. and Astrophys.* **644**, id. A67 (2020).
8. D. Lorenzo-Oliveira, F. C. Freitas, J. Meléndez, M. Bedell, et al., *Astron. and Astrophys.* **619**, id. A73 (2018).

THE ACTIVITY OF A SOLAR-TYPE STAR TOI-1422 AND MASS LOSS OF THE ATMOSPHERE OF THE PLANET TOI-1422b

I. S. Savanov^a

^a*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The results of the analysis of the activity of a solar type star G2V TOI-1422 are presented and estimates of the loss of atmospheric matter of the planet TOI-1422b are made. The planet can be attributed to the type of hot neptunes. Compared to other exoplanets of a similar mass range it is expected that the planet has an extensive gas envelope. According to the long-term photometric survey of Kamogata Wide-field Survey (KWS) the TOI-1422 activity was analyzed and the existence of possible activity cycles of 1650–1680 days and 2450 days was suggested. The probable value of the rotation period P of the star lies in the range of 27 (+19, –8) days, observations of the KWS survey in the V filter indicate the most possible value for $P = 32$ days. Mass loss of the planet's atmosphere is determined using an approximation formula corresponding to the model of atmospheric loss with an energy restriction. To estimate the flux of XUV photons analytical dependences were used linking the flux values and the parameter $\log R'_{HK}$. Calculations have shown that the mass loss of TOI-1422b is $\dot{M} = 9.4 \times 10^8$ g/s and taking into account the existing errors in determining the parameters of the atmosphere it lies in the range from 6.8×10^8 g/s to 1.4×10^9 g/s.

Keywords: exoplanets, mass loss

ПРОДОЛЖИТЕЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МИНИМУМ ЗВЕЗДЫ HD 166620 – ВОЗМОЖНОЕ НАЧАЛО АНАЛОГА МАУНДЕРОВСКОГО МИНИМУМА

© 2023 г. И. С. Саванов^{1,*}

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: isavanov@inasan.ru

Поступила в редакцию 26.04.2023 г.

После доработки 21.05.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

По фотометрическим наблюдениям, опубликованным в литературе, выполнено изучение проявлений активности карлика HD 166620 (Sp K2 V). Полученные результаты сопоставлены с результатами анализа хромосферной активности звезды. HD 166620 входит в продолжительный магнитный минимум и может являться первым достоверным кандидатом в объекты, находящиеся в минимуме активности, аналогичном минимуму Маундера (ММ) у Солнца. Исследования изменений проявлений магнитной активности звезды проведены по величинам S-индекса (1885 измерений в интервале наблюдений длительностью 53.6 лет), полученным преимущественно до ее вхождения в фазу ММ, и по фотометрическим измерениям блеска в фильтрах b и y , охватывающим 17 сезонов с 1993 по 2020 г. с помощью автоматического телескопа АРТ (фаза ММ и вход в нее). Установлено, что объединенные в единый массив данные наблюдений обзора Kamogata Wide-field Survey в фильтрах B , V и I_c (порядка 1400 измерений) убедительно демонстрируют долговременную переменность блеска HD 166620 в фазе вероятного ММ состояния. При этом данные наблюдений обзора Kamogata Wide-field Survey хорошо заполняют пробел в фотометрических данных автоматического телескопа АРТ. Величина цикла ($\sim 4000^d$) сопоставима с продолжительностью наблюдений, при ее уточнении по данным большего временного интервала не исключено, что она станет лучше соответствовать значению, найденному по данным о хромосферной активности. К числу основных результатов работы следует отнести обнаруженные нами циклические долговременные изменения активности звезды в ходе начала фазы ММ. Вопрос об уточнении величины периода вращения HD 166620 остается открытым. Практически на всех построенных нами спектрах мощности значимых пиков, соответствующих величине $P = 45.06^d$, принятой ранее как период вращения звезды, обнаружено не было. Отмечено, что требуются дальнейшие наблюдения для установления полной продолжительности фазы минимума активности звезды.

Ключевые слова: звезды, хромосферная активность, Минимум Маундера, фотометрия

DOI: 10.31857/S0004629923070095, **EDN:** NEDRAN

1. ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях активности Солнца особое место занимают работы по изучению периода с 1645 по 1715 г., известного как минимум Маундера (ММ), в течение которого активность была очень низкой, возможно, даже постоянной, а не периодической. Особый интерес представляет так называемое ядро ММ (1645–1700 гг.), когда циклическая активность солнечных пятен была едва заметна [1]. Периоды сильно ослабленной солнечной активности часто также называют гранд минимумами (Grand minima, GM). Такие гранд минимумы известны из косвенных свидетельств, предоставленных данными по космическим изотопам ^{14}C и ^{10}Be . Однако ММ является

единственным GM, охваченным прямыми (и некоторыми косвенными, например, такими, как полярные сияния) наблюдениями. Таким образом, он служит ориентиром для остальных GM. Также известны другие периоды снижения активности в течение последних столетий, включая минимум Шпёнера (1450–1540 гг.), минимум Дальтона (1790–1820 гг.), минимум Глейссберга длительностью около 1900 лет.

Наше Солнце изучалось и наблюдалось на протяжении веков [2], в то время как данные наблюдений других звезд охватывают, как правило, несколько десятилетий. Это вызывает значительные трудности в решении вопроса о существовании у других звезд ослабления или исчезновения

долговременной циклической активности. Тем не менее поиск кандидатов-звезд, находящихся в минимуме, аналогичном минимуму Маундера, может быть проведен, например, благодаря мониторингу хромосферной звездной активности.

Имеющиеся наблюдения обеспечивают возможность продолжения поиска кандидатов звезд, находящихся в минимуме, аналогичном минимуму Маундера, например, в ходе мониторинга хромосферной звездной активности при реализации НК проекта в обсерватории Mount Wilson (начато Олин Вилсоном в 1966 г.). В качестве индикатора активности рассматривались данные об излучении в эмиссионных ядрах линий Ca II H и K (длины волн $\lambda 3968$ и $3934 \text{ \AA}$ соответственно). Успех программы привел к проведению аналогичных исследований для изучения хромосферной активности большего количества объектов. Число звезд, которые могут быть отнесены к кандидатам в объекты (мы будем называть их ММ-звезды или ММ-объекты), активность которых проявляет характеристики, аналогичные минимуму Маундера, сравнительно невелико. К ним, например, следует отнести звезды HD 3651, HD 4915, HD 140538 [3].

Батлер и др. [4] представили результаты долговременных измерений хромосферной активности 59 звезд, более детально были изучены данные для 29 звезд с циклами активности, и в качестве возможного кандидата в ММ-объекты была предложена звезда HD 166620. Ссылки на публикации, посвященные изучению других кандидатов в объекты с ММ активностью, можно найти, например, в статьях [3, 4].

В дальнейшем Донахью и др. [5] рассмотрели HD 166620 как кандидата в ММ-объекты на основе почти 50-летних данных о хромосферной активности по наблюдениям Mount Wilson и Keck HIRES. Эти данные указали на наличие циклических изменений с характерным временем 17 лет во время наблюдений на Mount Wilson и практическое отсутствие переменности по наблюдениям с телескопом Keck. К сожалению, в указанных данных почти не содержится информации о переходе между этими двумя состояниями. Донахью и др. [5] представили дополнительные данные, которых нет в работе [4], а также результаты фотометрических наблюдений в течение почти 30-летнего периода, которые отслеживают переход от циклической активности к длительной фазе постоянного уровня активности.

По мнению Донахью и др. [5], ими были представлены убедительные доказательства того, что звезда входит в продолжительный магнитный минимум и, следовательно, может являться первым истинным кандидатом в ММ-объекты. Согласно [5], ни общая яркость, ни уровень хромосферной активности (измеренный индекс S) не были зна-

чительно более низкими во время большого магнитного минимума, чем во время минимума циклической активности звезды, указывая на то, что аномально низкие величины среднего или произвольно измеренного уровней активности не являются хорошей диагностикой или критерием для поиска дополнительных ММ-кандидатов. При этом по их оценке внутрисезонная переменность индекса S ниже в продолжительном минимуме звезды. Донахью и др. [5] считают это полезным критерием при изучении явления ММ.

Цель нашего исследования состоит в изучении активности HD 166620 по ее фотометрическим наблюдениям, опубликованным в литературе, для проведения сопоставлений с результатами анализа хромосферной активности.

2. ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ HD 166620

Звезда HD 166620 является ярким K2 V карликом, ее блеск составляет в фильтрах B , V , R соответственно: $B = 7.27^m$, $V = 6.40^m$, $R = 5.63^m$. Согласно [5], эффективная температура звезды равна 4970 K, ускорение силы тяжести $\log g = 4.51$ и масса $M/M_{\odot} = 0.78$. HD 166620 отождествлена с источником Gaia EDR3 4610 177 733 290 768 896, ее параллакс составляет $\pi = 90.1234 \pm 0.0156 \text{ mas}$.

Отметим, что перечисленные нами свойства объекта приводятся согласно данным, указанным в работах [4, 5]. Изучение HD 166620 представляет несомненный интерес, поскольку звезда является близким ярким карликом и, согласно [5], возможно лучшим из немногих кандидатов в объекты, пригодных для исследований ММ активности.

По данным многолетнего обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS)¹ мы попытались проанализировать переменность блеска HD 166620 в длительной фазе постоянного уровня активности. В обзоре представлены наблюдения звезды в фильтрах B , V и I_c , они охватывают интервал наблюдений длительностью 4137 сут (11.3 года) (HJD 245 5652.337–245 9790.032). Наиболее многочисленны данные о блеске объекта в фильтре V . Всего было рассмотрено 728 оценок блеска звезды в этом фильтре. Представленные на рис. 1 (вверху) данные несомненно свидетельствуют о присутствии циклическости изменений ее блеска, на этапе, когда считается, что звезда находилась в состоянии Маундеровского минимума. На основе построенного спектра мощности для блеска HD 166620 можно предположить существование возможных циклов активности около 1700 и 3150^d (рис. 1, средняя диаграмма) и переменности на

¹ <http://kws.cetus-net.org>

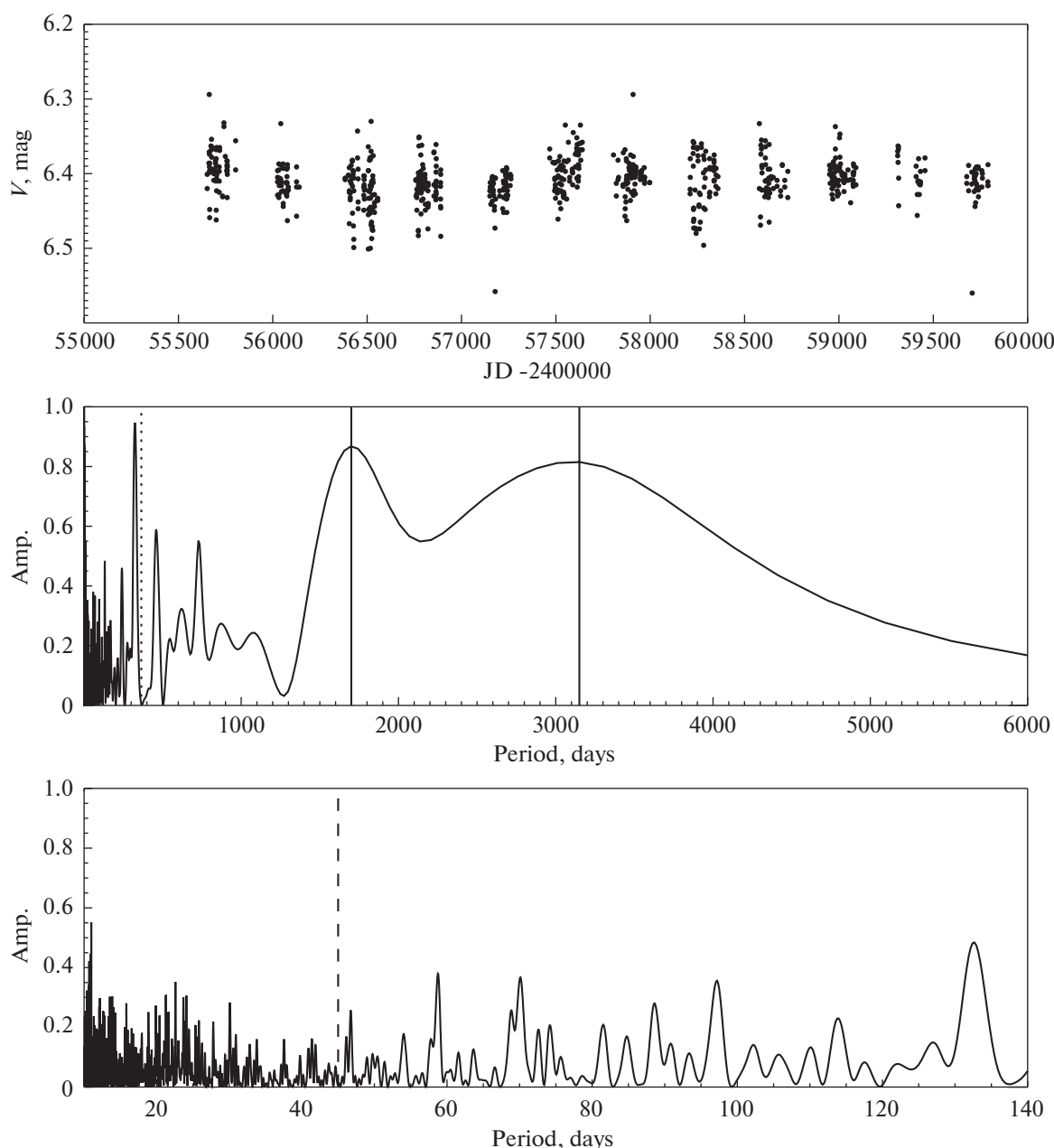


Рис. 1. Верхняя панель: фотометрические наблюдения HD 166620 в фильтре V по данным обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS). Средняя панель: спектр мощности для этих данных, вертикальные линии соответствуют циклам активности 1700 и 3150^d (4.7 и 8.6 лет соответственно). Пунктирная линия соответствует сезонному периоду ($\sim 356^d$). Внизу: спектр мощности для интервала периодов 10–140^d. Штриховая линия соответствует величине $P = 45.06^d$ из работы [5].

шкале времени порядка 10–100^d, характеризующей вероятный период вращения звезды (рис. 1, нижняя диаграмма).

Донахью и др. [5] выполнили поиск значимых пиков периодограммы вблизи ранее сообщенного среднего периода $P = 42.4^d$ [6], а также для половинного значения $P/2$ (две активные области

на поверхности звезды). По данным для 9 сезонов в работе [5] была найдена величина $P = 45.06 \pm 4.07^d$. Полный диапазон обнаружений P составлял от 37.96 до 50.99^d. Разброс значений величин P согласно [5], вероятно, отражает сложную комбинацию дифференциального вращения поверхности, роста и затухания активно-

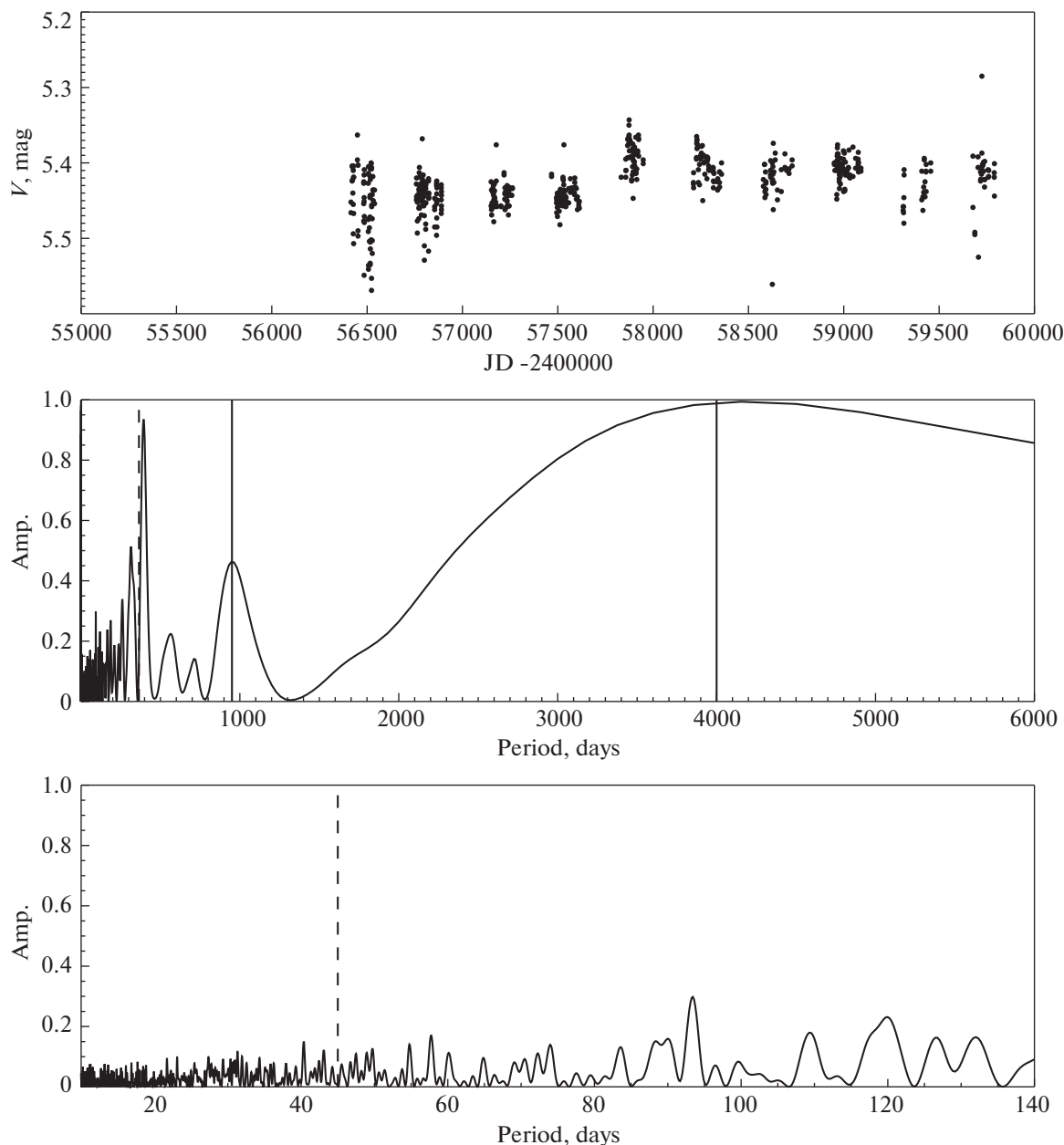


Рис. 2. Верхняя панель: фотометрические наблюдения HD 166620 в фильтре I_c по данным обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS). Средняя панель: спектр мощности для этих данных, вертикальные линии соответствуют циклам активности 940 и 4000^d (2.6 и 10.96 лет соответственно). Внизу: спектр мощности для интервала периодов 10– 100^d . Штриховая линия соответствует величине $P = 45.06^d$ из работы [5].

сти. Эта обновленная величина P и диапазон ее изменений должны улучшить значение, указанное в [6]. Согласно нашему результату на шкале времени порядка 10– 100^d (рис. 1, нижняя диаграмма) значимого пика, соответствующего величине $P = 45.06^d$ из работы [5] (вертикальная штриховая линия) не наблюдается. В диапазоне 38– 50^d более представлен пик для величины

$P = 47^d$, а во всем рассматриваемом диапазоне обращают на себя внимание пики для P , равные 58 и 70 дней.

