

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 99, номер 4, 2022

---

---

Параметры вращения галактики по OB2-звездам с собственными движениями и параллаксами из каталога GAIA EDR3 <i>В. В. Бобылев, А. Т. Байкова</i>	267
Поиск ярких мазеров в линии водяного пара в направлении на пылевые сгустки Галактики <i>Д. А. Ладейщиков, А. П. Цивилев, А. М. Соболев, Е. А. Попова</i>	277
Перспективы наблюдения в дальнем инфракрасном диапазоне рекомбинационных линий водорода в галактиках эпохи вторичной ионизации <i>С. В. Пилипенко, А. А. Ермаш, Г. Бендо</i>	297
Физические параметры горячего пятна а радиогалактики Лебедь А <i>В. С. Артюх</i>	308
О спектре рассеянного излучения протопланетных дисков <i>В. П. Гринин, Л. В. Тамбовцева, Д. В. Дмитриев</i>	317
Моделирование тепловых поверхностных волн в протопланетном диске в 1+1D приближении <i>Я. Н. Павлюченков, Л. А. Максимова, В. В. Акимкин</i>	325
Статистика обнаружений импульсных сигналов в площадке со склонениями от +42° до +52° на частоте 111 МГц <i>В. А. Самодуров, С. А. Тюльбашев, М. О. Торопов, С. В. Логвиненко</i>	334
Параметры рентгеновской двойной системы Sco X-1 в модели неполного заполнения оптической звездой своей полости Роша <i>А. М. Черепашук, Т. С. Хрузина, А. И. Богомазов</i>	342

---

---



## ПАРАМЕТРЫ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИКИ ПО ОБ2-ЗВЕЗДАМ С СОБСТВЕННЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ И ПАРАЛЛАКСАМИ ИЗ КАТАЛОГА GAIA EDR3

© 2022 г. В. В. Бобылев<sup>1, \*</sup>, А. Т. Байкова<sup>1, \*\*</sup>

<sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Пулково, Россия

\*E-mail: vbobylev@gaoran.ru

\*\*E-mail: bajkova@gaoran.ru

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 07.12.2021 г.

Принята к публикации 27.12.2021 г.

Проведен анализ кинематики ОБ2-звезд с собственными движениями и параллаксами, отобранными Сюем и др. из каталога Gaia EDR3. Причем относительные ошибки параллаксов для всех звезд этой выборки не превышают 10%. По выборке из 9750 звезд получены следующие значения компонентов групповой скорости  $(U, V, W)_{\odot} = (7.21, 7.46, 8.52) \pm (0.13, 0.20, 0.10)$  км/с и параметров угловой скорости вращения Галактики:  $\Omega_0 = 29.712 \pm 0.062$  км/с/кпк,  $\Omega'_0 = -4.014 \pm 0.018$  км/с/кпк<sup>2</sup> и  $\Omega''_0 = 0.674 \pm 0.009$  км/с/кпк<sup>3</sup>. Круговая скорость вращения окосолнечной окрестности вокруг центра Галактики здесь составляет  $V_0 = 240.7 \pm 3.0$  км/с для принятого расстояния Солнца до галактического центра  $R_0 = 8.1 \pm 0.1$  кпк. Показано, что влияние систематической поправки к тригонометрическим параллаксам каталога Gaia EDR3 с величиной  $\Delta\pi = -0.040$  mas не превышает уровня  $\sim 1\sigma$  ошибок искомым кинематическим параметрам модели. По собственным движениям ОБ-звезд определены следующие дисперсии остаточных скоростей  $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) = (11.79, 9.66, 7.21) \pm \pm (0.06, 0.05, 0.04)$  км/с. Показано, что первая ось этого эллипсоида слегка отклонена от направления на центр Галактики  $L_1 = 12.4 \pm 0.1^\circ$ , а третья ось направлена практически точно на северный полюс Галактики,  $B_3 = 83.7 \pm 0.1^\circ$ .

*Ключевые слова:* ОБ-звезды, кинематика, вращение Галактики

DOI: 10.31857/S0004629922040016

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Звезды спектрального класса O и ранние B — это очень молодые (несколько млн. лет) массивные (более  $10 M_{\odot}$ ) звезды высокой светимости. Благодаря этим свойствам они представляют большое значение для изучения структуры и кинематики Галактики на различных масштабах.

С использованием ОБ-звезд изучают структуру и кинематику окосолнечной окрестности, где расположены молодые рассеянные звездные скопления [1], ОБ-ассоциации [2–4], пояс Гулда [5, 6] и Местный рукав [7].

Известно большое количество так называемых убегающих звезд. В основном это как раз ОБ-звезды, покинувшие с большими скоростями родительское скопление или ассоциацию [8–11].

Благодаря высокой светимости, ОБ-звезды видны с очень далеких от Солнца расстояний. По ОБ-звездам оцениваются спектrophотометриче-

ские расстояния с относительными ошибками 15–25% [12–14], которые вплоть до последнего времени служили основным источником расстояний до этих звезд. Многие O-звезды окружены компактными оболочками из ионизованного водорода, так называемыми зонами HII. Зоны HII и ОБ-звезды хорошо трассируют крупномасштабную структуру Галактики. Их, например, используют для изучения искривления тонкого диска [15, 16] или галактического спирального узора [7, 14, 16–19].

ОБ-звезды используются для определения параметров галактического вращения [3, 20–31]. Причем зачастую анализируются только их собственные движения, так как лучевые скорости одиночных ОБ-звезд измеряются с большими ошибками.

В рамках космического эксперимента Gaia [33] опубликована версия каталога Gaia EDR3 (Gaia Early Data Release 3 [34]), в которой по срав-

нению с предыдущей версией, Gaia DR2 [35] уточнены примерно на 30% значения тригонометрических параллаксов и собственных движений для около 1.5 млрд. звезд. Тригонометрические параллаксы для примерно 500 млн. звезд измерены с ошибками менее  $0.2 \text{ mas}^1$ . Для звезд со звездными величинами  $G < 15^m$  случайные ошибки измерения собственных движений лежат в интервале  $0.02\text{--}0.04 \text{ mas/год}$ , и они сильно возрастают у более слабых звезд. В целом собственные движения около половины звезд каталога измерены с относительной ошибкой менее 10%. Новых измерений лучевых скоростей в каталоге Gaia EDR3 нет.

В работе Сюя и др. [19] был представлен каталог 5772 звезд спектральных классов O-B2, в котором собственные движения и тригонометрические параллаксы звезд были взяты из каталога Gaia DR2. Кинематический анализ этих OB-звезд был выполнен в работе Бобылева и Байковой [32]. В работе Сюя и др. [7] создана новая, более обширная, выборка OB-звезд с собственными движениями и тригонометрическими параллаксами из каталога Gaia EDR3. Целью настоящей работы является переопределение параметров вращения Галактики с использованием новейших данных о звездах спектральных классов O и B из работы [7].

## 2. МЕТОДЫ

### 2.1. Параметры вращения Галактики

Из наблюдений имеем три составляющие скорости звезды: лучевую скорость  $V_r$  и две проекции тангенциальной скорости  $V_l = 4.74r\mu_l \cos b$  и  $V_b = 4.74r\mu_b$ , направленные вдоль галактической долготы  $l$  и широты  $b$  соответственно, выраженные в км/с. Коэффициент 4.74 является коэффициентом размерности, а  $r$  — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк, которое вычисляется через параллакс  $\pi$  как  $r = 1/\pi$ . Компоненты собственного движения  $\mu_l \cos b$  и  $\mu_b$  выражены в  $\text{mas/год}$ .

Для определения параметров кривой галактического вращения мы используем уравнения, полученные из формул Боттлингера, в которых произведено разложение угловой скорости  $\Omega$  в ряд до членов второго порядка малости  $r/R_0$ :

$$\begin{aligned} V_r = & -U_{\odot} \cos b \cos l - V_{\odot} \cos b \sin l - \\ & - W_{\odot} \sin b + R_0(R - R_0) \sin l \cos b \Omega'_0 + \\ & + 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \cos b \Omega''_0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} V_l = & U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l - r\Omega_0 \cos b + \\ & + (R - R_0)(R_0 \cos l - r \cos b)\Omega'_0 + \\ & + 0.5(R - R_0)^2(R_0 \cos l - r \cos b)\Omega''_0, \\ V_b = & U_{\odot} \cos l \sin b + V_{\odot} \sin l \sin b - \\ & - W_{\odot} \cos b - R_0(R - R_0) \sin l \sin b \Omega'_0 - \\ & - 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \sin b \Omega''_0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $R$  — расстояние от звезды до оси вращения Галактики,  $R^2 = r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos b \cos l + R_0^2$ . Скорости  $(U, V, W)_{\odot}$  являются средней групповой скоростью выборки, берутся с обратным знаком и отражают пекулярное движение Солнца.  $\Omega_0$  — угловая скорость вращения Галактики на солнечном расстоянии  $R_0$ , параметры  $\Omega'_0$  и  $\Omega''_0$  — соответствующие производные угловой скорости.

Имея значения  $\Omega_0$  и  $R_0$ , можем вычислить линейную скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии  $V_0 = R_0 \Omega_0$ . В настоящей работе значение  $R_0$  принимается равным  $8.1 \pm 0.1$  кпк согласно обзору Бобылева, Байковой [36], где оно было выведено как средневзвешенное из большого количества современных индивидуальных оценок.

### 2.2. Эллипсоид остаточных скоростей

Для оценки дисперсий остаточных скоростей звезд используем следующий известный метод. Рассматриваются шесть моментов второго порядка  $a, b, c, f, e, d$ :

$$\begin{aligned} a = \langle U^2 \rangle - \langle U_{\odot}^2 \rangle, \quad b = \langle V^2 \rangle - \langle V_{\odot}^2 \rangle, \\ c = \langle W^2 \rangle - \langle W_{\odot}^2 \rangle, \quad f = \langle VW \rangle - \langle V_{\odot} W_{\odot} \rangle, \\ e = \langle WU \rangle - \langle W_{\odot} U_{\odot} \rangle, \quad d = \langle UV \rangle - \langle U_{\odot} V_{\odot} \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

которые являются коэффициентами уравнения поверхности

$$ax^2 + by^2 + cz^2 + 2fyz + 2ezx + 2dxy = 1, \quad (5)$$

а также компонентами симметричного тензора моментов остаточных скоростей

$$\begin{pmatrix} a & d & e \\ d & b & f \\ e & f & c \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Основное внимание в настоящей работе уделяется анализу собственных движений OB-звезд, лучевых скоростей в этой выборке мало, поэтому для определения элементов тензора остаточных скоростей используем три следующих уравнения:

$$V_l^2 = a \sin^2 l + b \cos^2 l \sin^2 l - 2d \sin l \cos l, \quad (7)$$

<sup>1</sup> mas (milli arc second) — миллисекунда дуги.

$$V_b^2 = a \sin^2 b \cos^2 l + b \sin^2 b \sin^2 l + c \cos^2 b - 2f \cos b \sin b \sin l - 2e \cos b \sin b \cos l + 2d \sin l \cos l \sin^2 b, \quad (8)$$

$$V_l V_b = a \sin l \cos l \sin b + b \sin l \cos l \sin b + f \cos l \cos b - e \sin l \cos b + d(\sin^2 l \sin b - \cos^2 l \sin b), \quad (9)$$

которые решаются методом наименьших квадратов относительно шести неизвестных  $a, b, c, f, e, d$ . Затем находятся собственные значения тензора (6)  $\lambda_{1,2,3}$  из решения векового уравнения

$$\begin{vmatrix} a - \lambda & d & e \\ d & b - \lambda & f \\ e & f & c - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (10)$$

Собственные значения данного уравнения равны обратным значениям квадратов полуосей эллипсоида моментов скоростей и, в то же время, квадратам полуосей эллипсоида остаточных скоростей:

$$\lambda_1 = \sigma_1^2, \quad \lambda_2 = \sigma_2^2, \quad \lambda_3 = \sigma_3^2, \quad \lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3. \quad (11)$$

Направления главных осей тензора (10)  $L_{1,2,3}$  и  $B_{1,2,3}$  находятся из соотношений

$$\operatorname{tg} L_{1,2,3} = \frac{ef - (c - \lambda)d}{(b - \lambda)(c - \lambda) - f^2}, \quad (12)$$

$$\operatorname{tg} B_{1,2,3} = \frac{(b - \lambda)e - df}{f^2 - (b - \lambda)(c - \lambda)} \cos L_{1,2,3}. \quad (13)$$

### 3. ДАННЫЕ

В настоящей работе использована выборка ОБ-звезд из компиляции Сюя и др. [7], для которых собственные движения и тригонометрические параллаксы были взяты из каталога Gaia EDR3. Для этого с каталогом Gaia EDR3 в работе [7] были отождествлены спектроскопически подтвержденные Скифом [37] 9750 звезд спектральных классов от O до B2. Причем в [7] были отобраны звезды с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 10%, а звезды с  $|z| > 300$  пк этими авторами не были включены в выборку.

В параллаксах каталога Gaia EDR3, по-видимому, сохранился небольшой систематический сдвиг по отношению к инерциальной системе координат [38–43]. Впервые такой сдвиг был выявлен в параллаксах Gaia DR2 с величиной  $\Delta\pi = -0.029$  mas [44], позже подтвержденный из анализа различных высокоточных данных. Такую

поправку необходимо прибавлять к измеренным параллаксам, поэтому истинные расстояния до звезд должны уменьшиться. Значение поправки  $\Delta\pi$  к параллаксам каталога Gaia EDR3 колеблется от  $-0.015$  [41] до  $-0.039$  mas [40]. Значение поправки сильно зависит от звездной величины, простыми методами полностью она не исключается.

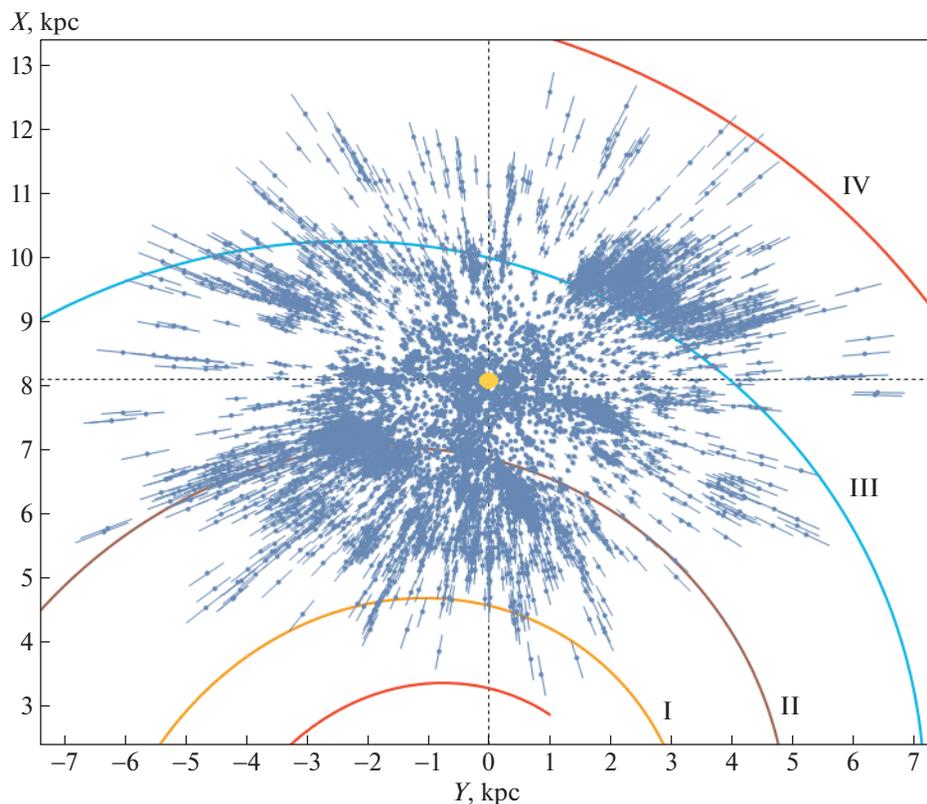
В работе Сюя и др. [7] было изучено влияние поправки  $\Delta\pi = -0.017$  mas на характеристики спирального узора. Эти авторы заключили, что такая систематическая поправка не оказывает значительного влияния на характер пространственного распределения исследуемых ОБ-звезд. В настоящей работе мы хотим проверить влияние поправки на искомые кинематические параметры ОБ-звезд.

На рис. 1 дано распределение ОБ-звезд с относительными ошибками параллаксов менее 7% в проекции на галактическую плоскость  $XY$ . Использована система координат, в которой ось  $X$  направлена от центра Галактики на Солнце, направление оси  $Y$  совпадает с направлением вращения Галактики. Показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки  $i = -13^\circ$  [45], построенный со значением  $R_0 = 8.1$  кпк, римскими цифрами пронумерованы следующие отрезки спиральных рукавов: I – Щита, II – Киля-Стрельца, III – Персея и IV – Внешний рукав.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Система условных уравнений вида (1)–(3) решается методом наименьших квадратов (МНК) с весами вида  $w_{r,l,b} = S_0 / \sqrt{S_0^2 + \sigma_{V_{r,l,b}}^2}$ , где  $S_0$  – “космическая” дисперсия,  $\sigma_{V_r}, \sigma_{V_l}, \sigma_{V_b}$  – дисперсии ошибок соответствующих наблюдаемых скоростей. Значение  $S_0$  сопоставимо со среднеквадратической невязкой  $\sigma_0$  (ошибка единицы веса) при решении условных уравнений вида (1)–(3). Мы приняли  $S_0 = 10$  км/с. Система уравнений решалась в несколько итераций с применением критерия  $3\sigma$  для исключения звезд с большими невязками.

Первый способ заключается в поиске решения с использованием только одного условного уравнения (2). Найденные параметры галактического вращения для трех выборок ОБ-звезд с различным уровнем ошибок параллаксов даны в табл. 1. Для каждой выборки дано среднее значение координаты  $\bar{z}$  (отражает “эффект возвышения”, т.е. высоту Солнца над плоскостью Галактики). Полученные оценки  $\bar{z}$  находятся в очень хорошем



**Рис. 1.** Распределение OB-звезд с относительными ошибками параллакса менее 7% в проекции на галактическую плоскость  $XY$ , желтым кружком отмечено положение Солнца, показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки  $i = -13^\circ$  согласно [45].

согласии, например, со значением  $\bar{z} = -23 \pm 3$  пк, найденным из анализа РЗС с данными из каталога Gaia DR2 в работе [46].

В нижней части таблицы даны значения постоянных Оорта  $A = 0.5\Omega'_0 R_0$  и  $B = A - \Omega_0$ , вычисленные с использованием полученных зна-

**Таблица 1.** Параметры вращения Галактики, найденные по OB-звездам только на основе уравнения (2)

Параметры	$\sigma_\pi/\pi < 5\%$	$\sigma_\pi/\pi < 7\%$	$\sigma_\pi/\pi < 10\%$
$N_*$	6861	8766	9750
$N_{\text{eq}}$	6764	8640	9610
$\bar{z}$ , пк	$-14.5 \pm 1.0$	$-18.7 \pm 0.9$	$-19.3 \pm 0.9$
$\bar{r}$ , кпк	1.89	2.12	2.27
$U_\odot$ , км/с	$6.80 \pm 0.19$	$6.92 \pm 0.17$	$7.17 \pm 0.16$
$V_\odot$ , км/с	$6.76 \pm 0.37$	$7.43 \pm 0.29$	$7.37 \pm 0.24$
$\Omega_0$ , км/с/кпк	$29.633 \pm 0.084$	$29.696 \pm 0.076$	$29.700 \pm 0.076$
$\Omega'_0$ , км/с/кпк <sup>2</sup>	$-4.013 \pm 0.023$	$-4.007 \pm 0.022$	$-4.008 \pm 0.022$
$\Omega''_0$ , км/с/кпк <sup>3</sup>	$0.655 \pm 0.018$	$0.670 \pm 0.011$	$0.671 \pm 0.011$
$\sigma_0$ , км/с	11.3	11.6	11.8
$A$ , км/с/кпк	$16.37 \pm 0.23$	$16.25 \pm 0.22$	$16.23 \pm 0.22$
$B$ , км/с/кпк	$-13.29 \pm 0.25$	$-13.38 \pm 0.24$	$-13.47 \pm 0.23$
$V_0$ , км/с	$240.3 \pm 3.1$	$240.0 \pm 3.0$	$240.6 \pm 3.0$

Примечание.  $N_*$  — общее количество звезд в выборке,  $N_{\text{eq}}$  — количество использованных уравнений.

**Таблица 2.** Параметры вращения Галактики, найденные по ОВ-звездам в результате использования двух уравнений вида (2), (3)

Параметры	$\sigma_\pi/\pi < 5\%$	$\sigma_\pi/\pi < 7\%$	$\sigma_\pi/\pi < 10\%$
$N_*$	6861	8766	9750
$N_{\text{eq}}$	13513	17263	19202
$U_\odot$ , км/с	$6.90 \pm 0.15$	$7.00 \pm 0.14$	$7.21 \pm 0.13$
$V_\odot$ , км/с	$7.00 \pm 0.30$	$7.57 \pm 0.24$	$7.46 \pm 0.20$
$W_\odot$ , км/с	$8.27 \pm 0.11$	$8.53 \pm 0.10$	$8.52 \pm 0.10$
$\Omega_0$ , км/с/кпк	$29.650 \pm 0.069$	$29.704 \pm 0.062$	$29.712 \pm 0.062$
$\Omega_0'$ , км/с/кпк <sup>2</sup>	$-4.022 \pm 0.019$	$-4.013 \pm 0.018$	$-4.014 \pm 0.018$
$\Omega_0''$ , км/с/кпк <sup>3</sup>	$0.666 \pm 0.015$	$0.674 \pm 0.009$	$0.674 \pm 0.009$
$\sigma_0$ , км/с	9.2	9.4	9.6
$A$ , км/с/кпк	$16.39 \pm 0.23$	$16.29 \pm 0.22$	$16.26 \pm 0.21$
$B$ , км/с/кпк	$-13.22 \pm 0.24$	$-13.36 \pm 0.23$	$-13.45 \pm 0.22$
$V_0$ , км/с	$239.9 \pm 3.0$	$240.2 \pm 3.0$	$240.7 \pm 3.0$

Примечание.  $N_*$  – общее количество звезд в выборке,  $N_{\text{eq}}$  – количество использованных уравнений.

чений  $\Omega_0$  и  $\Omega_0'$ . Дана также линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии  $V_0 = R_0\Omega_0$  для принятого значения  $R_0 = 8.1 \pm 0.1$  кпк.

Для проверки влияния систематической поправки к параллаксам звезд каталога Gaia EDR3 на кинематические параметры ОВ-звезд используем два значения 0.020 и 0.040 mas. По всей выборке из 9750 звезд этим методом, с исправленными параллаксами  $\pi = \pi + 0.020$  mas, найдены следующие компоненты скорости:  $(U, V)_\odot = (6.96, 7.74) \pm \pm (0.16, 0.24)$  км/с и параметры угловой скорости галактического вращения:

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= 29.469 \pm 0.076 \text{ км/с/кпк}, \\ \Omega_0' &= -3.965 \pm 0.021 \text{ км/с/кпк}^2, \\ \Omega_0'' &= 0.663 \pm 0.013 \text{ км/с/кпк}^3. \end{aligned} \quad (14)$$

В этом решении значение ошибки единицы веса составляет  $\sigma_0 = 11.2$  км/с. Линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии составляет  $V_0 = 238.7 \pm 3.0$  км/с, а постоянные Оорта  $A = 16.06 \pm 0.22$  км/с/кпк и  $B = -13.41 \pm 0.23$  км/кпк.

Повтор решения (14) с новыми значениями параллаксов  $\pi = \pi + 0.040$  мсд дает  $(U, V)_\odot = (6.79, 7.99) \pm (0.15, 0.24)$  км/с и параметры угловой скорости галактического вращения:

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= 29305 \pm 0.077 \text{ км/с/кпк}, \\ \Omega_0' &= -3.933 \pm 0.021 \text{ км/с/кпк}^2, \\ \Omega_0'' &= 0.653 \pm 0.015 \text{ км/с/кпк}^3. \end{aligned} \quad (15)$$

В этом решении значение ошибки единицы веса составляет  $\sigma_0 = 10.7$  км/с. Линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии составляет  $V_0 = 237.4 \pm 3.0$  км/с, а постоянные Оорта  $A = 15.93 \pm 0.21$  км/с/кпк и  $B = -13.38 \pm 0.23$  км/кпк. Значения параметров (14) и (15) необходимо, в первую очередь, сравнивать со значениями из последнего столбца табл. 1, так как они найдены по одним и тем же звездам.

Второй способ заключается в совместном решении системы условных уравнений вида (2)–(3). Найденные этим способом параметры галактического вращения для трех выборок ОВ-звезд даны в табл. 2. По всей выборке ОВ-звезд этим методом, с экспериментальной коррекцией параллаксов  $\pi = \pi + 0.020$  mas, найдены следующие параметры  $(U, V, W)_\odot = (6.98, 7.81, 8.14) \pm \pm (0.13, 0.20, 0.09)$  км/с и

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= 29.461 \pm 0.062 \text{ км/с/кпк}, \\ \Omega_0' &= -3.969 \pm 0.018 \text{ км/с/кпк}^2, \\ \Omega_0'' &= 0.665 \pm 0.011 \text{ км/с/кпк}^3. \end{aligned} \quad (16)$$

В этом решении значение ошибки единицы веса составляет  $\sigma_0 = 9.1$  км/с. Линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии составляет  $V_0 = 238.6 \pm 3.0$  км/с, а постоянные Оорта  $A = 16.07 \pm 0.21$  км/с/кпк и  $B = -13.39 \pm 0.22$  км/кпк. Значения (16) необходимо сравнивать с теми, что даны в последнем столбце табл. 2.

В таблицах указано значение  $N_{\text{eq}}$ , которое указывает на фактическое количество звезд при поиске решения после отбрасывания по критерию  $3\sigma$ . В табл. 1 на количество отброшенных по это-

му критерию звезд указывает простая разность  $N_* - N_{eg}$ . И здесь количество отброшенных звезд очень мало (менее 1%). Во втором случае на количество отброшенных звезд указывает разность  $2N_* - N_{eg}$ , и это количество возрастает, но также не критично.

Сюем и др. [7] была сформирована выборка из 5772 звезд спектральных классов O-B2 с кинематическими параметрами из каталога Gaia DR2. Для более 2500 из них были взяты значения лучевых скоростей из электронной базы SIMBAD<sup>2</sup>.

Мы отождествили выборки OB-звезд из работ [7, 19], и в новой выборке обнаружили 1812 звезд с лучевыми скоростями. Лучевые скорости OB-звезд в каталоге Сюя и др. [7] даны относительно местного стандарта покоя, поэтому мы переводим их обратно в гелиоцентрические с известными параметрами стандартного движения Солнца  $(U, V, W)_\odot = (10.3, 15.3, 7.7)$  км/с.

Интерес к этим звездам связан в первую очередь с тем, что по ним можно построить график кривой вращения Галактики. Для этого вычисляем пространственные скорости  $U, V, W$ , а затем еще две скорости:  $V_R$ , направленную радиально от галактического центра, и ортогональную ей скорость  $V_{circ}$  в направлении вращения Галактики на основе следующих соотношений:

$$\begin{aligned} V_{circ} &= U \sin \theta + (V_0 + V) \cos \theta, \\ V_R &= -U \cos \theta + (V_0 + V) \sin \theta, \end{aligned} \quad (17)$$

где позиционный угол  $\theta$  удовлетворяет соотношению  $\tan \theta = y/(R_0 - x)$ ,  $x, y, z$  — прямоугольные гелиоцентрические координаты звезды (вдоль соответствующих осей  $x, y, z$  направлены скорости  $U, V, W$ ).

Отметим, что в выборке 1812 OB-звезд с лучевыми скоростями для более половины звезд не даны ошибки определения лучевых скоростей, а для значительной части звезд ошибки определения лучевых скоростей превышают 10 км/с.

Наличие лучевых скоростей позволяет искать совместное решение системы из трех условных уравнений вида (1)–(3). Этим способом по OB-звездам с лучевыми скоростями и собственными движениями найдены следующие параметры  $(U, V, W)_\odot = (7.17, 10.03, 8.15) \pm (0.30, 0.35, 0.29)$  км/с и

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= 29.22 \pm 0.19 \text{ км/с/кпк}, \\ \Omega'_0 &= -3.885 \pm 0.042 \text{ км/с/кпк}^2, \\ \Omega''_0 &= 0.685 \pm 0.031 \text{ км/с/кпк}^3, \end{aligned} \quad (18)$$

где ошибка единицы веса составила  $\sigma_0 = 12.2$  км/с, а линейная скорость вращения Галактики на око-

лосолнечном расстоянии  $V_0 = 236.7 \pm 3.3$  км/с. После отбрасывания звезд с большими ошибками лучевых скоростей (более 20 км/с), а также по критерию  $3\sigma$  осталось 1726 OB-звезд, по которым и было найдено решение (18), а также построен рис. 2.

На рис. 2 даны круговые скорости вращения  $V_{circ}$ , радиальные  $V_R$  и вертикальные  $W$  скорости 1726 OB-звезд в зависимости от расстояния  $R$ . Дана кривая вращения, найденная только по собственным движениям (последний столбец табл. 2), которую мы считаем наилучшей. Как видно из рис. 2а, кривая вращения имеет очень узкую доверительную область.

Как на рис. 2а, так и на рис. 2б легко прослеживается волнообразное поведение скоростей, которое связано с влиянием галактической спиральной волны плотности. В работе Бобылева и Байковой [32] был выполнен кинематический Фурье-анализ более 2000 OB-звезд из списка [7], где был построен рис. 4 с периодическими кривыми, описывающими влияние спиральной волны плотности. Бобылев и Байкова [32] нашли, что амплитуды тангенциальных и радиальных скоростей возмущений составляют  $f_\theta = 4.4 \pm 1.4$  км/с и  $f_R = 5.1 \pm 1.2$  км/с соответственно.

По собственным движениям 9720 OB2-звезд, в результате МНК-решения системы условных уравнений вида (7)–(9), найдены следующие дисперсии остаточных скоростей:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= 11.79 \pm 0.06 \text{ км/с}, \\ \sigma_2 &= 9.66 \pm 0.05 \text{ км/с}, \\ \sigma_3 &= 7.21 \pm 0.04 \text{ км/с}, \end{aligned} \quad (19)$$

и параметры ориентации этого эллипсоида

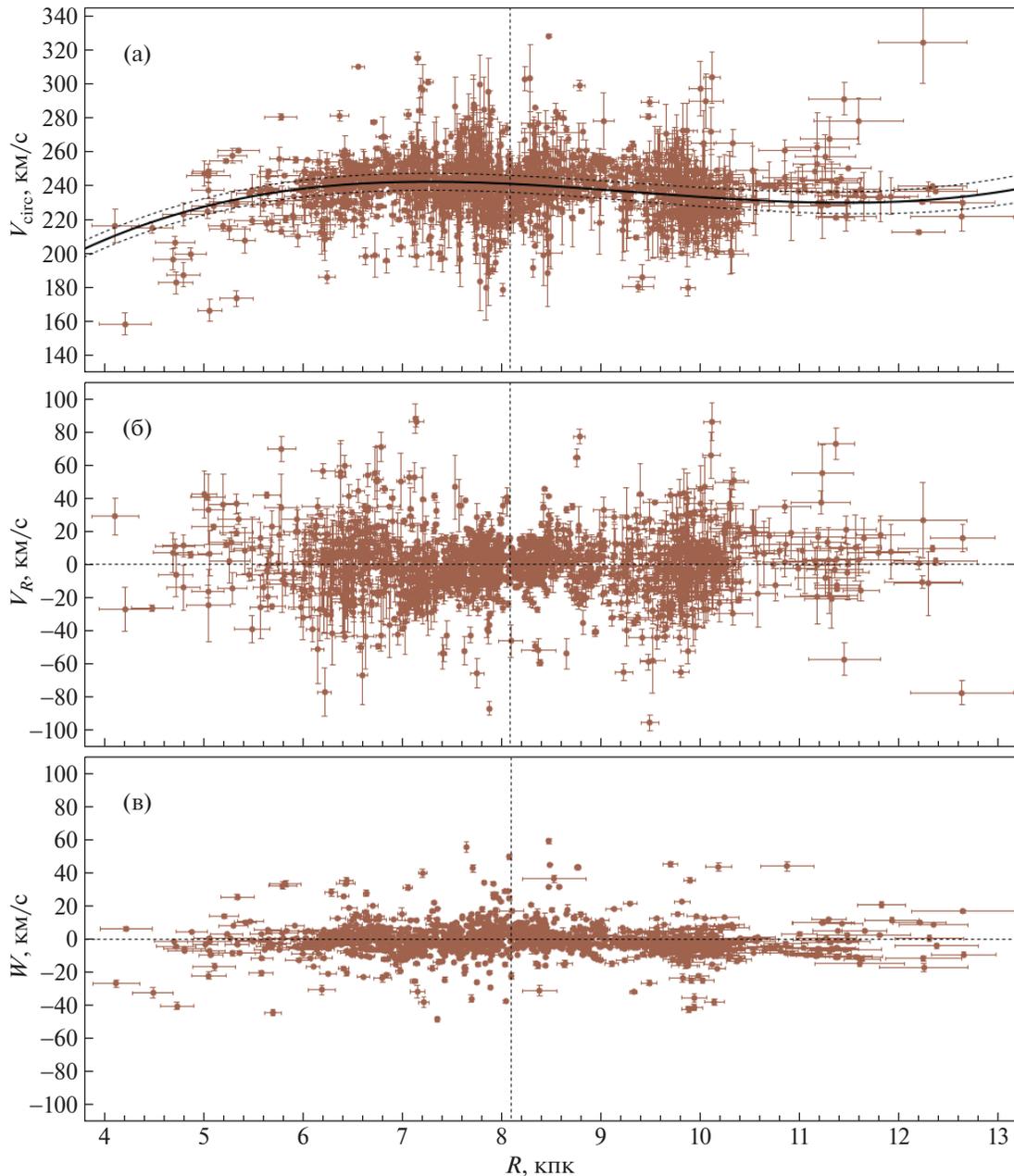
$$\begin{aligned} L_1 &= 12.4 \pm 0.1^\circ, & B_1 &= +0.5 \pm 0.1^\circ, \\ L_2 &= 102.4 \pm 0.1^\circ, & B_2 &= +2.3 \pm 0.1^\circ, \\ L_3 &= 271.2 \pm 0.1^\circ, & B_3 &= 87.7 \pm 0.1^\circ. \end{aligned} \quad (20)$$

Можем заключить, что имеем дело с действительно очень молодыми звездами, для которых характерна небольшая дисперсия остаточных скоростей. Отметим, что среднее  $(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)/3 = 9.55$  км/с, характеризующее дисперсию средней пространственной скорости, близко к значениям ошибки единицы веса  $\sigma_0$ , которые указаны в табл. 2, и к выбранному нами значению “космической” дисперсии  $S_0 = 10$  км/с.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящее время считается, что наиболее достоверно компоненты пекулярной скорости Солнца относительно местного стандарта покоя, составляющие  $(U, V, W)_\odot = (11.1, 12.2, 7.3)$  км/с

<sup>2</sup> <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>



**Рис. 2.** Верхняя панель (а) – круговые скорости вращения ОБ-звезд  $V_{\text{circ}}$  в зависимости от расстояния  $R$ , приведена кривая вращения с границами доверительной области, соответствующей уровню  $1\sigma$ . Центральная панель (б) – радиальные  $V_R$ . На нижней панели (в) – вертикальные  $W$  скорости ОБ-звезд в зависимости от расстояния  $R$ , вертикальной линией отмечено положение Солнца.

$\pm (0.7, 0.5, 0.4)$  км/с, определены Шонрихом и др. [47]. Значения скоростей  $U_{\odot}$  и  $V_{\odot}$ , найденные в настоящей работе по различным выборкам ОБ-звезд, сильно отличаются от найденных в [47]. Как показано в работе [48], здесь имеется влияние галактической спиральной волны плотности, причем значения скоростей  $U_{\odot}$  и  $V_{\odot}$  сильно зависят от фазы Солнца в волне плотности. Как видно из рис. 1, ОБ-звезды сильно концентрируются к

отрезкам спиральных рукавов, поэтому и в кинематике этих звезд влияния спиральной волны плотности не может не быть. Хотя мы не придаем особого значения решению (18) в части оценки параметров вращения, но значение скорости  $V_{\odot}$  здесь ближе к найденному Шонрихом и др. [47].

Важным параметром является значение линейной скорости  $V_0$ . Известно, что быстрее всего вращаются такие объекты тонкого диска Галак-

тики, как водородные облака, мазерные источники в областях активного звездообразования, ОБ-звезды, молодые РЗС, наиболее молодые цефеиды и др.

В работе [31] из анализа 495 ОБ-звезд из каталога Gaia DR2 была получена оценка  $V_0 = 231 \pm 5$  км/с для принятого значения  $R_0 = 8.0 \pm 0.15$  кпк. Мроз и др. [49] из анализа около 770 классических цефеид получили оценку  $V_0 = 233.6 \pm 2.8$  км/с для принятого  $R_0 = 8.122 \pm 0.031$  кпк. По выборке из около 3500 классических цефеид в работе [50] с очень высокой точностью была найдена скорость  $V_0 = 232.5 \pm 0.9$  км/с для принятого  $R_0 = 8.122 \pm 0.031$  кпк. Из анализа 800 цефеид в работе [51] найдено  $V_0 = 240 \pm 3$  км/с для найденного значения  $R_0 = 8.27 \pm 0.10$  кпк.

Расторгуевым и др. [52] по данным о 130 галактических мазерах с измеренными тригонометрическими параллаксами были найдены компоненты скорости Солнца  $(U_\odot, V_\odot) = (11.40, 17.23) \pm \pm (1.33, 1.09)$  км/с, и следующие значения параметров кривой вращения Галактики:  $\Omega_0 = 28.93 \pm 0.53$  км/с/кпк,  $\Omega'_0 = -3.96 \pm 0.07$  км/с/кпк<sup>2</sup> и  $\Omega''_0 = 0.87 \pm 0.03$  км/с/кпк<sup>3</sup>,  $V_0 = 243 \pm 10$  км/с для найденного значения  $R_0 = 8.40 \pm 0.12$  кпк.

В работе Рида и др. [53] по выборке из 147 мазеров были найдены следующие значения двух важнейших кинематических параметров:  $R_0 = 8.15 \pm 0.15$  кпк и  $\Omega_\odot = 0.32 \pm 0.27$  км/с/кпк, где  $\Omega_\odot = \Omega_0 + V_\odot/R$ . Значение скорости  $V_\odot = 12.2$  км/с было взято из работы [47]. Эти авторы использовали метод, основанный на разложении в ряд линейной скорости вращения Галактики.

По собственным движениям около 6000 ОБ-звезд из списка [19], с собственными движениями и параллаксами из каталога Gaia DR2 в работе [32] найдены:  $(U_\odot, V_\odot) = (6.53, 7.27) \pm (0.24, 0.31)$  км/с,  $\Omega_0 = 29.70 \pm 0.11$  км/с/кпк,  $\Omega'_0 = -4.035 \pm 0.031$  км/с/кпк<sup>2</sup> и  $\Omega''_0 = 0.620 \pm 0.014$  км/с/кпк<sup>3</sup>, где  $V_0 = 238 \pm 5$  км/с для принятого  $R_0 = 8.0 \pm 0.15$  кпк. Отметим, эти значения необходимо сравнить с параметрами (16), которые получены на основе совершенно одинакового подхода. Это сравнение показывает, что ошибки определения кинематических параметров (16) оказываются примерно в 1.5 раза меньшими.

По 788 цефеидам из списка Мроза и др. [49] с собственными движениями и лучевыми скоростями из каталога Gaia DR2 в работе [51] было найдено  $(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (10.1, 13.6, 7.0) \pm (0.5, 0.6, 0.4)$  км/с, а также:  $\Omega_0 = 29.05 \pm 0.15$  км/с/кпк,  $\Omega'_0 = -3.789 \pm$

$\pm 0.045$  км/с/кпк<sup>2</sup>,  $\Omega''_0 = 0.722 \pm 0.027$  км/с/кпк<sup>3</sup>, при найденном  $R_0 = 8.27 \pm 0.10$  кпк.

Таким образом, можем заключить, что найденные в настоящей работе по ОБ-звездам значения параметров угловой скорости вращения Галактики  $\Omega_0$ ,  $\Omega'_0$  и  $\Omega''_0$  находятся в хорошем согласии с оценками других авторов и в нашем случае определены с высокой точностью.

Имеется интерес [54–57] к значениям постоянных Оорта  $A$  и  $B$ . Эти постоянные характеризуют вид кривой галактического вращения в малой окрестности Солнца. Согласно нашим определениям, сумма  $A + B = -\partial V_{\text{circ}}/\partial R$  говорит о том, что линейная скорость галактического вращения  $V_{\text{circ}}$  в околосолнечной окрестности уменьшается (небольшой прогиб кривой вращения в области  $R = R_0$  на рис. 2а), что находится в согласии с современными оценками характера вращения Галактики.

Например, Бови [56] из анализа собственных движений и параллаксов локальной выборки из 304267 звезд главной последовательности каталога Gaia DR1 [58] нашел  $A = 15.3 \pm 0.5$  км/с и  $B = -11.9 \pm 0.4$  км/с, на основе которых он получил оценку угловой скорости вращения Галактики  $\Omega_0 = 27.1 \pm 0.5$  км/с/кпк и скорости  $V_0 = 219 \pm 4$  км/с.

По большой выборке звезд из каталога Gaia DR2, которые расположены в окрестности Солнца радиусом 500 пк, в работе [57] получены следующие оценки:  $A = 15.1 \pm 0.1$  км/с,  $B = -13.4 \pm 0.1$  км/с и  $\Omega_0 = 28.5 \pm 0.1$  км/с/кпк.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения кинематики Галактики использована выборка ОБ2-звезд из работы Сюя и др. [7] с собственными движениями и тригонометрическими параллаксами из каталога Gaia EDR3. Эти очень молодые звезды расположены не выше 300 пк от галактической плоскости, не далее 5–6 кпк от Солнца, в среднем на расстоянии около 2 кпк.

Испытаны два подхода к решению кинематических уравнений: а) с использованием только компонента  $V_l$  и б) с использованием двух компонентов  $V_l$  и  $V_b$ . Показано, что по сравнению с первым, во втором способе небольшое преимущество заключается в возможности оценки скорости  $W_\odot$ , а также в снижении уровня ошибок определяемых параметров.

Показано, что влияние систематической поправки к тригонометрическим параллаксам каталога Gaia EDR3 с величиной  $\Delta\pi = -0.040$  mas не превышает уровня (примерно  $1\sigma$ ) ошибок иско-

мых кинематических параметров модели. Собственно влияние поправки заключается в том, что с ней мы находим меньшие (по модулю) значения таких параметров, как  $\Omega_0$ ,  $\Omega'_0$ ,  $\Omega''_0$  и  $V_0$ . Благоприятное влияние заключается в существенном снижении значения ошибки единицы веса  $\sigma_0$  при поиске МНК-решения кинематических уравнений.

Кинематические уравнения решались с использованием трех ограничений на ошибки параллаксов звезд  $\sigma_\pi/\pi$ : 10, 7 и 5%. Мы заключили, что практически не ощущается зависимости определяемых кинематических параметров от уровня ошибок параллаксов.

По выборке из 9750 ОБ-звезд, без введения поправки к их параллаксам, найдены компоненты групповой скорости  $(U, V, W)_\odot = (7.21, 7.46, 8.52) \pm (0.13, 0.20, 0.10)$  км/с и следующие значения параметров угловой скорости вращения Галактики:  $\Omega_0 = 29.712 \pm 0.062$  км/с/кпк,  $\Omega'_0 = -4.014 \pm 0.018$  км/с/кпк<sup>2</sup> и  $\Omega''_0 = 0.674 \pm 0.009$  км/с/кпк<sup>3</sup>. Круговая скорость вращения околосолнечной окрестности вокруг центра Галактики здесь составляет  $V_0 = 240.7 \pm 3.0$  км/с для принятого расстояния  $R_0 = 8.1 \pm 0.1$  кпк. По 1726 ОБ-звездам с лучевыми скоростями и собственными движениями вычислены скорости  $V_{\text{circ}}$  и  $V_R$ , построен график кривой вращения с параметрами, найденными только по собственным движениям. Показано, что эта кривая имеет очень узкую достоверную область.

По собственным движениям 9720 ОБ-звезд определены следующие дисперсии остаточных скоростей  $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) = (11.79, 9.66, 7.21) \pm (0.06, 0.05, 0.04)$  км/с. Показано, что первая ось этого эллипсоида слегка отклонена от направления на центр Галактики  $L_1 = 12.4 \pm 0.1^\circ$ , а третья ось направлена практически точно на северный полюс Галактики,  $B_3 = 87.7 \pm 0.1^\circ$ .

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания, которые способствовали улучшению статьи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. E. Piskunov, N. V. Kharchenko, S. Röser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz, *Astron. and Astrophys.* **445**, 545 (2006).
2. P. T. de Zeeuw, R. Hoogerwerf, and J. H. J. de Bruijne, *Astron. J.* **117**, 354 (1999).
3. A. K. Dambis, A. M. Mel'nik, and A. S. Rastorguev, *Astron. Letters* **27**, 58 (2001).
4. A. M. Mel'nik and A. K. Dambis, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **472**, 3887 (2017).
5. J. A. Frogel and R. Stothers, *Astron. J.* **82**, 890 (1977).
6. J. Torra, D. Fernández, and F. Figueras, *Astron. and Astrophys.* **359**, 82 (2000).
7. Y. Xu, L. G. Hou, S. Bian, C. J. Hao, D. J. Liu, J. J. Li, and Y. J. Li, *Astron. and Astrophys.* **645**, id. L8 (2021).
8. A. Blaauw, *Bull. Astron. Inst. Netherland* **15**, 265 (1961).
9. R. Hoogerwerf, J. H. J. de Bruijne, and P. T. de Zeeuw, *Astrophys. J.* **544**, L133 (2000).
10. N. Tezlaff, R. Neuhäuser, and M. M. Hohle, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **410**, 190 (2011).
11. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, *Astron. Letters* **47**, 224 (2021).
12. M. Mohr-Smith, J. E. Drew, R. Napiwotzki, S. Simon-Diaz, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **465**, 1807 (2017).
13. B.-Q. Chen, Y. Huang, L.-G. Hou, H. Tian, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 1400 (2019).
14. J. M. Shull and C. W. Danforth, *Astrophys. J.* **882**, id. 180 (2019).
15. R. Drimmel, R. L. Smart, and M. G. Lattanzi, *Astron. and Astrophys.* **354**, 67 (2000).
16. D. Russeil, *Astron. and Astrophys.* **397**, 133 (2003).
17. Y. M. Georgelin and Y. P. Georgelin, *Astron. and Astrophys.* **49**, 57 (1976).
18. D. Fernández, F. Figueras, and J. Torra, *Astron. and Astrophys.* **372**, 833 (2001).
19. Y. Xu, S. B. Bian, M. J. Reid, J. J. Li, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. L15 (2018).
20. J. Byl and M. W. Owendon, *Astrophys. J.* **225**, 496 (1978).
21. M. Miyamoto and Z. Zhu, *Astron. J.* **115**, 1483 (1998).
22. M. Uemura, H. Ohashi, T. Hayakawa, E. Ishida, T. Kato, and R. Hirata, *Publ. Astron. Soc. Japan* **52**, 143 (2000).
23. R. L. Branham, *Astrophys. J.* **570**, 190 (2002).
24. R. L. Branham, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **370**, 1393 (2006).
25. M. V. Zabolotskikh, A. S. Rastorguev, and A. K. Dambis, *Astron. Letters* **28**, 454 (2002).
26. M. E. Popova and A. V. Loktin, *Astron. Letters* **31**, 663 (2005).
27. Z. Zhu, *Chin. J. Astron. and Astrophys.* **6**, 363 (2006).
28. A. M. Mel'nik and A. K. Dambis, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **400**, 518 (2009).
29. A. M. Melnik and A. K. Dambis, *Astrophys. Space Sci.* **365**, 112 (2020).
30. G. A. Gontcharov, *Astron. Letters* **38**, 694 (2012).
31. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, *Astron. Letters* **44**, 676 (2018).
32. V. V. Bobylev and A. T. Bajkova, *Astron. Letters* **45**, 331 (2019).
33. T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, A. G. A. Brown, A. Vallenari, et al., *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A1 (2016).
34. A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al., *Astron. and Astrophys.* **649**, id. A1 (2021).
35. A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A1 (2018).

36. *V. V. Bobylev and A. T. Bajkova*, *Astron. Rep.* **65**, 498 (2021).
37. *B. A. Skiff*, *VizieR Online Data Catalog*, B/mk (2014).
38. *L. Lindegren, U. Bastian, M. Biermann, A. Bombrun, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A2 (2021).
39. *F. Ren, X. Chen, H. Zhang, R. de Grijs, L. Deng, and Y. Huang*, *Astrophys. J. Letters* **911**, id. L20 (2021).
40. *M. A. T. Groenewegen*, *Astron. and Astrophys.* **654**, id. A20 (2021).
41. *J. C. Zinn*, *Astron. J.* **161**, id. 214 (2021).
42. *Y. Huang, H. Yuan, T. Beers, and H. Zhang*, *Astrophys. J. Letters* **910**, id. L5 (2021).
43. *J. Maiz Apellániz*, arXiv:2110.01475 [astro-ph.IM] (2021).
44. *L. Lindegren, J. Hernandez, A. Bombrun, S. Klioner, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A2 (2018).
45. *V. V. Bobylev and A. T. Bajkova*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **437**, 1549 (2014).
46. *T. Cantat-Gaudin, F. Anders, A. Castro-Ginard, C. Jordi, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **640**, id. A1 (2020).
47. *R. Schönrich, J. J. Binney, and W. Dehnen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **403**, 1829 (2010).
48. *V. V. Bobylev and A. T. Bajkova*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **441**, 142 (2014).
49. *P. Mróz, A. Udalski, D. M. Skowron, J. Skowron, et al.*, *Astrophys. J.* **870**, id. L10 (2019).
50. *I. Ablimit, G. Zhao, C. Flynn, and S. A. Bird*, *Astrophys. J.* **895**, id. L12 (2020).
51. *V. V. Bobylev, A. T. Bajkova, A. S. Rastorguev, and M. V. Zabolotskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 4377 (2021).
52. *A. S. Rastorguev, M. V. Zabolotskikh, A. K. Dambis, A. K. Dambis, A. T. Bajkova, V. V. Bobylev*, *Astrophys. Bull.* **72**, 122 (2017).
53. *M. J. Reid, K. M. Menten, A. Brunthaler, X. W. Zheng, et al.*, *Astrophys. J.* **885**, id. 131 (2019).
54. *F. Mignard*, *Astron. and Astrophys.* **354**, 522 (2000).
55. *R. P. Olling and W. Dehnen*, *Astrophys. J.* **599**, 275 (2003).
56. *J. Bovy*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **468**, L63 (2017).
57. *C. Li, G. Zhao, and C. Yang*, *Astrophys. J.* **872**, id. 205 (2019).
58. *A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A2 (2016).

## ПОИСК ЯРКИХ МАЗЕРОВ В ЛИНИИ ВОДЯНОГО ПАРА В НАПРАВЛЕНИИ НА ПЫЛЕВЫЕ СГУСТКИ ГАЛАКТИКИ

© 2022 г. Д. А. Ладейщиков<sup>1, \*</sup>, А. П. Цивилев<sup>2, \*\*</sup>, А. М. Соболев<sup>1, \*\*\*</sup>, Е. А. Попова<sup>1, \*\*\*\*</sup>

<sup>1</sup> Коуровская астрономическая обсерватория, Уральский федеральный университет,  
Екатеринбург, 620000 Россия

<sup>2</sup> Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Физический институт им. П.Н. Лебедева  
Российской академии наук, Пушчино, 142290 Россия

\*E-mail: dmitry.ladeyschikov@urfu.ru

\*\*E-mail: tsivilev@prao.ru

\*\*\*E-mail: andrej.sobolev@urfu.ru

\*\*\*\*E-mail: elenapopova@urfu.ru

Поступила в редакцию 04.07.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 27.12.2021 г.

Работа посвящена анализу результатов наблюдений на однозеркальном радиотелескопе РТ-22 (ПРАО, ФИАН) в мазерной линии водяного пара на 22 ГГц в направлении на пылевые сгустки из масштабных слепых обзоров в миллиметровом континууме ATLASGAL и Volocam. Целью работы являются поиск мазеров в линии водяного пара в ранее неисследованных источниках и исследование переменности известных мазеров. В результате наблюдений 140 источников мазерное излучение на 22 ГГц было зарегистрировано в шести источниках, причем в четырех источниках (ATLASGAL 016.987+00.981, 017.216+00.821, 018.701–00.229 и Volocam 081.174–00.100) мазеры были зарегистрированы впервые. В двух источниках (ATLASGAL 034.195–0.592 и Volocam 081.174–0.1) мазеры в линии водяного пара показали значительную переменность в рамках программы наблюдений и последующего мониторинга в течение 8 мес. Сравнение данных наблюдений РТ-22 с архивными данными наблюдений телескопа GBT-100 (Национальная радиоастрономическая обсерватория США) показало, что в 9 источниках из 140 наблюдается существенное изменение плотности потока излучения мазеров: два источника перешли из категории слабых по яркости ( $\sim 0.5$  Ян) мазеров в категорию ярких (более 10 Ян), а в семи относительно ярких ранее (более 3 Ян) мазеров излучение не было зарегистрировано. Значительные изменения характеристик мазерного излучения могут указывать на изменения условий среды, в которых мазерное излучение было образовано, что представляет интерес для дальнейшего исследования связанных с мазерами процессов.

*Ключевые слова:* водяные мазеры, переменность мазеров, мазерные вспышки, пылевые сгустки, ATLASGAL, Volocam, миллиметровый континуум, звездообразование

DOI: 10.31857/S0004629922040041

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Важной и активно развивающейся областью астрофизики является исследование областей звездообразования. В межзвездной среде присутствует большое число молекул, которые достаточно интенсивно излучают в радиолиниях, что дает богатые возможности для их исследования. В некоторых переходах молекул возникает мазерное излучение, что является индикатором особых условий в межзвездной среде, где это излучение обнаруживается. Среди наиболее распространенных молекул с мазерным излучением — молекулы OH, H<sub>2</sub>O и CH<sub>3</sub>OH, в линиях которых обнаружена большая часть всех межзвездных источников мазерного излучения.

Мазерное излучение молекулы воды является уникальным явлением, которое в настоящее время обнаружено в областях звездообразования, проэволюционировавших звездах и в других галактиках. Впервые мазер в линии водяного пара на переходе  $6_{16}-5_{23}$  (22.235 ГГц) был зарегистрирован в 1969 г. в направлении на туманность Ориона [1], а также в направлении на красный сверхгигант VY CMa [2]. В отличие от мазеров метанола на 6.7 ГГц, которые считаются связанными исключительно с образующимися звездами больших и промежуточных масс, мазеры в линии водяного пара могут быть связаны также с маломассивными звездными объектами. В работе [3] показано, что мазеры в линии водяного пара в

первую очередь ассоциируются с молодыми звездными объектами (МЗО) 0 и иногда I класса, но не было найдено мазеров, связанных с II классом МЗО, т.е. таких мазеров практически нет в молодых звездных объектах на поздних этапах эволюции.

В настоящий момент считается, что звездообразование происходит в местах повышенной концентрации молекулярного газа — сгустках, главным компонентом которых является молекулярный водород ( $H_2$ ). Мазеры на переходе молекулы воды ( $H_2O$ ), зарегистрированные в направлении на места повышенной концентрации молекулярного газа, указывают на происходящие активные процессы звездообразования [4]. Для поиска и исследования сгустков, в которых могут происходить активные процессы звездообразования, могут быть эффективно использованы слепые обзоры Галактики в субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. В этих диапазонах излучает преимущественно холодная пыль (10–30 К), которая трассирует холодное окружение межзвездной среды, в том числе плотные и диффузные облака, холодные сгустки и дозвездные ядра [5]. Накачка мазеров в линии водяного пара имеет столкновительный характер, и в областях звездообразования они в первую очередь образуются в местах истечения вещества из протозвезд, где ударные волны создают необходимые условия для формирования мазеров на линии водяного пара [6, 7]. Соответственно, яркое излучение холодной пыли является вероятным и необходимым признаком объектов, в которых происходят процессы звездообразования, а излучение мазеров в линии водяного пара является явным и достаточным признаком таких объектов.

Поиск мазеров в линии водяного пара на 22 ГГц в направлении на сгустки из субмиллиметровых обзоров проводились ранее в работах [8–10]. Авторы этих работ использовали слепой обзор *Bolocam* в миллиметровом континууме на 1.1 мм [11] для поиска и обнаружения мазеров водяного пара на 22 ГГц. Данные обзоры показали, что частота регистрации мазеров варьируется от 30% [8] до 44% [10] – 48% [9], причем частота регистрации увеличивается в направлении на более яркие источники в миллиметровом континууме и может достигать ~70% при использовании порога на излучение в миллиметровом континууме  $F_{870} > 1$  Ян, согласно данным из базы данных *MaserDB.net* [12]. Данная оценка получена на основании анализа статистики регистрации мазеров в линии водяного пара из работ [8–10] во всех источниках *Bolocam*, имеющих плотность потока более 1 Ян. Из 393 объектов 270 имеют как минимум одну регистрацию мазера на 22 ГГц при среднем уровне шума  $\sigma \sim 0.1$  Ян.

Обзоры *ATLASGAL* на 870 мкм [13] и *Bolocam* на 1.1 мм [11] являются крупнейшими слепыми обзорами пылевых сгустков Галактики. Наиболее яркие сгустки из данных обзоров являются наиболее явными кандидатами в объекты, в которых могут происходить активные процессы звездообразования. Несмотря на значительное развитие наблюдательных средств, в настоящее время большое количество сгустков *ATLASGAL* и *Bolocam* до сих пор не наблюдалось в линиях водяного пара на 22 ГГц. Во многом это связано с отсутствием крупномасштабного слепого обзора мазеров водяного пара в Галактике, превышающего по чувствительности обзор *HOPS* ( $\sigma \sim 1$  Ян [14]). К примеру, подобный обзор *Methanol MultiBeam* (MMB) для метанольных мазеров привел к обнаружению 972 источников при чувствительности  $\sigma \sim 0.17$  Ян [15]. Более того, мазеры в линии водяного пара имеют значительную переменность [16–19], поэтому даже проведение подобного обзора не дает точной гарантии отсутствия мазера в источниках, в которых мазер не был обнаружен — он может быть обнаружен спустя некоторое время. Согласно базе данных мазеров <http://maserdb.net> *MaserDB.net*, из ~8000 сгустков *ATLASGAL*, для которых определены физические параметры в работе [20], в настоящее время на 22 ГГц отсутствуют наблюдения в 62% источниках (4999). Из них 922 источника могут наблюдаться на радиотелескопах северного полушария ( $\delta > -15^\circ$ ).

Целью настоящей работы является проведение поискового обзора ярких мазеров в линии водяного пара в направлении на яркие ( $>1$  Ян) пылевые сгустки из обзоров *ATLASGAL* и *Bolocam*. “Яркими” мазерами в данном случае будут называться такие мазеры, которые могут быть обнаружены на *PT-22* в единственном канале с плотностью потока на уровне  $2\sigma$  с временами накопления порядка 20–40 мин. Это накладывает ограничение на плотность потока мазера — не менее 6 Ян при регистрации в одном канале с шириной 0.329 км/с при уровне  $\sigma \sim 3$  Ян.