Менее многочисленными являются данные о блеске объекта в фильтре I_c . Всего имеется 563 оценки блеска звезды в этом фильтре. Представленные на рис. 2 (вверху) данные несомненно свидетельствуют об изменении ее блеска в рассматриваемом интервале времени. Можно пред-

положить наличие возможных циклов активности около 940 и 4000^d (сопоставимого с длительностью интервала наблюдений) (рис. 2, средняя диаграмма) и переменности на шкале времени порядка 10 – 100^d , с пиком для периода около 94^d (рис. 2, нижняя диаграмма). В интервале времени, характеризующем вероятный период вращения звезды, можно указать лишь на пики для $P = 58^d$ и более 90^d . Проявлений деталей, соответствующих $P = 45.06^d$, не найдено.

Наконец, совсем малочисленными являются данные наблюдений звезды в фильтре B – всего 65 измерений. Рассматривать поиски переменности по этим данным не представляется возможным.

Донахью и др. [5] объединили измерения хромосферной активности звезды и фотометрические данные, полученные в фильтрах b и y , в общий массив (см. описание процедуры и рис. 1 в их статье). Результирующие объединенные временные ряды продемонстрировали хорошее соответствие между активностью и яркостью, показав, что, когда звезда переходила от циклической переменности к стабильному поведению, ее блеск стал слабее.

Мы поступили аналогичным образом, объединив в единый массив все наблюдения обзора Kamogata Wide-field Survey в фильтрах B , V и I_c (рис. 3). Полученный набор данных включает порядка 1400 измерений и, вероятно, более убедительно демонстрирует долговременную переменность блеска звезды (верхняя панель рис. 3). Отметим, что данные наблюдений обзора Kamogata Wide-field Survey хорошо заполняют пробел в фотометрических данных, представленных в [5]. Величина цикла (около 4000^d) сопоставима с продолжительностью наблюдений, так что не исключено, что при ее уточнении по данным большего временного интервала, она станет лучше соответствовать значению, найденному по данным о хромосферной активности. При этом для переменности на шкале времени порядка 10 – 150^d , характеризующей вероятный период вращения звезды (рис. 1, нижняя диаграмма), мы смогли найти указания на наличие пиков в области величин P около 89 и 119 дней, а не рассматриваемого в работе [5] $P = 45^d$ (штриховая линия).

3. ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ БЛЕСКА HD 166620 В ФИЛЬТРАХ b, y

Донахью и др. [5] опубликовали результаты 1278 фотометрических измерений блеска HD 166620 в фильтрах b и y , охватывающих 17 сезонов с 1993 по 2020 г. (в течение сезонов с 2005 по 2015 г. наблюдения не проводились). Все наблю-

дения были выполнены с помощью автоматического телескопа с апертурой 0.75 м (АРТ) в Fairborn Observatory (Аризона). Как указывалось выше, оценки блеска, полученные в фильтрах b и y , были объединены в общий массив (описание процедуры приведено в статье [5]).

Представленные на рис. 4 (вверху) данные образуют два массива, разделенных значительным временным промежутком, первый из которых соответствует стадии, когда звезда вероятно входила в состояние минимума активности, а второй – когда она уже находилась в состоянии Маундеровского минимума. На основе построенного спектра мощности для блеска HD 166620 можно предположить существование возможных циклов активности порядка 2430, 3400 и 5600^d (рис. 4, центральная диаграмма).

На нижней диаграмме рис. 4 приведены участки спектра мощности в интервале 1 – 140^d , который соответствует величинам возможного периода вращения звезды. Светлой линией представлен спектр мощности, построенный по данным последних сетов наблюдений звезды (измерения выполнены после HJD 245 7250, т.е. когда звезда, возможно, находилась в состоянии, соответствующем ММ). Штриховой линией на рисунке показана величина P , принятая в [5] как период вращения звезды (45.06^d). Значимых пиков, соответствующих этой величине, не найдено. При этом в интервал ΔP от 33.4 до 50.8^d , принятый в [6] в качестве возможного диапазона изменений величины периода вращения, попадает достаточно много других пиков разной амплитуды (меньшей или сопоставимой с пиками вне рассматриваемого диапазона).

4. ХРОМОСФЕРНАЯ АКТИВНОСТЬ HD 166620

Для анализа хромосферной активности звезды Донахью и др. [5] использовали данные, представленные в [4], а также все другие имеющиеся литературные источники. Описание полного набора данных и их редукций содержится в работе [5], раздел 2. Полученный в итоге временной ряд S-индекса содержит 1885 измерений (верхняя диаграмма рис. 5), они охватывают интервал наблюдений более чем 19570 дней (53.6 года). Можно согласиться с Донахью и др. [5], что звезда входит в продолжительный магнитный минимум и, вероятно, является первым истинным кандидатом в ММ-объекты.

Построенный спектр мощности указывает на цикличность изменений с величинами порядка 1630, 4600 и 6500 сут (4.5, 12.6 и 17.8 лет) (рис. 5). Следует иметь в виду, что оценки получены по данным, имеющим продолжительность измерений порядка двух с небольшим циклов и, возмож-

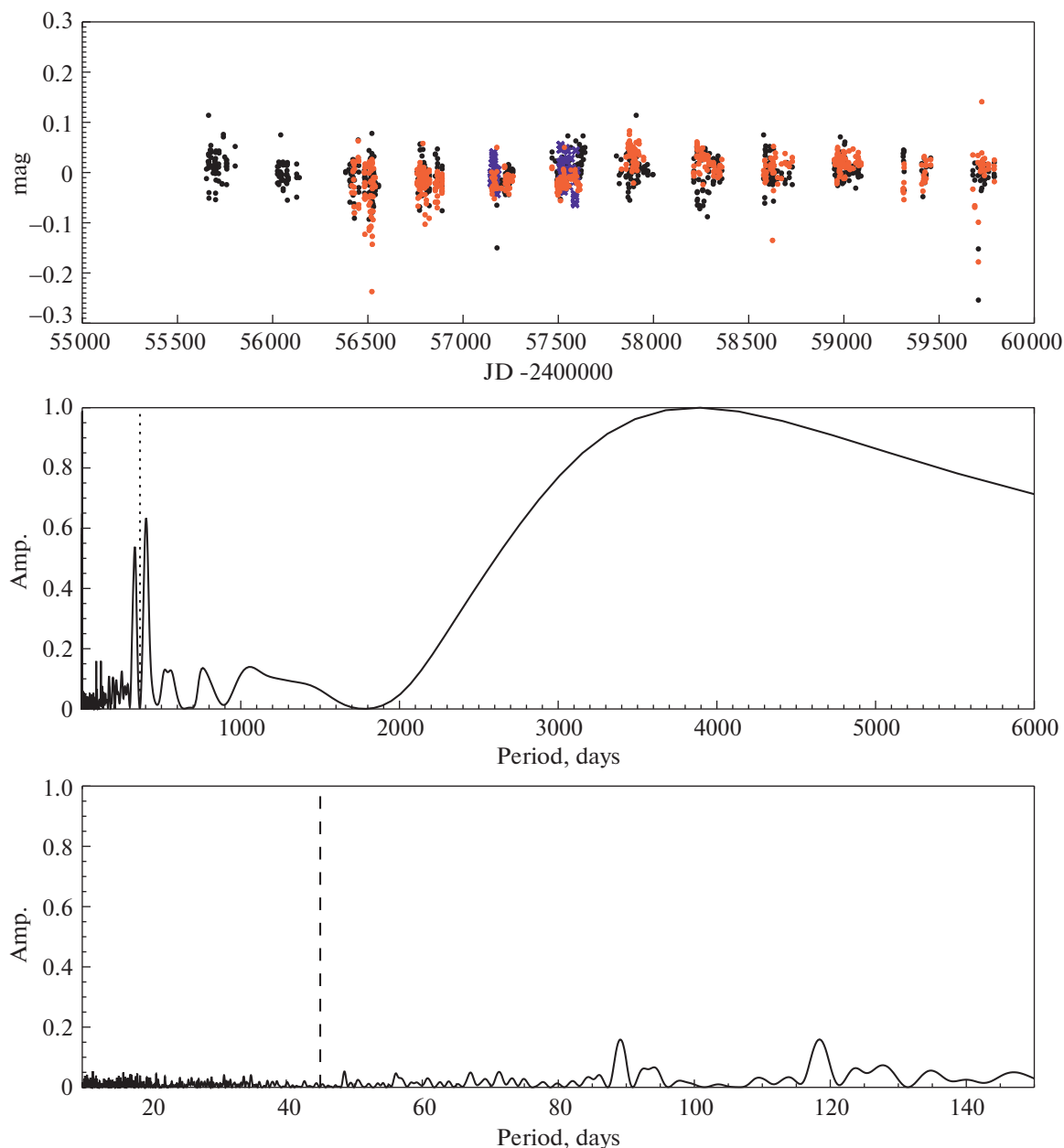


Рис. 3. Верхняя панель: единый массив фотометрических наблюдений HD 166620 в фильтрах B (синие крестики), V (темные кружки) и I_c (светлые кружки) по данным обзора Kamogata Wide-field Survey (KWS) (см. текст). Средняя панель: спектр мощности для этих данных, пунктирная линия соответствует сезонному периоду ($\sim 356^d$). Внизу: спектр мощности для интервала периодов $10\text{--}100^d$. Штриховая линия соответствует величине $P = 45.06^d$ из работы [5].

но, обладающим систематическим трендом. Отметим, что HD 166620 является холодным карликом спектрального класса K2 V, при этом установленная для него величина продолжительности цикла около 17 лет превосходит солнечную. На нижней панели рис. 5 представлен участок спектра мощности в интервале $1\text{--}140^d$. Штриховая линия соответствует величине $P = 45.06^d$ из

работы [5]. Значимых пиков, указывающих на период вращения звезды, на наш взгляд, не имеется.

Как отмечалось, полный набор данных указывает на наличие циклических изменений с характерным временем порядка 17 лет во время наблюдений на Mount Wilson и практическое отсутствие переменности по наблюдениям с телескопом Keck (представлены один неполный цикл актив-

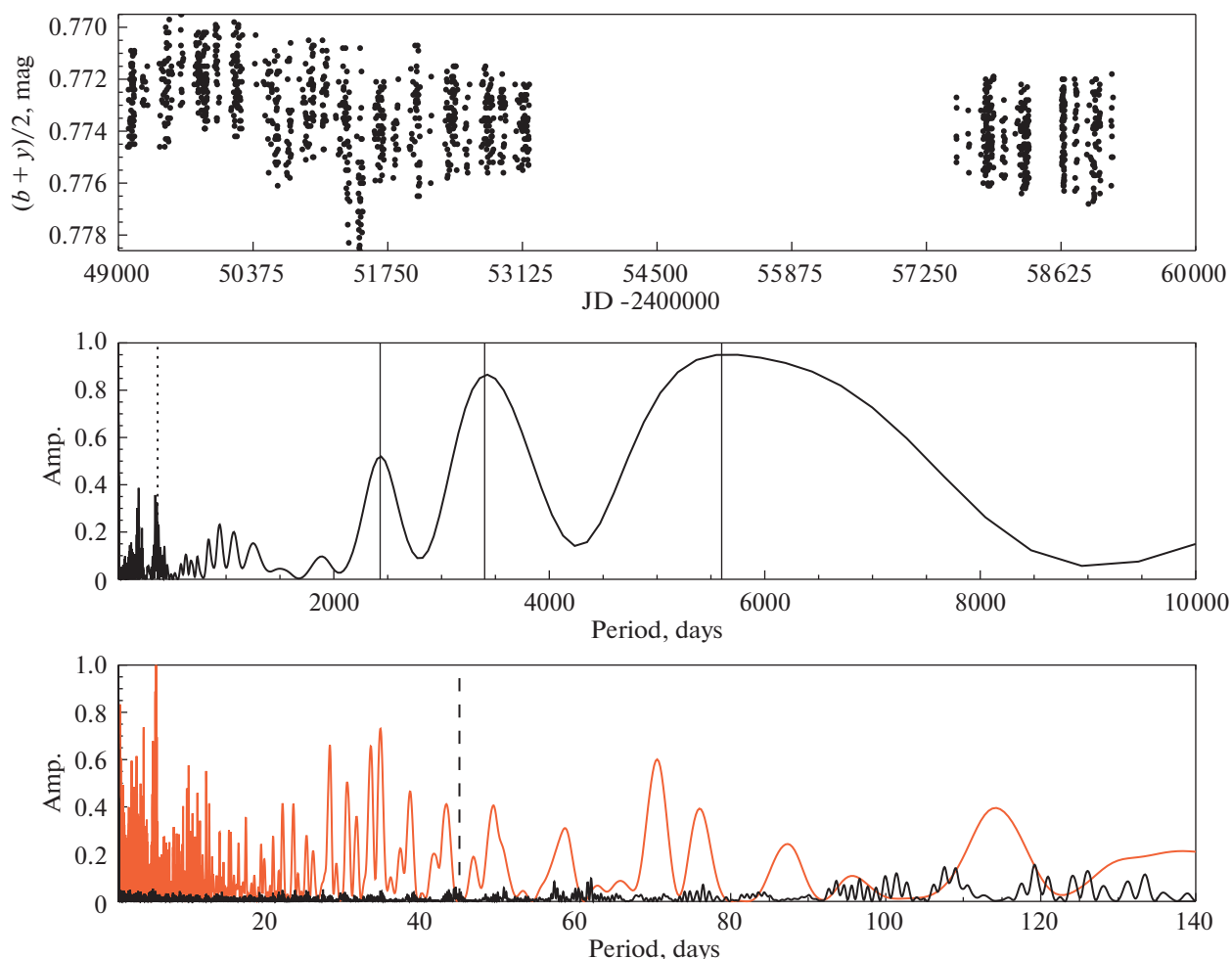


Рис. 4. Вверху: фотометрические наблюдения HD 166620 по измерениям в фильтрах b и y . Центр: спектр мощности для этих данных. Вертикальные линии — циклы активности ~ 2430 , 3400 и 5600^d . Пунктирная кривая соответствует 365-дневной сезонной переменности, присутствующей в данных. Внизу: участок спектра мощности в интервале $1\text{--}140^d$ (темная линия); светлая линия — то же, но по измерениям, выполненным после HJD 245 7250. Штриховая линия соответствует величине $P = 45.06^d$ из работы [5].

ности, один полный, около трети цикла и стадия перехода к возможному состоянию, аналогичному ММ). Форма кривой измерений S -индекса во время наиболее подробно представленного полного цикла в значительной степени подобна аналогичной для Солнца (см., напр., [2]): более плавный спад после максимума и более крутой подъем после минимума. Доная и др. [5] представили дополнительные данные, отсутствующие в [4], и результаты фотометрических наблюдений в течение почти 30-летнего периода, которые отслеживают переход от циклической активности к длительной фазе постоянного уровня активности. Измерения S -индекса в фазе перехода к состоянию ММ, начиная с 1997 г., немногочисленны, и к тому же они отличаются от основного набора данных величиной погрешности, что несомненно

затрудняет сопоставление результатов (например, величин S -индекса в минимумах). Это обстоятельство делает менее убедительным вывод из работы [5] о том, что внутрисезонная переменность S -индекса ниже в продолжительном минимуме звезды, чем в предыдущих минимумах.

Хотелось бы сделать заключение о том, что глубина длительного магнитного минимума становится больше, чем глубины предшествующих минимумов циклической активности HD 166620, но в этом случае мы также сталкиваемся с проблемой изменения величины погрешности S -индекса в двух сетах наблюдений. Кроме того, рассматриваемые данные могут содержать общий тренд, свидетельствующий об уменьшении активности звезды со временем, например, предшествующие минимумы около HJD 244 2000 и HJD 244 8000

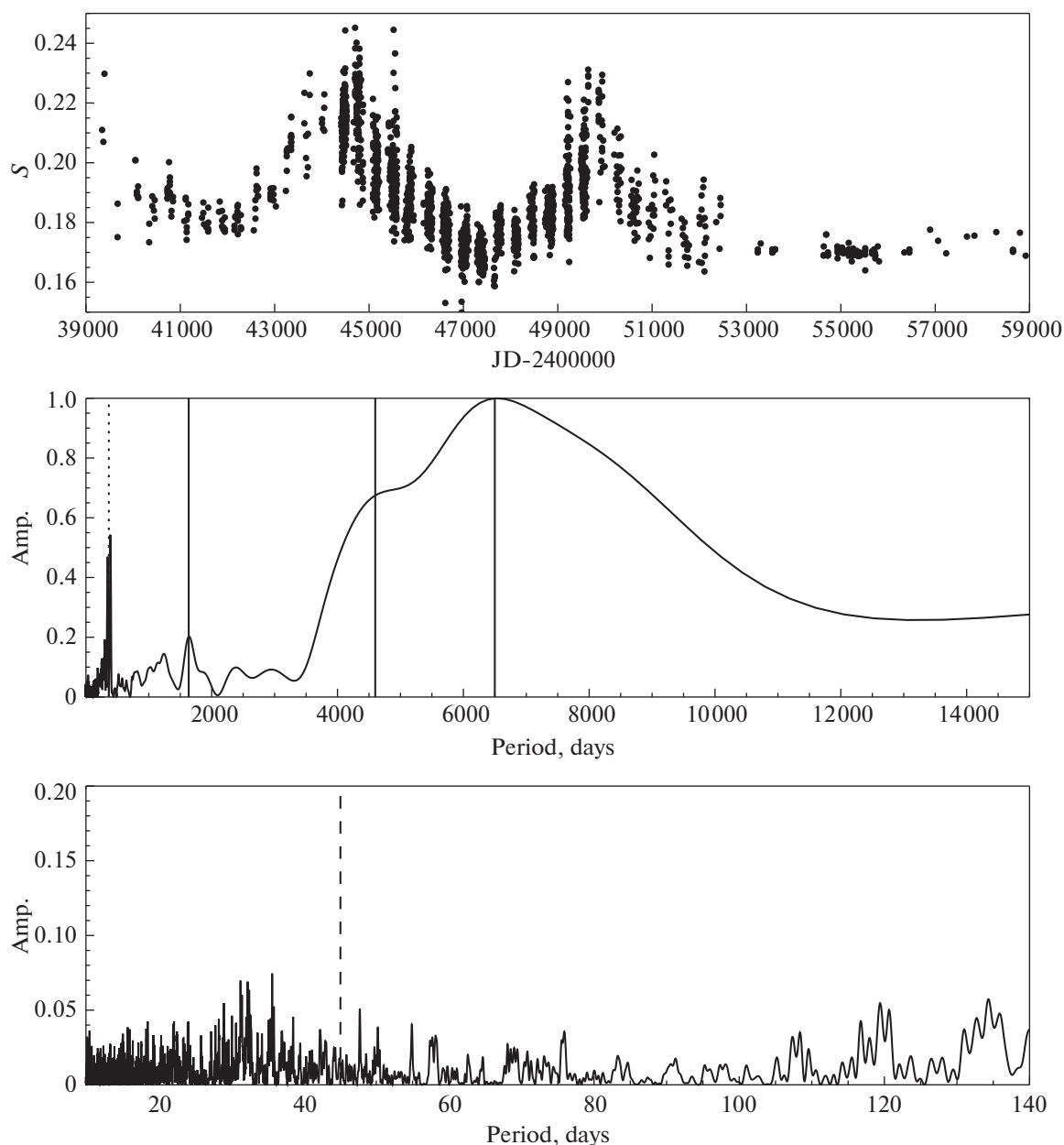


Рис. 5. Верхняя панель: индекс S по измерениям, приведенным в работе [5]. Центральная панель: спектр мощности для этих данных, вертикальные линии соответствуют циклам активности 1630, 4600, и 6500^d (4.5, 12.6 и 17.8 лет соответственно). Нижняя панель: участок спектра мощности в интервале $1-140^d$. Штриховая линия соответствует величине $P = 45.06^d$ из работы [5].