В работе описываются результаты наблюдений на радиотелескопе *PT-22* ПРАО АКЦ ФИАН мазерного излучения воды в пылевых сгустках, предварительно выделенных из каталогов *ATLASGAL* и *Bolocam*. Для более детального исследования выбранных источников использованы архивные данные наблюдений в мазерных линиях молекул  $H_2O$ ,  $CH_3OH$  (I и II класса) и  $OH$ , а также наблюдения в инфракрасном (2MASS [21], *Spitzer IRAC* [22], *Herschel PACS* [23], *Herschel SPIRE* [24]), субмиллиметровом (*ATLASGAL* [13]) и миллиметровом (*Bolocam* [11]) диапазоне длин волн.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 описан критерий выбора источников

для наблюдений, в разделе 3 описаны технические детали проведенных наблюдений и их основные параметры. Используемые архивные данные и ресурсы описаны в разделе 4. В разделе 5 представлены основные результаты наблюдений, а в разделе 6 приводятся комментарии к отдельным источникам. В разделе 7 представлено обсуждение полученных результатов, а в разделе 8 приводятся выводы из работы.

## 2. ВЫБОР ОБЪЕКТОВ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ

Для проведения поискового обзора мазеров в линии водяного пара были использованы каталоги ATLASGAL [25] и Volocam GPS [26]. В качестве источников для наблюдений на РТ-22 были выбраны пылевые сгустки, удовлетворяющие следующим критериям:

1. Источники попадают в область видимости их с местоположения РТ-22 ( $\delta > -15^\circ$ ).

2. Источники не имеют положительных регистраций мазеров на 22 ГГц в известной литературе согласно базе данных <http://maserdb.net> MaserDB.net [12], кроме работы [27], которая использовалась для независимого контроля. В этой работе представлены результаты крупнейшего в доступной литературе поискового обзора мазеров в линии водяного пара на 22 ГГц в направлении на сгустки, излучающие в миллиметровом диапазоне длин волн.

3. Пиковая плотность потока источников на 870 мкм (ATLASGAL) и 1100 мкм (Volocam) должна превышать 1.0 Ян.

Последний критерий введен для уменьшения числа источников для наблюдений. Из 922 источников, доступных для наблюдения на широте РТ-22 ( $\delta > -15^\circ$ ), в список вошли 140 источников, в том числе 100 источников из каталога ATLASGAL и 40 источников из каталога Volocam GPS.

Список источников был составлен с учетом размера диаграммы направленности. В случае, если расстояние между источниками сравнимо или меньше размера диаграммы направленности, то из группы близких источников выбирался наиболее яркий и наблюдения проводились в его направлении.

Для удобства идентификации источники ATLASGAL обозначены буквой "А" в названии источника, а источники Volocam – буквой "В" в названии источника.

## 3. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Все наблюдения были проведены на телескопе РТ-22 Пушинской радиоастрономической обсерватории ФИАН в период 6–16 октября 2020 г. на длине волны 1.35 см. В период с ноября 2020 г. по

июнь 2021 г. были проведены отдельные наблюдения зарегистрированных мазерных источников для исследования их переменности.

В качестве координат для наблюдений в линии водяного пара на 22 ГГц были выбраны положения пиков излучения в континууме на 870 и 1100 мкм. Размер диаграммы направленности антенны РТ-22 на половине уровня мощности (HPBW) на длине волны 1.35 см составляет  $2.6'$ .

Была использована частота покоя 22235.08 МГц. Использован метод наблюдения ON-ON, основанный на диаграммной модуляции [28], при котором на выходе получается удвоенный сигнал. Разнос лучей (рупоров) составляет  $10'$ . Системная температура во время наблюдений находилась в диапазоне от 210 до 300 К по шкале антенной температуры. Данные каждого скана калибровались к антенной температуре по эталонному сигналу от генератора шума с известной антенной температурой и корректировались за поглощение атмосферой. Для перевода из шкалы антенной температуры в шкалу плотности потока использовался коэффициент 13 Ян/К. Следует отметить, что точность привязки антенной температуры к потоку составляет  $\sim 10\%$ .

Наблюдения проводились сканами по 280 с, из которых 40 с тратилось на накопление сигнала генератора шума. Для каждого источника получено по 2–5 сканов в зависимости от системной температуры. Число сканов выбиралось так, чтобы достигнутый уровень шума составил  $\sim 3$  Ян.

Для наблюдений были использованы две различные полосы анализатора спектра (12.5 и 50 МГц), состоящие из 2048 каналов. Спектральное разрешение для полос 12.5 и 50 МГц составило 0.0823 и 0.329 км/с соответственно. Полоса 50 МГц использовалась для поиска и первичной регистрации мазеров, полоса 12.5 использовалась для прояснения детальной кинематической структуры в некоторых зарегистрированных источниках.

За каждые сутки наблюдений дважды производилась юстировка телескопа по калибровочным источникам: W49N для источников ATLASGAL и W3OH для источников Volocam.

Данные наблюдений были обработаны с помощью программы class из пакета Gildas [29].

## 4. АРХИВНЫЕ ДАННЫЕ

Для проверки наличия или отсутствия регистрации мазеров в выбранных источниках согласно критерию 2 из раздела 2 использована база данных мазерных источников MaserDB.net [12]. На момент использования степень покрытия базы данных по мазерам в линии водяного пара составляет 95%.

**Таблица 1.** Новые регистрации мазеров на 22 ГГц в направлении на 140 сгустков из каталогов Volocam и ATLASGAL.  $B$  – количество усреднений между каналами,  $1\sigma$  – достигнутый уровень шума в янских после усреднения между сканами и между каналами,  $F$  – пиковая яркость источника, полученная из приближения гауссианой наиболее яркой компоненты,  $V$  – пиковая скорость на луче зрения.  $\Delta V$  – ширина гауссианы в случае единственной компоненты и разброс лучевой скорости в случае множества компонент или сложного профиля

Источник	RA J2000	Dec J2000	$B$	$1\sigma$ , Ян	$F$ , Ян	$V$ , км с <sup>-1</sup>	$\Delta V$ , км с <sup>-1</sup>	День 10.2020
A016.821–00.347	18:22:41.43	–14:27:40.8	2	1.69	11.8 ± 0.53	48.9 ± 0.25	6.2 ± 1.3	8
A016.987+00.981	18:18:11.02	–13:41:19.8	2	1.86	13.8 ± 1.44	–67.3 ± 0.52	7.8 ± 2.2	7
A017.216+00.821	18:19:12.58	–13:33:46.0	2	2.16	59.8 ± 2.73	12.9 ± 0.30	8.1 ± 1.5	6
A018.701–00.229	18:25:52.91	–12:44:40.9	5	0.88	3.1 ± 0.16	37.2 ± 0.41	10.5 ± 2.0	11
A034.196–00.592	18:55:51.09	+00:51:17.9	1	2.99	18.7 ± 1.31	55.4 ± 0.29	[51, 58]	6
B081.174–00.100	20:40:04.99	+41:32:13.2	1	2.68	31.3 ± 4.24	–67.15 ± 0.12	[–70; 11]	12
B081.174–00.100	20:40:04.99	+41:32:13.2	1	2.68	31.3 ± 4.24	–67.15 ± 0.12	[–70; 11]	12

Для независимого контроля результатов наблюдений на РТ-22 использовались результаты наблюдений на 100-метровом телескопе Грин Бэнк (США) в работе Свободы [27]. В данной работе в линии аммиака на 23 ГГц и в линии водяного пара на 22 ГГц исследованы ~1600 сгустков, которые имеют излучение на 1.1 мм [30] и в линии НСО<sup>+</sup>(3–2). Линия НСО<sup>+</sup>(3–2) является трассером плотного газа и, в свою очередь, наблюдалась в направлении на источники Volocam в работе Шлингман [31], где главной целью было получение кинематической информации о сгустках из каталога Volocam. Так как наличие плотного газа является необходимым, но не достаточным критерием для образования мазера в линии водяного пара, то отбор источников по линии НСО<sup>+</sup>(3–2) вносит гораздо меньше селекции источников по сравнению с другими обзорами, например обзором мазеров в линии водяного пара в ультра-компактных областях НП (УЧНП) [32, 33], в направлении на метанольные мазеры II класса [34, 35] или мазеры гидроксила [36]. Селекция заключается в том, что мазеры в линии водяного пара могут возникать на ранних стадиях звездообразования [37, 38] – в молекулярных сгустках, в которых еще не проявилось излучение от ультра-компактных зон НП, а также излучение от гидроксильных и метанольных мазеров (II класса). Соответственно, в приведенные выше обзоры вошли в основном развитые области звездообразования, а мазеры в линии водяного пара в менее развитых областях были пропущены.

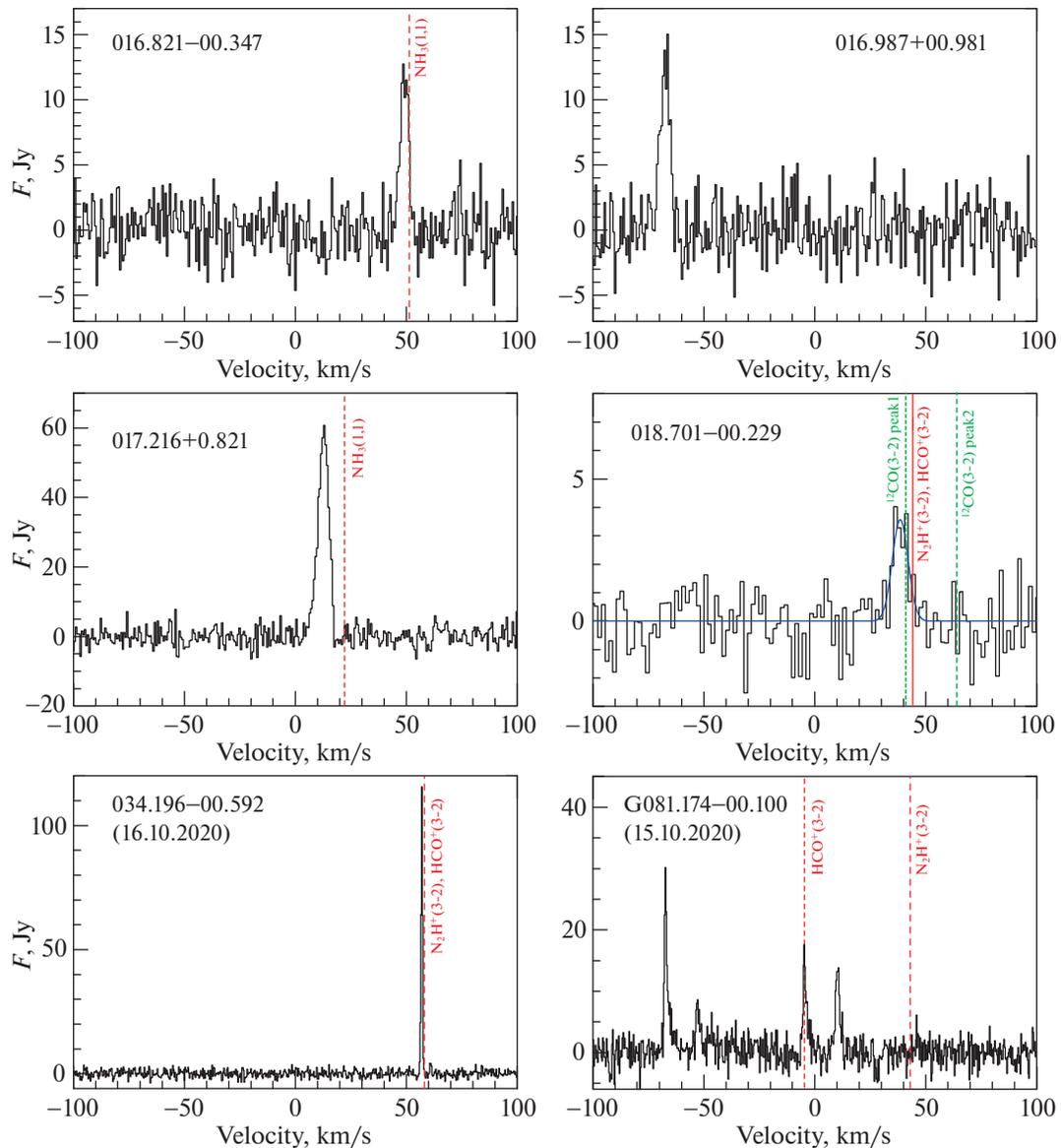
В работе [27] объектом исследования являются в том числе дозвездные сгустки. Поэтому обзор [27] можно считать наиболее подходящим для исследования статистики регистраций в исследуемых источниках – он наиболее крупный по охвату и менее подвержен эффекту селекции более

развитых областей звездообразования по сравнению с другими крупными обзорами. В результате данного обзора в линии водяного пара на 22 ГГц было зарегистрировано излучение в 30% источников. Примерно половина источников, отобранных для наблюдений на РТ-22 в рамках настоящей работы, ранее наблюдались на 100-метровом телескопе Green Bank Telescope в работе [27]. Поэтому результаты наблюдений на РТ-22 сравнивались с данными наблюдений из работы [27] для независимого контроля и оценки числа источников, которые не были зарегистрированы на РТ-22 ввиду недостаточной чувствительности.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 1 представлены результаты положительных регистраций мазеров в линии водяного пара в направлении на источники ATLASGAL и Volocam GPS, а на рис. 1 представлены спектры зарегистрированных источников. В табл. 2 приведены списки источников из каталогов ATLASGAL и Volocam, в которых не были зарегистрированы мазеры в линии водяного пара на 22 ГГц, с указанием достигнутого уровня  $1\sigma$ .

В результате обзора 140 источников на РТ-22 было зарегистрировано излучение от 6 источников, причем в четырех источниках излучение было зарегистрировано впервые. Новые мазеры в линии водяного пара были зарегистрированы в направлении на следующие источники из каталога ATLASGAL: A016.987+00.981, A017.216+00.821 и A018.701–00.229. Дополнительно был впервые обнаружен мазер в направлении на источник B081.174–00.100 из каталога Volocam. В источниках A016.821–00.347 и A034.196–00.592 были обнаружены новые компоненты излучения, в том числе ~10 Ян в направлении на A016.821–00.347 и



**Рис. 1.** Спектры источников, в которых были впервые обнаружены мазеры в линии водяного пара на РТ-22 в октябре 2020 г. Данные представлены в шкале плотности потока (Ян). Для источника 018.701–0.229 приведено гауссово приближение спектра. На спектрах вертикальной красной линией показана скорость на луче зрения трассеров плотного газа ( $\text{NH}_3$ ,  $\text{HCO}^+$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+$ ), зеленой линией – трассера газа средней плотности ( $^{12}\text{CO}$ ). Использованы данные по линии  $\text{NH}_3(1,1)$  из обзора Винена [39],  $\text{HCO}^+(3-2)$  и  $\text{N}_2\text{H}^+(3-2)$  из обзора Шлингман [77] и  $^{12}\text{CO}(3-2)$  из обзора Демпси [52]. Данные по лучевой скорости газа для источника A016.987+0.981 не найдены в литературе.

~100 Ян в направлении на A034.196–00.592. Кроме того, мазеры в линии водяного пара в источниках A034.196–00.592 и B081.174–00.100 оказались переменными в рамках программы наблюдений (14 дней), поэтому был организован их дальнейший мониторинг.

Ширина линий мазеров, зарегистрированных в направлении на источники A016.821–00.347, A016.987+00.981, A017.216+00.821, A018.701–00.229 составляет более 6 км/с, что превышает ха-

рактерную ширину мазерных линий (~1–2 км/с). Наблюдаемый широкий профиль линии может быть связан с наложением нескольких неразрешенных спектральных компонент излучения – ранее в работе [27] сообщалось, что в источнике A016.821–00.347 ширина линии составляла 0.3 км/с. С другой стороны, в источниках A034.196–00.592 и B081.174–00.100 ширина отдельных компонент менее 2 км/с, что может указывать на более простую структуру профиля ли-

**Таблица 2.** Список источников ATLASGAL, в которых мазерное излучение воды на 22 ГГц не было обнаружено.  $N_{\text{scan}}$  — число сканов источника, по 4 минуты накопления сигнала для каждого скана,  $1\sigma$  — достигнутый уровень шума в янских. День — день месяца наблюдений данного источника (октябрь 2020 г.). GBT — данные наблюдений на 100-метровом телескопе Green Bank Telescope [27]. В случае отсутствия регистрации на GBT указывается уровень  $5\sigma$ , в случае положительной регистрации указывается плотность потока мазера и уровень  $1\sigma$  после знака “±”

$N$	ATLASGAL	$1\sigma$ , Ян	GBT, Ян	$N$	ATLASGAL	$1\sigma$ , Ян	GBT, Ян
1	A016.942–00.072	2.74	<0.175	68	A037.819–00.382	3.93	0.605 ± 0.03
2	A016.986–00.922	2.9		69	A038.371–00.149	4.41	<0.15
3	A017.031+01.081	2.66		70	A039.884–00.346	3.17	
4	A017.032+01.042	2.89		71	A041.049–00.247	2.53	
5	A017.076+01.034	2.66		72	A045.463+00.027	3.31	
6	A017.169+00.814	2.96		73	A046.086+00.252	2.89	
7	A018.214–00.342	2.85	<0.15	74	A047.051+00.251	2.88	<0.15
8	A018.654–00.059	3.75	<0.15	75	A048.579+00.056	2.49	0.245 ± 0.03
9	A018.711+00.001	2.93	0.925 ± 0.03	76	A048.881–00.276	2.86	
10	A018.761+00.261	2.97		77	A048.953–00.286	3.12	<0.15
11	A018.908–00.626	2.92		78	A049.098–00.254	2.73	2.885 ± 0.035
12	A019.003+00.129	2.91	0.43 ± 0.03	79	A049.111–00.322	2.87	0.27 ± 0.03
13	A019.829–00.329	2.83	<0.15	80	A049.153–00.366	2.77	0.2 ± 0.03
14	A020.362–00.012	2.6	2.99 ± 0.02	81	A049.253–00.411	2.85	<0.575
15	A022.412+00.317	3.03	<0.125	82	A049.266+00.312	2.96	
16	A022.548–00.522	3.46	<0.25	83	A049.378–00.257	2.77	4.205 ± 0.125
17	A023.364–00.289	2.6	<0.225	84	A049.401–00.227	2.74	
18	A023.394–00.129	2.69	0.8 ± 0.045	85	A049.669–00.457	3.34	<0.6
19	A023.567+00.014	2.75	0.585 ± 0.04	86	A049.726–00.012	4.32	1.955 ± 0.125
20	A023.692+00.589	2.94		87	A050.034+00.581	2.64	
21	A024.014+00.049	3.05	0.435 ± 0.05	88	A052.569–00.956	2.79	
22	A024.151+00.396	16.38	0.395 ± 0.045	89	A053.164–00.246	2.57	1.025 ± 0.06
23	A024.351+00.037	2.67	1.65 ± 0.05	90	A053.959+00.031	2.1	<0.2
24	A024.488–00.692	3.12		91	A054.373–00.614	3.6	
25	A024.526+00.349	2.79	<0.225	92	A054.373–00.614	3.49	
26	A024.543–00.246	2.95	<0.225	93	A056.962–00.234	2.79	8.22725 ± 0.075
27	A024.546–00.132	2.7	<0.225	94	A059.359–00.207	3.57	
28	A024.624–00.101	3.1	<0.2	95	A034.712–00.596	15.17	<0.2
29	A024.689–00.126	2.83		96	B075.701+00.342	2.77	
30	A025.612–00.136	2.66	1.385 ± 0.045	97	B076.188+00.096	3.03	
31	A025.674–00.122	4.58	0.76 ± 0.05	98	B077.894–01.192	3.3	
32	A027.464+00.119	3.45		99	B078.113–00.290	3.3	
33	A027.903–00.012	2.95	0.255 ± 0.03	100	B079.132–00.368	2.89	
34	A028.677–00.277	3.4	0.165 ± 0.03	101	B079.269+00.388	2.92	
35	A028.707–00.294	3.01		102	B079.561–00.768	3.21	
36	A028.802–00.022	2.9	0.63 ± 0.03	103	B079.986+00.840	2.64	

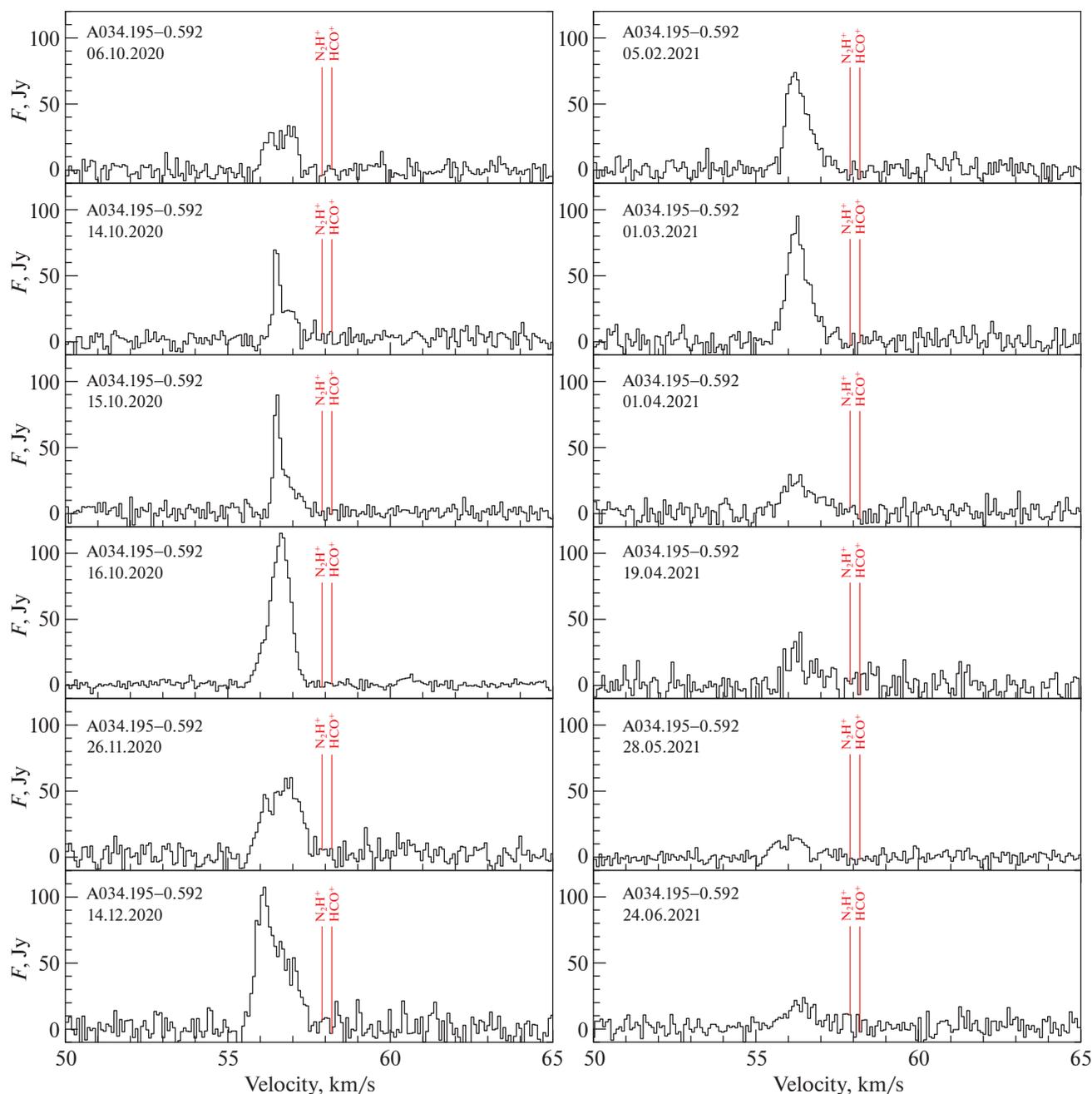
Таблица 2. Окончание

<i>N</i>	ATLASGAL	1σ, Ян	GBT, Ян	<i>N</i>	ATLASGAL	1σ, Ян	GBT, Ян
37	A029.226+00.024	3.13	<0.15	104	B080.864+00.346	3.17	
38	A029.396–00.094	2.75	0.39 ± 0.03	105	B080.939–00.126	2.16	
39	A030.251+00.054	2.75		106	B081.045–00.154	2.74	
40	A030.341–00.116	2.63	<0.2	107	B081.209+00.858	3.01	
41	A030.348+00.392	2.61	0.34 ± 0.04	108	B081.433+00.702	2.94	
42	A030.463+00.034	2.76	0.725 ± 0.04	109	B081.453+00.472	2.81	
43	A030.651–00.204	2.65		110	B081.477+00.020	2.46	
44	A030.769–00.087	2.96		111	B081.546+00.097	2.59	
45	A030.839–00.019	3.55		112	B081.680+00.541	3.77	
46	A030.839–00.019	3.3		113	B084.775–01.184	2.54	
47	A030.848–00.081	2.81		114	B084.808–01.174	2.79	
48	A030.854+00.149	2.98		115	B084.896–01.098	2.91	
49	A030.978+00.216	3.11	<0.125	116	B084.966–01.174	2.71	
50	A032.471+00.204	2.99		117	B085.037–00.140	7.51	
51	A032.706–00.061	2.96	1.025 ± 0.025	118	B085.073–00.136	7.89	
52	A032.739+00.192	2.79	<0.125	119	B111.278–00.707	2.97	
53	A033.238–00.022	3.03	<0.2	120	B111.558+00.832	3.58	
54	A033.264+00.067	2.95	<0.2	121	B111.668+00.596	2.21	
55	A033.494–00.014	3.1	<0.15	122	B111.828+00.578	2.82	
56	A033.914+0.109	3.85	1.615 ± 0.03	123	B111.859+00.860	2.2	
57	A034.096+00.017	2.59	8.98 ± 0.045	124	B111.939+00.806	3	
58	A034.454+00.006	2.67	3.63 ± 0.05	125	B133.734+01.268	3.5	
59	A034.598–01.031	2.79		126	B134.211+00.720	3.09	
60	A034.598–01.031	2.47		127	B134.279+0.856	4.92	
61	A034.751–01.386	2.81		128	B173.625+02.787	2.73	
62	A034.751–01.386	2.8		129	B173.676+02.873	2.6	
63	A035.226–00.359	2.96	3.44 ± 0.045	130	B182.338+00.248	5.01	
64	A035.297–00.897	2.82		131	B196.421–01.698	3.17	
65	A035.457–00.179	3.27		132	B203.200+02.018	5.47	
66	A036.839–00.022	3.2	1.175 ± 0.035	133	B203.393+02.034	2.88	
67	A037.268+00.081	2.48	1.845 ± 0.03	134	B204.491–11.359	4.39	

нии этих компонент излучения. Несмотря на узкую ширину линий, в этих источниках наблюдаются иные особенности профиля линии. В источнике A034.196–00.592, кроме основной компоненты на 55.4 км/с, была зарегистрирована вторая слабая компонента на лучевой скорости 61 км/с, а в форме профиля линии основной компоненты прослеживается двойная структура (см. рис. 2). В источнике B081.174–00.100 регистри-

рована сложная структура профиля линии H<sub>2</sub>O, состоящая из нескольких компонент излучения (до 7, см. рис. 3). Для прояснения детальной структуры зарегистрированных мазеров необходимы их наблюдения на интерферометре.

Из 134 источников, которые не были зарегистрированы на РТ-22 со средним уровнем шума в ~3 Ян, на 100-метровом телескопе обсерватории Грин Бэнк наблюдались 57 источников при сред-



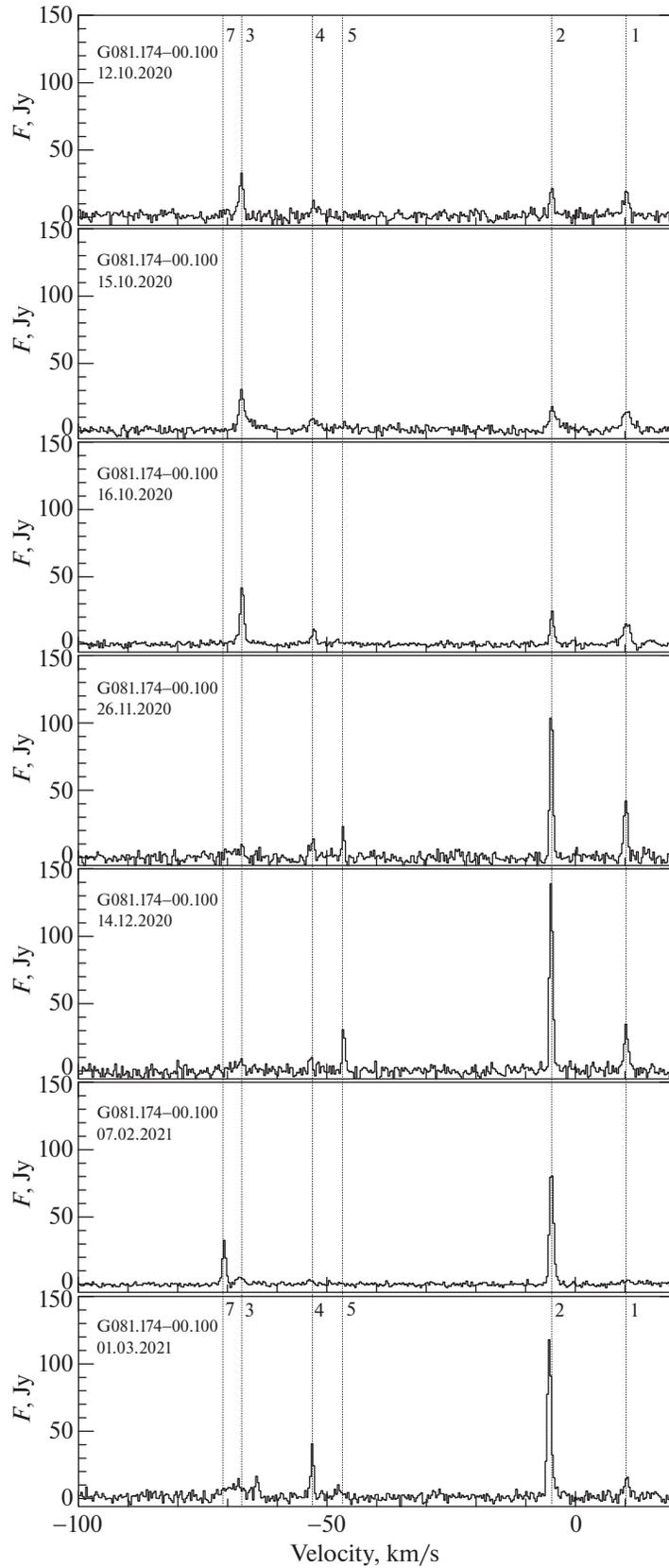
**Рис. 2.** Результаты мониторинга источника A034.195–0.592 на РТ-22 (ПРАО, ФИАН) с полосой 12.5 МГц в период с октября 2020 по июнь 2021 г.