различаются по глубине. Завершается ли тренд в течение стадии ММ, сказать трудно, поскольку данные немногочисленны. Напротив, не исключена возможность, что имеется подъем в величине S -индекса. Фотометрические данные (представленные в [5] и в архиве обзора Kamogata Wide-field Survey) не дают указаний о наличии, помимо циклической переменности, еще и тренда. Несомненно, требуются дальнейшие наблю-

дения для уточнения характеристик хромосферной активности звезды.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Открытие звезды-аналога в стадии ММ могло бы дать возможность более полно понять проявления изменений активности нашего Солнца во время его ММ. Несомненно, что для того, чтобы

с наибольшей вероятностью отнести звезду к категории ММ-объектов, требуются наблюдения ее входа в период постоянной или низкой циклической активности (длительностью больше, чем величина типичного цикла) и перехода из него в нормальный цикл. Это достаточно сложная задача, для которой необходимы длительные наблюдения, охватывающие все перечисленные выше фазы активности.

В литературе широко представлены результаты обсуждения способов идентификации кандидатов в объекты, входящих в фазу активности, аналогичную минимуму Маундера [3, 4]. Были предприняты многочисленные попытки установить критерии для таких кандидатов с использованием анализа их S-индексов. Однако применение этих критериев сталкивается с очевидными трудностями: во-первых, у нас нет количественных непосредственно сопоставимых данных о хромосферной активности Солнца во время его пребывания в фазе ММ. Во-вторых, только по данным анализа их S-индексов достаточно затруднительно выделить ММ-кандидаты среди звезд, обладающих постоянной низкой активностью, проэволюционировавших звезд с ослабленной активностью и пр.

Неудивительно, что число звезд, которые могут быть отнесены к кандидатам в ММ-объекты, составляет единицы [4, 5]. Несомненно, требуется детальное изучение каждого из таких кандидатов. Ранее в нашем исследовании были подробно изучены проявления активности одной из таких звезд (HD 4915) по имеющимся фотометрическим наблюдениям. Эта звезда является ярким G5 V карликом солнечного типа, что представляет дополнительный особый интерес с точки зрения сравнения ее активности с солнечной. Оценка возможных циклов активности HD 4915 была проведена нами по трем независимым наборам фотометрических данных. Полученные данные (их объединенный массив включал в себя наблюдения звезды на протяжении почти 8000 дней (21.9 лет)) несомненно свидетельствуют об изменении блеска звезды и присутствии его циклических изменений, в том числе на этапах, когда происходило уменьшение амплитуды переменности хромосферной активности.

Согласно [5] имеются убедительные доказательства того, что яркий K2 V карлик HD 166620 входит в продолжительный магнитный минимум и, следовательно, может являться первым истинным кандидатом в ММ-объекты.

В нашей работе выполнено изучение проявлений активности звезды по ее фотометрическим наблюдениям, опубликованным в литературе, для проведения сопоставлений с результатами анализа хромосферной активности. Исследования изменений магнитной активности звезды вы-

полнены по величинам S-индекса (1885 измерений за 19 570 дней (53.6 года)), полученным преимущественно до вхождения HD 166620 в фазу ММ и по фотометрическим измерениям ее блеска в фильтрах b и y , охватывающим 17 сезонов с 1993 по 2020 г. с помощью автоматического телескопа АРТ в Fairborn Observatory (Аризона) (фаза ММ и вход в нее). Объединенные в единый массив данные наблюдений обзора Kamogata Wide-field Survey в фильтрах B , V и I_c (порядка 1400 измерений) убедительно демонстрируют долговременную переменность блеска звезды в фазе вероятного ММ состояния. Отметим, что данные наблюдений обзора Kamogata Wide-field Survey хорошо заполняют пробел в фотометрических данных, представленных в [5]. Величина цикла ($\sim 4000^d$) сопоставима с продолжительностью наблюдений, так что не исключено, что при ее уточнении по данным более длительного временного интервала, она станет больше соответствовать значению, найденному по данным о хромосферной активности.

Таким образом, обнаруженные нами циклические долговременные изменения активности HD 166620 в ходе начала фазы ММ следует отнести к числу основных результатов работы. Вопрос об уточнении величины периода вращения звезды остается открытым. Практически на всех построенных нами спектрах мощности значимых пиков, соответствующих величине $P = 45.06^d$, принятой в работе [5] как период вращения звезды, обнаружено не было. Требуются дальнейшие наблюдения для установления продолжительности ММ фазы у HD 166620 (т.е. возвращения к нормальному циклу).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Biswas, B. B. Karak, I. Usoskin, and E. Weisshaar, *Space Sci. Rev.* **219**(3), id. 19 (2023).
2. R. Egeland, W. Soon, S. Baliunas, J. C. Hall, A. A. Pevtsov, and L. Bertello, *Astrophys. J.* **835**, id. 25 (2017).
3. S. P. Shah, J. T. Wright, H. Isaacson, A. W. Howard, and J. L. Curtis, *Astrophys. J.* **863**, id. L26 (2018).
4. A. C. Baum, J. T. Wright, J. K. Luhn, and H. Isaacson, *Astron. J.* **163**(4), id. 183 (2022).
5. J. K. Luhn, J. T. Wright, G. W. Henry, S. H. Saar, and A. C. Baum, *Astrophys. J.* **936**, id. L23 (2022).
6. R. A. Donahue, S. H. Saar, and S. L. Baliunas, *Astrophys. J.* **466**, 384 (1996).

LONG MAGNETIC MINIMUM OF HD 166620 – POSSIBLE BEGINNING OF THE ANALOGUE OF THE MAUNDER MINIMUM

I. S. Savanov^a

^a*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Based on photometric observations published in the literature, the manifestations of the activity of the K2V dwarf HD 166620 were studied. The obtained results are compared with the results of the analysis of the chromospheric activity of the star. HD 166620 is entering in a long magnetic minimum and may be the first reliable candidate for objects that are at a minimum of activity similar to the Maunder minimum (MM) of the Sun. Studies of changes in the magnetic activity of the star were carried out based on the values of the S-index (1885 measurements in the observation interval for 53.6 years), obtained mainly before its entry into the MM phase, and on photometric measurements of the brightness in the b and y filters covering 17 seasons from 1993 to 2020 obtained with the automatic APT telescope (MM phase and its beginning). It has been established that the Kamogata Wide-field Survey observation data combined into a single array in filters B, V and Ic (about 1400 measurements) convincingly demonstrates the long-term variability of the HD 166620 brightness in the phase of the probable MM state. At the same time, the observations of the Kamogata Wide-field Survey fill the gap in the photometric data of the APT automatic telescope well. The value of the cycle (about 4000 days) is comparable to the duration of observations, with its refinement by according to the data of a larger time interval, it is possible that it will correspond more to the value found from the data on chromospheric activity. The main results of the work should include the cyclic long-term changes in the activity of the star detected by us during the beginning of the MM phase. The question of clarifying the value of the rotation period HD 166620 remains open. There were no significant peaks corresponding to the value $P = 45.06$ days, previously accepted as the period of rotation of the star, on almost all the power spectra constructed by us. It is noted that further observations are required to establish the full duration of the minimum phase of the star's activity.

Keywords: stars, chromospheric activity, Maunder minimum, photometry

СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ АСТРОКЛИМАТА ДЛЯ ОБСЕРВАТОРИИ ТЕРСКОЛ

© 2023 г. Л. А. Больбасова¹, Е. А. Копылов^{2,*}

¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН, Томск, Россия

² Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: kopylov@inasan.ru

Поступила в редакцию 02.02.2023 г.

После доработки 04.04.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

Представлены результаты исследования сезонных изменений параметров астроклимата для обсерватории Терскол: скорости ветра на уровне 200 мбар, как параметра применимости адаптивной оптики (АО), высотного распределения скорости ветра — определяющего требования к быстродействию АО, влагосодержания для оценки возможности работы АО в ИК-диапазоне, параметров мезосферного слоя натрия, определяющих яркость лазерной опорной звезды для АО системы, в связи с задачей разработки адаптивной оптики для телескопа “Цейсс-2000”. Также анализируются данные скорости приземного ветра и общей облачности для оценки доступного времени наблюдений. Использованы данные атмосферных реанализов, с помощью которых рассматриваемые параметры изучались в крупных астрономических обсерваториях, а также спутниковые данные измерений мезосферного натрия и натурные изменения скорости приземного ветра.

Ключевые слова: астроклимат, обсерватория, адаптивная оптика

DOI: 10.31857/S0004629923070034, **EDN:** DTWEPW

1. ВВЕДЕНИЕ

Земная атмосфера является основной проблемой при астрономических наблюдениях. Случайные неоднородности показателя преломления, возникающие при турбулентном движении в атмосфере, обуславливают существенное снижение теоретической разрешающей силы, приводят к потерям в проникающей способности оптического телескопа, а как следствие, вызывают такие хорошо известные эффекты, как размытие, дрожание, мерцание оптического изображения. Скомпенсировать эти негативные эффекты в реальном масштабе времени предназначены системы адаптивной оптики (АО), которые проектируются под конкретные атмосферные условия места расположения телескопа. Для работы такой системы необходима информация о распределении флуктуаций в канале распространения излучения, получить которую можно от опорного источника. Нахождение подходящего источника на практике наблюдений часто невозможно, поэтому наиболее распространен получил подход формирования искусственного опорного источника на основе обратного рассеяния лазерного излучения в атмосфере, получившего название лазерной опорной звезды (ЛОЗ). Наиболее ин-

формативным является формирование ЛОЗ в мезосферном слое натрия на высотах 90–100 км.

К атмосферным факторам, определяющим требования при разработке и функционировании АО с ЛОЗ наземного телескопа, относится уровень атмосферной турбулентности, во многом определяющий параметры АО системы, а вместе со скоростью ветра — требования к быстродействию системы [1]. Следует отметить используемый в астрономических обсерваториях параметр применимости адаптивной оптики — скорость ветра на уровне 200 мбар. При этом для создания ЛОЗ необходимо обеспечить приемлемый уровень сигнала для работы датчика волнового фронта АО системы. Одним из влияющих параметров атмосферы является пропускание атмосферы, во многом обусловленное поглощением молекулами водяного пара. Эта величина также определяет возможности работы в ИК-диапазоне, где требования к параметрам АО системы, связанные с турбулентностью атмосферы, становятся менее жесткими. Однако первостепенными при создании натриевой ЛОЗ остаются параметры мезосферного слоя натрия, а именно высота слоя и концентрация натрия, определяющие высоту формирования ЛОЗ и достижимую яркость. Подчеркнем, что все вышеперечисленные атмо-

сферные величины зависят от географических координат и высоты расположения обсерватории, изменяясь в зависимости от времени года.

Инициированная Институтом астрономии РАН программа развития адаптивной оптики для 2-метрового телескопа требует исследований астроклимата места расположения телескопа — обсерватории Терскол. При этом необходимо отметить отсутствие статистически значимых данных атмосферных измерений в данной обсерватории в последние годы. Альтернативой наземным измерениям является использование спутниковых данных, но их ограничением является доступность данных в строго определенный временной промежуток. Другим общепризнанным подходом к атмосферным исследованиям является использование архивных данных метеорологических реанализов. Этим методом в крупных зарубежных астрономических обсерваториях изучались высотное распределение скорости ветра, облачность, число Ридхарсона, содержание водяного пара [2–6]. Для исследования астроклимата впервые данные атмосферных реанализов 3-го поколения были применены для поиска места установки телескопа в рамках проекта FriOWL [7]. В настоящей работе используются данные реанализа 5-го поколения ERA5 с более высоким пространственным разрешением и числом уровней по высоте [8]. Использование реанализов является современным методом климатических исследований, погоды, применяется для моделирования различных явлений в атмосфере с высоким разрешением, позволяет оценить изменения атмосферы, определить тренды, аномалии.

Нужно подчеркнуть, что использование реанализа не отменяет необходимости локальных атмосферных измерений, а является дополнительным для оценки атмосферных условий в обсерваториях, при поиске мест установки телескопов. Измерения локального уровня турбулентности и ее сезонных вариаций в месте расположения телескопа требуются для создания АО. Кроме этого, прогноз оптической турбулентности, влагосодержания, других параметров как на короткие временные интервалы от десятков минут, так и на следующую ночь не может быть построен без натурных измерений. При этом именно прогноз атмосферных условий для планирования наблюдений на телескопах, эффективной эксплуатации АО и других приборов становится современной задачей исследования астроклимата.

Целью статьи является изучение сезонных изменений параметров астроклимата по данным атмосферных реанализов для оценки требований к АО системе с ЛОЗ. Это первая статья из цикла исследований астроклимата для задач АО на пике Терскол. В настоящее время в обсерватории про-

водятся измерения параметров приземной атмосферы, включая турбулентные характеристики, результаты которых будут представлены в последующих публикациях.

2. КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОБСЕРВАТОРИИ И ИНСТРУМЕНТОВ

Международная высокогорная Обсерватория Пик Терскол ($43^{\circ}16'35.0''\text{N}$ $42^{\circ}29'59.0''\text{E}$) основана в 1980 г. на пике Терскол. Обсерватория находится на высоте 3150 м н.у.м. в 4 км от вершины горы Эльбрус (5642 м) в сторону юго-восточного направления хребта. Обсерватория оснащена следующими телескопами: Цейсс-2000, Цейсс-600, солнечный телескоп АЦУ-26, Астросиб-500, Meade LX200. Основным инструментом обсерватории является оптический телескоп “Цейсс-2000” — один из крупнейших по величине действующих на территории РФ телескоп с диаметром зеркала, равным 2 м, производства фирмы “Carl Zeiss Jena”. Большую часть времени наблюдений на телескопе занимают исследования методами спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения в видимом диапазоне длин волн. В ближайшее время в фокусе Кассегрена Цейсс-2000 планируется разместить новый волоконный спектрограф высокого разрешения. Спектрограф предназначен для получения спектров высокого разрешения ($R = 50000$) звездобразных объектов в диапазоне длин волн 3900–10000 Å.

3. МЕТОД: РЕАНАЛИЗ

Для проведения наших исследований использовались среднемесячные значения из базы данных реанализа ECMWF ERA5. База данных представляет собой ассимиляцию в узлах регулярной сетки большого количества метеорологических данных, со спутников, наземных, самолетных, радиозондовых наблюдений [8]. Среднемесячные значения атмосферных параметров для Терскольской обсерватории получены биполярной интерполяцией на основе четырех ближайших узлов сетки. Разрешение реанализа ERA5 составляет $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$. Оценка параметров слоя натрия основана на спутниковых измерениях.

3.1. Высотный профиль ветра — требования к быстрдействию АО системы

Знание вертикального распределения скорости ветра важно для создания эффективных адаптивных оптических систем астрономических телескопов. Градиент скорости ветра способствует формированию турбулентности атмосферы, а приземный ветер может приводить к вибрациям конструкции телескопа, и, как следствие, — к

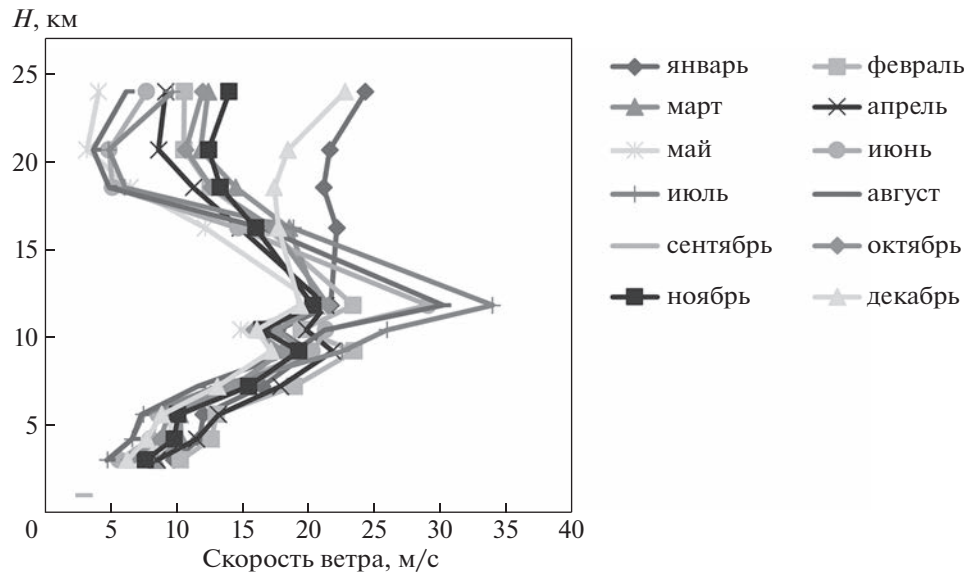


Рис. 1. Высотный профиль скорости ветра, усредненный за 3 года (2020–2022) для обсерватории Терскол для каждого месяца года по данным реанализа ERA5.

дрожанию изображения. Высотный профиль скорости ветра определяет требования к рабочей полосе частот адаптивных оптических систем через такие параметры, как частота Гринвуда или время когерентности [1]:

$$f_G = \frac{1}{\tau_0},$$

$$\tau_0 = \left(2.91k^2 \sec \vartheta \int_0^\infty d\xi C_n^2(\xi) V_{\text{wind}}(\xi)^{5/3} \right)^{-3/5}, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, ϑ — зенитный угол, $C_n^2(\xi)$ — высотный профиль структурного параметра показателя преломления, $V_{\text{wind}}(\xi)$ — высотный профиль скорости ветра.

Ветер имеет два эффекта, контролируя интенсивность и временную частоту флуктуаций волнового фронта. Интенсивность турбулентности зависит от энергии процесса и увеличивается со скоростью ветра. Временная полоса пропускания волнового фронта линейно возрастает с увеличением скорости ветра.

На рис. 1 представлены высотные профили скорости ветра для каждого месяца, усредненные за 3 года по данным реанализа ERA5.

Полученные результаты указывают на выраженную сезонность вертикального распределения скорости ветра над Терскольской обсерваторией. Приведенные выше данные сезонных вариаций высотного распределения скорости ветра свидетельствуют, что существенное увеличение

полосы частот адаптивной оптической системы телескопа может потребоваться в летний период. А значит, требования к быстродействию элементов адаптивной оптики и системы в целом могут стать труднодостижимыми. В то же время май можно назвать лучшим периодом для работы АО системы с точки зрения временных характеристик.

3.2. Параметр применимости АО — ветер на уровне 200 мбар

В работах [9, 10] был введен параметр для оценки применимости адаптивной оптики в астрономических обсерваториях V200 — скорость ветра на уровне 200 мбар, что соответствует высотам порядка 10–12 км. Корреляция этой величины с астрономическим качеством изображения была установлена в том числе с использованием данных архивов реанализов для ряда крупных астрономических обсерваторий и для Байкальской астрофизической обсерватории в нашей работе [5].

На рис. 2 представлены медианные значения V200 и рассчитанные 1 и 3 квартиль за последние 3 года для каждого месяца года для обсерватории Терскол по данным реанализа ERA5. Это рассчитанные медианные значения (второй квартиль), нижний квартиль соответствует 25-му процентилю, и верхний соответствует 75-му. Интерквартильный размах является характеристикой разброса распределения величины и аналогом дисперсии. Вместе медиана и интерквартильный размах могут быть использованы вместо матема-

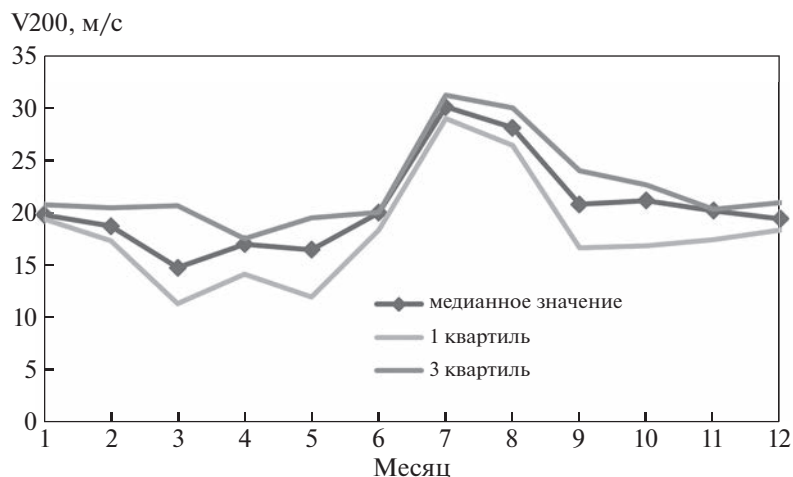


Рис. 2. Сезонное изменение параметра применимости адаптивной оптики V200 медианное значение, 1 и 3 квартиль, усредненные за последние 3 года (2020–2022 гг.), над обсерваторией Терскол по данным реанализа ERA5.

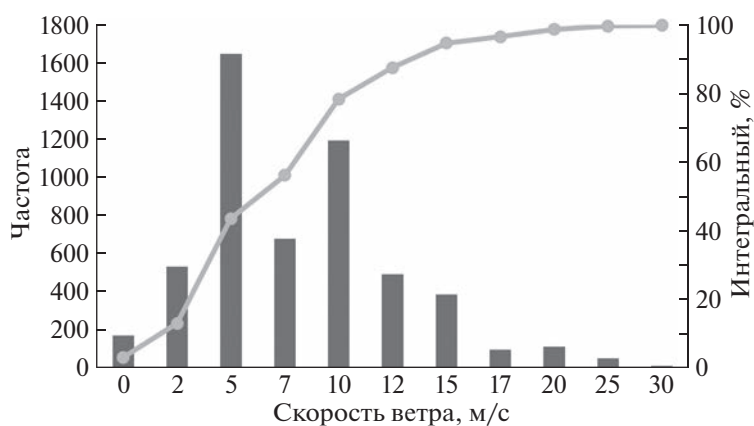


Рис. 3. Гистограмма распределения скорости ветра в приземном слое атмосферы за 3 года (2019–2021 гг.) обсерватории Терскол по данным метеостанции Davis.

тического ожидания и дисперсии в случае распределений с большими выбросами, либо при невозможности вычисления последних.

Наиболее неблагоприятным временем для работы АО с точки зрения частотных характеристик является лето. Анализ данных показывает, что месяц с наименьшими значениями V200 — март (14.7 м/с), а самая большая скорость ветра наблюдается в июле (30 м/с). При этом отметим преимущество Терскольской обсерватории по сравнению с обсерваторией Параналь, где эта величина достигает 40–50 м/с, что накладывает ограничения даже на наиболее совершенные АО системы [11].

3.3. Ветер в приземном слое атмосферы

Немаловажным фактором астроклимата является определение доли доступного наблюдательного времени в целом, в том числе потерь за счет ограничений, связанных с высокими значениями скорости ветра, когда запрещается открывать купол телескопа. Нами проанализированы данные с метеостанции Davis Vantage Pro2, расположенной на пике Терскол. Измерения проводились с интервалом 2 ч, круглосуточно. Выборка данных производилась для временного интервала потенциальных наблюдений с 22:00 до 06:00. Были проанализированы данные за 3 года (2018–2021 гг.). На рис. 3 представлена гистограмма распределе-

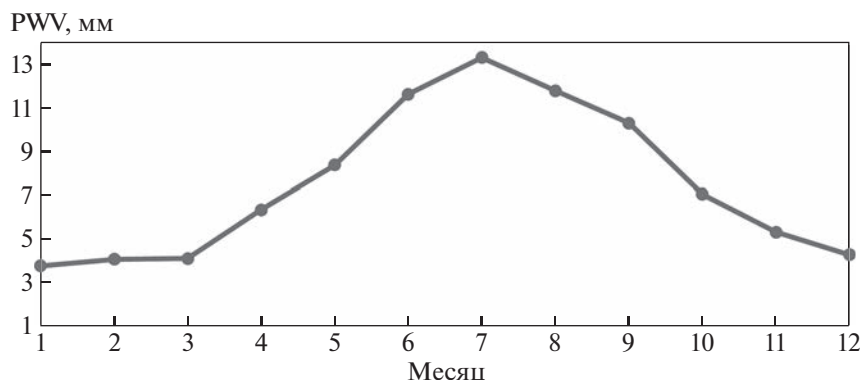


Рис. 4. Сезонное изменение интегрального содержания водяного пара PWV, среднемесячные значения, усредненные за последние 3 года (2020–2022 гг.), над обсерваторией Терскол по данным реанализа ERA5.

ния скорости ветра в приземном слое атмосферы за 3 года (2019–2021 гг.).

Отметим, что открывать купол телескопа Цейс-2000 запрещено при скорости ветра 15 м/с и выше. Небольшое превышение этого критерия возможно при условиях наблюдений, когда направление ветра совпадает с направлением открытого купола (когда ветер дует с противоположной стороны открытого купола и при условии отсутствия снегового покрова), но как правило, при этом качество получаемых изображений будет гораздо хуже. Анализ данных рисунка показывает, что 90% скорость приземного ветра меньше 12 м/с, таким образом, потери наблюдательного времени на телескопе Цейс-2000 из-за скорости ветра малы, при этом 50% скорость приземного ветра меньше 7 м/с.

3.4. Интегральное содержание водяного пара — работа в ИК-диапазоне

Следуя работе [12], классификация условий ИК-наблюдений в астрономии в терминах взвешенного водяного пара в атмосфере PWV (Precipitable Water Vapour) определяется следующим образом:

Лучшие условия $PWV \leq 3$ мм;

Средние условия $3 < PWV \leq 6$ мм;

Плохие условия $6 < PWV \leq 10$ мм;

Экстремально плохие $PWV \geq 10$ мм.

Необходимо отметить, что в переход в ИК-диапазон представляет интерес для АО, поскольку требования к элементам АО системы снижаются с точки зрения турбулентных характеристик.

На рис. 4 представлен сезонный ход PWV по данным реанализа ERA5 для Терскольской обсерватории.

Зависимость характерна для средних широт [13] с максимальными значениями летом и минимальными зимой. Можно видеть, что в летний период обсерватория характеризуется плохими условиями для ИК-наблюдений и средними условиями в другие сезоны, что также было показано в работе [14] по данным за 2019 г. Подчеркнем, что представленные усредненные за месяц данные не показывают кратковременные низкие значения взвешенного водяного пара в столбе атмосферы. В результате работа АО системы в ИК-диапазоне в летний период не целесообразна. Отметим, что данный параметр PWV ответственен на поглощение излучения молекулами воды во всех диапазонах длин волн от радио до видимого.

3.5. Параметры мезосферного слоя натрия — яркость и высота ЛОЗ

Высота слоя натрия определяет высоту формирования натриевой ЛОЗ, при этом чем выше формируемся ЛОЗ, тем больше информации о флуктуациях в канале распространения можно получить. Вместе с концентрацией натрия мезосферы и пропусканием атмосферы определяет обратный поток фотонов натриевой ЛОЗ, как [15]

$$\Phi_{\lambda} = \frac{TNS}{H_{Na}^2} P, \quad (2)$$

где Φ_{λ} — обратный поток фотонов от ЛОЗ, N — концентрация натрия в мезосфере; H_{Na} — высота натриевого слоя; T — пропускание атмосферы, P — мощность лазерного излучения, S — параметр, отвечающий за флуоресценцию атомов натрия.

На рис. 5–6 представлены сезонные изменения мезосферного высоты слоя натрия и концентрации. Для получения результатов использовались эмпирические формулы из работы [16], по-

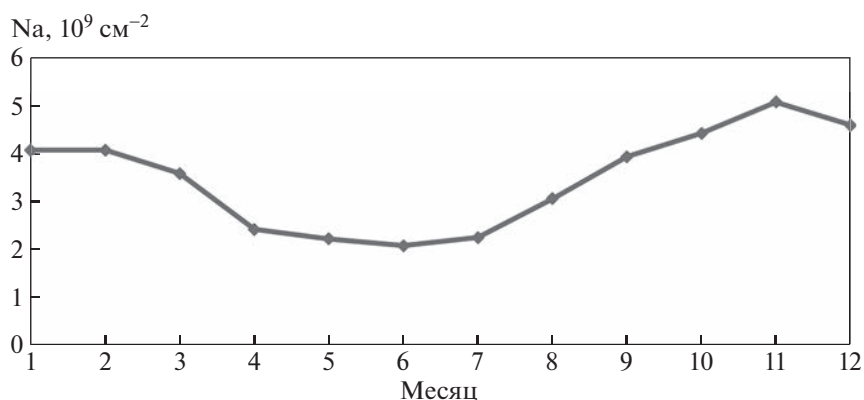


Рис. 5. Сезонное изменение высоты мезосферного слоя натрия над Терскольской обсерваторией, усредненные данные за 7 лет.

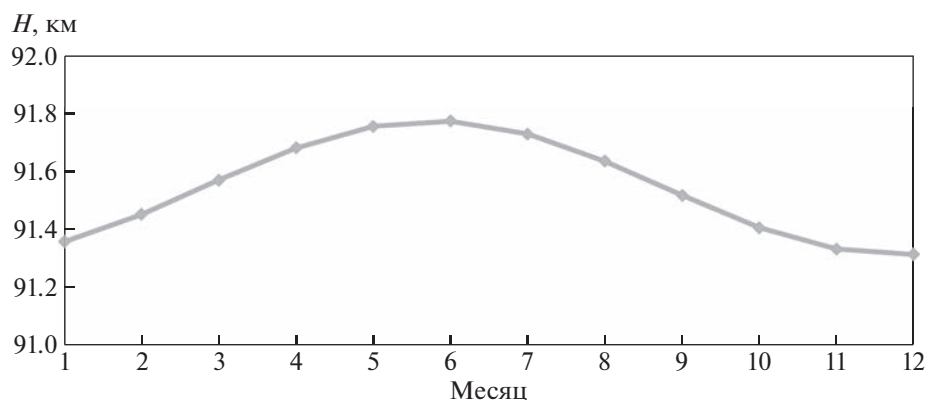


Рис. 6. Сезонное изменение содержание мезосферного натрия над Терскольской обсерваторией, усредненные данные за 7 лет.

лученные на основе многолетних спутниковых измерений мезосферного натрия.

Можно видеть выраженное сезонное изменение высоты слоя и концентрации мезосферного натрия в два раза между летними и зимними месяцами. Отметим, что уменьшение натрия в летний период в сочетании с уменьшением пропускания атмосферы (параметр T) будет уменьшать предельно достижимую яркость ЛОЗ в этот период (формула 2).

3.6. Облачность

Облачность является важным астроклиматическим параметром, хотя и не связана напрямую с АО, но определяет доступное наблюдательное время на телескопе, в том числе с АО системой. На рис. 7 представлено сезонное изменение облачности TCC (Total Cover Cloud) над Терскольской обсерваторией по данным реанализа ERA5.

Первые три месяца года — худший период с точки зрения доступного времени наблюдений. Наибольшее доступное время наблюдений в Терскольской обсерватории имеют место в летний период. Отметим, что представленные среднемесячные значения включают не только ночные, но и дневные данные, и не учитывают кратковременные низкие значения.

3.7. Эффективность применения адаптивной оптики с натриевой ЛОЗ

Любая оптическая система астрономического телескопа формирует не дифракционное изображение различного качества с точки зрения передачи структуры объекта наблюдения из-за ряда факторов, вносящих в эту структуру свои изменения, оценка которых и есть оценка качества изображения. Основной характеристикой, описывающей передачу структуры изображения оптической

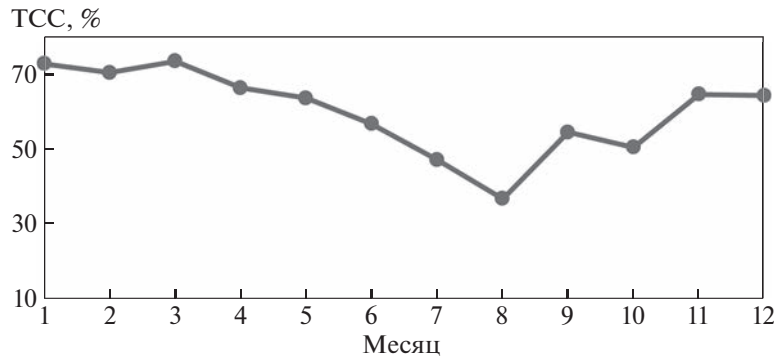


Рис. 7. Сезонное изменение облачности ТСС, среднемесячные значения, усредненные за последние 3 года (2020–2022 гг.), над обсерваторией Терскол.

ской системой, является функция рассеяния точки (ФРТ), которая описывает зависимость распределения освещенности от координат в плоскости изображения. ФРТ определяется абберациями, а также формой и размерами входного зрачка, последние остаются постоянными [17]. Одним из критериев качества оптической системы является отношение или параметр Штреля ($0 < SR < 1$), определяемого как отношение средней интенсивности на оси системы к интенсивности в вакууме, т.е. дифракционного изображения без аббераций (формула 3):

$$SR = \frac{I(0)}{I_{\text{vac}}(0)}. \quad (3)$$

Дифракционным изображение можно считать, если $SR = 0.8$. Для астрономического телескопа, работающего сквозь земную атмосферу, форма и ширина ФРТ определяются наибольшим из двух значений (формула 4):

$$PSF_{\text{tel}} = PSF_{\text{inst}} + PSF_{\text{turb}}, \quad (4)$$

инструментальной ФРТ PSF_{inst} , которая в идеальном варианте должна быть дифракционной, и турбулентной ФРТ PSF_{turb} , обусловленной турбулентностью атмосферы и подкупольного пространства. Если инструментальную ФРТ можно отнести к детерминированным факторам, то турбулентная ФРТ является случайной величиной. Турбулентная ФРТ связана с турбулентностью атмосферы и турбулентностью подкупольного пространства. При этом для оценки влияния павильонных эффектов турбулентности необходимы экспериментальные исследования.

Основным параметром, определяющим влияние атмосферной турбулентности на распространяющееся оптическое излучение, является структурная постоянная показателя преломления ат-

мосферы. В случае астрономического телескопа — ее изменение с высотой $C_n^2(\xi)$. В качестве основной характеристики турбулентной атмосферы и астроклимата принято использовать радиус когерентности плоской волны, называемый еще параметром Фрида (формула 5):

$$r_0 = \left\{ 0.423 k^2 \sec \alpha \int_0^\infty d\xi C_n^2(\xi) \right\}^{-3/5}, \quad (5)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число излучения, λ — длина волны, α — зенитный угол. Основываясь на результатах наших измерений приземного значения структурной постоянной показателя преломления атмосферы и измерений параметра Фрида из работы [18], можно оценить эффект от применения адаптивной оптики через отношение Штреля при коррекции с натриевой ЛОЗ и без [19]. Полагая величину параметра Фрида r_0 равной 13 см ($\lambda = 0.5$ мкм), мы оценили отношения Штреля для телескопа с диаметром апертуры 2 м после адаптивной коррекции с натриевой ЛОЗ и без. Результаты представлены в табл. 1.

Таким образом, достижимая величина отношения Штреля без адаптивной оптики менее 0.01. Эффект от применения адаптивной оптики на телескопе “Цейсс-2000” обсерватории Терскол с

Таблица 1. Параметр Штреля для различных спектральных диапазонов

	B	V	R	I
SR без АО	0.003	0.005	0.007	0.01
SR АО с натриевой ЛОЗ	0.69	0.77	0.8	0.88

натриевой ЛОЗ позволит получать близкое к дифракционному качеству изображение. Однако на практике наблюдений достижимое качество изображения при адаптивной коррекции будет несколько ниже, чем в табл. 1, поскольку оценки сделаны без учета павильонной турбулентности, инструментальных ошибок, в том числе ошибок элементной адаптивной оптической системы. А при увеличении уровня атмосферной турбулентности до некоего критического АО система может вообще не работать. Поэтому прогноз атмосферных условий, включая уровень оптической турбулентности атмосферы, становится главной задачей изучения астроклимата в действующих обсерваториях для выбора оптимального метода и программы наблюдений на телескопе. При этом эффект от применения АО увеличивается при уменьшении уровня атмосферной турбулентности, в том числе при переходе в ИК-диапазон, где r_0 увеличивается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен анализ сезонных вариаций астроклиматических параметров над обсерваторией Пик Терскол ИНАСАН по данным реанализа ERA5 за период 2020–2022 гг. и спутниковых измерений мезосферного натрия. Полученные результаты свидетельствуют, что уменьшение концентрации мезосферного натрия совместно с увеличением взвешенного водяного пара и с повышенной скоростью ветра на уровне 200 мбар в летний период в обсерватории сделают работу АО с ЛОЗ в это время наиболее сложной, уменьшив яркость ЛОЗ и увеличив требования к быстродействию АО, что, безусловно, должно учитываться при разработке АО с ЛОЗ. При этом с точки зрения облачности именно летний период является наиболее благоприятным для астрономических наблюдений в данной обсерватории. При этом эффект от применения адаптивной оптики на телескопе “Цейсс-2000” обсерватории Терскол с натриевой ЛОЗ позволит получать близкое к дифракционному качеству изображение.