нем уровне шума  $\sim 0.03$  Ян [8]. Из 57 источников в 32 ( $\sim 56\%$ ) были зарегистрированы мазеры в линии водяного пара, причем в 26 источниках яркость мазера составляет менее 3 Ян. Соответственно, такие источники не могут быть обнаружены на РТ-22 с временем накопления порядка 30 мин.

Для некоторых источников плотность потока на 100-метровом телескопе ранее была более  $\approx 3$  Ян,

что может быть достаточно для их регистрации на РТ-22. Тем не менее в настоящих наблюдениях мазеры в линии водяного пара в данных источниках не были зарегистрированы, т.е. их яркость изменилась и опустилась ниже уровня 3 Ян. Всего таких источников 7, они представлены в табл. 3.

Таким образом, в рамках настоящей работы были зарегистрированы ранее неизвестные мазерные источники, а также мазерные источники, которые ранее имели низкое значение плотности



**Рис. 3.** Результаты мониторинга источника V081.174-00.100 на РТ-22 (ПРАО, ФИАН) с полосой 50 МГц в период с октября 2020 по март 2021 г.

**Таблица 3.** Список источников ATLASGAL, в которых в работе [27] ранее были зарегистрированы достаточно яркие ( $\geq 3$  Ян) мазеры в линии водяного пара на 22 ГГц, но которые не были зарегистрированы в наблюдениях из настоящей работы

$N$	ATLASGAL	Volocam	$F_{\text{ГВТ}}, \text{Ян}$	$\sigma_{\text{RT22}}, \text{Ян}$
1	A020.364–0.013	3468	$2.99 \pm 0.02$	2.6
2	A034.096+0.015	5971	$8.98 \pm 0.045$	2.59
3	A034.454+0.006	6041	$3.63 \pm 0.05$	2.67
4	A035.228–0.358	6222	$3.44 \pm 0.045$	2.96
5	A049.097–0.254	6844	$2.885 \pm 0.035$	2.73
6	A049.375–0.262	6868	$4.205 \pm 0.125$	2.77
7	A056.962–0.234	6998	$8.225 \pm 0.075$	2.79

**Таблица 4.** Результаты пятиточечного картографирования регистраций мазеров на 22 ГГц в направлении на сгустки из каталога Volocam.  $\Delta RA$  и  $\Delta Dec$  – смещение текущего положения относительно центрального в угловых секундах,  $N_{\text{scan}}$  – число сканов источника, по 4 мин накопления сигнала для каждого скана,  $V_{\text{in}}$  – количество усреднений между каналами,  $1\sigma$  – достигнутый уровень шума в янских после усреднения между сканами и каналами

Источник	Положение	RA (J2000) h:m:s	Dec (J2000) d:m:s	$\Delta RA, ''$	$\Delta Dec, ''$	$V$	$1\sigma, \text{Ян}$	$F, \text{Ян}$	День 10.2020	
A116 016.821	A016.821–00.347	Central	18:22:40.96	–14:27:41.2	0	0	1.25	8.6	13	
		South	18:22:41.02	–14:30:17.2	0	–156	1.28		13	
		East	18:22:51.96	–14:27:40.4	165	0	1.28		13	
		West	18:22:30.96	–14:27:41.9	–150	0	1.44		13	
		North	18:22:40.91	–14:25:05.2	0	156	2.59		13	
A113 016.987	A016.987+00.981	Central	18:18:11.03	–13:41:19.7	0	0	2.07	14.3	15	
		South	18:18:11.06	–13:42:37.7	0	–78	1.61		8.06	15
		East	18:18:16.03	–13:41:19.4	75	0	1.56		9.79	15
		West	18:18:06.03	–13:41:20.1	–75	0	2		16.07	15
		North	18:18:11.01	–13:40:01.7	0	78	2.02		15	
A105 017.216	A017.216+00.821	Central	18:19:12.87	–13:33:46.2	0	0	5.45	105	14	
		South	18:19:12.90	–13:35:04.2	0	–78	6.86		45	14
		East	18:19:17.87	–13:33:45.9	75	0	6.6		70	14
		West	18:19:06.87	–13:33:46.7	–90	0	7.14		44	14
		North	18:19:12.85	–13:32:28.2	0	78	7.13		57	14
A43 034.196	A034.196–00.592	Central	18:55:50.86	+00:51:18.4	0	0	3.04	47.3	14	
		South	18:55:50.91	+00:48:41.4	0	–157	2.8		14	
		East	18:56:01.86	+00:51:19.2	165	0	3.42		14	
		West	18:55:40.86	+00:51:17.7	–150	0	6.41		14	
		North	18:55:50.81	+00:53:53.4	0	155	6.53		14	
B62 G081.17	B081.174–00.100	Central	20:40:05.47	+41:32:14.3	0	0	3.44	18.51	14	
		South	20:40:05.54	+41:29:38.3	0	–156	2.23		14	
		East	20:40:15.50	+41:32:14.8	150	0	2.26		14	
		West	20:40:15.50	+41:32:14.8	150	0	2.07		14	
		North	20:40:05.40	+41:34:50.3	0	156	2.15		14	
North	20:40:05.40	+41:34:50.3	0	156	2.15	14				

потока ( $\sim 0.5$  Ян) по данным GBT [27], а на момент проведения настоящего обзора их яркость увеличилась в несколько десятков ( $B016.821-00.347$ ,  $0.15$  Ян  $\rightarrow 11.8$  Ян) или даже сотен раз ( $A034.196-00.592$ ,  $0.55$  Ян  $\rightarrow 110$  Ян). Изменения плотности потока мазеров как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения свидетельствуют об изменении условий, в которых данное мазерное излучение было образовано.

### 5.1. Пятиточечные карты

Так как размер диаграммы направленности RT-22 на 22 ГГц составляет  $2.6'$ , а средний размер источника ATLASGAL  $\sim 40-60''$ , то существует возможность попадания нескольких источников ATLASGAL в диаграмму направленности RT-22. Для проверки корректной ассоциации между водяным мазером и источником ATLASGAL для всех зарегистрированных мазеров, кроме  $A018.701-0.229$ , были получены пятиточечные карты. Результаты представлены в табл. 4, а изображения спектров доступны онлайн по следующей ссылке: <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.c.568272410.6084/m9.figshare.c.5682724>. Для источника  $A018.701-0.229$  карта не была получена из-за низкой плотности потока зарегистрированного мазера.

Анализ полученных данных показывает, что во всех источниках, кроме  $A016.987+0.981$ , интенсивность линий в центре является максимальной, а в иных четырех направлениях интенсивность мазерной линии уменьшается. Такое поведение спектральной линии может указывать на ассоциацию между мазером и пылевым сгустком ATLASGAL, в направлении на который данный мазер был зарегистрирован.

В случае источника  $A016.987+0.981$  в центральном направлении интенсивность линии составила  $14.3$  Ян, а при смещении к западу ( $\Delta Dec = -75''$ ) интенсивность увеличилась до  $16.1$  Ян. Так как форма профиля линии для источника не изменилась при смещении к западу, однако изменилась только интенсивность линии, мы можем сделать вывод, что зарегистрированный мазер напрямую не связан с источником  $A016.987+0.981$ , а находится к западу от него. Для прояснения ассоциации между зарегистрированным водяным мазером и источником ATLASGAL требуются наблюдения на интерферометре или на более чувствительном однозеркальном радиотелескопе.

## 6. КОММЕНТАРИИ К ОТДЕЛЬНЫМ ИСТОЧНИКАМ

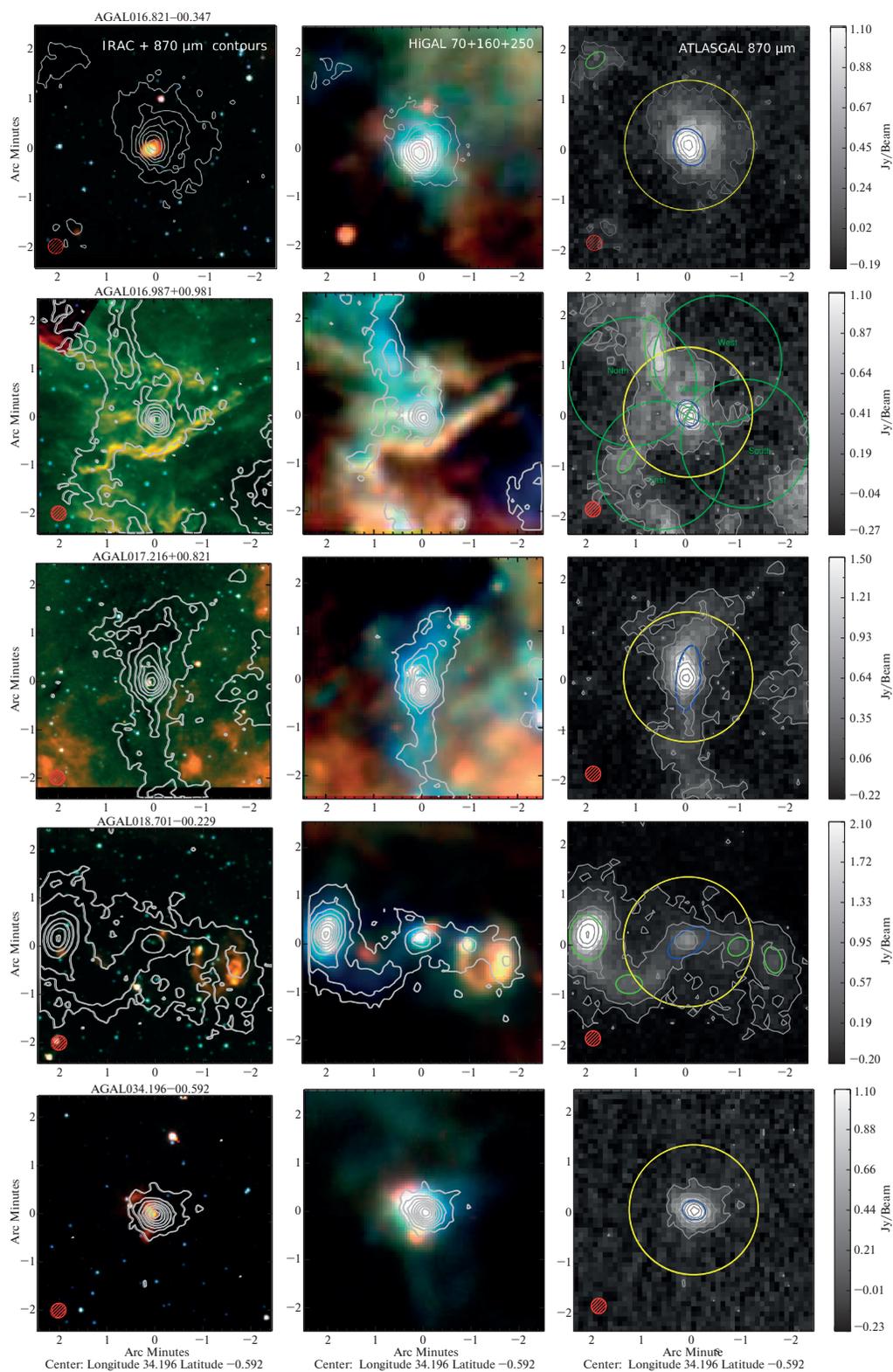
### 6.1. $A016.821-00.347$

Источник впервые был зарегистрирован в мазерной линии воды в работе [27] под номером 3177, причем его плотность потока составила  $0.515$  ( $0.05$ ) Ян, а скорость на луче зрения в пиковом значении интенсивности составила  $56.7$  км/с. В настоящей работе была зарегистрирована другая компонента излучения:  $11.8 \pm 0.5$  Ян на лучевой скорости  $48.9 \pm 0.25$  км/с. Соответственно, максимальная плотность потока источника возросла более чем в 20 раз по сравнению с наблюдениями из [27]. В направлении на данный источник в обзоре Винена [39] было зарегистрировано излучение молекулы аммиака на скорости  $51.3$  км/с, что соответствует лучевой скорости мазера в линии водяного пара ( $48.9$  км/с).

Источник представляет собой достаточно яркий и компактный пылевой сгусток, излучение которого прослеживается в широком диапазоне длин волн — в инфракрасном (2MASS K [21], Spitzer IRAC 3–16 мкм [22], Herschel PACS 70–160 мкм [23], SPIRE 250–500 мкм [24]), субмиллиметровом (ATLASGAL 870 мкм [13]) и миллиметровом (Bolocam 1.1 мм [11]) диапазонах длин волн (см. рис. 4). Согласно наблюдениям на интерферометре Very Large Array (VLA, [40]), в направлении на центр сгустка ATLASGAL 016.821–00.347 имеется компактный источник в континууме на  $1.4$  ГГц ( $20$  см). В направлении на источник  $A016.821-00.347$  были ранее проведены наблюдения метанольных мазеров I [41] и II [42, 43] класса, но излучения зарегистрировано не было.

### 6.2. $A016.987+00.981$

Ранее в источнике наблюдения мазеров любых типов не проводились, согласно базе данных мазерных источников <http://maserdb.net/MaserDB.net>. В рамках настоящей работы был зарегистрирован мазер с плотностью потока  $13.8 \pm 1.4$  Ян на лучевой скорости  $-67.3 \pm 0.52$  км/с. Как и предыдущий источник,  $G016.987+00.981$  выделяется на картах в широком диапазоне длин волн (см. рис. 4). Излучение от источника зарегистрировано в полосах 2MASS K, Spitzer IRAC (3–16 мкм), Herschel PACS (70–160 мкм) и SPIRE (250–500 мкм), ATLASGAL 870 мкм. Согласно изображениям Spitzer IRAC, источник имеет яркое излучение на  $4.5$  мкм, что позволяет отнести его к типу EGO (Extended Green Object). Этот тип объектов характеризуется ярким излучением на  $4.5$  мкм [44]. Изображения Spitzer IRAC также указывают на существование небольшой ( $\sim 15''$ ) кольцевой структуры вокруг центрального компактного источника.



**Рис. 4.** Изображения в инфракрасном (Spitzer 4.5–8 мкм, Herschel 70–250 мкм) и субмиллиметровом (ATLASGAL, 870 мкм) диапазоне длин волн для источников ATLASGAL, в которых был зарегистрирован мазер на РТ-22. Контуры на всех рисунках показано излучение ATLASGAL на 870 мкм. Синий эллипс показывает положение и ориентацию источника из каталога ATLASGAL Compact Source Catalog (CSC) [25], в направлении на который был зарегистрирован мазер, зелеными эллипсами показаны другие ближайшие источники из каталога ATLASGAL-CSC. Желтой окружностью показан размер диаграммы направленности РТ-22 на 1.35 см (2.6'), а красной окружностью – размер диаграммы направленности на 870 мкм из обзора ATLASGAL. Для источника A016.987+0.981 зелеными окружностями показано положение диаграммы направленности при построении пятиточечных карт. Для данных Spitzer цвета закодированы следующим образом: 4.6 мкм – синий, 5.8 мкм – зеленый и 8 мкм – красный. Для изображений Herschel цвета закодированы как 70 мкм – красный, 160 мкм – зеленый и 250 мкм – синий.

На изображениях Spitzer IRAC [22] заметно присутствие фронта зоны фотодиссоциации (PDR), связанного с источником. Этот фронт в свою очередь связан с областью ионизованного водорода в известной области звездообразования NGC 6611, или M16. Данная область является второй по яркости после туманности Ориона и известна также благодаря изображениям “столбов звездообразования” (Pillars of creation), полученным на космическом телескопе им. Хаббла.

Пятиточечное картографирование источника A016.987+00.981 показало отсутствие пространственной ассоциации между водяным мазером и источником ATLASGAL 016.987+00.981, в направлении на который мазер был обнаружен. Зарегистрированный мазер в направлении на A016.987+00.981 может быть связан с иным источником ATLASGAL, который расположен к западу от пика источника ATLASGAL 016.987+00.981.

### 6.3. A017.216+00.821

Как и A016.987+00.981, источник A017.216+00.821 располагается в окрестности зоны НП Sh2-49 в области NGC 6611 (угловое расстояние до центра зоны НП составляет  $25'$ , диаметр зоны НП 90 уг. минут согласно каталогу Шарплесс [45]). В источнике A017.216+00.821 ранее не проводились наблюдения мазеров любых типов, согласно базе данных мазерных источников <http://maserdb.net/MaserDB.net>. На PT-22 был зарегистрирован яркий мазер с плотностью потока  $59.8 \pm 2.73$  Ян на скорости  $12.9 \pm 0.30$  км/с. Скорость на луче зрения мазера в линии водяного пара близка к скорости линии  $\text{NH}_3(1,1)$  ( $22.2$  км/с), зарегистрированной в обзоре Винена [39]. В соответствии с каталогом физических параметров сгустков ATLASGAL [20], расстояние до источника составляет  $1.86$  кпк, а в соответствии с каталогом Hi-GAL [46] –  $2.3$  кпк. Источник виден в широком диапазоне длин волн (см. рис. 4), включая инфракрасный (WISE 3–24 мкм, Spitzer IRAC 3–16 мкм, Herschel PACS 70–160 мкм, SPIRE 250–500 мкм), субмиллиметровый (ATLASGAL 870 мкм) и миллиметровый (Bolocam 1.1 мм) диапазон. Источник A017.216+00.821, как и A016.987+00.981 (см. раздел 6.2), имеет яркое излучение на  $4.5$  мкм, что позволяет отнести его к типу EGO (Extended Green Object) согласно работе [44].

Другой важной особенностью источника A017.216+00.821 является тот интересный факт, что он располагается на границе кольцеобразной структуры, в центре которой имеется другой яркий источник ATLASGAL 017.169+00.814. В направлении на источник 017.169+00.814 мазер в линии водяного пара в рамках настоящей работы не был обнаружен на уровне  $1\sigma = 2.96$  Ян. Яркость

центрального источника на  $870$  мкм ( $1.19$  Ян на диаграмму, 017.169+00.814) имеет меньшее значение, чем яркость источника ATLASGAL на границе кольцеобразной структуры ( $2.43$  Ян на диаграмму, 017.216+00.821). Кольцеобразная структура проявляется как поглощение на изображениях в ближнем и среднем ИК (2MASS, WISE, Spitzer) и как излучение на изображениях в дальнем ИК (Herschel PACS, Herschel SPIRE), субмиллиметровом (ATLASGAL) и миллиметровом (Bolocam) диапазонах. Особенности излучения объекта позволяют отнести его к классу ИК-темных облаков [47, 48]. Такие объекты характеризуются, в том числе, образованием массивных звезд и скоплений [49]. Ранее мазеры в линии водяного пара в данном типе объектов наблюдались в работах [50, 51].

### 6.4. A018.701–00.229

В источнике A018.701–00.229 ранее проводился поиск мазера в линии водяного пара в работе [27], однако на уровне  $5\sigma = 0.15$  Ян мазер зарегистрирован не был. В настоящей работе был зарегистрирован мазер с плотностью потока  $3.08$  Ян на скорости  $37.3$  км/с. Средний уровень шума в канале составил  $1.97$  Ян. Так как линия в источнике A018.701–00.229 имеет широкое основание (FWHM  $\sim 11$  км  $\text{с}^{-1}$ , или 36 каналов), то применено пятикратное усреднение между каналами, что уменьшило уровень шума до  $\sqrt{5} = 2.2$  раз ( $\sigma = 0.89$  Ян). В результате такого усреднения мазерная линия была зарегистрирована на уровне  $3.5\sigma$ . При использовании 10-кратного усреднения мазерная линия зарегистрирована на уровне  $4.9\sigma$ .

Скорость на луче зрения мазера в линии водяного пара ( $37.3$  км/с) близка к скорости молекулярного газа. Согласно обзору Демпси [52], в источнике A018.701–00.229 зарегистрированы две компоненты в линии  $^{12}\text{CO}(3-2)$ : на  $41.0$  км/с ( $T_a = 4.2$  К,  $\sigma = 1$  К) и на  $64$  км/с ( $T_a = 2.2$  К,  $\sigma = 1$  К). Согласно обзору Ширли [26], на лучевой скорости  $44.3$  км/с зарегистрированы линии-трассеры плотного газа:  $\text{HCO}^+(3-2)$  и  $\text{N}_2\text{H}^+(3-2)$ . Антенная температура составила  $0.9 \pm 0.05$  и  $0.6 \pm 0.08$  К для линий  $\text{HCO}^+(3-2)$  и  $\text{N}_2\text{H}^+(3-2)$  соответственно.

Как показано на рис. 4, источник расположен в центре волокнистой структуры, имеющей S-образную форму. Интересной особенностью структуры является разность яркостей восточной и западной части на различных длинах волн. Восточная часть ярче светит на длинах волн более  $250$  мкм, а западная часть волокна ярче светит на длинах волн менее  $70$  мкм. При этом в центральной части волокна располагается компактный ис-

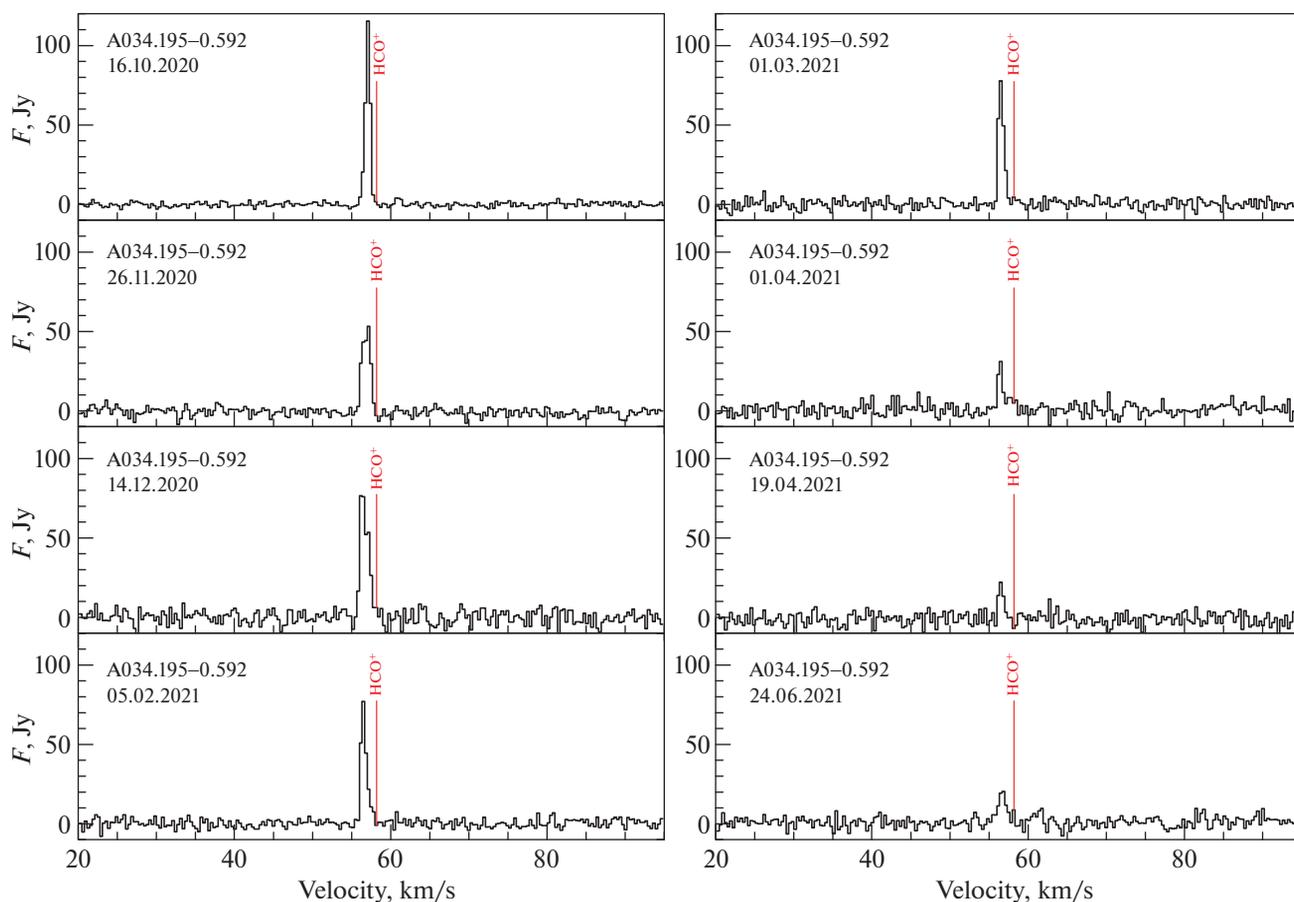


Рис. 5. Результаты мониторинга источника A034.195–0.592 на РТ-22 (ПРАО, ФИАН) с полосой 50 МГц в период с октября 2020 по июнь 2021 г.

точник излучения в континууме на 870 мкм, который выделяется по яркости на фоне излучения остальной части волокна.

Западная часть волокна, которая ярко светит на длинах волн менее 70 мкм, имеет кольцевидную структуру согласно изображениям Spitzer IRAC (см. рис. 4). Эта структура идентифицирована как область НII с названием N23, согласно обзору Симпсона [53]. В направлении на кольцевидную структуру N23 имеется два источника ATLASGAL 018.673–00.236 ( $F_{\text{peak}} = 0.61$  Ян/луч) и 018.684–00.231 ( $F_{\text{peak}} = 0.68$  Ян/луч). Область НII N23 находится внутри области N24. Тем не менее, согласно [54], эти области не связаны друг с другом. Как описано в работе [54], расстояние до области N24 составляет 4.5–4.6 кпк. Расстояние до метанольного мазера на 6.7 ГГц в направлении на восточную часть волокна составляет 13 кпк [55]. Метанольный мазер на 6.7 ГГц в направлении на N23 и мазер на молекуле воды на 22 ГГц зарегистрированы не были [27, 43, 56, 57]. Но учитывая

непрерывный характер излучения от восточной и западной части волокна, возможна их физическая ассоциация.

В восточной части волокна расположен яркий источник ATLASGAL 018.734–00.226, имеющий плотность потока  $F_{\text{peak}} = 4.1$  Ян/луч<sup>1</sup>. Масса сгустка в соответствии с каталогом физических параметров сгустков Hi-GAL [46] составляет  $11153 M_{\odot}$ . Расстояние до источника составляет 12.64 кпк согласно каталогу ATLASGAL [20] и 12.56 кпк согласно каталогу Hi-GAL [46]. В источнике A018.701–00.229 ранее неоднократно был зарегистрирован мазер в линии водяного пара [9, 14, 27, 58, 59], а также метанольный мазер на 6.7 ГГц [60, 61].

Регистрация мазера на 22 ГГц в направлении на центральную область волокна может свидетельствовать о процессах звездообразования, происходящих вдоль волокна. Так как объект располагается на значительном расстоянии от на-

<sup>1</sup> Jy/beam.

блюдателя (~13 кпк), исследование его детальной структуры затруднено. Тем не менее объект может быть интересен как пример цепочки звездообразования, происходящего вдоль массивного волокна.

### 6.5. A034.196–00.592

В источнике A034.196–00.592 мазер ранее был обнаружен в работе [27] с плотностью потока 0.555 Ян на лучевой скорости 61.1 км/с. В настоящей работе мазер первоначально зарегистрирован на лучевой скорости 55.4 км/с с плотностью потока 20 Ян, причем плотность потока увеличилась в процессе наблюдений с 6 по 16 октября 2020 г. – от 20 до 110 Ян соответственно. В рамках настоящей работы был произведен мониторинг источника A034.196–00.592 в течение 8 мес. (06.10.20–24.06.21, см. рис. 2 и рис. 5). Детальная информация о переменности мазера представлена в следующем разделе. В этом же источнике ранее были зарегистрированы метанольные мазеры I [62] и II класса [63, 64].

Объект, связанный с мазером A034.196–00.592, известный также как IRAS 18532+0047, впервые был обнаружен в обзоре компактных источников Галактики на 1400 МГц на VLA [65]. Согласно обзору Молилари [66], данный источник имеет спектральное распределение энергии, характерное для ультра-компактных областей НП. Классификация IRAS 18532+0047 как ультра-компактной области НП подтвердилась наблюдениями VLA на 3.6 и 6 см [67, 68] – в этих наблюдениях зарегистрировано компактное излучение в направлении на IRAS 18532+0047.

### 6.6. B081.174–00.100

Источник B081.174–00.100, известный также под названием CygX-N63, является массивной протозвездой на очень ранней стадии эволюции [69]. Источник ранее был подробно исследован в работах [69, 70]. Расстояние до источника, определенное методом тригонометрического параллакса мазеров воды и метанола в работе [71], оценивается как 1.2 кпк. Объект, связанный с источником B081.174–00.100, является наиболее массивной и молодой протозвездой класса 0 во всей области Cygnus-X, в которой обнаружено мощное истечение [72]. Согласно [72], масса оболочки составляет  $44 M_{\odot}$  в пределах 2500 а.е.

Интересной особенностью источника является отсутствие ультра-компактной зоны НП, что подтверждается наблюдениями на VLA на 8.4 ГГц [70]. Другой важной особенностью источника является первая регистрация иона  $\text{CF}^+$  в направлении на массивную протозвезду. Вполне возможно, что источник образования иона  $\text{CF}^+$  связан с

протозвездой CygX-N63. В таком случае возможно существование зоны ионизованного углерода, которая может образоваться еще до ультра-компактной зоны НП, так как углерод имеет меньший потенциал ионизации (11.3 эВ) по сравнению с водородом (13.6 эВ) [69]. Таким образом, объект CygX-N63 является уникальным примером массивной протозвезды, которая находится в процессе активного формирования, но еще не образовала ультра-компактной зоны НП и горячего ядра.

В настоящей работе в источнике B081.174–00.100 впервые был зарегистрирован мазер в линии водяного пара. Регистрация мазера в источнике показывает, что мазеры в линии водяного пара могут возникать на очень ранних стадиях звездообразования, еще до возникновения ультра-компактной зоны НП. В рамках настоящей работы был организован мониторинг источника в течение 5 мес. (06.10.20–01.03.21, см. рис. 3), который показал значительные изменения в структуре профиля линии мазера. Детальная информация о переменности мазера представлена в разделе 7.2.2.

## 7. ОБСУЖДЕНИЕ

РТ-22 (ПРАО) позволяет выявлять яркие компоненты излучения ( $>3$  Ян) за время накопления порядка 30–40 мин, что позволяет использовать его для поиска вспышек и значительных изменений яркости в спектральных компонентах мазеров в линии водяного пара. Обнаружение таких вспышек и изменений яркости может указывать на активные фазы процессов звездообразования, в том числе аккреционные вспышки (см., к примеру, работу МакЛеод [73]) и динамические процессы [19], которые могут быть изучены в дальнейшем с помощью более чувствительных инструментов и интерферометров при условии их обнаружения.

### 7.1. Распределение плотностей потока зарегистрированных мазеров

Так как возможность регистрации мазеров на радиотелескопе зависит от их яркости, мы рассмотрим процент “ярких” (более 3 Ян) источников в различных выборках объектов. Следует отметить, что мазеры в линии водяного пара зачастую имеют сложную форму профиля линии, которая превышает ширину одного канала (0.329 км/с) при наблюдениях на РТ-22 с полосой 50 МГц. Так, в обзоре [27], из 439 зарегистрированных мазеров только 6% имеют разброс лучевых скоростей менее 0.6 км/с. Поэтому иногда возможно усреднение между каналами для улучшения суммарного отношения сигнал/шум. Это возможно в том случае, если отдельные спек-

тральные компоненты невозможно разрешить при выбранном шаге по лучевой скорости. В настоящих наблюдениях из гауссова приближения установлено, что значение ширины линии на уровне половины интенсивности (FWHM) для источников с одной видимой компонентой варьируется от 6.2 до 10.5 км/с, что соответствует 18–32 каналов. Данная ширина не соответствует действительной ширине мазерной линии, но является суперпозицией нескольких спектральных компонент, которые невозможно разрешить с выбранной полосой анализатора спектра. Тем не менее в этом случае возможно применение 5–10-кратного усреднения между каналами, что позволяет уменьшить уровень шума в 2.2–3.2 раза соответственно. Поэтому на РТ-22 при среднем уровне  $I_{\sigma} = 3$  Ян в одном канале возможна регистрация мазеров на уровне более  $3\sigma/\sqrt{10} = 2.8$  Ян, что и было сделано в случае A018.701–0.229, где мазер имеет плотность потока 3.05 Ян, а уровень шума  $I_{\sigma}$  составил 0.88 Ян при 10-кратном усреднении между каналами.

Данные обзора мазеров в линии водяного пара на РТ-22 из настоящей работы сравнивались с данными обзора мазеров на радиотелескопе Green Bank Telescope (GBT) [27]. Всего в работе [27] содержатся наблюдения 1025 сгустков ATLASGAL, для которых определены физические параметры в работе [20]. Из них мазеры в линии водяного пара были зарегистрированы в 392 источниках (~38%). Число мазеров, имеющих плотность потока более 6 Ян, составляет 74 (~18%), а более 3 Ян – 118 (~30%).

Анализируя список источников из настоящей работы (см. раздел 2), установлено, что из 60 источников, для которых есть наблюдения в работе [27], только 6 источников (10%) имеют плотность потока выше 3 Ян. Доля “ярких” источников составляет ~10% от числа всех источников ATLASGAL, в которых производится поиск мазеров. Из статистических соображений следует, что в направлении на 100 источников ATLASGAL, отобранных в разделе 2, мазеры должны быть обнаружены в ~10 источниках. В результате проведения наблюдений на РТ-22 мазеры в линии водяного пара были зарегистрированы в 6 источниках, что по порядку величины соответствует статистике регистрации мазеров на GBT.

### 7.2. Переменность мазеров в линии водяного пара

В результате обзора на РТ-22 мазер с плотностью потока 3.07 Ян был зарегистрирован в источнике A018.701–0.229, где ранее в работе [27] мазер не был зарегистрирован на уровне 0.03 Ян. В источнике A034.196–0.592 в данной работе был зарегистрирован мазер с плотностью потока 110 Ян, хотя по наблюдениям из работы [27] мазер

имеет плотность потока всего лишь 0.55 Ян. В 6 источниках в работе [27] были зарегистрированы мазеры в линии водяного пара с плотностью потока более 3 Ян, однако в настоящих наблюдениях данные источники не были зарегистрированы. Данные результаты указывают, что переменность мазеров является существенной и вносит неопределенность в возможность обнаружения ярких мазеров в произвольный момент времени. Прежняя регистрация яркого мазера не дает гарантии, что данный мазер будет сохранять свою яркость на протяжении значительного времени в будущем. С другой стороны, отсутствие регистрации мазера не гарантирует, что мазер не может появиться там в ближайшем будущем. Для более надежной оценки наличия или отсутствия мазера необходимы многократные наблюдения источников.

**7.2.1. A034.196–00.592.** В рамках настоящей работы был произведен мониторинг источника A034.196–00.592 в течение 8 мес. после первой регистрации в октябре 2020 г. (см. рис. 2). Максимальная плотность потока, которая была зарегистрирована на РТ-22 в ПРАО, – 115 Ян (16 октября 2020 г.). Наблюдения данного источника на РТ-22 в КраО (частные сообщения) показали, что плотность потока данного источника достигала 200 Ян (27 октября 2020 г.). Дальнейший мониторинг на РТ-22 в ПРАО показал, что в течение 7 мес. в данном источнике происходило уменьшение яркости мазера до ~8 Ян (24 июня 2021 г.). Данная тенденция прослеживалась при наблюдениях данного источника как с полосой анализатора 12.5 МГц, так и с полосой анализатора 50 МГц. Согласно данным РТ-22 (см. рис. 2), структура профиля линии мазера указывает на наличие двойной структуры основной компоненты.

В настоящее время одной из рабочих гипотез возникновения мазерных вспышек в линии водяного пара является наложение отдельных мазерных областей на луч зрения и соответствующее экспоненциальное усиление мазерного излучения. Данный вид мазерных вспышек был впервые описан в работе [74]. В настоящее время известно всего два объекта, для которых получены дополнительные свидетельства того, что вспышки мазерных линий  $H_2O$  в этих объектах произошли в результате наложения нескольких мазерных областей на луч зрения – G25.65+1.05 [19, 75] и Orion KL [76]. Для осуществления данного типа мазерных вспышек требуется пространственное наложение нескольких областей мазерного излучения при совпадении их скоростей на луче зрения. Это может довольно часто происходить в динамически активных областях распространения ударных волн, связанных с истечениями из мо-

лодых звездных объектов [16], но получить подтверждение трудно, так как для этого требуется проведение интерферометрических наблюдений со сверхдлинными базами в краткий период вспышки.

Усиление излучения линии  $\text{H}_2\text{O}$  на 22 ГГц в источнике A034.196–00.592 могло быть вызвано сценарием, подобным G25.65+1.05 и Orion KL — две спектральные компоненты в процессе вспышки могли соединиться и вызвать экспоненциальное повышение яркости мазера. Для выяснения особенностей мазерной вспышки в источнике A034.196–00.592 в ноябре 2020 г. были проведены наблюдения на интерферометрах VLA и VLBI. Результаты данного исследования, а также интерпретация данных о мазерной вспышке будут представлены в последующей работе.

**7.2.2. B081.174–00.100.** Другим объектом, для которого были организованы наблюдения в формате мониторинга, является источник B081.174–0.100 (см. рис. 3). Интересной особенностью данного источника является множество компонент излучения мазера в широком диапазоне лучевых скоростей — от  $-70$  до  $11$  км/с, что указывает на сложную структуру мазера в истечении. Для выяснения структуры мазера требуется его дальнейшее интерферометрическое исследование.

В течение пяти месяцев наблюдений одна из компонент излучения мазера (номер 2 на рис. 3) увеличила яркость с  $\sim 20$  до  $\sim 140$  Ян в период 16.10.2020–14.12.2020. Кроме того, происходили и другие изменения в профиле линии: некоторые компоненты исчезали (компонента 3), появлялись (компонента 7), а также исчезали и вновь появлялись (компоненты 4 и 1).

Значительные и частые изменения компонент профиля линии мазера свидетельствуют об активных процессах, происходящих в данном объекте. Переменность мазеров молекулы воды в подобных источниках может быть связана в том числе с распространением ударных волн в истечениях из протозвезд [16]. Объекты, которые проявляют значительную переменность, также могут быть кандидатами для поиска и регистрации аккреционных вспышек подобных происшедшей в объекте NGC 6334I [73].

## 8. ВЫВОДЫ

В результате проведения обзора мазеров в линии водяного пара в направлении на пылевые сгустки в миллиметровом диапазоне длин волн, а так же анализа данных получены следующие выводы:

- В шести источниках из 140 зарегистрированы яркие ( $>3$  Ян) мазеры, причем в четырех источниках мазеры были зарегистрированы впервые.

- Для пяти источников из шести получены пятиточечные карты, которые показали ассоциацию между мазером и источником излучения в континууме во всех источниках кроме A016.987+0.981. В источнике A016.987+0.981 мазер расположен к западу от источника ATLASGAL.

- В семи источниках мазеры не были зарегистрированы, хотя ранее по данным из литературы [27] эти источники имели плотность потока более 3 Ян, что достаточно для их регистрации на РТ-22.

- В источнике A034.196–00.592 зарегистрирована мазерная вспышка, которая проявилась в изменении плотности потока с 20 до 200 Ян за период наблюдений в 10 дней в октябре 2020 г. Последующий мониторинг в течение 8 мес. показал, что плотность потока после вспышки опустился ниже того уровня яркости, который был зарегистрирован в начале наблюдений.

- В источнике B081.174–00.100, который является протозвездой на очень ранней стадии звездообразования [69], впервые был зарегистрирован мазер в линии водяного пара на 22 ГГц. Данный источник — единственный в своем роде объект, в котором отсутствует излучение ультра-компактной зоны НII, но при этом присутствует излучение зоны СИ [70]. В данном объекте зарегистрировано существенное изменение компонент излучения в течение 5 мес. наблюдений, в том числе — увеличение яркости компоненты на  $-5$  км/с с 20 Ян до 120 Ян в период с октября 2020 до декабря 2020 г.

Таким образом, найденные динамические изменения в спектрах мазеров в линии водяного пара, в том числе появление, угасание, изменение плотности потока, могут свидетельствовать об активных процессах изменения условий среды, в которых данные мазеры были образованы. Данные объекты представляют наибольший интерес в контексте поиска мазерных вспышек, в том числе вспышек аккреции (см., к примеру, работу МакЛеод [73]) и динамических процессов (см. работу Бернс [19]) в областях образования массивных звезд.

Важно, что для поиска таких объектов может быть использован радиотелескоп РТ-22, так как источники, связанные с динамическими изменениями условий среды, проявляют себя как яркие ( $>3$  Ян) мазеры в линии водяного пара, которые могут быть зарегистрированы на РТ-22 за время накопления сигнала (15–20 мин). Отсутствие регистрации яркого мазера указывает так же на отсутствие существенного повышения яркости источников в том случае, если мазеры там присутствуют, но имеют относительно низкую яркость. В таком случае отсутствие регистрации так же может указывать на отсутствие явных изменений условий среды, в которых образуются мазеры в линии водяного пара.

В итоге РТ-22 позволяет осуществлять первичный поисковый обзор кандидатов в объекты, в которых могут происходить динамические процессы, в том числе мазерные вспышки. В дальнейшем исследование обнаруженных объектов может быть организовано с помощью более крупных и чувствительных инструментов.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Д.А. Ладейщикова по отбору источников (раздел 2), анализу архивных данных (раздел 4) и анализу результатов наблюдений (разделы 5, 6, 7.1) выполнена при поддержке гранта РНФ 20-72-00137. Работа А.М. Соболева по анализу причин зарегистрированных мазерных вспышек (раздел 7.2) поддержана грантом РНФ 18-12-00193.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. C. Cheung, D. M. Rank, C. H. Townes, D. D. Thornton, and W. J. Welch, *Nature* **221**, 626 (1969).
2. M. L. Meeks, J. C. Carter, A. H. Barrett, P. R. Schwartz, J. W. Waters, and I. Brown, W. E., *Science* **165**, 180 (1969).
3. R. S. Furuya, Y. Kitamura, A. Wootten, M. J. Claussen, and R. Kawabe, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **144**, 71 (2003).
4. M. Gray, *Maser Sources in Astrophysics* (Cambridge University Press, New York, 2012).
5. K. Demyk, C. Meny, X. H. Lu, G. Papatheodorou, M. J. Toplis, H. Leroux, C. Depecker, J. B. Brubach, P. Roy, C. Nayral, et al., *Astron. and Astrophys.* **600**, A123 (2017), 1701.07225.
6. M. J. Kaufman and D. A. Neufeld, *Astrophys. J.* **456**, 250 (1996).
7. D. Hollenbach, M. Elitzur, and C. F. McKee, *Astrophys. J.* **773**, 70 (2013), 1306.5276.
8. B. E. Svoboda, Y. L. Shirley, C. Battersby, E. W. Rosolowsky, A. G. Ginsburg, T. P. Ellsworth-Bowers, M. R. Pestalozzi, M. K. Dunham, I. Evans, J. Neal, J. Bally, et al., *Astrophys. J.* **822**, 59 (2016), 1511.08810.
9. H. Xi, J. Zhou, J. Esimbek, G. Wu, Y. He, W. Ji, and X. Tang, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **453**, 4203 (2015).
10. S. L. Breen and S. P. Ellingsen, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **416**, 178 (2011), 1105.1318.
11. J. E. Aguirre, A. G. Ginsburg, M. K. Dunham, M. M. Drosback, J. Bally, C. Battersby, E. T. Bradley, C. Cyganowski, D. Dowell, I. Evans, J. Neal, et al., *Astrophys. J. Supp. Ser.* **192**, 4 (2011), 1011.0691.
12. D. A. Ladeyshchikov, O. S. Bayandina, and A. M. Sobolev, *Astron. J.* **158**, 233 (2019), 1911.04742.
13. F. Schuller, K. M. Menten, Y. Contreras, F. Wyrowski, P. Schilke, L. Bronfman, T. Henning, C. M. Walmsley, H. Beuther, S. Bontemps, et al., *Astron. and Astrophys.* **504**, 415 (2009), 0903.1369.
14. A. J. Walsh, S. L. Breen, T. Britton, K. J. Brooks, M. G. Burton, M. R. Cunningham, J. A. Green, L. Harvey-Smith, L. Hindson, M. G. Hoare, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **416**, 1764 (2011), 1105.4663.
15. S. L. Breen, G. A. Fuller, J. L. Caswell, J. A. Green, A. Avinson, S. P. Ellingsen, M. D. Gray, M. Pestalozzi, L. J. Quinn, A. M. S. Richards, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **450**, 4109 (2015).
16. T. Liljeström and C. R. Gwinn, *Astrophys. J.* **534**, 781 (2000), astro-ph/0002299.
17. V. Strel'nitski, J. Alexander, S. Gezari, B. P. Holder, J. M. Moran, and M. J. Reid, *Astrophys. J.* **581**, 1180 (2002), astro-ph/0210342.
18. A. M. Sobolev, J. M. Moran, M. D. Gray, A. Alakoz, H. Imai, W. A. Baan, A. M. Tolmachev, V. A. Samodurov, and D. A. Ladeyshchikov, *Astrophys. J.* **856**, 60 (2018), 1802.06756.
19. R. A. Burns, G. Orosz, O. Bayandina, G. Surcis, M. Olech, G. MacLeod, A. Volvach, G. Rudnitskii, T. Hirota, K. Immer, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 4069 (2020), 1911.12634.
20. J. S. Urquhart, C. König, A. Giannetti, S. Leurini, T. J. T. Moore, D. J. Eden, T. Pillai, M. A. Thompson, C. Braiding, M. G. Burton, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 1059 (2018), 1709.00392.
21. M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, S. Schneider, J. M. Carpenter, C. Beichman, R. Capps, T. Chester, J. Elias, et al., *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
22. G. G. Fazio, J. L. Hora, L. E. Allen, M. L. N. Ashby, P. Barmby, L. K. Deutsch, J. S. Huang, S. Kleiner, M. Marengo, S. T. Megeath, et al., *Astrophys. J. Supp. Ser.* **154**, 10 (2004), astro-ph/0405616.
23. A. Poglitsch, C. Waelkens, N. Geis, H. Feuchtgruber, B. Vandenbussche, L. Rodriguez, O. Krause, E. Renotte, C. van Hoof, P. Saraceno, et al., *Astron. and Astrophys.* **518**, L2 (2010), 1005.1487.
24. M. J. Griffin, A. Abergel, A. Abreu, P. A. R. Ade, P. André, J. L. Augeres, T. Babbedge, Y. Bae, T. Baillie, J. P. Baluteau, et al., *Astron. and Astrophys.* **518**, L3 (2010), 1005.5123.
25. Y. Contreras, F. Schuller, J. S. Urquhart, T. Csengeri, F. Wyrowski, H. Beuther, S. Bontemps, L. Bronfman, T. Henning, K. M. Menten, et al., *Astron. and Astrophys.* **549**, A45 (2013), 1211.0741.
26. Y. L. Shirley, T. P. Ellsworth-Bowers, B. Svoboda, W. M. Schlingman, A. Ginsburg, E. Rosolowsky, T. Gerner, S. Mairs, C. Battersby, G. Stringfellow, et al., *Astrophys. J. Supp. Ser.* **209**, 2 (2013), 1308.4149.
27. B. E. Svoboda, Y. L. Shirley, C. Battersby, E. W. Rosolowsky, A. G. Ginsburg, T. P. Ellsworth-Bowers, M. R. Pestalozzi, M. K. Dunham, I. Evans, J. Neal, J. Bally, et al., *Astrophys. J.* **822**, 59 (2016), 1511.08810.
28. I. I. Berulis, V. A. Gusev, A. V. Kutsenko, G. T. Smirnov, R. L. Sorochenko, A. M. Tolmachev, and V. A. Shirochenkov, *Trudy Akademiia Nauk SSSR Fizicheskii Institut* **135**, 35 (1983).

29. *S. Maret, P. Hily-Blant, J. Pety, S. Bardeau, and E. Reynier*, *Astron. and Astrophys.* **526**, A47 (2011), 1012.1747.
30. *E. Rosolowsky, M. K. Dunham, A. Ginsburg, E. T. Bradley, J. Aguirre, J. Bally, C. Battersby, C. Cyganowski, D. Dowell, M. Drosback, et al.*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **188**, 123 (2010), 0909.2871.
31. *W. M. Schlingman, Y. L. Shirley, D. E. Schenk, E. Rosolowsky, J. Bally, C. Battersby, M. K. Dunham, T. P. Ellsworth-Bowers, I. Evans, J. Neal, A. Ginsburg, et al.*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **195**, 14 (2011), 1105.4181.
32. *J. S. Urquhart, M. G. Hoare, S. L. Lumsden, R. D. Oudmaijer, T. J. T. Moore, P. R. Brook, J. C. Mottram, B. Davies, and J. J. Stead*, *Astron. and Astrophys.* **507**, 795 (2009), 0909.1720.
33. *J. S. Urquhart, L. K. Morgan, C. C. Figura, T. J. T. Moore, S. L. Lumsden, M. G. Hoare, R. D. Oudmaijer, J. C. Mottram, B. Davies, and M. K. Dunham*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **418**, 1689 (2011), 1107.3913.
34. *A. M. Titmarsh, S. P. Ellingsen, S. L. Breen, J. L. Caswell, and M. A. Voronkov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **443**, 2923 (2014), 1407.1131.
35. *A. M. Titmarsh, S. P. Ellingsen, S. L. Breen, J. L. Caswell, and M. A. Voronkov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **459**, 157 (2016), 1603.04602.
36. *S. L. Breen, J. L. Caswell, S. P. Ellingsen, and C. J. Phillips*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **406**, 1487 (2010), 1004.1060.
37. *S. L. Breen and S. P. Ellingsen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **416**, 178 (2011), 1105.1318.
38. *S. P. Ellingsen, M. A. Voronkov, D. M. Cragg, A. M. Sobolev, S. L. Breen, and P. D. Godfrey*, in *Astrophysical Masers and their Environments*, edited by J. M. Chapman and W. A. Baan (2007), vol. 242, pp. 213–217, 0705.2906.
39. *M. Wienen, F. Wyrowski, F. Schuller, K. M. Menten, C. M. Walmsley, L. Bronfman, and F. Motte*, *Astron. and Astrophys.* **544**, A146 (2012), 1208.4848.
40. *D. J. Helfand, R. H. Becker, R. L. White, A. Fallon, and S. Tuttle*, *Astron. J.* **131**, 2525 (2006).
41. *W. Yang, Y. Xu, X. Chen, S. P. Ellingsen, D. Lu, B. Ju, and Y. Li*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **231**, 20 (2017), 1705.01806.
42. *D. J. van der Walt, M. J. Gaylard, and G. C. MacLeod*, *Astron. and Astrophys. Supp.* **110**, 81 (1995).
43. *M. Szymczak, G. Hrynek, and A. J. Kus*, *Astron. and Astrophys. Supp.* **143**, 269 (2000).
44. *C. J. Cyganowski, J. Koda, E. Rosolowsky, S. Towers, J. Donovan Meyer, F. Egusa, R. Momose, and T. P. Robitaille*, *Astrophys. J.* **764**, 61 (2013), 1210.5528.
45. *S. Sharpless*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **4**, 257 (1959).
46. *D. Elia, S. Molinari, E. Schisano, M. Pestalozzi, S. Pezzuto, M. Merello, A. Noriega-Crespo, T. J. T. Moore, D. Russeil, J. C. Mottram, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **471**, 100 (2017), 1706.01046.
47. *D. Teyssier, P. Hennebelle, and M. Pérault*, *Astron. and Astrophys.* **382**, 624 (2002), astro-ph/0111458.
48. *R. Simon, J. M. Rathborne, R. Y. Shah, J. M. Jackson, and E. T. Chambers*, *Astrophys. J.* **653**, 1325 (2006).
49. *S. E. Ragan, E. A. Bergin, and R. A. Gutermuth*, *Astrophys. J.* **698**, 324 (2009), 0903.2771.
50. *Y. Wang, Q. Zhang, J. M. Rathborne, J. Jackson, and Y. Wu*, *Astrophys. J. Lett.* **651**, L125 (2006).
51. *S. Deguchi, D. Tafuya, and S. Nagisa*, *Publ. Astron. Soc. Jap.* **64**, 28 (2012), 1109.0677.
52. *J. T. Dempsey, H. S. Thomas, and M. J. Currie*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **209**, 8 (2013).
53. *R. J. Simpson, M. S. Povich, S. Kendrew, C. J. Lintott, E. Bressert, K. Arvidsson, C. Cyganowski, S. Maddison, K. Schawinski, R. Sherman, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **424**, 2442 (2012), 1201.6357.
54. *X. Li, J. Esimbek, J. Zhou, W. A. Baan, W. Ji, X. Tang, G. Wu, X. Tang, Q. Li, Y. Ma, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **487**, 1517 (2019), 1905.03565.
55. *J. A. Green and N. M. McClure-Griffiths*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **417**, 2500 (2011).
56. *G. C. MacLeod, D. J. van der Walt, A. North, M. J. Gaylard, J. A. Galt, and G. H. Moriarty-Schieven*, *Astron. J.* **116**, 2936 (1998).
57. *F. Palla, J. Brand, R. Cesaroni, G. Comoretto, and M. Felli*, *Astron. and Astrophys.* **246**, 249 (1991).
58. *A. M. Titmarsh, S. P. Ellingsen, S. L. Breen, J. L. Caswell, and M. A. Voronkov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **443**, 2923 (2014), 1407.1131.
59. *A. J. Walsh, C. R. Purcell, S. N. Longmore, S. L. Breen, J. A. Green, L. Harvey-Smith, C. H. Jordan, and C. Macpherson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **442**, 2240 (2014), 1405.4096.
60. *J. A. Green, J. L. Caswell, G. A. Fuller, A. Avison, S. L. Breen, S. P. Ellingsen, M. D. Gray, M. Pestalozzi, L. Quinn, M. A. Thompson, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **409**, 913 (2010), 1007.3050.
61. *B. Hu, K. M. Menten, Y. Wu, A. Bartkiewicz, K. Rygl, M. J. Reid, J. S. Urquhart, and X. Zheng*, *Astrophys. J.* **833**, 18 (2016), 1609.03280.
62. *A. I. Gómez-Ruiz, S. E. Kurtz, E. D. Araya, P. Hofner, and L. Loinard*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **222**, 18 (2016), 1601.01084.
63. *F. Fontani, R. Cesaroni, and R. S. Furuya*, *Astron. and Astrophys.* **517**, A56 (2010), 1004.3689.
64. *L. Olmi, E. D. Araya, P. Hofner, S. Molinari, J. Morales Ortiz, L. Moscadelli, and M. Pestalozzi*, *Astron. and Astrophys.* **566**, A18 (2014), 1311.0771.
65. *S. Zoonematkermani, D. J. Helfand, R. H. Becker, R. L. White, and R. A. Perley*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **74**, 181 (1990).
66. *S. Molinari, J. Brand, R. Cesaroni, and F. Palla*, *Astron. and Astrophys.* **308**, 573 (1996).
67. *S. Molinari, J. Brand, R. Cesaroni, F. Palla, and G. G. C. Palumbo*, *Astron. and Astrophys.* **336**, 339 (1998).
68. *V. A. Hughes and G. C. MacLeod*, *Astrophys. J.* **427**, 857 (1994), astro-ph/9311063.

69. *S. Bontemps, F. Motte, T. Csengeri, and N. Schneider*, *Astron. and Astrophys.* **524**, A18 (2010), 0909.2315.
70. *S. Fechtenbaum, S. Bontemps, N. Schneider, T. Csengeri, A. Duarte-Cabral, F. Herpin, and B. Lefloch*, *Astron. and Astrophys.* **574**, L4 (2015), 1501.05439.
71. *K. L. J. Rygl, A. Brunthaler, A. Sanna, K. M. Menten, M. J. Reid, H. J. van Langevelde, M. Honma, K. J. E. Torstensson, and K. Fujisawa*, *Astron. and Astrophys.* **539**, A79 (2012), 1111.7023.
72. *A. Duarte-Cabral, S. Bontemps, F. Motte, M. Hennemann, N. Schneider, and P. André*, *Astron. and Astrophys.* **558**, A125 (2013), 1308.6490.
73. *G. C. MacLeod, D. P. Smits, S. Goedhart, T. R. Hunter, C. L. Brogan, J. O. Chibueze, S. P. van den Heever, C. J. Thesner, P. J. Banda, and J. D. Paulsen*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **478**, 1077 (2018), 1804.05308.
74. *S. Deguchi and W. D. Watson*, *Astrophys. J. Lett.* **340**, L17 (1989).
75. *O. S. Bayandina, R. A. Burns, S. E. Kurtz, N. N. Shakhvorostova, and I. E. Val'tts*, *Astrophys. J.* **884**, 140 (2019), 1812.11353.
76. *T. Shimoikura, H. Kobayashi, T. Omodaka, P. J. Diamond, L. I. Matveyenko, and K. Fujisawa*, *Astrophys. J.* **634**, 459 (2005).
77. *W. M. Schlingman, Y. L. Shirley, D. E. Schenk, E. Rosolowsky, J. Bally, C. Battersby, M. K. Dunham, T. P. Ellsworth-Bowers, I. Evans, Neal J., A. Ginsburg, et al.*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **195**, 14 (2011), 1105.4181.

# ПЕРСПЕКТИВЫ НАБЛЮДЕНИЯ В ДАЛЬНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА В ГАЛАКТИКАХ ЭПОХИ ВТОРИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ

© 2022 г. С. В. Пилипенко<sup>1, \*</sup>, А. А. Ермаш<sup>1</sup>, Г. Бендо<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> UK ALMA Regional Centre Node, Jodrell Bank Centre for Astrophysics, Department of Physics and Astronomy, University of Manchester, Manchester, United Kingdom

\*E-mail: spilipenko@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 03.11.2021 г.

После доработки 18.01.2022 г.

Принята к публикации 24.01.2022 г.

Рассмотрена возможность обнаружения далеких галактик на красных смещениях  $z = 6-10$  в рекомбинационных линиях водорода. Показано, что для 10-метрового охлаждаемого космического телескопа с многопиксельным решеточным спектрометром детектирование источников возможно за время порядка 1000 ч при наблюдении областей, усиленных за счет гравитационного линзирования на скоплениях галактик. Мы приводим зависимость ожидаемого количества детектируемых источников от времени наблюдения для ряда скоплений-линз. Разработаны критерии выбора между максимально глубоким обзором одной площадки, либо разделением наблюдательного времени между несколькими площадками.