Так же стоит отметить, что с осени 2022 г. на обсерватории организован постоянный мониторинг уровня приземной турбулентности с помощью акустического метеорологической станции “Метео-2Н” [20]. О результатах данных исследований будет сообщено в следующих материалах авторов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН и ИНАСАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. W. Hardy Adaptive Optics for Astronomical Telescopes* (Oxford: Oxford University Press, 1998), 448 p.
2. *B. García-Lorenzo, J. J. Fuensalida, C. Muñoz-Tuñón, and E. Mendizabal*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **356**, 849–858 (2005).
3. *B. García-Lorenzo, A. Eff-Darwich, J. J. Fuensalida, and J. Castro-Almazán*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **397**, 1633–1646 (2009).
4. *Y. Hach, A. Jabiri, A. Ziad, A. Bounhir, M. Sabil, A. Abahamid, and Z. Benkhaldoun*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **420**, 1, 637–650 (2012).
5. *L. A. Bolbasova, A. Yu. Shikhovtsev, E. A. Kopylov, A. A. Selin, V. P. Lukin, and P. G. Kovadlo*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **482**, 2, 2619–2626 (2019).
6. *Y. Han, Q. Yang, N. Liu, K. Zhang, C. Qing, X. Li, X. Wu, and T. Luo*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **501**, 4692–4702 (2021).
7. *M. Sarazin, E. Graham, and H. Kurlandczyk*, Messenger **125**, 44 (2006).
8. The ERA5 global reanalysis: Preliminary extension to 1950 // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **147**, 741, 4186–4227 (2021).
9. *M. Sarazin and A. Tokovinin*, Proc. ESO Workshop Beyond conventional Adaptive Optics, 321–328 (2002).
10. *J. Vernin*, Astronomical Site Selection Proc. SPIE **0628**, 626–628 (1986).
11. *F. Cantalloube, O. J. D. Farley, J. Milli, N. Bharmal, et al.*, Astron. and Astrophys. **638**, A98 (2020).
12. *M. R. Kidger, J. M. Rodríguez-Espinosa, J. C. del Rosario, and G. Tranco*, New Astron. Rev. **42**, 537 (1998).
13. *В. Е. Зуев, В. С. Комаров* Современные проблемы атмосферной оптики (Л. Гидрометеиздат, Т. 1, 1986).
14. *А. Ю. Шиховцев, В. Б. Хайкин, П. Г. Ковadlo, P. Baron*, Оптика атмосферы и океана **35**, 11, 956–962. <https://doi.org/10.15372/AOO20221112> (2022)
15. *R. Holzlohner, S. M. Rochester, D. Bonaccini Calia, D. Budker, J. M. Higbie, and W. Hackenberg*, Astron. and Astrophys. **510**, A20 (2010).
16. *M. P. Langowski, C. von Savigny, J. P. Burrows, D. Fusen, E. C. M. Dawkins, W. Feng, J. M. C. Plane, and D. R. Marsh*, Atmos. Meas. Tech. **10**, 2989–3006 (2017).
17. *А. Марешаль, М. Франсон*, Структура оптического изображения (М.: Мир, 295, 1964).
18. *А. В. Андриенко*, Сборник трудов конференции “Астрономия в Приэльбрусье”, 55–58 (2003).
19. *L. A. Bol'basova and V. P. Lukin*, Atmospheric and Oceanic Optics **23**, 01, 65–72 (2010).
20. *В. А. Гладких, А. Э. Макиенко*, Приборы **7**, 109, 21–25 (2009).

SEASON VARIATIONS OF ASTROCLIMATE PARAMETERS FOR THE TERSKOL OBSERVATORY

L. A. Bolbasova^a and E. A. Kopylov^b

^a *V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science, Tomsk, Russia*

^b *Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

We present results of the study of seasonal variations of the astroclimate parameters for the Terskol Observatory: wind speed at the level of 200 mbar as a measure of the adaptive optics (AO) applicability, the wind speed altitude distribution, determining the requirements for the AO performance, moisture content to assess the possibility of AO operation in the IR range, the parameters of the mesospheric sodium layer, determining the brightness of the laser reference star for AO systems, in connection with the task of designing adaptive optics for the Zeiss-2000 telescope. Data on surface wind speed and total cloud cover are also analyzed to assess the available observation time. The data of atmospheric reanalysis were used, with the help of which the parameters under consideration have been studied in large astronomical observatories, as well as satellite data of measurements of mesospheric sodium and full-scale changes in surface wind velocity.

Keywords: astroclimate, observatory, adaptive optics

ВЕХИ В РАЗВИТИИ НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКИ

© 2023 г. Б. П. Кондратьев^{1,2,*}

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

² Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: work@boris-kondratyev.ru

Поступила в редакцию 20.04.2023 г.

После доработки 17.06.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

Даны краткий очерк развития идей и обзор некоторых достижений в современной небесной механике. Акцент делается на то, что классическое определение этой науки, данное Лапласом, не полностью отражает содержание современной небесной механики, и более емким является термин динамическая астрономия. Динамическая астрономия изучает почти все, что движется и вращается в Космосе: от пылинок до комет и астероидов, от ИСЗ, планет и их спутников до звезд и галактик. Эта комплексная наука включает не только задачи классической, но и релятивистской небесной механики, в нее входят теория фигур равновесия, разнообразные вычислительные методы и методы компьютерного моделирования. Важное значение имеют качественные методы, вершиной которых явилось создание КАМ-теории. Развитие небесной механики шло через практику разнообразных приложений, и диапазон проблем в ней исключительно широк. Ярким стимулом для развития динамической астрономии стало открытие экзопланет у других звезд. В статье прослеживается цепочка идей от кеплеровских орбит до оскулирующих лагранжевых эллипсов, от задачи двух тел к задачам многих тел, от колец Гаусса до моделей, построенных на основе прецессирующих аналогов этих колец.

Ключевые слова: небесная механика, динамическая астрономия, релятивистская небесная механика, теория фигур равновесия, проблемы и задачи

DOI: 10.31857/S0004629923070046, **EDN:** NCEDWP

1. ВВЕДЕНИЕ

Для любой развивающейся науки характерно следующее: активный поиск новых задач и разработка методов их решения. Но не наоборот! Небесная механика не исключение. Все важные результаты получены в ней “из первых принципов”. Небесная механика в полной мере выявила ценность математики в познании Вселенной. В этом обзоре хотелось показать, как в небесной механике зарождалось и формировалось то особое поле мысли, вне которого любое открытие в движении небесных тел не может быть ни совершено, ни правильно понято.

2. О ПРЕДМЕТЕ НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКИ

Небесная механика — коллективная наука, в ее развитие внесли вклад многие ученые. Имена Кеплера, Ньютона, Эйлера, Лагранжа, Лапласа говорят сами за себя. В истории этой науки были яркие моменты: переоткрытие “потерянной” Цереры в 1801 г. прославило Гаусса, Леверье “на кончике пера” открыл планету Нептун (Галле 1846). Успехи, конечно, были и потом (эффект-

ное открытие Троянцев на орбите Юпитера), есть они и сейчас (КАМ-теория, точнейшие расчеты гравитационных маневров аппаратов “Вояджер” и “Новые горизонты”, нобелевская премия за открытие в 1995 г. планеты вокруг звезды главной последовательности). Но важно и другое — именно небесная механика стала первой наукой и тем пробным камнем для ума человека, где неуспех в решении задачи был равносителен потере веры в человеческий разум. И это не преувеличение. Вот два примера.

1. Задолго до открытия Нептуна отчаянное сопротивление астрономам оказала Луна, ее движение упорно не подчинялось законам Кеплера. Еще (или уже) Ньютон сетовал, что от Луны у него болит голова [1]. Помог здесь не рецепт Эскулапа, а чутье исследователя: сохранив в своих подходах самое ценное — закон обратных квадратов, Эйлер, Даламбер и Лаплас начали учитывать дополнительные возмущения на Луну от Солнца. Так создавалась небесная механика. Сейчас состояние до Луны известно с точностью до сантиметров, а ряды по долготе Луны насчитывают тысячи членов (гармоник Фурье).

2. В 1859 г. Леверье обнаружил для прецессии перигелия Меркурия небольшие расхождения с наблюдениями: точные наблюдения давали $570''/100$ л., а теория с учетом возмущений от всех планет — только $526.7''$ за сто лет (одна только Венера давала $260''/100$ л.). На основании этого Леверье поначалу утверждал, что близ Солнца есть планета Вулкан [2]. Ситуация обострилась, когда Саймон Ньюком подтвердил наличие аномалии $43''$ за сто лет вместо $38''$ у Леверье. Назревала сенсация, но призрак новой планеты быстро рассеялся. Итог этих событий был изумляющий: для объяснения едва заметного отклонения в движении Меркурия потребовалась коренная перестройка всей теории гравитации — появилась Общая теория относительности.

Возвращаясь к главной теме, подчеркнем, что небесная механика (более широко — “динамическая астрономия”) изучает почти все, что движется и вращается в Космосе: от пылинок до комет и астероидов, от ИСЗ, планет и их спутников до звезд и галактик. Развитие небесной механики шло через практику разнообразных приложений, поэтому диапазон проблем в этой науке исключительно широк.

По традиции небесная механика определяется как область астрономии, где для исследования движения тел применяются ньютоновский закон обратных квадратов и методы классической механики. Но это определение не полностью отражает содержание современной небесной механики.

Во-первых, современная небесная механика хотя и основана на законе всемирного тяготения, во многих задачах учитываются и другие виды сил, например: производные от гравитации приливные силы (они обратны кубу расстояния и связаны с диссипацией энергии и сжатием фазового объема системы), электромагнитные силы, действующие на космические аппараты и частицы заряженной пыли, реактивные силы, давление излучения и солнечный ветер, силы сопротивления и т.д. Но командует парадом, конечно, гравитация.

Во-вторых, более ста лет успешно развивается релятивистская небесная механика [3–5], где применяются законы ОТО. Уже упоминалось, что исследования Леверье выявили аномальный эффект апсидальной прецессии у Меркурия, и объяснила его ОТО. Доказательство реальности расхождения в движении линии апсид $43''$ в столетие у Меркурия — тоже успех небесной механики. Переход от ОТО к ньютоновской теории гравитации соответствует области малых значений

отношения $\frac{\Phi}{c^2}$ (Φ — потенциал, c — скорость света). В наше время релятивистские эффекты изучаются в движении многих небесных тел, включая Луну, планеты и спутники. И это оправдано:

например, величина геодезической прецессии для некоторых спутников Юпитера сопоставима с их прецессией в ньютоновском приближении [6].

В-третьих, небесная механика включает в себя теорию фигур равновесия (ТФР) небесных тел, так как закон всемирного тяготения позволяет изучать не только движение планет вокруг Солнца, но и форму самих планет [1, 7–11]. Ныне исследование фигур равновесия и внутренней структуры небесных тел — активно развивающееся направление в небесной механике.

В-четвертых, важную роль в небесной механике играют методы компьютерного моделирования. В их развитии — ключ к новым открытиям в астрономии. Столь же необходимы и численные методы, которые позволяют прогнозировать движение небесного тела практически с неограниченной точностью, однако они не дают качественную картину движения.

В-пятых, в работах Пуанкаре (1854–1912) появились качественные методы исследования дифференциальных уравнений. Отметим вклад Пуанкаре [12–14]:

— в проблему расходимости рядов в небесной механике. Сейчас шум вокруг расходимости рядов поутих, но в свое время это была большая ложка дегтя. Губят ряды члены с малыми знаменателями, и Пуанкаре показал, как интегрировать дифференциальные уравнения расходящимися рядами!

— в изучение периодических и почти периодических решений. Не имея возможности проинтегрировать дифференциальное уравнение (а таких уравнений в небесной механике большинство), Пуанкаре предложил метод малого параметра для нахождения периодических решений. Его идея: если замкнутых периодических орбит много, можно установить, как расположатся между ними кривые, соответствующие реальным *непериодическим* движениям.

— Пуанкаре открыл интегральные инварианты и применил их для доказательства теоремы о возвращении; сейчас инварианты применяются и в теории атома, и в звездной динамике.

Новые яркие краски в исследование динамических систем внес Джордж Биркгоф, доказавший эргодическую теорему и существование двух неподвижных точек кольца, соответствующих периодическим решениям. Ныне эргодичность стала базовым понятием в теории динамических систем. Однако теорема Пуанкаре о возвращении еще не гарантирует эргодичность, если фазовое пространство системы не едино.

Пуанкаре и Ляпунов построили теорию периодических, а Колмогоров, Арнольд и Мозер — почти периодических решений. Качественные методы привели к созданию КАМ теории [15]. Ее суть: если гамильтониан системы представить в

виде $H = H_0 + \Delta H$ (ΔH — малое возмущение и частоты ω_i в H_0 несоизмеримы), то возмущенное движение почти всегда будет ограничено N -тором, т.е. устойчиво.

3. ОТ КИНЕМАТИКИ К ДИНАМИКЕ

Наука о движении планет прошла длинный путь от астрологических манипуляций жрецов, до остроумного (и наглядного!) кинематического метода (вспомним эксцентрики и эпициклы Гиппарха, Евдокса и Птолемея). Три закона Кеплера изменили картину движения планет, на смену сложным умозрительным схемам, основанным на комбинациях равномерных движений по кругам, пришла простая и красивая кинематика движения планет по эллипсам с Солнцем в одном из фокусов. И хотя переворот в астрономии, совершенный Коперником и его последователями (Бруно, Галилей, Кеплер), еще не выводил за рамки кинематического подхода, фундамент был заложен: эллипсы Кеплера и сегодня — тест на звание *Homo sapiens*!

Законы Кеплера вскрыли новый пласт знаний и были сформулированы столь ясно и четко, что задали в астрономии новый вектор развития. И хотя физические причины, лежащие в основе этих законов, оставались пока неясными, под напором мысли неизведанное отступало. Кеплер вплотную подошел к понятию неравномерного движения планет, и его усилия подхватили другие ученые: Галилей (1564–1642) ввел понятия мгновенной скорости и ускорения для прямолинейного движения, для круговых движений это сделал Гюйгенс (1629–1695). Зарождалась новая наука — *динамика*. В 1687 г. Ньютон доказал, что движение по законам Кеплера прямо следует из основных законов механики и закона Всемирного тяготения. Эти открытия оказали глубокое влияние на дальнейшее развитие небесной механики.

С появлением в трудах Ньютона и Эйлера общего *динамического метода*, в небесной механике появилось и стало оттачиваться искусство создания моделей на базе дифференциальных уравнений движения. Небесная механика оказалась в фокусе внимания ученых, новые задачи стимулировали интерес к постижению Мира.

4. НЕКОТОРЫЕ ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКИ

Интересная картина: закон обратных квадратов, лежащий в фундаменте динамической астрономии, красив, элегантен и позволяет легко формулировать много задач, однако в ходе их решения эта легкость куда-то испаряется. Факт тот, что задач с аналитическим решением в небесной

механике и сейчас очень немного. Кратко остановимся на них.

4.1. Задача двух тел и кеплеровские эллипсы

Фундаментом классической небесной механики является *задача двух тел* [12, 13, 16], в ней изучается движение двух точечных (или сферически симметричных) масс под взаимным притяжением по закону обратных квадратов. Здесь пять независимых первых интегралов движения: три интеграла площадей, интеграл энергии и дополнительный интеграл движения (вектор Лапласа—Рунге—Кутта, направленный вдоль линии апсид). С помощью этих интегралов исходная система дифференциальных уравнений движения шестого порядка методом редукции сводится к одному уравнению первого порядка, что и делает задачу интегрируемой. И ныне через изучение кеплеровских орбит проходит становление любого специалиста в точных науках.

Но если в математическом плане задача двух тел решена, то в астрономическом аспекте широкий простор для творчества остается [17, 18]. Задача двух тел — это не только неизменный маяк в море возмущенного движения, где учет возмущений от других тел приводит к прецессии кеплеровских эллипсов. Это еще и комплекс задач о топологии орбит, задачи для тел с переменными массами, задачи о рассеянии частиц и, конечно, задачи с ведущим центром (эпициклическое приближение). Отдельное направление в теории составляют кольца Гаусса. Некоторые задачи (например, движение в поле сжатого сфероида) есть не что иное, как возмущенная задача двух тел. Весьма актуальны сейчас задачи о движении небесных тел с учетом спин-орбитальных резонансов. В пространстве n измерений задача двух тел исследуется и сейчас, так как позволяет проверить некоторые результаты в космологии ранней Вселенной.

Примечание. В русле динамической астрономии лежат и задачи по определению вида сил при движении тела по орбитам разного типа, а также вида орбит по заданному закону сил. Часть таких задач решил еще Ньютон. Обратной задаче двух тел является задача Бертрана [12, 13] о нахождении траекторий по заданной силе (в другом варианте — задача о нахождении потенциала по заданному семейству орбит). В частности, движение по эллипсам возможно в двух потенциалах: кеплеровском $\varphi(r) = \frac{\mu}{r}$ с силовым центром в фокусе, и в потенциале Гука $\varphi(r) \sim r$, когда центр сил притяжения находится в геометрическом центре эллипса.

4.2. Оскулирующие эллипсы Лагранжа и теория возмущений

К началу XIX века эстафета от эллипсов Кеплера переходит к оскулирующим эллипсам Лагранжа, и на их основе усилиями многих ученых (Лаплас, Делоне, Энке, Ганзен, Хилл, Коуэлл) зарождается теория возмущений [12, 13]. Стало возможным находить ответы на самые сложные вопросы небесной механики, когда законы Кеплера становятся только приближительными. Фактически, теория возмущений — это идея о том, что можно изучать что-то неизвестное, начиная с известной величины. Один из основных ее приемов: в качестве исходной (промежуточной, или опорной) орбиты берут эллипс, а расхождения между реальной и опорной орбитами раскладывают в ряд. Но не всегда эти ряды работают (из-за присутствия членов с малыми знаменателями). В этой ситуации Ганзен остроумно предложил идею: за опорную орбиту брать не эллипс, а более сложную кривую: тогда ряды для отклонений реальной орбиты от принятой опорной не будут содержать неудобные члены.

4.3. Кольца Гаусса

От эллипсов Кеплера берет начало и другое направление — *кольца Гаусса*. В 1818 г. Гаусс для расчета вековых возмущений предложил усреднять движение возмущающей массы m по эллипсу орбиты; при этом усреднении образуется материальное эллиптическое кольцо с плотностью тем большей, чем дольше в своем движении находится тело на соответствующей дуге ds (рис. 1).

Сам Гаусс потенциал кольца не нашел, но сейчас этот потенциал в аналитическом виде известен [19]:

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{ring}}(x_1, x_2, x_3) &= \frac{2Gm}{\pi\sqrt{\lambda-v}} \times \\ &\times \left\{ K(k) + \frac{ea(x_1 + ea)}{a^2 + v} [\Pi(n, k) - K(k)] \right\}, \quad (1) \\ n &= \frac{a^2 + v}{v - \lambda}, \quad k = \sqrt{\frac{\mu - v}{\lambda - v}} \leq 1, \end{aligned}$$

где m — масса кольца, $a \geq b$ — его полуоси, e — эксцентриситет, $K(k)$ и $\Pi(k)$ — полные эллиптические интегралы 1-го и 3-го рода, λ, μ, v — эллипсоидальные координаты пробной точки.

4.4. Системы колец Гаусса. Взаимная энергия двух колец

С развитием метода усреднений стали изучать системы колец Гаусса [20]. В ГАИШ развит новый подход к изучению долгопериодических и вековых возмущений в некоторых задачах небесной

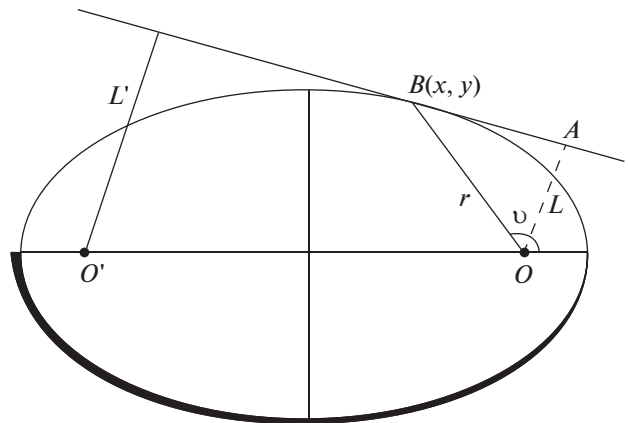


Рис. 1. Геометрическая схема кольца Гаусса. По статье [19].

механики. Он опирается не на возмущающую функцию Лагранжа R , а на взаимную потенциальную энергию колец Гаусса W_{mut} . Для компланарных колец с общим фокусом эта энергия в квадратичном приближении равна [21]

$$\begin{aligned} W_{\text{mut}} &= -\frac{Gm_1m_2}{\pi a_1} (W_0 + W_1e_1 + W_2e_2 + \\ &+ W_{11}e_1^2 + W_{22}e_2^2 + W_{12}e_1e_2). \quad (2) \end{aligned}$$

Коэффициенты в (2) выражаются через эллиптические интегралы. Взаимная энергия двух эллиптических колец Гаусса найдена и в более общем случае, когда кольца имеют малый взаимный наклон [22]. Сравнение с традиционным методом разложения возмущающей функции Лагранжа показало адекватность нового подхода. Оказывается, вместо усреднения полученного сложным образом выражения для возмущающей функции Лагранжа методически проще сразу вычислять взаимную энергию колец Гаусса.