*Ключевые слова:* рекомбинационные линии, галактики, гравитационное линзирование

DOI: 10.31857/S0004629922050061

## 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день наблюдению источников на больших красных смещениях посвящено огромное количество работ. Изучение начала процесса формирования галактик является одной из ключевых задач современной космологии. Особенную актуальность она приобретает в свете активно разрабатываемых и готовящихся к запуску космических телескопов, таких как JWST и Миллиметрон, а также планируемых в более отдаленной перспективе OST (Origin Space Telescope). Наблюдения далеких галактик на больших красных смещениях  $z = 6-10$  прольют свет на эволюцию барионной материи во Вселенной (см., напр., [1, 2]).

Важным свойством ранних стадий формирования галактик должно быть малое количество элементов тяжелее гелия в исходном газе. Это говорит о том, что линии водорода должны играть важную роль при наблюдении ранних стадий эволюции галактик. Спектральный диапазон детекторов Миллиметрона (с учетом красного смещения) будет включать в себя рекомбинационные линии с высоким номером уровня,  $n \geq 5$ .

Теоретическая возможность наблюдения таких линий ранее обсуждалась, к примеру, в рабо-

те [3]. Светимости в линиях были получены пересчетом из УФ светимостей галактик (абсолютная величина AB на длине волны  $1500 \text{ \AA}$ ). Авторы работы [3] оценили минимальную область обзора на небе, необходимую для того, чтобы детектировать хотя бы один источник в зависимости от предела чувствительности. Если исходить из текущих параметров чувствительности телескопа Миллиметрон, то требуются очень большие времена накопления сигнала, более 10000 ч для обнаружения хотя бы одного объекта в слепом обзоре. Но существует принципиальная возможность использования гравитационных линз, которые усиливают потоки от далеких источников до нескольких порядков величины. В данной работе мы оцениваем перспективность поиска излучения далеких галактик в рекомбинационных линиях при помощи гравитационного линзирования на скоплениях галактик.

Подобный подход был рассмотрен, к примеру, в работе [4], авторы которой анализировали наблюдения Hubble Frontier Fields скоплений галактик Abell 2744 и MACS 0416.

Данная статья организована следующим образом.

В разделе 2 мы даем краткое описание параметров космических инфракрасных телескопов, в частности, Миллиметрона. В разделе 3 мы описываем общий подход к вычислению оценок подсчетов источников и приводим зависимость ожидаемого количества детектированных источников от времени накопления сигнала. В разделе 4 мы рассматриваем, как гравитационное линзирование влияет на кривую подсчетов источников и зависимость ожидаемого количества детектированных источников от времени накопления сигнала. Скопление A1758 рассмотрено в качестве примера. Мы обсуждаем оптимальную стратегию наблюдения для различных моделей скоплений-линз. В разделе 5 приведены результаты работы и дана финальная оценка перспективности наблюдения рассматриваемых объектов.

## 2. КОСМИЧЕСКИЕ ИНФРАКРАСНЫЕ ТЕЛЕСКОПЫ

Космический телескоп Миллиметрон [5] и его аппаратная нагрузка находятся в настоящий момент в стадии активной разработки. Среди ряда инструментов Коротковолновый Матричный Спектрометр (КМС) является наиболее подходящим для рассматриваемой задачи. Рабочий диапазон длин волн будет составлять предварительно 50–500 мкм. В целом данный инструмент будет походить на прибор PACS [6], который являлся частью космической обсерватории Гершель.

Инструмент PACS одновременно покрывал матрицу  $5 \times 5$  “спакселей”,  $9.4'' \times 9.4''$  каждый. Для каждого спакселя одновременно измерялась часть спектра, определенная фильтрами и положением дифракционной решетки. В силу того, что диаметр главного зеркала Гершеля составлял  $d = 3.29$  м, в то время как диаметр главного зеркала Миллиметрона будет составлять  $d = 10$  м, можно предположить что размер спакселя Миллиметрона будет составлять  $3'' \times 3''$ . Количество спакселей в детекторе окончательно не определено, поэтому мы рассматривали следующие случаи:  $1 \times 1$ ,  $2 \times 2$ ,  $3 \times 3$ ,  $4 \times 4$ ,  $5 \times 5$ ,  $6 \times 6$ ,  $10 \times 10$ .

Ожидаемая чувствительность спектральных наблюдений в диапазоне длин волн 100–500 мкм составляет  $2 \times 10^{-18}$  эрг/см<sup>2</sup>/с на уровне  $5\sigma$  для времени интегрирования в один час. На 50 мкм чувствительность составит  $5 \times 10^{-18}$  эрг/см<sup>2</sup>/с. Для рассматриваемых нами детекторов чувствительность  $\sigma$  зависит от времени интегрирования  $t$  как  $\sigma \propto \sqrt{1/t}$ .

Американский проект Origin Space Telescope [7], подобно Миллиметрону, имеет большое охлаждаемое зеркало диаметром 5.9 м. Меньший диаметр приводит к втрое худшей чувствительности. Планируемый диапазон длин волн спектро-

метра 25–588 мкм. Ожидаемый год запуска – после 2035 г.

В наших дальнейших оценках мы будем опираться на параметры Миллиметрона, как наиболее близкой к реализации обсерватории рассматриваемого диапазона.

## 3. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ПОДСЧЕТОВ ИСТОЧНИКОВ

Обозначим через  $N(t)$  ожидаемое количество детектированных источников при фиксированной ориентации телескопа.  $N(t) = N(>f(t))$ , где  $N(>f)$  – количество объектов с потоком, большим  $f$  на единицу телесного угла небесной сферы. Форма зависимости  $N(t)$  определяет оптимальную стратегию наблюдений при ограниченном бюджете времени. В упрощенном виде поиск стратегии заключается в выборе между двумя вариантами: выполнять максимально глубокие наблюдения относительно небольшого участка, или покрыть максимально возможную область относительно неглубокими наблюдениями.

Рассмотрим случай, когда вместо наблюдения одного участка с временем накопления сигнала  $t$  мы наблюдаем  $m$  областей<sup>1</sup> с временем накопления  $t/m$ , где  $t$  – максимальное доступное время для конкретной задачи на данном инструменте. Тогда ожидаемое полное количество детектированных в ходе обзора объектов  $N_{\text{tot}}$  будет:

$$N_{\text{tot}}(t, m) = \Omega N(t/m)m, \quad (1)$$

где  $\Omega$  – телесный угол поля зрения телескопа. Если величина  $N(t)$  характеризует свойства источников, то  $N_{\text{tot}}(t, m)$  характеризует конкретный обзор и зависит от стратегии его проведения. Мы фиксируем общее время обзора  $t$  и будем варьировать число площадок  $m$ . В максимуме, очевидно, будет выполняться равенство нулю производной:

$$\frac{dN_{\text{tot}}(t, m)}{dm} = 0. \quad (2)$$

Раскрывая это выражение, получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Omega} \frac{dN_{\text{tot}}(t, m)}{dm} &= N(\tau) - \tau \frac{dN(\tau)}{d\tau} = \\ &= N(\tau) \left( 1 - \frac{d \log N(\tau)}{d \log \tau} \right) = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где введено обозначение  $\tau = t/m$ . Отсюда, для интересного на практике случая  $N > 0$ , получается условие:

$$\frac{d \log N(\tau)}{d \log \tau} = 1. \quad (4)$$

<sup>1</sup> В реальности  $m$  не обязательно должно быть целым.

Наибольшее число объектов будет найдено, если выбрать  $m$  удовлетворяющим условию (4), поэтому для планирования стратегии наблюдений необходимо найти вид кривой подсчетов источников  $N(t)$ . Следует заметить, что диапазон допустимых значений  $m$  ограничен. Во-первых,  $m \geq 1^2$ . Во-вторых,  $m$  меньше некоторой максимальной величины, которая либо соответствует площади всего неба, либо определяется конструктивными ограничениями телескопа. Максимум величины  $N_{\text{tot}}(t, m)$  следует искать в этом ограниченном диапазоне  $m$ . Если для всего диапазона выполняется условие

$$\frac{dN_{\text{tot}}(t, m)}{dm} > 0, \quad (5)$$

или, что эквивалентно, логарифмическая производная подсчетов источников от времени меньше единицы:

$$\frac{d \log N(\tau)}{d \log \tau} < 1, \quad (6)$$

то будет наиболее эффективен обзор всего неба или максимально доступной площади. В противном случае, если  $\frac{d \log N(\tau)}{d \log \tau} > 1$  на всем доступном диапазоне  $m$ , эффективнее будет глубокий обзор одной площадки. Таким образом, для определения оптимальной стратегии обзора достаточно знать вид кривой подсчетов источников от времени и сравнить его логарифмическую производную с пороговым значением 1: если производная меньше 1, число площадок следует увеличивать, если больше, то уменьшать.

В соответствии с методикой из работы [3] мы оценивали подсчеты источников, излучающих в рекомбинационных линиях, используя ультрафиолетовую функцию светимости далеких галактик в полосе  $\lambda = 1500 \text{ \AA}$ . Мы использовали функцию светимости из работы [8], где она определялась в соответствии с формулой Шехтера:

$$\phi = 0.4 \ln(10) \phi^* \times 10^{-0.4(M-M^*)(\alpha+1)} \times \exp\left(-10^{-0.4*(M-M_s)}\right). \quad (7)$$

Параметры  $\phi^*$ ,  $M^*$ ,  $\alpha$  в этом уравнении зависят от  $z$ , зависимость подбиралась путем подгонки к имеющимся наблюдательным данным на красных смещениях  $z = 7-11$ . Для сравнения мы использовали функцию светимости из работы [9], полученную для модели, в которой светимость галактик определяется свойствами темного гало. Функция светимости из работы [9] успешно описывает наблюдательные данные в диапазоне

<sup>2</sup> Далее будет показано, что использование усиления за счет каустик гравитационных линз эквивалентно проведению наблюдений с  $m < 1$ .

красных смещений  $z = 0-10$ . Для дальнейшего нам понадобится функция светимости в интегральной форме:  $\phi(<M) = \int_{-\infty}^M \phi(M) dM$ .

Мы используем стандартную космологическую модель с параметрами  $H_0 = 69.0 \text{ км/с/Мпк}$  – постоянная Хаббла,  $\Omega_m = 0.31$  – плотность материи и  $\Omega_\Lambda = 1.0 - \Omega_m$  – плотность темной энергии. Сопутствующее расстояние, необходимое для вычисления объема, определяется по известной формуле:

$$D_c = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{1}{\sqrt{\Omega_m(1+x)^3 + \Omega_\Lambda}} dx, \quad (8)$$

где  $c$  – скорость света [км/с], а расстояние по светимости для получения потоков есть

$$D_L = (1+z)D_c. \quad (9)$$

Частота  $\alpha$ -перехода между энергетическими уровнями атома водорода определяется как

$$v = cR_H \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right), \quad (10)$$

где  $R_H$  – постоянная Ридберга,  $n$  – номер уровня. В этой работе мы рассматривали  $n = 6$ , так как эта линия оказывается наиболее перспективной для наблюдения при помощи телескопа Миллиметрон.

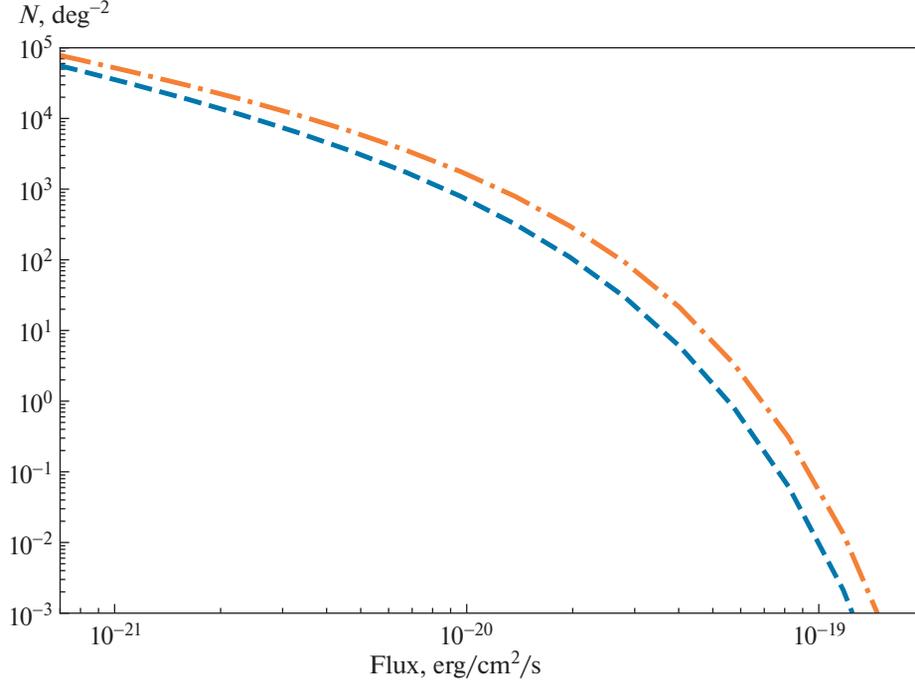
Для оценки плотности потока в рекомбинационных линиях мы следовали подходу, описанному в работе [3], при котором учитывается спонтанное излучение оптически тонкой среды, ионизируемой УФ-излучением галактики. Были использованы факторы конверсии из УФ светимости в скорость звездообразования, и от скорости звездообразования к темпу образования ионизирующих фотонов. Для получения конверсионных факторов применялась симуляция непрерывного звездообразования, созданная кодом Starburst99 версии 7.0.1 [10, 11]. Мы использовали начальную функцию масс Клоура [12] с интервалом масс  $(0.1-100)M_\odot$ , эволюционные треки Geneva 2012/13 без вращения звезд [13, 14], и металличность  $Z = 0.001$  (солнечной металличности соответствует  $Z = 0.014$ ). Остальные параметры были оставлены по умолчанию. В результате найден темп образования ионизирующих фотонов:

$$\dot{N}_{912}/SFR = 2.11 \times 10^{53} \text{ s}^{-1}/(M_\odot/\text{год}), \quad (11)$$

и УФ светимость на единицу частоты на длине волны  $1500 \text{ \AA}$ :

$$L_{1500}/SFR = 1.33 \times 10^{28} \text{ эрг/с/Гц}/(M_\odot/\text{год}). \quad (12)$$

Предполагая малую долю убегания фотонов, на основе этих конверсионных факторов можно



**Рис. 1.** Интегральные подсчеты источников в рекомбинационной линии  $n = 6$ . Штриховой линией показан результат для функции светимости из работы [8], штрихпунктирной из работы [9]. Интервал по красному смещению:  $z_{\min} = 6$ ,  $z_{\max} = 10$ . Ось X – поток в спектральной линии в единицах эрг/с/см<sup>2</sup>. Ось Y – плотность объектов на небесной сфере (на один квадратный градус).

получить плотность потока в полосе шириной 100 км/с в микроянских:

$$S = 3.7 \times 10^{-8} n^{-2.72} \times 10^{-0.4M_{AB}^{1500}} \times (1+z) \left( \frac{D_L(z)}{10^5 \text{ Мпк}} \right)^{-2}, \quad (13)$$

что примерно в  $\sim 3$  раза ниже, чем приведено в [3, ур-ние (14)]. Эта разница демонстрирует зависимость конверсии из УФ потока в поток в рекомбинационных линиях от принятой начальной функции масс и металличности.

Поток в спектральной линии в единицах [эрг/см<sup>2</sup>/с] вычисляется как:

$$f = S \left( \frac{v}{1+z} \frac{100 \text{ км/с}}{c} \right) \times 10^{-29}. \quad (14)$$

Очевидно, что для заданного потока  $f$ , красного смещения  $z$  и номера линии  $n$  можно вычислить абсолютную величину  $M$  галактики, и, следовательно, функцию распределения по потоку  $\phi(<M(f, z))$ . Интегрируя от минимального до максимального красного смещения,

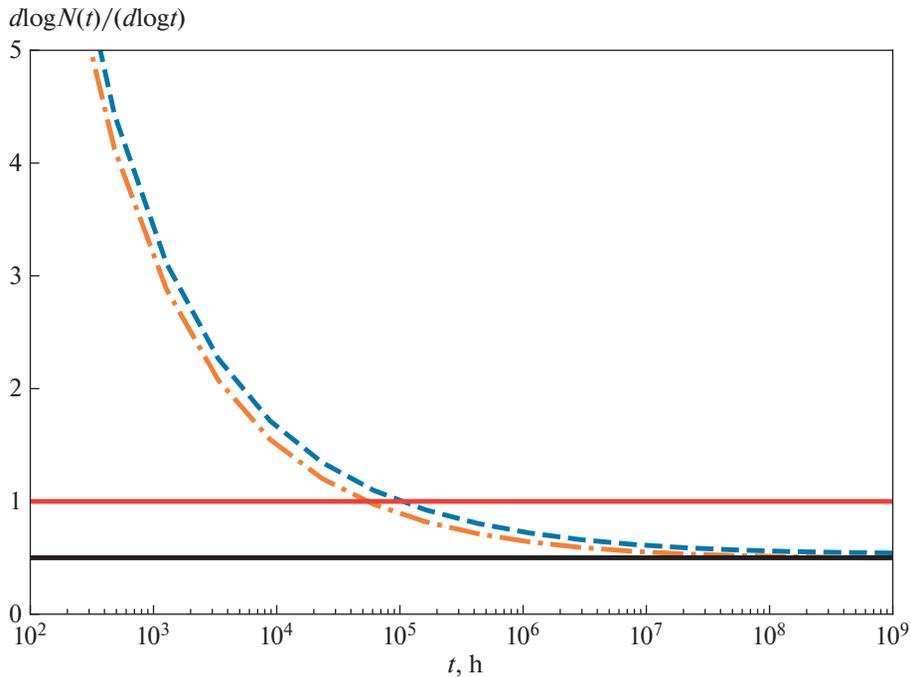
$$N(>f) = \int_{z_{\min}=6}^{z_{\max}=10} \phi(<M(f, z)) 4\pi D_c^2 \frac{dD_c}{dz} dz, \quad (15)$$

получаем количество источников с потоком, большим заданного значения  $f$ . Произведя вычисления для сетки по потоку, получаем подсчеты источников.

Интегральные подсчеты источников в рекомбинационной линии с  $n = 6$  показаны на рис. 1. Результаты для двух применяемых функций светимости отличаются в 2.3 раза для потока  $10^{-20}$  эрг/с/см<sup>2</sup>, и в 5.6 раза для потока  $10^{-19}$  эрг/с/см<sup>2</sup>, что демонстрирует неопределенность в функции светимости для относительно редких и ярких объектов. Для дальнейшего мы будем использовать только более пессимистичную оценку функции светимости из работы [8].

Как можно видеть, логарифмическая производная  $\frac{d \log N(t)}{d \log t}$ , показанная на рис. 2, превышает единицу для разумных времен накопления. Это означает, что наилучшей стратегией является проведение максимально возможно глубоких обзоров.

На рис. 3 отображено ожидаемое количество детектированных источников при разном коли-



**Рис. 2.** Логарифмическая производная количества детектированных источников  $\frac{d \log N(t)}{d \log t}$  от времени интегрирования в часах для функций светимости из работы [8] (штриховая кривая), из работы [9] (штрихпунктирная кривая) и пороговые значения 1 (верхняя прямая) и 1/2 (нижняя прямая).

честве площадок для функции светимости из работы [8]. Даже при одной площадке и максимальном разумном времени накопления сигнала 1000 ч, для надежного детектирования источников нужен будет прибор, содержащий около миллиона спакселей, что далеко за пределами современных технических возможностей. Следует заметить, что полученный результат довольно сильно зависит от предположений о функции светимости и свойствах звездного населения в далеких галактиках. Так, для функции светимости из работы [9] и коэффициента конверсии УФ в рекомбинационные линии из [3] число источников на один детектор Миллиметра возрастет более чем на два порядка, по сравнению с найденной нами оценкой (см. рис. 3). Тем не менее даже при оптимистичной оценке обнаружение таких объектов невозможно без гравитационного линзирования.

#### 4. ГРАВИТАЦИОННОЕ ЛИНЗИРОВАНИЕ КАК ИНСТРУМЕНТ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБЗОРОВ

Изменение траекторий лучей света за счет гравитационного линзирования может приводить к усилению потока от точечного источника в  $\mu$  раз. Если линзой является скопление галактик,  $\mu$  в некоторых случаях может превышать сотню.

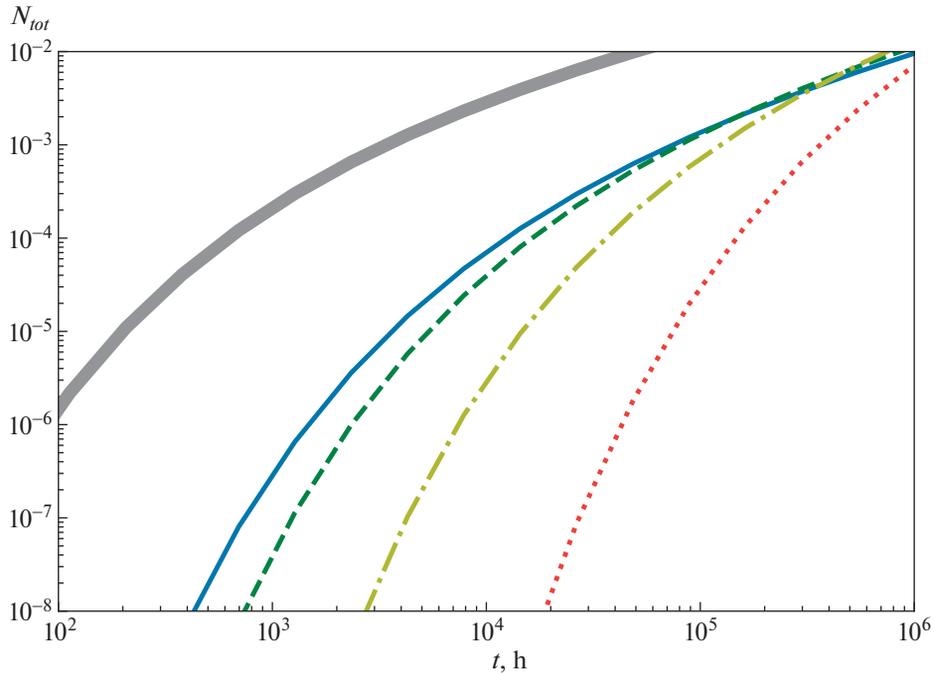
В силу сохранения поверхностной яркости в оптических системах, усиление потока в  $\mu$  раз приводит также к уменьшению телесного угла обзора в  $\mu$  раз. Если чувствительность телескопа зависит от времени как  $1/\sqrt{t}$ , то число детектируемых за время  $t$  на одной площадке источников за счет линзирования меняется как

$$N_{\text{lens}}(t, m = 1) = N(t\mu^2) \frac{1}{\mu} \Omega. \tag{16}$$

Как видно, выражение (16) похоже на (1). Продифференцировав его по  $\mu$ , получим условие эффективности линзирования, т.е. повышения  $\mu$  для нахождения большего числа объектов:

$$\frac{d \log N(\tau)}{d \log \tau} > \frac{1}{2}, \tag{17}$$

где  $\tau = t\mu^2$ . Значение 1/2 является граничным: если логарифмическая производная от подсчетов источников больше 1/2, с повышением  $\mu$  увеличение потоков от слабых источников окажется более сильным эффектом, чем уменьшение числа источников за счет сокращения обозреваемого телесного угла. Как видно из рис. 2, граничное значение 1/2 достигается при  $t\mu^2 > 10^9$  ч, т.е. при  $t = 1000$  ч допустимы усиления до 1000 раз. Как будет показано ниже, такие усиления маловеро-



**Рис. 3.** Зависимость ожидаемого количества детектированных источников от времени интегрирования для телескопа Миллиметрон в одном спакселе размером  $3'' \times 3''$ . Ось X – время в часах, ось Y – количество источников. Сплошная кривая – наблюдение одной площадки с заданным временем накопления. Штриховая кривая – наблюдение  $m = 2$  площадок, каждая со временем накопления  $t/2$ . Штрихпунктирная кривая соответствует  $m = 10$ , точечная кривая –  $m = 100$ . Толстой серой линией показан оптимистичный случай для функции светимости [9] и коэффициента конверсии УФ в рекомбинационные линии из [3] при  $m = 1$ .

ятны, поэтому для рассматриваемых объектов наблюдение гравитационных линз будет всегда приводить к повышению числа детектирований.

Также из анализа рис. 2 можно заключить, что если  $t\mu^2 > 10^5$ , то  $\frac{d \log N_t(\tau)}{d \log \tau} < 1$ , и при данной величине  $\mu$  целесообразно проводить наблюдения нескольких площадок, распределив время между ними, т.е. иметь  $m > 1$ . При  $t = 1000$  ч это соответствует усилению в 10 раз, что довольно обычно для некоторых областей вблизи скоплений галактик.

Важно заметить, что приведенные выше рассуждения о выборе стратегии наблюдения для линзированных источников на основании соотношения (17) носят оценочно-иллюстративный характер. Они получены в предположении, что  $\mu$  зависит только от положения на небе, и усиление одинаково для источников на разных расстояниях. Для реальных скоплений галактик  $\mu$  сильно зависит от красного смещения источника, поэтому получить детальный ответ, на сколько областей следует разбить обзор по поиску далеких слабых объектов, на основании рис. 2 и соотношения (17) нельзя, и для этого далее мы будем

рассматривать модели конкретных скоплений-линз.

Проект RELICS (Reionization lensing cluster survey) посвящен моделированию линзирования на массивных скоплениях галактик и в настоящий момент активно развивается. На момент написания статьи в базе данных находятся модели для 31 скопления галактик. Создатели проекта использовали следующие три модели линз: GLAFIC [15], LENSTOOL [16–18], ZITRIN-LTM-GAUSS [19, 20].

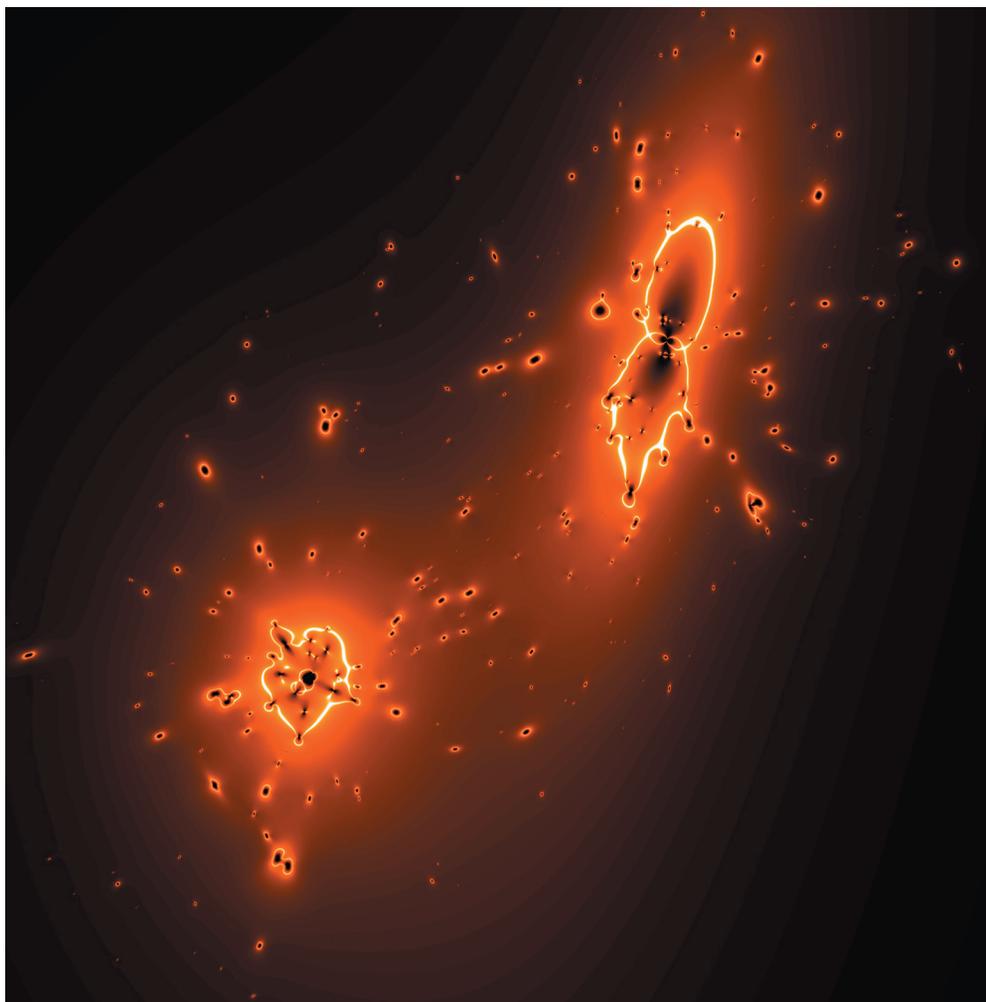
При помощи этих моделей можно вычислить карту усиления для определенного красного смещения в соответствии с формулой:

$$1/\mu = (1 - \kappa)^2 - \gamma^2, \quad (18)$$

где  $\kappa$  – нормализованная поверхностная плотность массы,  $\gamma$  – сдвиг слабого линзирования. Параметры масштабируются следующим образом:

$$x \propto \frac{D_{LS}}{D_S}, \quad (19)$$

где  $D_{LS}$  – расстояние между линзой и источником,  $D_S$  – расстояние до источника. В этой формуле  $x$ , соответственно, есть  $\gamma$ ,  $\kappa$  или вектор  $\vec{\alpha}$  (угол отклонения). Детальное описание моделей



**Рис. 4.** Модельная карта, показывающая максимальное гравитационное усиление на интервале красных смещений  $z = 6-10$  для скопления галактик A1758 (модель GLAFIC V2). Подробности см. в тексте.