Пример 1: метод круглых колец Гаусса в теории возмущений.

На практике встречаются случаи, когда орбиты двух планет с малым углом взаимного наклона можно представить круглыми кольцами; на кольца переносятся массы планет m_1 и m_2 , большие полуоси и углы наклона орбит, а также орбитальные угловые моменты планет. Рассмотрим в инерциальной системе координат Охуз два однородных круглых гравитирующих кольца с общим центром в точке О. Эти кольца Гаусса моделируют орбиты двух планет (рис. 2). Первое кольцо имеет радиус r_1 , одномерную плотность μ_1 , долготу восходящего узла Ω_1 и наклон i_1 к плоскости Оху. Аналогично, второе кольцо описывается параметрами $(r_2, \mu_2, \Omega_2, i_2)$.

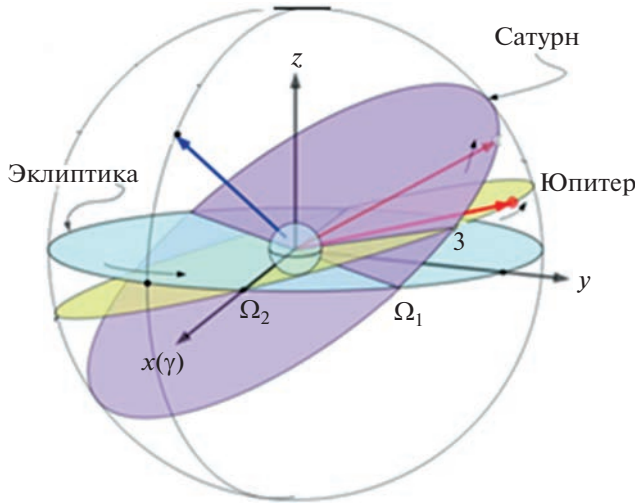


Рис. 2. Схема двух круглых колец с узлами в эклиптике Ω_1 (для орбиты Сатурна) и Ω_2 (для орбиты Юпитера). Для удобства изображения радиус орбиты Юпитера преувеличен. Дугой $\Omega_2 - \Omega_1$ показано расстояние между узлами орбит.

Роль функции возмущений здесь играет взаимная гравитационная энергия колец W_{mut} . В квадратичном по степеням малых углов i_1 и i_2 приближении эта энергия равна

$$W_{\text{mut}} = -\frac{2Gm_1m_2}{\pi r_1} \left\{ K(n) - \frac{\Delta i'^2}{4(1-n^2)} \times \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(n) - K(n) \right] \right\}, \quad (3)$$

где $K(n)$ и $E(n)$ – полные эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода, $n = \frac{r_2}{r_1} \leq 1$, угол взаимного на-

клона $\Delta i'$ связан с углами ориентации колец (i_1, i_2) относительно главной плоскости; с учетом малости наклонов колец к главной плоскости $\Delta i'$ выражается через углы в системе координат, связанной с эклиптикой (нештрихованные координаты)

$$\Delta i'^2 \approx i_1^2 + i_2^2 - 2i_1i_2 \cos(\Omega_2 - \Omega_1). \quad (4)$$

Для колец, пересекающихся по диаметру $\Omega_2 - \Omega_1 = 0$ и $\Delta i' = i_2 - i_1$. В общем случае метод позволяет учитывать несовпадение узлов орбит планет. Есть два варианта: i) с большим и ii) с малым углом между узлами орбит. Для каждого из них составлены и в конечном аналитическом виде решены системы из четырех дифференциальных уравнений, описывающих вековую эволюцию орбит. Если M – масса центрального тела (звезды), n_1 и n_2 – средние движения планет по ор-

битам, уравнения вековой эволюции двух круглых колец имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega_1}{dt} &= -\frac{n_1}{2\pi(1+n)} \frac{m_2}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right] \times \\ &\quad \times \left(1 - \frac{i_2}{i_1} \cos \Delta\Omega \right); \\ \frac{di_1}{dt} &= -\frac{n_1}{2\pi(1+n)} \times \\ &\quad \times \frac{m_2}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right] i_2 \sin \Delta\Omega; \\ \frac{d\Omega_2}{dt} &= -\frac{n_2n}{2\pi(1+n)} \frac{m_1}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right] \times \\ &\quad \times \left(1 - \frac{i_1}{i_2} \cos \Delta\Omega \right); \\ \frac{di_2}{dt} &= \frac{n_2n}{2\pi(1+n)} \times \\ &\quad \times \frac{m_1}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right] i_1 \sin \Delta\Omega. \end{aligned} \quad (5)$$

В переменных

$$\begin{aligned} h_1 &= i_1 \cos \Omega_1; & k_1 &= i_1 \sin \Omega_1; \\ h_2 &= i_2 \cos \Omega_2; & k_2 &= i_2 \sin \Omega_2 \end{aligned} \quad (6)$$

уравнения эволюции колец преобразуются к более простому виду

$$\begin{aligned} \frac{dh_1}{dt} &= -\sigma_1(k_2 - k_1); & \frac{dh_2}{dt} &= \sigma_2(k_2 - k_1); \\ \frac{dk_1}{dt} &= \sigma_1(h_2 - h_1); & \frac{dk_2}{dt} &= -\sigma_2(h_2 - h_1), \end{aligned} \quad (7)$$

где обозначены две частоты вековых колебаний

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{n_1}{2\pi(1+n)} \frac{m_2}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right]; \\ \sigma_2 &= \frac{n_2n}{2\pi(1+n)} \frac{m_1}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Решение системы дифференциальных уравнений (7) получено в конечном виде

$$\begin{aligned} h_1(t) &= C_1 + \sigma_1 [C_3 \cos \sigma t + C_4 \sin \sigma t]; \\ k_1(t) &= C_2 + \sigma_1 [-C_3 \sin \sigma t + C_4 \cos \sigma t]; \\ h_2(t) &= C_1 - \sigma_2 [C_3 \cos \sigma t + C_4 \sin \sigma t]; \\ k_2(t) &= C_2 - \sigma_2 [-C_3 \sin \sigma t + C_4 \cos \sigma t]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$ и введены константы интегрирования $C_1 \dots C_4$. В линейном приближении угол

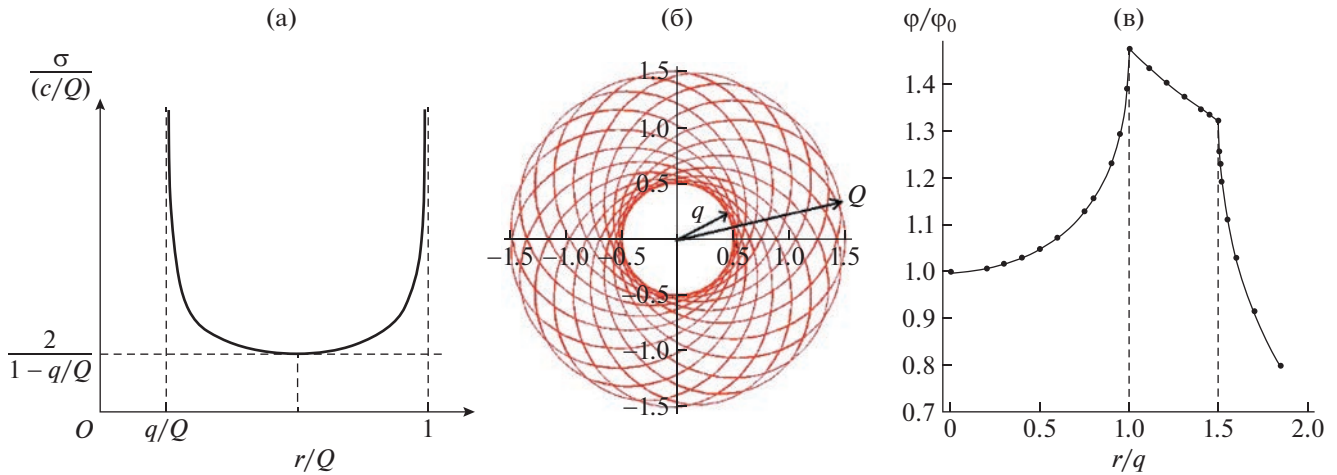


Рис. 3. В центре — R-диск; слева — распределение плотности в R-диске; справа — потенциал в плоскости R-диска. По статье [24].

взаимного наклона орбит в ходе эволюции остается постоянным

$$\Delta i' = \sqrt{(h_1 - h_2)^2 + (k_1 - k_2)^2} = \text{const.} \quad (10)$$

Вариант (i) проверен на примере двупланетной задачи Солнце–Юпитер–Сатурн, вариант (ii) — на примере пары экзопланет Kepler 10b и Kepler 10c.

Пример 2. Для двух колец Гаусса с элементами $(a_j, e_j, i_j, \omega_j, \Omega_j)$ при малых эксцентриситетах e_1 и e_2 и взаимном наклоне $\Delta i'$ в квадратичном приближении взаимная энергия имеет вид:

$$\begin{aligned} W_{\text{mut}} = & -\frac{Gm_1m_2}{\pi a_1(1+\alpha)} \times \\ & \times \left\{ 2K(k) + \frac{[e_1^2 + e_2^2 - (i_1^2 + i_2^2 - 2i_1i_2 \cos \Delta\Omega)]}{4} \times \right. \\ & \times \left[\frac{1+\alpha^2}{(1-\alpha)^2} E(k) - K(k) \right] - \\ & \left. - \frac{e_1e_2 \cos \Delta\varpi}{\alpha} \left[\frac{1-\alpha^2+\alpha^4}{(1-\alpha)^2} E(k) - (1+\alpha^2) K(k) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

где разность долгот восходящих узлов $\Delta\Omega = \Omega_2 - \Omega_1$ и

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{a_2}{a_1}, \quad k = \frac{2\sqrt{\alpha}}{1+\alpha}, \\ \Delta\varpi &= \varpi_2 - \varpi_1, \quad \varpi = \omega + \Omega, \end{aligned} \quad (12)$$

причем взаимный наклон через элементы колец выражается так:

$$\cos \Delta i' = \cos i_1 \cos i_2 + \sin i_1 \sin i_2 \cos \Delta\Omega. \quad (13)$$

В случае малых $\Delta\Omega$ выражение (11) упрощается. С помощью W_{mut} из (11) по обычной методике записывается и решается система уравнений вековой эволюции колец.

4.5. Двумерное обобщение кольца Гаусса (модель R-диска)

По законам механики из-за внешних возмущений и эффектов ОТО возникает апсидальная прецессия кольца Гаусса. В итоге при азимутальном усреднении получается R-диск [23, 24] (рис. 3). Нижняя граница диска определяется условиями выживаемости звезд от приливных возмущений ЧД, верхняя зависит от параметров орбиты звезды.

Распределение плотности в R-диске дается формулой

$$\sigma(r) = \frac{R_2 - R_1}{\pi} \frac{\bar{\sigma}}{\sqrt{(R_2 - r)(r - R_1)}}. \quad (14)$$

Такие R-кольца образуются из прецессирующих эллиптических орбит, в фокусе которых находится центральная звезда или черная дыра. Модель объясняет причину существования острых локальных минимумов на кривых вращения плоских галактик (рис. 4), применяется также для изучения динамики звездных дисков в центре Галактики.

4.6. 3D обобщение прецессирующего кольца Гаусса (модель R-тороида)

В продолжение темы колец. Для изучения вековых возмущений в небесной механике была построена аналитическая модель R-тороида [26, 27]. Модель основана на тройном усреднении движе-

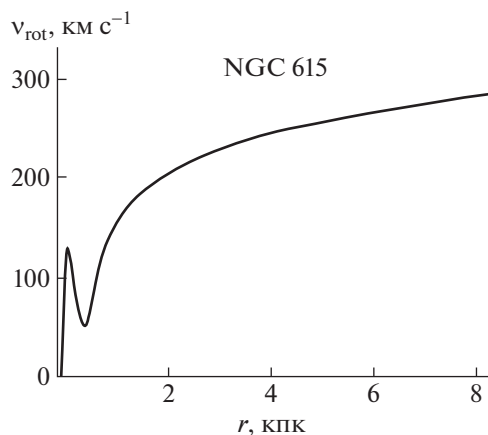


Рис. 4. Кривая вращения для галактики NGC 615, по книге [25].

ния материальной точки и сводится к цепочке преобразований: 1D кольцо Гаусса – 2D $\Rightarrow$ R-диск – 3D $\Rightarrow$ R-тороид.

Изучены форма, структура и гравитационный потенциал R-тороида (рис. 5). Закон плотности и нужная для приложений взаимная энергия R-тороида и внешнего кольца Гаусса представлены формулами

$$\rho(r, \theta) = \frac{M}{2\pi^3 a r \sqrt{\sin^2 i - \sin^2 \theta} \sqrt{(Q-r)(r-q)}};$$

$$W(r, \theta) = \frac{GM}{r} \times$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{3}{2} e^2 \right) P_2(\cos i) P_2(\sin \theta) \left(\frac{a}{r} \right)^2 + \right. \quad (15)$$

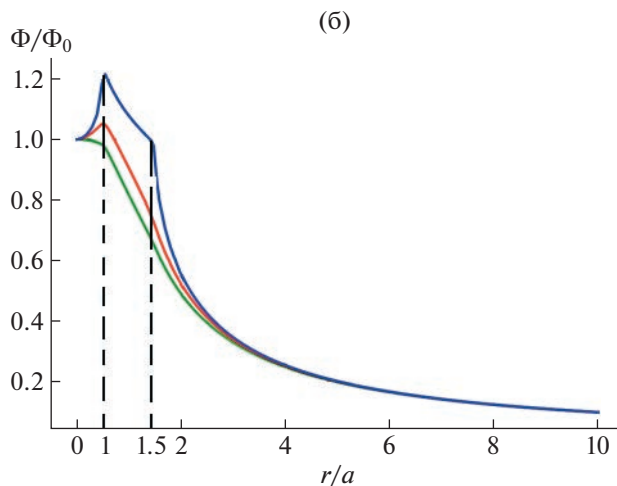
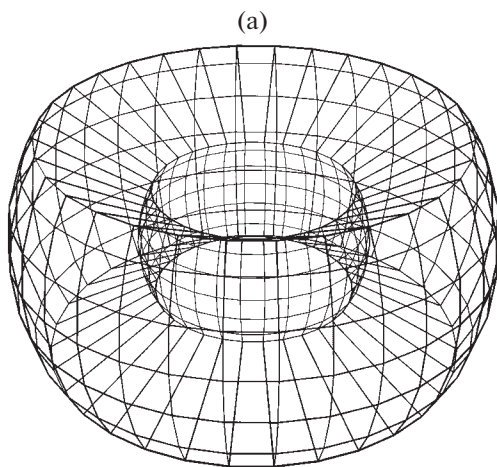


Рис. 5. (а) Фигура R-тороида. (б) Зависимость его внешнего потенциала в экваториальной плоскости.

$$+ \frac{3}{8} \left(1 + 5e^2 + \frac{15}{8} e^4 \right) P_4(\cos i) \times$$

$$\times P_4(\sin \theta) \left(\frac{a}{r} \right)^4 + O \left(\left(\frac{a}{r} \right)^6 \right) \}.$$

С помощью $W(r, \theta)$ была получена система уравнений вековой эволюции оскулирующих орбит в гравитационном поле R-тороида и центральной звезды. На основе комбинации из двух R-тороидов разработан метод изучения вековой (апсидальной и нодальной) прецессии орбит в циркумбинарных экзосистемах, состоящих из двойной звезды и планеты [27].

Модели взаимодействующих и прецессирующих колец Гаусса позволяют по-новому трактовать задачи в теории возмущений и упрощают сложные расчеты.

4.8. Задача двух неподвижных центров

В “загашнике” небесной механики есть задача двух неподвижных центров, которую поставил и решил Леонард Эйлер [28]. В 1901 г. Гастон Дарбу предложил вариант задачи с помощью двух *мнимых масс*. Эта идея Дарбу оказалась полезной через полвека. В эпоху ИСЗ задача двух неподвижных центров снова стала актуальной: оригинальный вариант этой задачи был изучен Дж. Винти и советскими учеными (Г.Н. Дубошин, Е.П. Аксенов, Е.А. Гребеников, В.Г. Демин), сумевших задачу о движении искусственных спутников в поле Земли втиснуть в “прокрустово ложе” задачи двух неподвижных центров с мнимыми точечными массами [29]. И здесь в качестве промежуточной орбиты для ИСЗ берется более сложная кривая, чем кеплеровский эллипс.

Замечание. Интересен предельный переход к моделированию потенциала двух мнимых масс в асимптотическом пределе из потенциала сплошного стержня с мнимым распределением плотности [11].

5. ЗАДАЧА ТРЕХ (И БОЛЕЕ) ТЕЛ

Огромный комплекс задач в небесной механике посвящен проблеме трех (и многих) тел.

5.1. Актуальность проблемы

Сразу подчеркнем: задача многих тел — это не отработанный материал, а классика, которая не выходит из моды! Эта задача находит приложения во многих областях физики, включая астрофизику, ядерную физику и физику элементарных частиц [30].

Ее внутреннее богатство начали раскрывать Лагранж, Лаплас и Пуанкаре: здесь совершенствовались аналитические методы механики [30, 31], зародилась и расцвела теория возмущений; здесь, под пеленой математической неопределенности появилось понятие хаоса в динамических системах и пошатнулся могучий Вселенский детерминизм Лапласа.

Та гармония мира, о которой мечтал Лаплас, рисуя предопределенность всех движений, терпит фиаско уже в астрономии (хотя, можно сказать, на ее периферии). Движения звезд в звездных скоплениях и движения многих малых тел Солнечной системы подвержены случайностям — это и заставляет нас рисовать современную картину [14, 32].

Длительные бесплодные попытки решить задачу трех тел привели в конце концов к фундаментальным отрицательным результатам. Брунс, Пенлеве и Пуанкаре доказали отсутствие в этой задаче дополнительных интегралов, кроме 10 классических (шесть интегралов описывают равномерное прямолинейное движение центра масс системы, три — компоненты углового момента, еще один — это интеграл энергии). С тех пор задачу N тел называют неинтегрируемой. Причиной отсутствия других интегралов является очень сложное поведение траекторий.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что эти ограничения выполняются только для траекторий в конечной области пространства. Для инфинитных орбит интегрирование все же может существовать (А.Н. Колмогоров, В.М. Алексеев [33]). Для таких орбит существуют локальные интегралы.

В небесной механике независимо от квантовой механики (соотношение неопределенностей Гейзенберга 1927 г.) поняли, что для описания положения частицы, из-за крайней чувствитель-

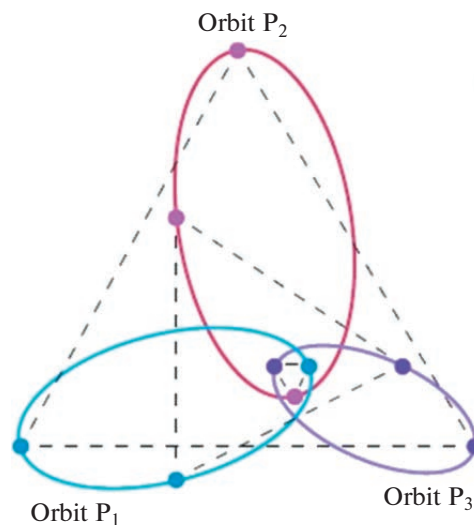


Рис. 6. Схема задачи трех тел.