дано в упомянутых выше статьях (см. также официальный веб-сайт проекта<sup>3</sup>).

Используя карту параметров  $\gamma$  и  $\kappa$ , мы создали карту, показывающую максимальное усиление в интервале красных смещений  $z = 6-10$  для скопления A1758 (модель GLAFIC V2). Данная карта приведена на рис. 4. Распределение по параметрам усиления дано в табл. 1.

Полное решение задачи оценки перспективности наблюдения рекомбинационных линий в далеких галактиках при помощи гравитационного линзирования на скоплении галактик A1758 выглядит следующим образом. Первым шагом необходимо выполнить подсчеты источников и вычислить зависимость  $N(t)$  для каждого пикселя модельной карты. Подобная карта позволит оценить эту зависимость для любого произвольного

наведения телескопа и позволит выбрать оптимальную область для наблюдения.

Процедура выполнения подсчетов источников и вычисление  $N(t)$  принципиально не отличаются от описанной в разделе 3. Так как линзирование не зависит от длины волны, линзированная абсолютная звездная величина вычисляется как

$$M_{1500,\text{lensed}} = M_{1500}(n, z, f) - \log_{\sqrt[3]{100}} \mu(z). \quad (20)$$

Вычисления необходимо произвести для каждого пикселя со своей группой значений  $\gamma$ ,  $\kappa$  и  $\bar{\alpha}$ , соответственно, зависимостью  $\mu(z)$ . К сожалению, подобные вычисления занимают значительное время, так как модельная карта, к примеру, скопления A1758 состоит из  $3600 \times 3600 = 1.3 \times 10^7$  пикселей.

Другим подходом является оценка результативности наблюдений в областях с наибольшим усилением в интервале красных смещений

<sup>3</sup> <https://relics.stsci.edu/>

**Таблица 1.** Количество пикселей в модельной карте скопления A1758 (модель GLAFIC V2), в которых усиление превышает определенный предел в интервале красных смещений  $z = 6-10$

$\mu$	$N$	$S$
$>2$	$3.7991 \times 10^6$	10.6
$>5$	$7.8257 \times 10^5$	2.2
$>10$	$3.8368 \times 10^5$	1.1
$>50$	$1.0102 \times 10^5$	0.28
$>100$	$6.3842 \times 10^4$	0.18
$>200$	$4.4380 \times 10^4$	0.12
$>500$	$3.2581 \times 10^4$	0.09
$>1000$	$2.8707 \times 10^4$	0.08
Итого	$1.2960 \times 10^7$	36

Примечание. Приведены:  $\mu$  – предел по усилению;  $N$  – количество пикселей;  $S$  – площадь в квадратных угловых минутах. Внизу таблицы даны соответствующие значения для всей карты.

$z = 6-10$ . Мы разделили карту на спаксели размером  $3'' \times 3''$  каждый (размер матрицы детекторов  $1 \times 1$ ) и нашли средние значения максимального коэффициента усиления. Такая же процедура была произведена и для следующих размеров матрицы детекторов:  $2 \times 2$ ,  $3 \times 3$ ,  $4 \times 4$ ,  $5 \times 5$  и  $10 \times 10$ . Затем выбирались  $m$  площадок с максимальным средним коэффициентом усиления. Подсчеты источников были вычислены для случаев разделения наблюдательного времени между  $m$  площадками.

Зависимость числа детектированных источников от времени накопления сигнала показана на рис. 5, левая верхняя панель. Ось абсцисс обозначает общее наблюдательное время. Для одного участка время, соответственно, составляет  $t/m$ . На этом рисунке отображен случай для спектрометра размером  $10 \times 10$  спакселей.

Здесь необходимо обсудить одну потенциальную проблему. Как можно видеть из табл. 1, участки очень большого усиления имеют заметную площадь. Можно предположить, что именно наличие таких областей ответственно за изменение формы кривой подсчетов источников. Однако подобные коэффициенты усиления не обнаружены в реальных наблюдениях и, вероятно, являются модельными артефактами. Рассмотрим для примера результаты, опубликованные в работе [4]. Авторы работы [4] описывают результаты наблюдений скоплений галактик Abell 2744 и MACS 0416. На рис. 6 отображены результаты для трех различных выборок:  $z \sim 6$ ,  $z \sim 7$ ,  $z \sim 8$ . Как можно видеть, экстремально высокие коэффициенты усиления не наблюдаются.

Также следует отметить, что усиление вычислялось для точечных источников, а галактики в общем случае имеют не пренебрежимый угловой размер. При вычислении подсчетов источников мы искусственно ограничивали максимально возможное усиление: если  $\mu > \mu_{\max}$ , то было задано  $\mu = \mu_{\max} = 100$ .

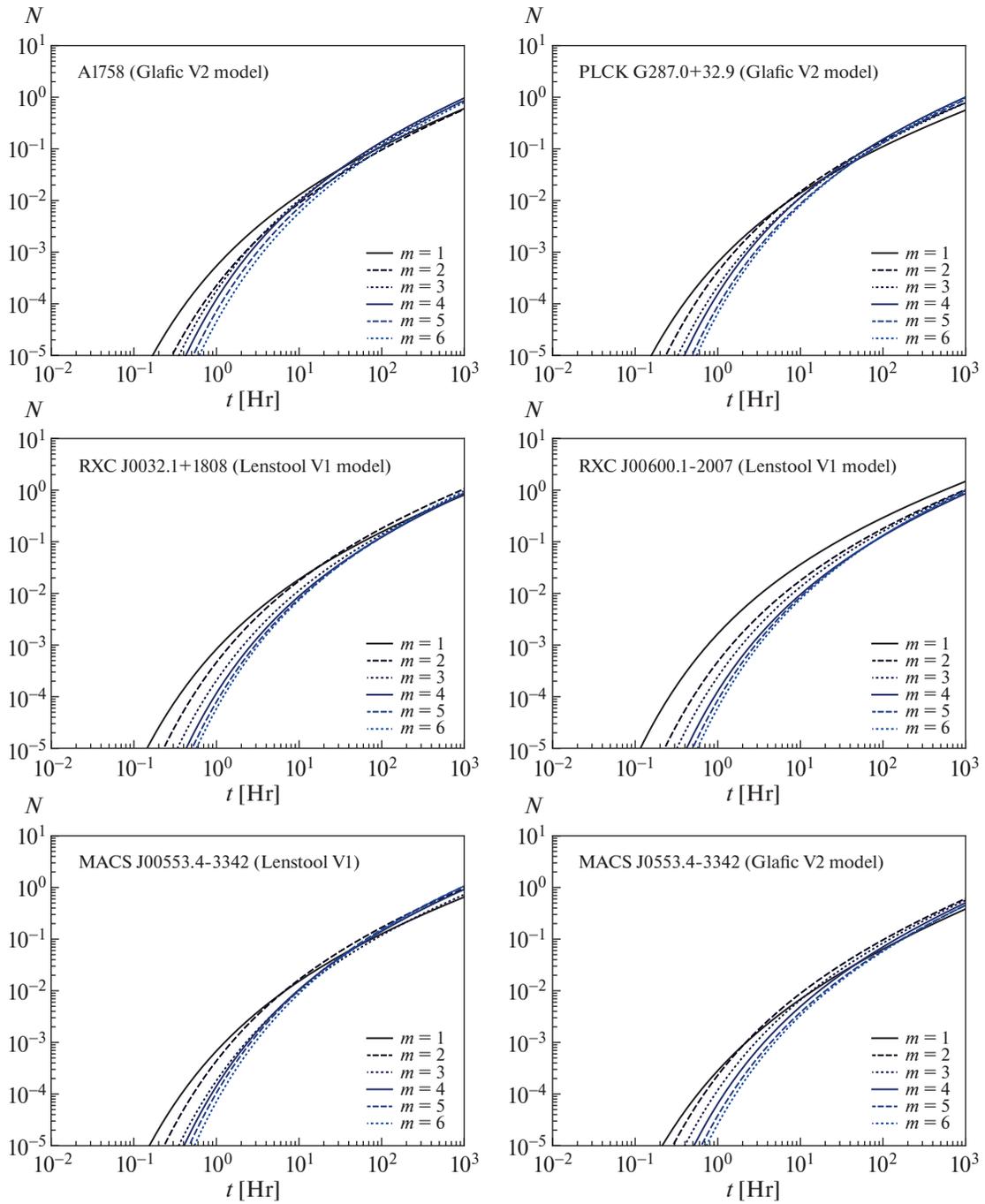
Скопление галактик A1758 было выбрано в целях иллюстрации. Как можно видеть, с заданными параметрами детектора задача не выглядит особенно перспективной. Можно ожидать детектирования  $\sim 1$  источника для спектрометра  $10 \times 10$  на 10-м космическом телескопе за время накопления сигнала 1000 ч. Однако другие скопления могут оказаться более перспективными для данной задачи.

Чтобы оценить перспективность наблюдения далеких галактик в рекомбинационных линиях при помощи гравитационного линзирования, мы отобрали 4 скопления, для которых площадь, на которой достигается усиление  $\geq 100$ , максимальна на красном смещении  $z = 9$ . Были отобраны следующие скопления: PLCK G287.0+32.9 (модель GLAFIC V2), MACS J0553.4–3342 (LENSTOOL V1), RXC J0032.1+1808 (LENSTOOL V1), RXC J0600.1–2007 (LENSTOOL V1). Результат также может зависеть от используемой модели линзирования, поэтому для сравнения мы произвели оценки для модели GLAFIC V2 скопления галактик MACS J0553.4–3342.

Графики с подсчетами линзированных источников показаны на рис. 5, две разные модели упомянутого выше скопления находятся в нижнем ряду. Несмотря на заметное различие между этими двумя моделями, оно не влияет на окончательный вывод. Матрица спектрометров размером  $10 \times 10$  может детектировать потенциальные объекты за время порядка 1000 ч. Как можно видеть, стратегия разделения наблюдательного времени между несколькими участками имеет сравнительно небольшой эффект.

Полученные результаты несложно перенести на другие планируемые обсерватории. Для этого рассмотрим изменение числа детектированных источников за счет изменения чувствительности, выбора другой спектральной линии, изменения разрешения телескопа (размера спакселя). Пусть обсерватория имеет чувствительность  $\sigma$  и угловой размер спакселя  $s$ . Величины, относящиеся к Миллиметру, будут иметь индекс ММ. Число источников, которое при отсутствии линзирования будет детектировать другая обсерватория за время  $t$ , связано с числом для Миллиметра:

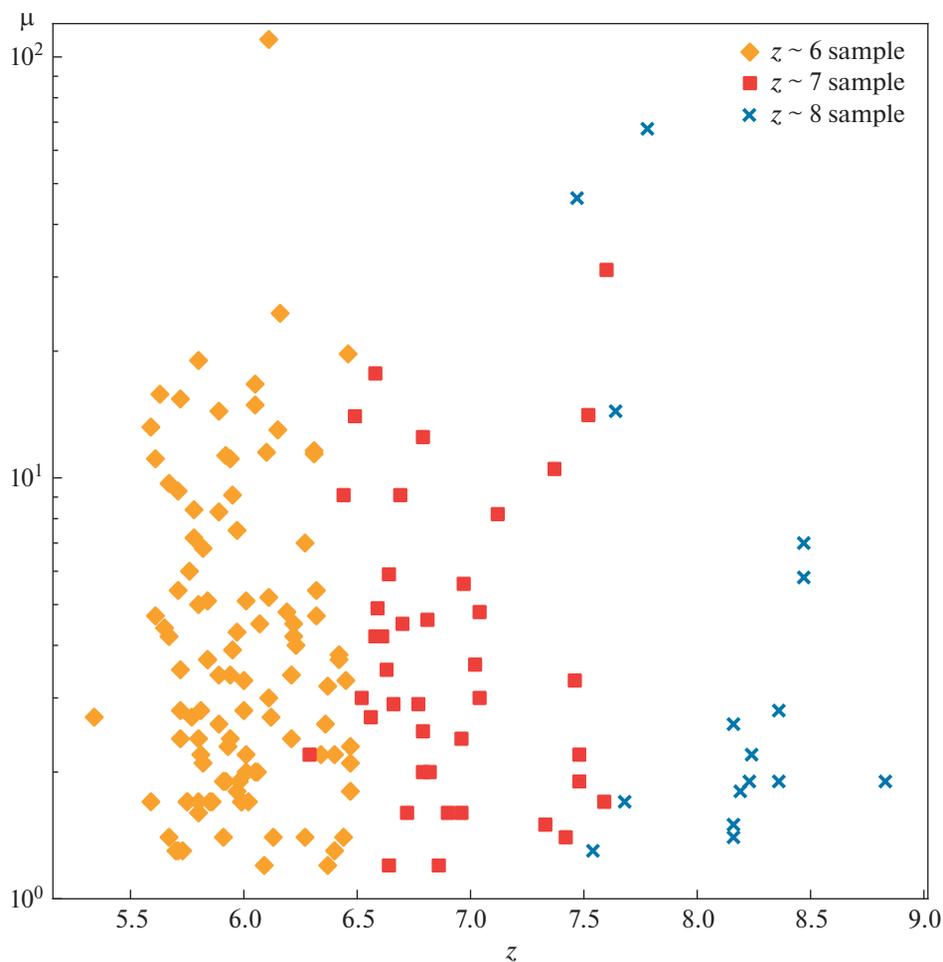
$$N(t) = N_{\text{ММ}} \left( t \frac{\sigma_{\text{ММ}}^2}{\sigma^2} \left( \frac{6}{n} \right)^{5.44} \right) \frac{s^2}{s_{\text{ММ}}^2}. \quad (21)$$



**Рис. 5.** Зависимость ожидаемого количества детектированных источников от времени накопления сигнала для различных размеров матрицы детекторов Миллиметра и разного разбиения времени накопления сигнала.

Для наблюдений с линзированием на скоплениях в местах наибольшего усиления последний множитель в (21),  $s^2/s_{\text{ММ}}^2$ , учитывать не надо, поскольку размеры спакселя, как правило, больше размеров каустики, в которой достигается наибольшее усиление. Например, для обсерватории

OST, работающей в диапазоне 25–488 мкм, будут доступны рекомбинационные линии с  $n = 4$ , но ее чувствительность в 2 раза хуже, чем у Миллиметра. Поэтому в соответствии с формулой (21) для линзированных источников получим  $N(t) = N_{\text{ММ}}(2.3t)$ .



**Рис. 6.** Зависимость коэффициента усиления  $\mu$  от красного смещения для трех выборок линзированных галактик из работы [4] для  $z \sim 6$  (ромбы),  $z \sim 7$  (квадраты) и  $z \sim 8$  (кресты). Масштаб оси  $Y$  логарифмический. Как можно видеть на этом графике, экстремально большие коэффициенты усиления отсутствуют. Подробности см. в тексте.

## 5. ВЫВОДЫ

Основным результатом данной работы является оценка возможности наблюдения рекомбинационных линий водорода в обзорных наблюдениях далеких галактик с помощью обсерваторий дальнего ИК диапазона. Для примера рассмотрена линия перехода с 7 на 6 уровень атома водорода, поскольку она попадает в диапазон планируемой обсерватории Миллиметрон. Показано, что для галактик с  $z > 6$  без усиления гравитационным линзированием эффективнее делать максимально глубокий обзор одной площадки. Однако, при наблюдении скоплений галактик в областях с усилением более 10, может быть целесообразнее наблюдать несколько площадок.

Мы использовали пессимистичные оценки функции светимости и коэффициента конверсии УФ-потока в светимость в рекомбинационных линиях, и получили, что для полной продолжи-

тельности программы наблюдений 1000 ч есть шанс зарегистрировать порядка 1 объекта в линии с  $n = 6$  на Миллиметроне, при применении матрицы спектрометров размером  $10 \times 10$ . Одним из наиболее перспективных скоплений для поиска далеких объектов является Abell 1758. Поиск будет наиболее эффективным, если поделить 1000 ч между 5–6 площадками с максимальным средним коэффициентом усиления за счет гравитационного линзирования. Для другой планируемой космической обсерватории этого же диапазона, OST, за счет работы в более коротковолновом диапазоне могут быть доступны наблюдения в более мощной линии с  $n = 4$  за время накопления примерно в 2 раза меньше, чем для Миллиметрона.

Можно сделать вывод, что задача, в принципе, является реализуемой и возможно обнаружить галактики в рекомбинационной линии водорода на

$z = 6-10$  при наблюдении областей, линзированных на скоплениях галактик, однако, требуется весьма существенное наблюдательное время. Наша оценка наблюдательного времени может оказаться завышенной в несколько раз ввиду неточного знания функции светимости и свойств звездного населения далеких галактик. Также мажорное усиление в рекомбинационных линиях, подобное обнаруженному в галактике NGC 253 [21], может значительно усилить потоки от далеких галактик.

Следует отметить, что космический телескоп Джеймса Уэбба (JWST) сможет наблюдать линии Бальмеровской серии на  $z > 6$ . Согласно нашей оценке, при спонтанном излучении оптически тонкой среды потоки в этих линиях примерно в 300 раз выше потоков в линиях с  $n = 6$ . По результатам наблюдения реальных объектов [22] разница в потоках между этими линиями может значительно отличаться от нашей оценки, но поток в линиях Бальмеровской серии будет многократно выше, чем в линиях с  $n = 6$ . По этой причине JWST может оказаться более перспективным именно для поиска излучения атомарного водорода от далеких галактик, чем Миллиметрон или OST, но наблюдение рекомбинационных линий в дальнем ИК диапазоне для открытых на JWST галактик позволит лучше понять происходящие в них процессы.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Сергея Пилипенко и Андрея Ермаша была поддержана ФИАН ННГ 41-2020.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *P. Behroozi, C. Conroy, R. H. Wechsler, A. Hearin, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **499**(4), 5702 (2020), arXiv:2007.04988 [astro-ph.GA].
2. *S. L. Finkelstein*, Publ. Astron. Soc. Australia **33**, id. e037 (2016).
3. *E. Rule, A. Loeb, and V. S. Strelitski*, Astrophys. J. Letters **775**(1), id. L17 (2013).
4. *R. C. Livermore, S. L. Finkelstein, and J. M. Lotz*, Astrophys. J. **835**(2), id. 113 (2017).
5. *I. D. Novikov, S. F. Likhachev, Yu A. Shchekinov, A. S. Andrianov, et al.*, Physics Uspekhi **64**(4), 386 (2021).
6. *A. Poglitsch, C. Waelkens, N. Geis, H. Feuchtgruber, et al.*, Astron. and Astrophys. **518**, id. L2 (2010).
7. *D. Leisawitz, E. Amatucci, L. Allen, J. Arenberg, et al.*, J. Astron. Tel. Instr. and Systems **7**, id. 011002 (2021).
8. *S. Rojas-Ruiz, S. L. Finkelstein, M. B. Bagley, M. Stevans, K. D. Finkelstein, R. Larson, M. Mechtley, and J. Diekmann*, Astrophys. J. **891**(2), id. 146 (2020).
9. *C. A. Mason, M. Trenti, and T. Treu*, Astrophys. J. **813**(1), id. 21 (2015).
10. *C. Leitherer, D. Schaerer, J. D. Goldader, R. M. González Delgado, et al.*, Astrophys. J. Suppl. **123**(1), 3 (1999).
11. *C. Leitherer, S. Ekström, G. Meynet, D. Schaerer, K. B. Aglenko, and E. M. Levesque*, Astrophys. J. Suppl. **212**(1), id. 14 (2014).
12. *P. Kroupa*, Science **295**(5552), 82 (2002).
13. *S. Ekström, C. Georgy, P. Eggenberger, G. Meynet, et al.*, Astron. and Astrophys. **537**, id. A146 (2012).
14. *C. Georgy, S. Ekström, P. Eggenberger, G. Meynet, et al.*, Astron. and Astrophys. **558**, id. A103 (2013).
15. *M. Oguri*, Publ. Astron. Soc. Japan **62**, 1017 (2010).
16. *J. P. Kneib, R. S. Ellis, I. Smail, W. J. Couch, and R. M. Sharples*, Astrophys. J. **471**, 643 (1996).
17. *E. Jullo and J. P. Kneib*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **395**(3), 1319 (2009).
18. *T. L. Johnson, K. Sharon, M. B. Bayliss, M. D. Gladders, D. Coe, and H. Ebeling*, Astrophys. J. **797**(1), id. 48, (2014).
19. *A. Zitrin, T. Broadhurst, K. Umetsu, D. Coe, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **396**(4), 1985 (2009).
20. *A. Zitrin, I. Labbé, S. Belli, R. Bouwens, et al.*, Astrophys. J. Letters **810**(1), id. L12 (2015).
21. *A. Baez-Rubio, J. Martin-Pintado, F. Rico-Villas, and I. Jimenez-Serra*, Astrophys. J. Letters **867**(1), id. L6 (2018).
22. *V. S. Strelitski, H. A. Smith, and V. O. Ponomarev*, Astrophys. J. **470**, 1134 (1986).

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧЕГО ПЯТНА А РАДИОГАЛАКТИКИ ЛЕБЕДЬ А

© 2022 г. В. С. Артюх\*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

\*E-mail: art@prao.ru

Поступила в редакцию 22.09.2021 г.

После доработки 24.01.2022 г.

Принята к публикации 24.01.2022 г.

Из радиоастрономических наблюдений получены оценки физических параметров горячего пятна А радиогалактики Лебедь А. Для оценки физических параметров данного радиоисточника приняты размеры сферически симметричной неоднородной модели пятна А (без пустот внутри), спектр которой совпадает с радиоспектром горячего пятна А. Наиболее вероятное среднее значение индукции магнитного поля (усредненной по объему радиоисточника) равно  $B = 2.7 \times 10^{-3}$  Гс. Средняя плотность энергии релятивистских электронов составляет  $E_e = 1.8 \times 10^{-6}$  эрг/см<sup>3</sup>. Средняя энергия релятивистских электронов превышает энергию магнитного поля в восемь раз. Проведено сравнение полученных параметров горячего пятна А с оценками этих параметров, полученных из рентгеновских наблюдений. Если принять в качестве размера рентгеновского источника излучения размеры данной модели радиоисточника ( $\theta \approx 0.6''$ ), то из рентгеновских наблюдений получаем такое же поле  $B = 2.6 \times 10^{-3}$  Гс.

*Ключевые слова:* радиогалактики, горячие радиопятна, магнитные поля

**DOI:** 10.31857/S0004629922050012

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Радиогалактика Лебедь А (3С 405) является ближайшей к нам радиогалактикой сверхвысокой светимости  $z = 0.05607$  [1]. Благодаря близости и высокой яркости этого объекта имеется большое количество наблюдений Лебеда А во всех диапазонах электромагнитных волн [2]. На радиокартах Лебеда А [3] четко видны два узких радиовыброса (радиоджета), выходящих из ядра родительской галактики в противоположных направлениях. Вещество радиоджетов выбрасывается из центральной машины со скоростями, близкими к скорости света  $v/c = (0.55 \pm 0.15)h^{-1}$ , где  $h = H_0/100$  км с<sup>-1</sup> мпк<sup>-1</sup> [4]. Радиоджеты доходят до горячих пятен, находящихся на периферии протяженных радиооблаков. Согласно [5, 6] горячие пятна представляют собой “рабочую поверхность”, где вещество джета сталкивается с уплотненным межгалактическим газом. При этом кинетическая энергия джета переходит в нагрев газа, создание релятивистских частиц и усиление магнитного поля пятна. Обзор физических процессов в горячих пятнах может быть найден в [7]. Тот факт, что возраст релятивистских электронов в радиооблаках увеличивается по мере удаления от

горячих пятен, указывает на то, что частицы выходят из горячих пятен и создают радиооблака [2].

В ряде работ получены спектры горячих пятен Лебеда А [8–13]. Спектры сильных пятен А и D получены в широком диапазоне частот, тогда как для слабых пятен В и Е имеются только небольшие фрагменты спектров на высоких частотах. На частотах выше 10 ГГц это степенные спектры ( $S \sim \nu^{-\alpha}$ ,  $\alpha \approx 1$ ), а на более низких частотах они постепенно и монотонно уплощаются с уменьшением частоты. На самых низких частотах (в метровом диапазоне волн) у пятна А наблюдается завал спектра. В работе [14] у пятна D также обнаружен низкочастотный завал спектра в диапазоне частот 109–183 МГц. Все авторы отмечают, что спектры пятен А и D явно отличаются от спектра однородного источника синхротронного излучения, и в некоторых работах предлагаются различные физические механизмы для получения наблюдаемых спектров [2]. В то же время в работе [15] было показано, что наблюдаемые спектры горячих пятен А и D можно получить в рамках синхротронного механизма излучения только за счет неоднородности этих радиоисточников, не привлекая новых физических механизмов. Анализ возможных механизмов формирования спектров

горячих пятен был выполнен в работе [14]. Авторы этой работы пришли к выводу, что, несмотря на проведенные многочисленные исследования, “интерпретация спектров горячих пятен остается проблематичной”.

В настоящей работе мы получили оценки средних (по объему источника) физических параметров горячего пятна А радиоастрономическим методом. Проведено сравнение полученных результатов с оценками этих параметров, полученными из рентгеновских наблюдений.

## 2. МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РАДИОИСТОЧНИКОВ

В дальнейшем примем, что радиоизлучение горячих пятен в радиогалактиках является синхротронным. Радиоисточник представляет собой физическую систему, состоящую из релятивистской электрон-позитронной плазмы с энергетическим спектром  $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$ , находящейся в магнитном поле с напряженностью  $H$  (или магнитной индукцией  $B$ ). Первая методика оценки физических параметров радиоисточников была разработана Бербиджем в 1956 г. [16]. Эта методика основана на модели однородного радиоисточника, находящегося в состоянии с минимальной энергией. В этом случае плотности энергий магнитного поля  $E_H$  и релятивистских электронов  $E_e$  приблизительно равны [16, 17].

Любая замкнутая физическая система стремится со временем занять состояние с минимальной энергией. Однако в активных астрономических объектах, таких как активные ядра галактик, релятивистские джеты и горячие пятна радиогалактик, состояние с минимальной энергией, скорее всего, еще не достигнуто, и это предположение нуждается в экспериментальной проверке. Такую проверку можно выполнить радиоастрономическими методами с помощью методик [18–20]. В этих работах предложены методики оценки физических параметров радиоисточников, также основанные на однородной модели источника синхротронного излучения, однако не требуется, чтобы система находилась в состоянии с минимальной энергией. В [18] для получения информации используется максимум спектра радиоисточника, а в [19, 20] – низкочастотная и высокочастотная асимптотики спектра.

Согласно [20], измеряя плотность потока  $S$  и угловой размер радиоисточника  $\theta$  на низких частотах, в области непрозрачности (оптическая толщина  $\tau > 1$ ), получаем оценку индукции магнитного по-

ля  $B_{\perp}$  ( $B_{\perp}$  – компонент индукции магнитного поля, перпендикулярный скорости электрона)

$$B_{\perp} = b^2(\gamma) \frac{\left(\frac{v_{lf}}{2C_1}\right)^5 (\Omega_{lf})^2}{S_{lf}^2} \delta. \quad (1)$$

Здесь  $S_{lf}$  – плотность потока источника на низких частотах;  $\Omega_{lf}$  – телесный угол радиоисточника на низких частотах,  $\theta_{lf} = \sqrt{\Omega_{lf}}$  – линейный угловой размер источника на низких частотах (характерный размер радиоисточника);  $\delta$  – доплер-фактор

источника  $\delta = \frac{\delta'}{1+z}$ ,  $z$  – красное смещение родительской галактики,  $\delta'$  – доплер-фактор источника относительно родительской галактики [18, 21];

$b(\gamma) = \frac{c_5(\gamma)}{c_6(\gamma)}$  и  $C_1$  – функции  $\gamma$  и константа, приведенные в [17].

Измеряя плотность потока  $S$  и угловой размер радиоисточника  $\theta$  на высоких частотах, в области прозрачности ( $\tau < 1$ ), а также используя полученную оценку  $B_{\perp}$ , получаем оценку параметра  $N_0$

$$N_0 = \frac{1}{c_5(\gamma)} \frac{S_{hf}}{\theta_{hf} B_{\perp}^2} \frac{\delta^{-\frac{\gamma+5}{2}}}{\left(\frac{v_{hf}}{2C_1}\right)^{\frac{1-\gamma}{2}} L}. \quad (2)$$

Здесь  $S_{hf}$  – плотность потока источника на высоких частотах;  $\theta_{hf}$  – линейный угловой размер источника на высоких частотах;  $L$  – размер источника вдоль луча зрения. Поправка за движение радиоисточника ( $\delta^{-\frac{\gamma+5}{2}}$ ) получена с учетом аберрации [22].

Однако наблюдения показывают, что спектры большинства компактных радиоисточников в АЯГ явно отличны от спектра однородного источника синхротронного излучения. Обычно видимые искажения спектров источников объясняют действием разных физических механизмов. Но в некоторых случаях это можно объяснить неоднородностью самого радиоисточника. Для оценки физических параметров таких радиоисточников нужна методика, основанная на неоднородной модели. К сожалению, для неоднородного радиоисточника уравнение переноса излучения не имеет аналитического решения, (решение можно получить только численно), что сильно усложняет саму методику.

Методика оценки физических параметров радиоисточников, основанная на неоднородной модели источника, разработана в [23, 24]. В работе [23] в качестве модели радиоисточника была принята сферически симметричная модель ради-

уса  $R$  со степенным распределением поля и частиц:

$$B(r) = B(0) = \frac{1}{1 + k_H \left(\frac{r}{R}\right)^m} \quad \text{при } r < R, \quad (3)$$

и  $B(r) = 0$  при  $r > R$ ,

$$N(r, E) = E^{-\gamma} N(0) \frac{1}{1 + k_e \left(\frac{r}{R}\right)^n} \quad \text{при } r < R, \quad (4)$$

и  $N(r, E) = 0$  при  $r > R$ .