ности траекторий к начальным условиям надо переходить к определению *вероятности* нахождения частицы в пространстве. И в этом фундаментальном вопросе физика и небесная механика — на параллельных рельсах! Пример: столкновение астероида с Землей — тоже вероятностное событие, так как параметры астероидной орбиты всегда содержат некоторую неопределенность.

Исследования в задаче трех тел проводились в двух направлениях: i) поиск общих приближенных решений с помощью метода возмущений и ii) поиск точных частных решений (например, точек либрации).

В общем виде задача трех тел, см. рис. 6, не интегрируется, но для некоторых частных случаев аналитические решения известны. Многие результаты получены компьютерными методами, среди них есть и настоящие сюрпризы (*восьмерка Мура* +600 (!) других подобных ей замысловатых траекторий [34], рис. 7).

5.2. Частные задачи в общей проблеме многих тел

5.2.1. Поиск новых вариантов динамической редукции. Актуальным является поиск новых вариантов динамической редукции. Напомним, что редукция есть процесс сокращения числа уравнений движения с учетом интегралов движения и сохраняющихся величин. Сравнительно новым является следующий вариант редукции [35]: так как любая конфигурация трех точек определяет треугольник, то все переменные задачи можно представить как совокупность геометрических (форма и размер треугольника) и вращательных (ориентация треугольника) переменных.

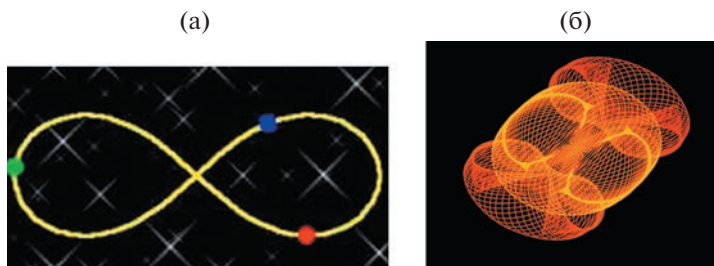


Рис. 7. Восьмерка Мура (а) и родственные ей траектории в задаче трех тел (б), по [34].

5.2.2. Ограниченная задача трех тел. На практике наиболее часто рассматривается *ограниченная задача трех тел* (когда масса третьего тела мала в сравнении с двумя основными “primaries”). Здесь главными являются варианты задачи: ограниченная круговая, ограниченная эллиптическая, ограниченная гиперболическая [36]. Далее эти три варианта широким веером рассыпаются на множество конкретных задач (где варьируются все параметры системы: относительные расстояния, форма тел, учитывается световое давление, масса одного или всех тел может зависеть от времени и т.д.). Иногда встречаются экзотические варианты задачи трех тел, как например *задача Роба* [37].

5.2.3. Точки либрации. Так называют точки равновесия во вращающейся системе отсчета. В ограниченной круговой задаче трех тел сначала были открыты три Эйлеровы (неустойчивые) коллинеарные точки, затем Лагранж нашел еще две (треугольные) точки L_4 и L_5 с устойчивым (при $\frac{m}{M} \leq \frac{1}{27}$) движением в их окрестности (рис. 8). Многочисленные варианты задач на изучение точек либрации рассматриваются до сих пор [38].

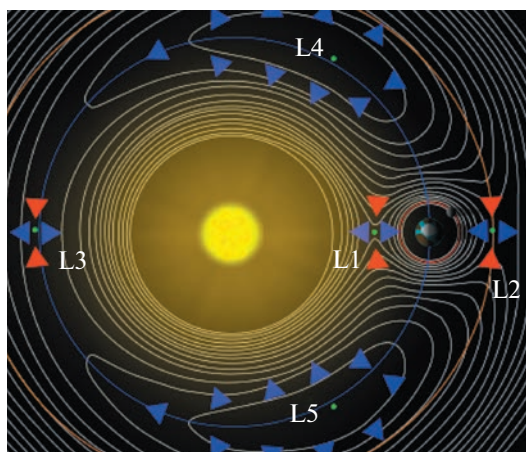


Рис. 8. Стандартная схема точек либрации в задаче трех тел. Изображение: NASA.

В астродинамике планируется все пять точек либрации использовать для освоения Солнечной системы космическими аппаратами. Так, точка L_2 в системе “Земля–Солнце” — идеальное место для наблюдательной астрофизики. В окрестности точки L_2 работало или работает несколько космических миссий:

- GAIA (2013 г.) — космический телескоп оптического диапазона Европейского космического агентства (ЕКА). Составлена трехмерная карта более одного миллиарда звезд нашей Галактики. Открыто более 10 тысяч экзопланет, а также множество астероидов и комет.

- “Планк” — астрономический спутник ЕКА, созданный для изучения вариаций реликтового излучения. Завершил свою работу.

- “Спектр-РГ” (Спектр-Рентген-Гамма) — российско-немецкая орбитальная астрофизическая лаборатория, предназначенная для построения карты Вселенной в рентгеновском диапазоне.

- Телескоп имени Джеймса Уэбба (диаметр зеркала 6.5 м). Специализируется на исследовании в инфракрасном диапазоне ранних галактик, звезд, экзопланет.

Большой интерес представляют два крупных семейства астероидов возле точек либрации L_4 (Греки) и L_5 (Троянцы) на орбите Юпитера (рис. 9). Обнаружены астероиды-троянцы, орбиты которых переходят от L_4 к L_5 . Греков почти в два раза больше. Возможное объяснение: ранняя миграция орбиты Юпитера к по направлению к Солнцу.

5.2.4. Задача Хилла. Особенно востребована в небесной механике *задача Хилла* (в ней рассматривается движение малого тела в окрестности планеты при большом возмущающем влиянии Солнца и других планет). Варианты задачи Хилла активно изучаются до сих пор [17, 30]. В частности, теория движения Луны является, по существу, задачей Хилла. Именно ряды Брауна-Хилла стали надежным инструментом важнейшей задачи расчета эфемериды Луны.

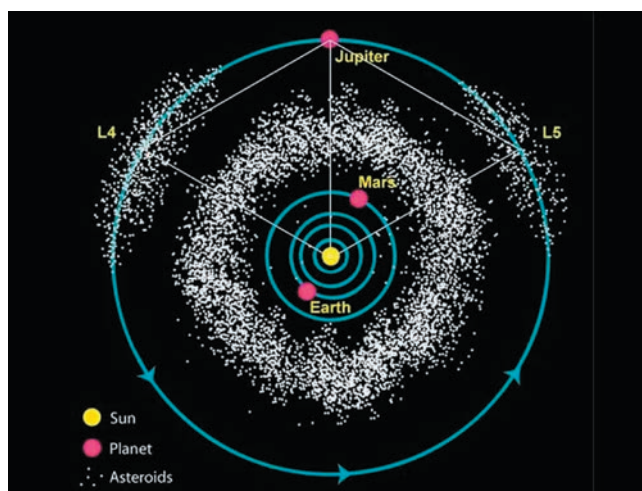


Рис. 9. Схема расположения на орбите Юпитера семейств астероидов “Греки” (L4) и “Троянцы” (L5). Источник: Википедия.

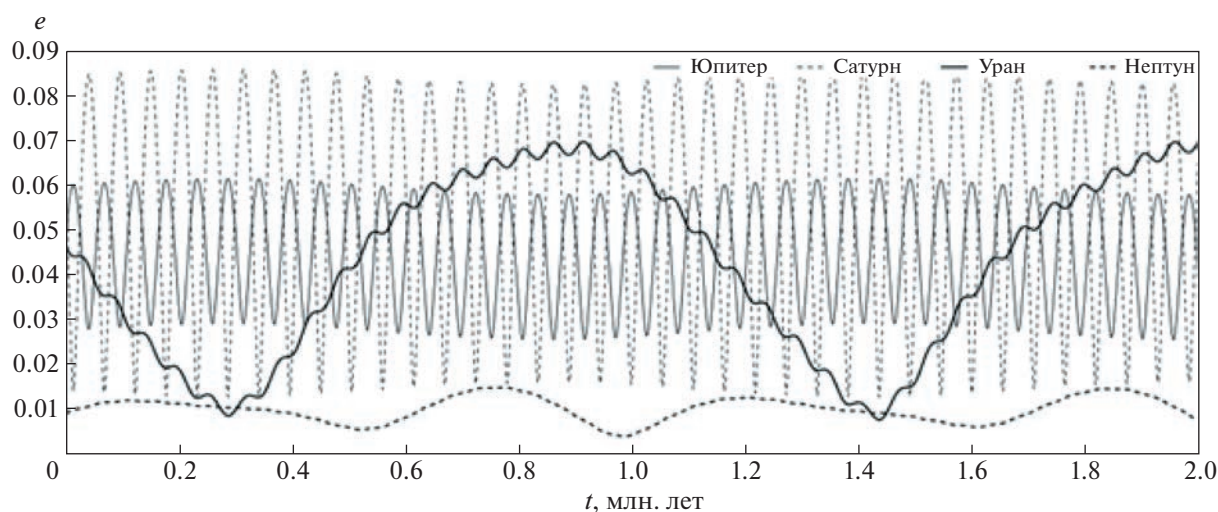


Рис. 10. Численный расчет вековой эволюции эксцентриситетов в задаче для четырех крупнейших планет в Солнечной системе на интервале 2 млн. лет. По работе [39].

5.2.5. Вековая эволюция орбит планет-гигантов Солнечной Системы. Большой интерес представляет картина вековой эволюции больших планет в Солнечной системе под возмущающим влиянием друг на друга. На рис. 10 показаны результаты численных расчетов для системы из пяти тел (четыре планеты и Солнце). Видим, что орбиты Юпитера и Сатурна эволюционируют в противофазе, с гораздо большим периодом эволюционирует орбита Урана. Нептун же ведет себя как свободный художник! Кстати, именно Нептун “выпадает” из закономерности Тициуса-Боде.

5.2.6. Центральные конфигурации. Это — большой комплекс задач, в которых ускорения всех тел направлены к одному центру. Здесь также много вариантов исследования, см. рис. 11, а изучение “хороводов” в пространстве n -измерений — излюбленная тема у математиков.

5.2.7. Задача Ситникова. Отметим еще интегрируемую задачу Ситникова (Макмиллана) (рис. 12), где два тела primaries имеют круговые или эллиптические орбиты, а третье тело нулевой массы движется по нормали.

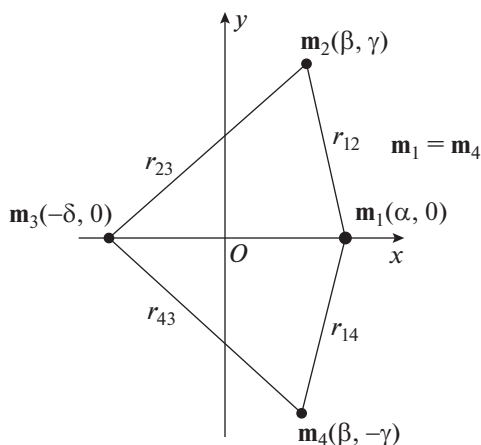


Рис. 11. Пример центральной конфигурации 4-х тел.

5.2.8. ИСЗ и космический мусор. Актуальной задачей в небесной механике является исследование движения ИСЗ и частиц космического мусора. Запуск искусственных спутников Земли, где первым был Советский Союз, глубоко повлиял на развитие астрономии и многих отраслей промышленности. Начавшееся соревнование мировых держав привело к тому, что спустя 2/3 века на орбитах вокруг Земли кружат многие тысячи созданных человеком аппаратов и их фрагментов, среди которых действующих спутников всего несколько процентов, а остальное — отработавшие свое ступени ракет, еще не сгоревшие в атмосфере аппараты и их многочисленные обломки. Количество этих отходов непрерывно растет. Появился термин “космический мусор”, но это мусор, который летает над головой, обладает гигантской кинетической и потенциальной энергией и может быть весьма опасен для человека как на Земле, так и в космосе.

Новые проблемы привели к пониманию необходимости изучения эволюции не только орбит ИСЗ, но и компонентов космического мусора. Эти тела движутся по законам небесной механики в сложном поле сил, определяемом гравитационным влиянием Земли, Луны и Солнца, а также давлением света и сопротивлением атмосферы. И здесь человечество столкнулось с серьезной и трудоемкой научной задачей. Число объектов, за которыми надо следить и предсказывать их движение, огромное, и по характеру задачи исследователю требуется не только детально знать фигуру Земли и структуру ее сложного гравитационного поля, не только творчески применять законы небесной механики, но необходимо развивать и такие области знаний, как теория возмущений, теория резонансов и динамического хаоса.

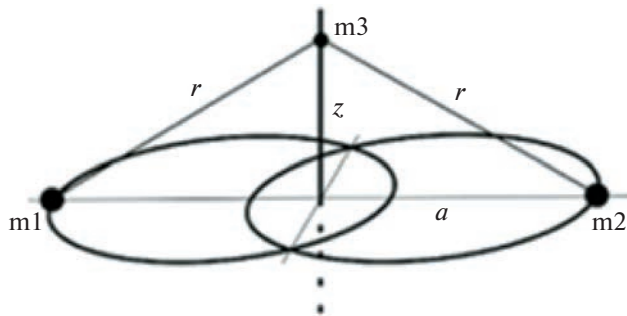


Рис. 12. К задаче Ситникова.

6. ТЕОРИЯ ФИГУР РАВНОВЕСИЯ

Область применения теории фигур равновесия в современной астрономии очень широкая. В рамках ТФР изучают форму, структуру и устойчивость вращающихся гравитирующих масс. Изучаются колебания тел, причем не только малые, но и нелинейные. Этот раздел науки граничит с геофизикой, астрофизикой и динамикой звездных систем. Модели фигур равновесия строятся для астероидов, планет и спутников, широкий комплекс задач есть для звезд и галактик. История ТФР наполнена яркими открытиями и пронизана глубокими аналитическими исследованиями Клеро и Лапласа, Дирихде и Римана, Пуанкаре, Ляпунова и Чандрасекара. На русском языке есть хорошие книги, излагающие теорию фигур равновесия. Упомянем книги Субботина [7], Чандрасекара [8], Аппеля [40], Пицетти [41], Лихтенштейна [42].

6.1. Элементы теории фигур равновесия

При баротропном состоянии $p = p(\rho)$ вращение в системе подчиняется закону $\Omega = \Omega(r)$ и существует *общий потенциал сил*

$$\Phi(x) = \varphi(x) + Q(x_1, x_2). \quad (16)$$

Здесь $\varphi(x)$ — ньютоновский, а $Q(x_1, x_2) = \frac{1}{2} \int_0^{r^2} \Omega^2 dr^2$ — центробежный потенциалы. В этом случае в системе совпадают поверхности $\rho = \text{const}$, $p = \text{const}$ и уровенные $\Phi = \text{const}$. При *баротропном вращении* граничная поверхность конфигурации $S(x)$ совпадает с одной из уровенных поверхностей и удовлетворяет уравнению

$$S(x) = G \iiint_{V \in S(x)} \frac{\rho(x')}{D} dV' + Q(r) + \text{const}. \quad (17)$$

В правой части (17) интегрирование производится по объему внутри искомой поверхности $S(x)$. Уравнения такого типа называются функ-

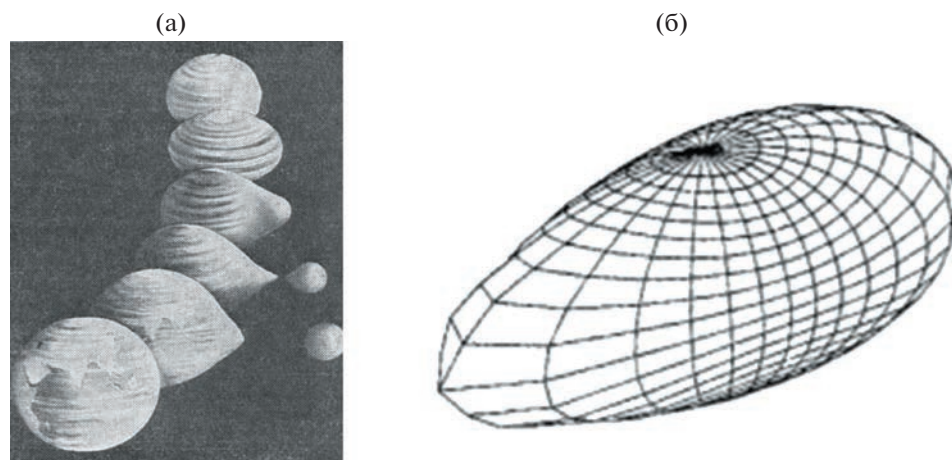


Рис. 13. а) К гипотезе Дарвина-Пуанкаре; б) финальная грушевидная фигура. Из статьи [43].

циональными, общего способа их решения не существует. Не существует, следовательно, и общего метода отыскания формы фигур равновесия. Даже если жидкость однородная и имеет жесткое вращение вокруг неподвижной оси, частные решения уравнения (17) только как бы угадываются. В 1742 г. Маклорен доказал, что сжатый сфероид может быть фигурой равновесия, в 1834 г. Якоби открывает трехосные фигуры относительного равновесия. Сфероиды Маклорена при соответствующем вращении могут сколь угодно мало отличаться от сферы. Эллипсоиды же Якоби существуют только при определенном отношении полуосей, имеют значительный момент вращения и всегда сильно отличаются от сферы. В астрономии однородные сфероиды Маклорена и трехосные эллипсоиды Якоби широко применяются.

6.2. Неоднородные фигуры равновесия

Из неоднородных фигур наиболее популярны *фигуры Роша*; их дополняет *уравнение Клеро*, связывающее распределение плотности $\rho(r)$ с распределением сплюснутости $\varepsilon(r)$ искомых поверхностей:

$$rD\varepsilon'' + (6D + 2rD')\varepsilon' + 2D'\varepsilon = 0,$$

$$D = \frac{1}{r^3} \int_0^r \rho(r) dr^3. \quad (18)$$

Согласно уравнению (18), в важном на практике случае убывания плотности от центра к поверхности, сжатие изоденсит $\varepsilon(r)$ к центру уменьшается!

6.3. Неэллипсоидальные фигуры равновесия

Еще молодыми Пуанкаре и Ляпунов открывают мир *неэллипсоидальных фигур равновесия* [8–11, 40]. Здесь пристальное внимание привлекли грушевидные фигуры (3-я гармоника на поверхности эллипсоида), играющие роль мостика между эллипсоидами Якоби и двойными звездами. Через деление “груши” Пуанкаре и Дарвин надеялись решить основную загадку космогонии: понять, как образовались Луна, планеты со спутниками, кратные звезды (рис. 13а). Особое очарование этой гипотезе придавало то, что решение о возможном делении “груши” долгое время скрывалось под пеленой математической неопределенности.

В этой кризисной ситуации разобрался А.М. Ляпунов, доказавший, что все “груши”, отводящиеся от критического эллипсоида Якоби, вековым и динамическим образом неустойчивы. По этому вопросу между ним и Джорджем Дарвином возникла жаркая полемика. Вскоре Джеймс Джинс независимым методом подтвердил правоту Ляпунова. Уже в наши дни расчеты на компьютере позволили выяснить интереснейшую деталь (рис. 13б): последовательность “груш” кончается не делением, а фигурой с “носиком” (особой точкой), откуда, как из лейки, вытекает жидкость [43].

6.4. Некоторые современные направления в ТФР

6.4.1. Определенный прогресс в ТФР связан с учетом внутреннего поля скоростей. Вот знаменитая формулировка проблемы Дирихле [8–10]: допускают ли законы механики такое движение жидких гравитирующих эллипсоидов, чтобы поле

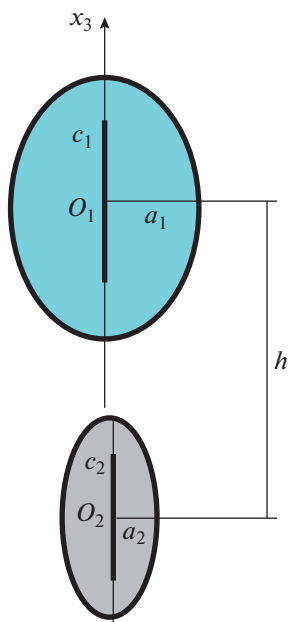


Рис. 14. Сечение двух коллинеарных вытянутых сфероидов [46].

скоростей в них было в любой момент времени линейным по координатам? Оказалось, что допускают! Это позволило пересмотреть всю теорию фигур равновесия. Здесь работали выдающиеся ученые Р. Дедекин, Б. Риман и С. Чандрасекар, был создан математический аппарат для комплекса задач о нелинейных колебаниях и фигурах равновесия жидких эллипсоидов, цилиндров и дисков. Кроме гравитации в этих моделях можно учитывать и магнитное поле.

6.4.2. В наше время [10, 44] получено обобщение проблемы Дирихле для жидких фигур на динамику звездных систем: построена полная теория, описывающая нелинейные колебания, равновесие и устойчивость самосогласованных фазовых эллипсоидальных моделей бесстолкно-

вительных звездных систем с квадратичным потенциалом. Построены шесть фазовых моделей звездных систем и доказано, что ими исчерпываются все возможные случаи таких эллипсоидальных моделей.

6.4.3. В теории неоднородных планет метод эллипсоидальных поверхностей — лишь первое приближение. Более точно поверхность фигуры равновесия описывается формулой

$$r(R, \theta) = R(1 + s_2(R)P_2(\cos \theta) + s_4(R)P_4(\cos \theta) + \dots), \quad (19)$$

где $s_2(R)$ — эллипсоидальные поверхности, $s_4(R)$ — поправка 4-го порядка. В этом направлении (В.Н. Жарков [45]) продолжают изучать фигуры равновесия небесных тел.

6.4.4. Актуальная тема: изучение фигур равновесия двойных систем, например, двойных астероидов. Эти задачи требуют хорошего знания теории потенциала.

Взаимная гравитационная энергия двух однородных вытянутых сфероидов (рис. 14, 15) с точностью до членов малого порядка e_1^5 и e_2^5 включительно равна [46]

$$W_{\text{mut}} = -\frac{GM_1M_2}{h} \times \left\{ 1 + \frac{e_1^2}{5x_s} + \frac{e_2^2}{5x_s n_s^2} + \frac{e_1^2 e_2^2}{5x_s^2 n_s^2} \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{5x_s} + \frac{1}{x_s^2} \right) \dots \right\}. \quad (20)$$

Пример. Изучение фигуры равновесия спутника Сатурна Япета позволило объяснить происхождение мощной (высотой 13 км) горной гряды вдоль экватора его поверхности [48] (рис. 16).

Примечание. Обратим внимание на то, что между фазовыми моделями бесстолкновительных звездных систем (где интегралы движения относятся к каждой звезде в отдельности) и небесно-механической задачей N гравитирующих тел (где интегралы движения относятся ко всей

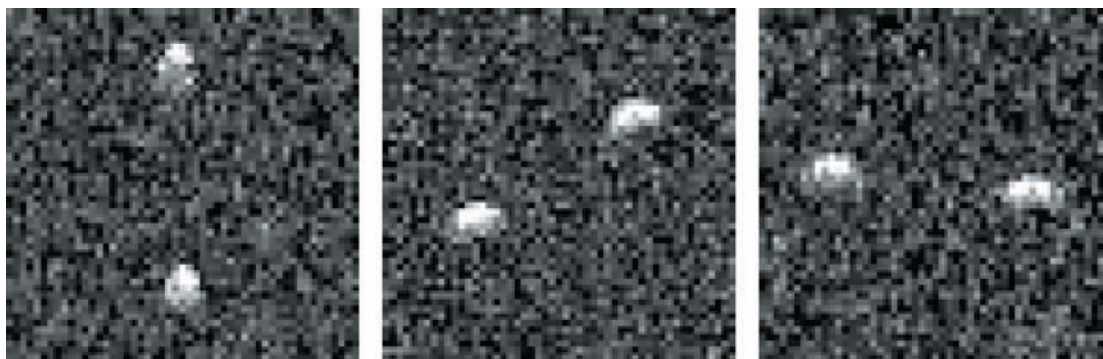


Рис. 15. Фотографии двойного астероида с синхронным вращением [47].

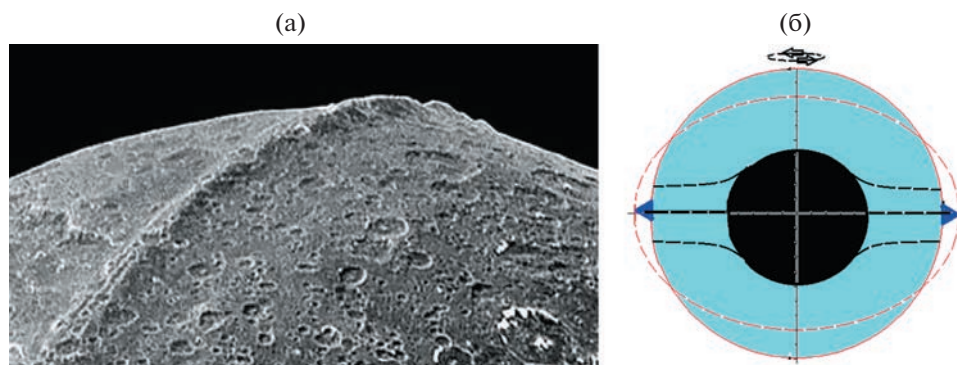


Рис. 16. (а) горный экваториальный хребет на Япете (“Кассини” 2007 г.); (б) схема его образования. Рис. (б) по работе [48].

системе в целом), существует широкая малоисследованная брешь.

7. ПОТРЕБНОСТИ СОВРЕМЕННОЙ НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКИ

1. В теоретическом плане небесная механика нуждается в дальнейшем развитии теории нелинейных динамических систем. Исследования показали, что в типичных динамических системах нет полной интегрируемости, однако нет и полного хаоса: складывается синтез, когда островки интегрируемости находятся в окружении хаоса.

2. Отдельно стоит проблема корректности применения расходящихся рядов для анализа устойчивости Солнечной системы на больших промежутках времени в десятки и сотни миллионов лет.

Весьма трудоемкие численные расчеты по вековой эволюции Солнечной системы на таких интервалах показали [49, 50]:

- движение планет-гигантов Юпитер–Сатурн–Уран–Нептун остается предсказуемо устойчивым;

- в движении малых планет и астероидов уровень хаоса становится гораздо заметнее. Меркурий за миллиард лет может попрощаться с нами. Но для Земли, из-за наличия у нее крупного спутника Луны, ситуация с орбитой и климатом оказывается устойчивой.

- происхождение обратного очень медленного вращения Венеры остается невыясненным.

3. Ценную роль методы компьютерного моделирования сыграли в анализе задачи трех (и более) тел, в прослеживании рядов неизвестных ранее неэллипсоидальных фигур равновесия, в изучении взаимодействия планет с диском. Изучение орбит спутников Марса Фобоса и Деймоса наводят на мысль, что, возможно, в раннюю эпоху эти два спутника представляли единое небес-

ное тело. Но дебаты по этому вопросу продолжают. Есть надежда, что с помощью быстродействующих ЭВМ удастся выяснить, какой будет Солнечная система через многие миллионы лет. Не до конца выяснена связь вида потенциалов с формой хаотических орбит. Актуальными являются полная инвентаризация резонансов и изучение их влияния на движение тел в Солнечной системе. Развитием темы резонансов является изучение эволюции колец Гаусса при орбитальных резонансах, а также исследование трехтельных резонансов в поясе астероидов.

4. Уже отмечалось, что визитной карточкой качественных методов небесной механики является КАМ теория. С основными идеями теории канонических систем и торов в фазовом пространстве можно познакомиться по книге Морбиделли “Современная небесная механика” [14].

5. В последние годы исследование Солнечной системы и внесолнечных планетных систем идет бурными темпами, и постоянный приток новых данных ставит новые задачи. Успехи наблюдательной астрономии предъявляют новые требо-

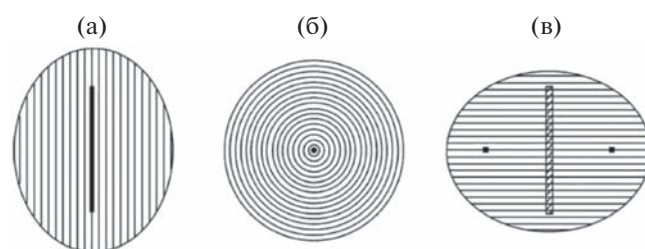


Рис. 17. Представление внешних гравитационных полей: а) вытянутого сфероида (неоднородным веществом стержнем), б) шара (материальной точкой) и в) – сжатого сфероида (неоднородным стержнем с чисто мнимым распределением плотности). По монографиям [10, 11].

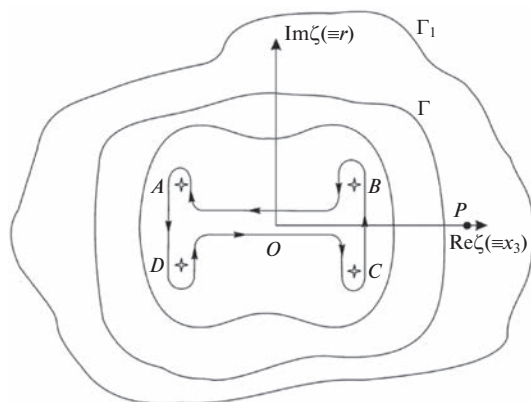


Рис. 18. К вопросу о нахождении эквиравитирующих стержней методом интеграла Коши. По монографии [11].

вания к точности аналитической теории и указывают на важность разработки новых моделей для изучения динамики и эволюции планетных систем [24, 27, 51]. Большой интерес представляет изучение эволюции орбит планет в циркумбинарных (и даже тройных) звездных системах.

6. Важную роль в современной небесной механике играют и методы сугубо математического характера, такие как теория потенциала и теория фигур равновесия.

Развито новое направление в теории потенциала: теория эквиравитирующих тел.

Еще Ньютон был приятно удивлен возможностью замены внешнего поля гравитирующего шара полем материальной точечной массы. Но шар — лишь частный случай трехосного эллипсоида, и важный шаг на этом пути сделали Маклорен и Лаплас: “Однородные софокусные эллипсоиды равной массы создают во внешнем пространстве одинаковые гравитационные поля”. Следующие шаги в этом направлении привели к созданию теории эквиравитирующих тел с вещественной или мнимой плотностью [11]. Новый математический аппарат позволяет решать большой круг задач; разработано, в частности, много оригинальных методов нахождения гравитационной энергии тел сложной формы.

Проблема эквиравитирующих тел разработана в трех направлениях [11].

Первое направление: теория эквиравитирующих стержней. Пример дан на рис. 17. Такие стержни могут иметь как реальные, так и мнимые распределения плотности. Для некоторых тел существуют “скелеты” из стержней, или комбинации из стержней и материальных точек (рис. 18). Каждое осесимметричное тело имеет соответствующий набор эквиравитирующих элементов.

Второе направление: представление внешних гравитационных полей объемных тел с экваториальной плоскостью симметрии с помощью специальных эквиравитирующих дисков.

Третье направление: развит метод специальных софокусных преобразований. Оказывается, любые элементарные эллипсоидальные оболочки и сплошные слоисто-неоднородные эллипсоиды, связанные специальными софокусными преобразованиями, являются эквиравитирующими.

7. Крупная игра — вылет черной дыры. При тесном взаимодействии двойной черной дыры с третьей (а это — задача трех тел!) одна из черных дыр может быть выброшена из галактики. Есть наблюдательные подтверждения этому, полученные на телескопе “Хаббл”.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рамки обзорной статьи не позволили привести конкретные решения для многих задач небесной механики. Просим извинить за это. В этом обзоре хотелось показать, как зарождалась небесная механика, как ходе работы над задачами начинали витать те общие идеи и формировалось то особое поле творческой мысли, вне которого не было бы современной науки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И. Тодхантер, *История математических теорий притяжения и фигуры Земли от Ньютона до Лапласа* (М.: Эдиториал УРСС, 2002).
2. Н. Т. Роузвер, *Перигелий Меркурия. От Леверье до Эйнштейна* (М.: Мир, 1985).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля. Издание 3-е, переработанное* (М.: Физматгиз, 1960).
4. Э. Уиттекер, *История теории эфира и электричества. Современные теории 1900–1926* (Москва—Ижевск: ИКИ, 2004).
5. В. А. Брумберг, *Релятивистская небесная механика* (М.: Наука, 1972).
6. V. V. Pashkevich and A. N. Vershkov, *Artificial Satellites* **55**, № 3, 118–129 (2020).
7. М. Ф. Субботин, *Курс небесной механики, Т. 3* (М.—Л.: ГИТТЛ, 1949).
8. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия* (М.: Мир, 1972).
9. Б. П. Кондратьев, *Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур* (М.: Наука, 1989).
10. Б. П. Кондратьев, *Теория потенциала и фигуры равновесия* (Москва—Ижевск: РХД 2003).
11. Б. П. Кондратьев, *Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями* (М.: Мир, 2007).
12. М. Ф. Субботин, *Введение в теоретическую астрономию* (М.: Наука, 1968).

13. Г. Н. Дубошин, *Небесная механика. Основные задачи и методы*. 3-е изд. (М.: Наука, 1975).
14. А. Морбиделли, *Современная небесная механика. Аспекты динамики Солнечной системы* (Москва—Ижевск: РХД, 2004).
15. Х. С. Думас, *Теория КАМ. Как это было* (Москва—Ижевск: РХД, 2017).
16. Ф. Мультон, *Введение в небесную механику* (М.—Л. ОНТИ, 1935).
17. К. Мюррей, С. Дермотт, *Динамика Солнечной системы* (М.: Физматлит, 2009).
18. Н. В. Емельянов, *Динамика естественных спутников планет на основе наблюдений* (Фрязино Век 2, 2019).
19. Б. П. Кондратьев, *Астрон. вестник* **46**, № 5, 380—391 (2012).
20. М. А. Вашковьяк, С. Н. Вашковьяк, *Астрон. вестник* **46**, № 1, 72—80 (2012).
21. Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов, *Журнал Технической Физики* **89**, № 10, 1477—1481 (2019).
22. Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов, *Астрон. Журн.* **97**, № 5, 408—420 (2020).
23. B. P. Kondratyev, N. G. Trubitsyna, and E. Sh. Mukhametshina, *Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems* (Astron. Soc. Pac., San Francisco, ASP Conf. Ser., Vol. 316, 326, 2004).
24. B. P. Kondratyev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **442**, 1755—1766 (2014).
25. А. В. Хоперсков, А. М. Фридман, *Физика галактических дисков* (Москва: Физматлит, 2011).
26. Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов, *Астрон. журн.* **98**, № 5, 407—422 (2021).
27. Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов, *Астрон. журн.* **98**, № 7, 571—580 (2021).
28. И. А. Герасимов, *Задача двух неподвижных центров* (Фрязино Век 2, 2005).
29. Е. П. Аксенов, *Теория движения искусственных спутников Земли* (М.: Наука, 1986).
30. К. Маршал, *Задача трех тел* (Москва—Ижевск: РХД, 2004).
31. К. Л. Зигель, *Лекции по небесной механике* (М.: ИЛ, 1959).
32. I. I. Shevchenko, *Dynamical Chaos in Planetary Systems* (Springer Nature, 2020).
33. В. М. Алексеев, *Лекции по небесной механике* (Москва—Ижевск: РХД, 2001).
34. C. Moore, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3675—3679 (1993).
35. B. Kol, arXiv:2107.12372 (2021).
36. В. Себехей, *Теория орбит. Ограниченная задача трех тел* (М.: Наука, 1982).
37. H. A. G. Robe, *Celestial Mechanics* **16**, 343 (1977).
38. А. П. Маркеев, *Точки либрации в небесной механике и космодинамике* (М.: Наука, 1978).
39. А. С. Перминов, Э. Д. Кузнецов, *Астрон. вестник* **52**, 2 (2018).
40. П. Анпель, *Фигуры равновесия вращающейся однородной жидкости* (Л.—М.: ОНТИ, 1936).
41. П. Пицетти, *Основы механической теории фигуры планет* (М.: ГТТИ, 1933).
42. Л. Лихтенштейн, *Фигуры равновесия вращающейся жидкости* (М.: Наука, 1965).
43. Y. Eriguchi, I. Hachisu, and D. Sugimoto, *Progress of Theoretical Physics* **67**, 4, 1068—1075 (1982).
44. B. P. Kondratyev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **274**, 3, 657—659 (1995).
45. В. Н. Жарков *Внутреннее строение Земли и планет* (М.: Наука и образование, 2013).
46. B. P. Kondratyev, V. S. Kornoukhov, and E. N. Kireeva, eprint arXiv:astro-ph, 2303.13892 (2023).
47. P. A. Taylor, E. G. Rivera-Valentin, A. K. Virkki, et al., 50th Lunar and Planetary Science Conference, held 18—22 March, 2019 at The Woodlands, Texas. LPI Contribution No. 2132, 2945 (2019).
48. Б. П. Кондратьев, *Астрон. вестник* **52**, № 5, 136 (2018).
49. G. J. Sussman and J. Wisdom, *Science* **257**, 5066, 56—62 (1994).
50. J. Laskar, *Astron. and Astrophys.* **287**, L9—L12 (1994).
51. М. Я. Маров, И. И. Шевченко, *Экзопланеты. Экзопланетология* (М.—Ижевск: ИКИ, 2017).

MILESTONES IN THE DEVELOPMENT OF CELESTIAL MECHANICS

B. P. Kondratyev^{a,b}

^a M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

^b Main (Pulkovo) Astronomical Observatory of the RAS, St. Petersburg, Russia

A brief outline of the development of ideas and a review of some achievements in modern celestial mechanics are given. The emphasis is on the fact that the classical definition of this science given by Laplace does not fully reflect the content of modern celestial mechanics, and the term dynamic astronomy is more capacious. Dynamic astronomy studies almost everything that moves and rotates in space: from dust particles to comets and asteroids, from satellites, planets and their satellites to stars and galaxies. This complex science includes not only the problems of classical, but also relativistic celestial mechanics, it includes the theory of equilibri-

um figures, various computational methods and computer simulation methods. Qualitative methods are of great importance, the culmination of which was the creation of the KAM theory. The development of celestial mechanics went through the practice of various applications, and the range of problems in it is exceptionally wide. A striking stimulus for the development of dynamical astronomy was the discovery of exoplanets around other stars. The article traces a chain of ideas from Keplerian orbits to osculating Lagrangian ellipses, from two-body problems to many-body problems, from Gaussian rings to models built on the basis of precessing analogues of these rings.

Keywords: celestial mechanics, dynamical astronomy, relativistic celestial mechanics, theory of equilibrium figures, problems and tasks