Коэффициенты  $k_H$  и  $k_e$  характеризуют, соответственно, перепад магнитного поля и плотности частиц от центра к краю источника (степень неоднородности источника). Модельные расчеты, выполненные в [23], показали, что по мере увеличения степени неоднородности источника спектр радиоисточника сначала уширяется (этот эффект ранее был обнаружен в [25], а затем появляется промежуточный участок спектра от  $\nu_{lf}$  до  $\nu_{hf}$  (область частичной прозрачности), который можно аппроксимировать степенной функцией с показателем степени  $\alpha_{if}$ , равным [26]

$$\alpha_{if} = \frac{13 - 5n - 3m - 2m\gamma + 2\gamma}{2 - 2n - 2m - m\gamma}. \quad (5)$$

Справедливость этой формулы была подтверждена модельными расчетами в [23]. Кроме того, с изменением частоты меняются видимые угловые размеры радиоисточников: чем больше неоднородность источника, тем больше изменения видимых угловых размеров.

В результате численного моделирования в работе [23] было обнаружено, что неоднородность магнитного поля влияет на наблюдаемые параметры источника значительно сильнее, чем неоднородность в распределении частиц. Поэтому в работе [24] была принята более простая модель радиоисточника: магнитное поле источника было принято степенным (3), а распределение частиц было принято однородным. Плотность потока компактного источника ( $\cos \theta \approx 1$ ) вычислялась как

$$S(\nu) = \frac{2\pi}{D^2} \int_0^R I(\nu, \rho) d\rho, \quad (6)$$

где  $\rho$  — расстояние от центра источника до точки излучения (в картинной плоскости),  $D$  — расстояние до радиоисточника,  $I(\nu, \rho)$  — интенсивность излучения

$$I(\nu, \rho) = \int_{-L(\rho)}^{L(\rho)} \varepsilon(\nu, x) e^{-\int_x^L \mu(\nu, x') dx'} dx. \quad (7)$$

Здесь интегрирование ведется вдоль луча зрения,  $\varepsilon$  — коэффициент излучения,  $\mu$  — коэффициент поглощения. В области прозрачности распределение яркости по сферическому источнику синхротронного излучения радиуса  $R$  (с неоднородным магнитным полем степенного вида) имеет вид:

$$I(\nu, \rho) = c_5(\gamma) N_0 B(0)^{\frac{\gamma+1}{2}} \left(\frac{\nu}{2C_1}\right)^{\frac{1-\gamma}{2}} \times \int_{-\sqrt{R^2-\rho^2}}^{\sqrt{R^2-\rho^2}} \left[ \frac{1}{1 + k_H \left(\frac{\sqrt{\rho^2 + x^2}}{R}\right)^m} \right]^{\frac{\gamma+1}{2}} dx. \quad (8)$$

Сопоставляя вычисленный спектр модели источника со спектром исследуемого радиоисточника, мы выбираем ту модель, которая дает наилучшее согласие с наблюдениями.

В работах [18–20] принята однородная модель радиоисточника цилиндрической формы, и ось цилиндра направлена вдоль луча зрения. Как было отмечено выше, спектр такой модели не соответствует спектрам реальных радиоисточников, кроме того, видимые угловые размеры такой модели не зависят от частоты, что также не соответствует реальным радиоисточникам. Поэтому данная модель не пригодна для анализа излучения большинства реальных радиоисточников. Однако, как показало численное моделирование [24], методика, основанная на однородной модели, все же может быть использована для исследований неоднородных радиоисточников, если учитывать зависимость видимых угловых размеров неоднородного источника от частоты. В этом случае, как показали модельные расчеты [24], методика, основанная на однородной модели, дает значения физических параметров неоднородного радиоисточника, усредненных по его объему. Такая информация является полезной для решения некоторых задач, в частности для определения соотношения между средними энергиями поля и частиц в радиоисточниках. Кроме того, эта методика позволяет измерять доплер-факторы радиоисточников [20], что просто необходимо для корректной интерпретации астрономических наблюдений и оценки физических параметров радиоисточников.

Оценка плотности энергии магнитного поля и релятивистских электронов. Плотность энергии магнитного поля равна:

$$E_H = \frac{HB}{8\pi}. \quad (9)$$

Здесь  $H$  – напряженность магнитного поля,  $B$  – магнитная индукция ( $B = \mu H$ ). Поскольку для межзвездной среды магнитная проницаемость  $\mu \approx 1$ , то в радиоастрономической литературе часто принимают, что

$$E_H = \frac{H^2}{8\pi} \approx \frac{B^2}{8\pi}. \quad (10)$$

Плотность энергии газа равна

$$E_g = \int_0^{\infty} EN(E)dE. \quad (11)$$

Наблюдаемые спектры излучения радиоисточников носят степенной характер со средним спектральным индексом  $\alpha \approx 0.9$  [27]. Если излучение является синхротронным, то энергетические спектры релятивистских электронов в этих источниках также должны быть степенными ( $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$ ) [17] со спектральным индексом  $\gamma = 2\alpha + 1 = 2.8$ . Если спектр электронов  $N(E)$  является степенным в пределах от 0 до  $\infty$ , то интеграл (11) расходится. Поскольку реальные радиоисточники не могут иметь бесконечно большую энергию, то реальный спектр электронов может быть степенным только в конечном интервале энергий от  $E_{\min}$  до  $E_{\max}$ , и следовательно

$$E_e = N_0 \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^{1-\gamma} dE. \quad (12)$$

Выбор пределов интегрирования в (12) представляет собой трудную задачу. Для ее решения Бербидж [16] предложил интегрирование по энергиям в (12) заменить интегрированием по частотам. Это можно сделать, если принять, что спектр релятивистского электрона является  $\delta$ -функцией и вся энергия излучается на частоте максимума спектра электрона. При таком подходе плотность энергии ансамбля частиц будет связана с магнитным полем следующим образом [16]:

$$E_e = AH^{-3/2}, \quad (13)$$

где  $A$  – константа, определяемая параметрами радиоисточника и граничными частотами радиоизлучения [17]. Кроме того, если физическая система, состоящая из релятивистской электрон-позитронной плазмы и магнитного поля, находится в состоянии с минимальной энергией, то согласно [16]

$$E_e = \frac{4}{3} E_H. \quad (14)$$

При получении оценок физических параметров радиоисточников из наблюдений в выражении (12) интегрирование по энергиям заменяют на интегрирование по частотам и в качестве нижнего предела интегрирования обычно берут

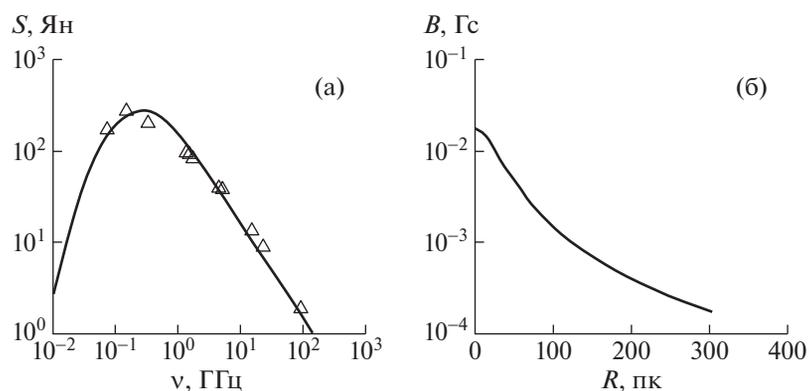
$\nu = 0.01$  ГГц [16]. Отметим, что более низкочастотное радиоизлучение астрономических объектов не пропускает земная ионосфера, но это не означает, что его не существует. Отбрасывая низкочастотное излучение радиоисточника, мы занижаем его энерговыделение и тем самым занижаем оценку минимальной энергии этого источника. Оценить допущенную ошибку невозможно, но если учесть, что типичное значение  $\gamma \approx 3$ , то отброшенная энергия может быть значительной. Таким образом, методика оценки магнитного поля радиоисточника, предложенная Бербиджем [16], дает только нижнюю оценку магнитного поля.

Чтобы устранить все перечисленные трудности, в работе [20] предложено принять, что частица является релятивистской, когда ее кинетическая энергия становится больше энергии покоя:  $E_k \geq m_0 c^2$ . Такое определение является общепринятым в физике. При этом полная энергия электрона  $E_0 = 2m_0 c^2 \approx 1.6 \times 10^{-6}$  эрг = 1 MeV. Здесь и везде в дальнейшем мы будем использовать единицы измерения в системе СГСМ (CGSM). Именно эту энергию естественно принять в качестве нижнего предела интегрирования  $E_{\min}$  в (12). Эта энергия будет одинаковой во всех радиоисточниках, независимо от того, какое у них магнитное поле и какой доплер-фактор. В работе [28] было предложено брать  $E_{\min} = 10$  MeV без физического обоснования.

Выбор верхнего предела интегрирования в (12) представляет собой также трудную задачу. В каких-то случаях этот предел можно выбрать исходя из теоретических соображений, если наблюдается высокочастотный завал спектра источника. Однако для тех радиоисточников, в которых показатели степени энергетических спектров электронов превосходят 2 (таких радиоисточников подавляющее большинство), в качестве верхнего предела  $E_2$  в (12) можно принять  $\infty$ , поскольку при этом интеграл (12) не расходится. Следовательно, при  $\gamma > 2$

$$E_e = \int_{E_0}^{\infty} N_0 E^{1-\gamma} dE = \frac{(2m_0 c^2)^{2-\gamma}}{\gamma - 2} N_0. \quad (15)$$

Это отличается от (13), полученного в [16] отсутствием магнитного поля. Еще раз отметим, что при таком определении релятивистской частицы пределы интегрирования в (12) не зависят ни от магнитного поля радиоисточника, ни от частоты наблюдения, и нет нужды считать, что спектр синхротронного излучения электрона является  $\delta$ -функцией. Кроме того, если физическая система, состоящая из релятивистской электрон-позитронной плазмы и магнитного



**Рис. 1.** (а) Спектр горячего пятна А (треугольники) из работ [9] и [11] и вычисленный спектр неоднородного радиоисточника (сплошная линия). (б) Магнитное поле из работы [15], для которого вычислен спектр, представленный на рис. 1а.

поля, находится в состоянии с минимальной энергией, то согласно [20]

$$E_e = \frac{4}{\gamma + 1} E_H. \quad (16)$$

Это отличается от соотношения энергий (14), полученного в [16]. Однако, учитывая, что в радиоисточниках типичное  $\gamma \approx 3$ , то действительно можно говорить о существовании равнораспределения энергий у большинства радиоисточников, когда их энергия минимальна.

Опишем оценку доплер-фактора. В работе [20] разработана методика измерения доплер-факторов радиоисточников, у которых плотности энергии поля и частиц равны, а наблюдаемые расхождения оценок этих величин, полученные из наблюдений, обусловлены только движением радиоисточников. Согласно [20]

$$\delta = \left( \frac{E_e}{(1+z)E_H} \right)^{\frac{1}{\gamma+6}}. \quad (17)$$

Оценки  $E_H$  и  $E_e$  получаем в предположении, что источник неподвижен. Оценки параметров  $B$  и  $N_0$  получаем по методике [20] с учетом неоднородности источника, т.е. с учетом различия его угловых размеров на низких и высоких частотах. Размер сферически симметричной модели неоднородного радиоисточника получаем по методике [24], исходя из требования, чтобы спектр модели совпадал со спектром исследуемого радиоисточника. Связь между угловыми размерами сферически симметричного источника в области прозрачности и непрозрачности получена в [29]. Оценки энергий поля и частиц неоднородных радиоисточников, полученные по методике [20], соответствуют их средним значениям (усредненным по объему радиоисточника). Как видно из (17), оценка доплер-фактора будет иметь хорошую точность, даже когда в радиоисточнике существу-

ет небольшое отклонение от равнораспределения энергий. В данной методике не требуется, чтобы все радиоисточники имели одинаковые яркостные температуры, как это требуется в методике [30].

### 3. ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На рис. 1а приведен спектр радиоизлучения горячего пятна А радиогалактики Лебедь А из работы [9], дополненный низкочастотными измерениями на частоте  $\nu = 74$  МГц из работы [11].

Из рисунка видно, что у горячего пятна А наблюдается низкочастотный завал спектра на частотах ниже 300 МГц. Это подтверждается в работе [14]. В дальнейшем будем считать, что наблюдаемый завал спектра обусловлен синхротронным самопоглощением излучения. Для оценки среднего магнитного поля пятна воспользуемся выражением (1). Отметим, что в (1) входит размер области, заполненной излучающим веществом. В то же время на картах радиоисточников, полученных с высоким разрешением, обычно изображение радиоисточников состоит из отдельных фрагментов, между которыми излучения практически нет. Если собрать все видимые фрагменты источника (излучающее вещество) в единый объем без пустот, то очевидно, что размер этого образования будет меньше видимого размера радиоисточника. Но как найти этот размер? В настоящей работе для решения данной проблемы мы предлагаем в качестве характерного размера горячего пятна А принять размер трехмерной модели пятна из [15], размер, при котором модель имеет радиоспектр горячего пятна А.

На рис. 1а сплошной линией приведен спектр сферически симметричной модели пятна А из [15], полученный в результате численного решения уравнения переноса излучения для источника с

магнитным полем, представленным на рис. 16. Магнитное поле задавалось в виде степенной функции (3), а распределение частиц было принято однородным. Как видно из рис. 16, большую часть объема модели занимает слабое поле  $B \sim 10^{-4}$  Гс, но в небольшом объеме поле достигает величины  $2 \times 10^{-2}$  Гс. Энергетический спектр релятивистских электронов степенной с  $\gamma = 3$ . Размер модели источника подбирался так, чтобы спектр модели совпадал со спектром источника. Вычисленный спектр хорошо согласуется с наблюдениями: отклонения экспериментальных точек от теоретического спектра не превосходят 10%. Поэтому для оценки магнитной индукции  $B$  в качестве характерного размера источника мы принимаем диаметр сферической модели горячего пятна А из работы [15]  $d = 600$  пк. На расстоянии до Лебеда А этот линейный размер соответствует угловому размеру  $\theta = 0.6''$ . Отметим, что диаметр модели радиоисточника, выбранный таким образом, является характерным масштабом объемного (трехмерного) радиоисточника без пустот внутри.

Оценим погрешность размера выбранной модели. По определению плотность потока компактного источника излучения равна  $S = I\Omega$ . Здесь  $\Omega$  – телесный угол источника,  $I$  – средняя интенсивность излучения. Если предположить, что отклонения теоретического спектра от наблюдаемых плотностей потоков полностью обусловлены погрешностью оценки углового размера сферической модели радиоисточника  $\Omega$ , то  $\Delta\Omega \approx 10\%$  и, соответственно,  $\Delta\theta \approx 3\%$  ( $\Omega = \theta^2$ ). Учитывая, что в [15] теоретический спектр пятна А вписан в наблюдаемые плотности потоков по методу наименьших квадратов, реальная погрешность  $\Delta\theta < 3\%$ .

Наблюдения на частоте 43 ГГц с разрешением  $0.15''$  [31] показали, что полный размер радиоисточника (по нулевому уровню) равен  $\theta \sim 3''$ . Однако это изображение горячего пятна А состоит из отдельных фрагментов, и основное радиоизлучение приходит из самого яркого и самого крупного фрагмента размером  $\Omega \approx 1.6'' \times 0.3''$ . Соответствующий характерный масштаб этого фрагмента равен  $\theta = \sqrt{\Omega} \approx 0.7''$ . Это совпадает с характерным масштабом теоретической модели пятна А  $\theta \approx 0.6''$  из [15]. Именно при таком характерном размере теоретическая модель (без пустот) имеет спектр горячего пятна А.

Самые низкочастотные наблюдения пятна (в области непрозрачности) на частоте  $\nu = 73.8$  МГц с разрешением  $10.7'' \times 7.1''$  [11] не позволяют разделить радиоизлучение горячих пятен А и В, отстоящих друг от друга на угловом расстоянии  $5''$ . Поэтому в [11] приведена только пиковая плотность потока от двух пятен  $S = 175$  Ян с погрешно-

стью 8%. Строго говоря, отсюда следует, что плотность потока пятна А на частоте  $\nu = 73.8$  МГц составляет  $S < 175$  Ян, и, следовательно, мы можем получить только нижнюю границу индукции магнитного поля: при  $\theta \approx 0.6''$  имеем  $B > 1.5 \times 10^{-3}$  Гс.

Другая возможность оценить величину магнитной индукции  $B$  связана с наблюдениями радиогалактики Лебедь А на радиотелескопе LOFAR. Согласно этим наблюдениям на частоте  $\nu = 109.9$  МГц плотность потока горячего пятна А равна  $S = (239.4 \pm 5)$  Ян при ширине луча диаграммы антенны  $4.5''$  (J. McKean, частное сообщение). Подставляя эти величины в (1), получаем оценку магнитной индукции  $B = 7.3 \times 10^{-3}$  Гс. Отметим, что эта оценка поля является завышенной, т.к. формула (1) является правильной на низких частотах, где оптическая толща  $\tau > 1$  и  $S \sim \nu^{5/2}$ . Но частота 109.9 МГц находится в максимуме спектра [14], где при  $\gamma = 3$  оптическая толща  $\tau = 0.65$  [17] и  $S \approx \text{const}$ . В этом случае формула (1) дает завышенное значение поля, т.е. реальная магнитная индукция должна быть  $< 7.3 \times 10^{-3}$  Гс. Таким образом, из наблюдений мы имеем строгие границы допустимых значений магнитной индукции в горячем пятне А:  $1.5 \times 10^{-3}$  Гс  $< B < 7.3 \times 10^{-3}$  Гс.

Полученный интервал изменения магнитной индукции является строгим, но он очень широк. Для работы удобнее иметь одно значение индукции магнитного поля. Предположим, что все горячие пятна представляют собой одинаковые физические системы с приблизительно одинаковыми (по форме) спектрами излучения. Тогда, поскольку на высоких частотах плотность потока пятна А приблизительно в 4 раза больше плотности потока пятна В [10], то примем, что на частоте  $\nu = 73.8$  МГц также  $S_A \approx 4S_B$ . Кроме того, при записи максимального отклика от двух пятен пятно В находится не в максимуме диаграммы направленности антенны, т.е. его вклад ослаблен диаграммой направленности антенны –  $K$  (в данном случае  $K \sim 0.8$ ). Таким образом, наиболее вероятная плотность потока пятна А на частоте  $\nu = 73.8$  МГц равна  $S \approx 145$  Ян, а возможный вклад пятна В в максимальный отклик составляет  $\sim 30$  Ян. В качестве погрешности оценки плотности потока пятна А принимаем  $\Delta S = 30$  Ян – это весь ожидаемый вклад пятна В. Таким образом, наиболее вероятное значение плотности потока горячего пятна А равно  $S_A = (145 \pm 30)$  Ян. Подставляя эту величину в (1), получаем оценку наиболее вероятного значения магнитной индукции  $B = (2.7 \pm 1.1) \times 10^{-3}$  Гс. Эта оценка поля лежит внутри интервала допустимых значений магнитной индукции.

#### 4. ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Согласно [20], оценку плотности энергии релятивистских электронов горячего пятна А получаем из высокочастотных наблюдений, используя оценку магнитной индукции  $B$ , полученную из низкочастотных наблюдений. Величину  $N_0$  получаем из (2). Размер радиоисточника вдоль луча зрения  $L$  принимаем равным характерному масштабу модели данного радиоисточника  $L = 600$  пк. Высокочастотные наблюдения Лебеда А [12], выполненные на частоте  $\nu_{\text{вч}} = 15$  ГГц, дали для пятна А плотность потока  $S_{\text{вч}} = (10.8 \pm 1.08)$  Ян. Угловые размеры неоднородной модели пятна А на низких частотах  $\theta_{\text{нч}}$  связаны с ее высокочастотными размерами  $\theta_{\text{вч}}$  простым соотношением:  $\theta_{\text{нч}} = k_{\theta} \theta_{\text{вч}}$ , где коэффициент  $k_{\theta}$  определяется шириной спектра данного радиоисточника [29]. В данном случае  $k_{\theta} = 3$ , поскольку ширина спектра пятна А по половинной мощности (в логарифмическом масштабе) равна 0.9 (рис. 1а). Соответственно,  $\theta_{\text{вч}} = 0.2''$  с погрешностью  $< 3\%$ . Подставляя эти параметры в (2), имеем  $N_0 = 3.1 \times 10^{-12}$  (при  $\delta = 1$ ). Как видно из (2), погрешность оценки  $N_0$  определяется погрешностью оценки  $B$ , т.е.  $N_0$  верна с точностью до коэффициента 2.

Для оценки плотности энергии релятивистских электронов воспользуемся методикой [20]. При  $\gamma = 3$  из (15) имеем  $E_e = 1.8 \times 10^{-6}$  эрг/см<sup>3</sup> (с точностью оценки  $N_0$ ). Это в 8 раз больше плотности энергии магнитного поля. Необходимо отметить, что эта оценка также получена для неподвижного радиоисточника ( $\delta = 1$ ).

Если физическая система, состоящая из релятивистской электрон-позитронной плазмы и магнитного поля, находится в состоянии с минимальной энергией, то при  $\gamma = 3$  из (16) имеем  $E_H = E_e$ . В том случае, когда отклонение от этого равенства обусловлено только случайными погрешностями наблюдений, отношения энергий будет лежать в интервале  $0.25 < \frac{E_e}{E_H} < 4$ . Полученное нами отношение плотностей энергий  $\left( \frac{E_e}{E_H} \approx 8 \right)$  выходит за рамки этого интервала, т.е. полученный результат не обусловлен погрешностями наблюдений.

#### 5. ОЦЕНКА ДОПЛЕР-ФАКТОРА

В предыдущем разделе было получено, что в пятне А плотность энергии частиц превышает плотность энергии магнитного поля. Эта оценка была получена в предположении, что радиоисточник неподвижен ( $\delta = 1$ ). Однако в принципе возможно, что в данном радиоисточнике суще-

ствует равенство энергий, а полученный результат обусловлен движением радиоисточника. Тогда, подставляя в (17) полученные оценки энергий  $E_e$  и  $E_H$ , имеем  $\delta = 1.26$ . Интервал погрешности оценки  $E_e/E_H$  дает интервал погрешности доплер-фактора  $0.86 < \delta < 1.17$ . Если в горячем пятне А существует равномерное распределение энергий, то  $\delta = 1.26$  означает, что данный радиоисточник должен двигаться со скоростью  $v \geq 0.23c$  (здесь  $c$  — скорость света). Знак неравенства связан с тем, что нам не известен угол между скоростью движения горячего пятна и лучом зрения. Но скорость движения пятен, полученная из наблюдений [32], на порядок меньше этой величины. Таким образом, движение пятна А не может объяснить полученный результат и, следовательно, энергия релятивистских электронов реально превосходит энергию магнитного поля.

#### 6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе [9] была получена оценка индукции магнитного поля горячего пятна А по методике [16], исходя из предположения, что данный радиоисточник находится в состоянии с минимальной энергией:  $B = (3 \pm 0.5) \times 10^{-4}$  Гс. Это на порядок меньше индукции магнитного поля, полученной нами. Однако если учесть, что методика [16] дает только нижнюю оценку поля, то здесь нет противоречий.

Существует большое число работ, где магнитную индукцию источника излучения получают по методике [33] из сравнения радио- и рентгеновских наблюдений исследуемого объекта, см., например, [34–40]. Эта методика основана на предположении, что рентгеновские фотоны возникают в результате обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на радиопотонах синхротронного излучения радиоисточника или фотонах космического микроволнового фона. Данная методика не требует равенства энергий поля и частиц и позволяет проверить, существует ли действительно равномерное распределение энергий в исследуемом радиоисточнике. Детальное изложение основ методики можно найти в [17].

В работе [34] для горячего пятна А получены  $B = (1.58 \pm 0.17) \times 10^{-4}$  Гс и равномерное распределение энергий. В работе [41] получены  $B = 1.5 \times 10^{-4}$  Гс с погрешностью  $\sim 10\%$  и приблизительное распределение энергий. В работе [42] получена такая же оценка магнитной индукции  $B = 1.5 \times 10^{-4}$  Гс, но энергия частиц на порядок больше энергии поля. В работе [12] получена почти такая же величина  $B = 1.7 \times 10^{-4}$  Гс, и энергия частиц также больше энергии поля в несколько раз. Как видим, все эти оценки приблизительно в два раза ниже нижнего предела индукции магнитного поля, полученной в [9], и на порядок меньше оценки по-

ля, полученной нами. Отметим, что во всех этих работах были приняты большие угловые размеры пятна А:  $d = (2-4)$  кпк ( $2'' < \theta < 4''$ ). Например, в работе [42] оценка магнитного поля получена исходя из предположения, что радиоизлучающее вещество равномерно заполняет сферу с диаметром  $d = 4$  кпк ( $\theta = 4''$ ). Но, если характерный размер пятна А равен  $d = 600$  пк ( $\theta \approx 0.6''$ ), то в [45] следует увеличить оценку поля в  $\left(\frac{4}{0.6}\right)^{3/2}$  раз, т.е. получим  $B \approx 2.6 \times 10^{-3}$  Гс, что практически совпадает с нашей оценкой поля ( $B = 2.7 \times 10^{-3}$  Гс).

С другой стороны, принимая большие размеры пятна А, из радиоастрономических наблюдений мы получаем сильно завышенные оценки поля. Например, подставляя  $\theta = 4''$  в (1), из радионаблюдений получаем  $B \approx 5$  Гс. Это на четыре порядка больше, чем получено из рентгеновских наблюдений. На это же обстоятельство указали авторы работы [9]. Таким образом, большие угловые размеры радиоисточника приводят к завышению оценки поля в радиоастрономической методике и к занижению оценок поля в рентгеновской методике. В то же время, принимая размер неоднородной модели пятна А, полученные в [15], мы получаем одинаковые значения поля как из радио-, так и из рентгеновских наблюдений.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе [15] была получена сферическая неоднородная модель горячего пятна А, спектр которой совпадал с радиоспектром этого пятна. Диаметр модели равен  $d = 600$  пк. Принимая в качестве характерного размера горячего пятна А размер этой (трехмерной) модели  $d = 600$  пк ( $\theta \approx 0.6''$ ), мы как из радио-, так и из рентгеновских наблюдений получили приблизительно одинаковую оценку средней магнитной индукции  $B \approx 2.7 \times 10^{-3}$  Гс. При этом средняя плотность энергии релятивистских электронов в пятне составляет  $E_e = 1.8 \times 10^{-6}$  эрг/см<sup>3</sup>. Средняя энергия релятивистских электронов превышает энергию магнитного поля в восемь раз. Отметим также, что на карте радиогалактики Лебеда А [34] самый яркий фрагмент горячего пятна А, который дает основной вклад в радиоизлучение пятна, имеет такой же характерный размер (в картинной плоскости) ( $\sim 0.7''$ ). На наш взгляд, обнаруженный факт не является случайным. Он указывает на то, что существующие методики оценки физических параметров (как в радио-, так и в рентгене) нуждаются в существенной коррекции. Необходимо пересмотреть определение понятия углового размера источника излучения. Разные методики должны давать одинаковые физические параметры исследуемого объекта.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Приношу свою благодарность J.P. McKean за предоставленные результаты наблюдений горячего пятна А, выполненные на радиотелескопе LOFAR.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. N. Owen, M. J. Ledlow, G. E. Morrison, and J. M. Hill, *Astrophys. J. Lett.* **488**, L15 (1997).
2. C. L. Carilli and P. D. Barthel, *Astron. and Astrophys. Rev.* **7**, 1 (1996).
3. R. A. Perley, J. W. Dreher, and J. J. Cowan, *Astrophys. J.* **285**, L 35 (1984).
4. B. Sorathia, N. Bartel, M. Bietenholtz, et al., in *Cygnus A: Study of a Radio Galaxy*, eds. C. I. Carilli and D. E. Harris (Cambridge: CUP), p. 86 (1996).
5. R. D. Blandford and M. J. Rees, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **165**, 395 (1974).
6. P. A. Scheuer, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **166**, 5 (1974).
7. K. Meisenheimer, H. Roser, J. P. Hiltner, et al., *Astron. and Astrophys.* **219**, 63 (1989).
8. T. W. B. Muxlow, G. Pelletier, and J. Roland, *Astron. and Astrophys.* **206**, 237 (1998).
9. C. L. Carilli, R. A. Perley, J. W. Dreher, and J. P. Leahy, *Astrophys. J.* **383**, 554 (1991).
10. M. C. H. Wright and M. Birkinshaw, *Astrophys. J.* **614**, 115 (2004).
11. T. J. W. Lazio, A. S. Cohen, N. E. Kassim, et al., *Astrophys. J. Lett.* **642**, L33 (2006).
12. L. Stawarz, C. C. Cheung, D. E. Harris, and M. Ostrowski, *Astrophys. J.* **662**, 213 (2007).
13. K. C. Steenbrugge, I. Heywood, and K. M. Blundell, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **401**, 67 (2010).
14. J. P. McKean, L. E. H. Godfrey, S. Vegetti, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **463**, 3143 (2016).
15. В. С. Артюх, С. А. Тюльбашев, П. А. Черников, *Астрон. журн.* **89**, 754 (2012).
16. G. R. Burbidge, *Astrophys. J.* **124**, 416 (1956).
17. А. Пахольчик, *Радиоастрофизика* (М.: Мир 1973).
18. A. P. Marscher, *Astrophys. J.* **264**, 296 (1983).
19. В. С. Артюх, *Труды Физического ин-та им. П.Н. Лебедева* **189**, 223 (1988).
20. В. С. Артюх, *Астрон. журн.* **96**, 179 (2019).
21. K. R. Lind and R. D. Blandford, *Astrophys. J.* **295**, 358 (1985).
22. В. С. Артюх, *Астрон. журн.* **95**, 466 (2018).
23. В. С. Артюх, П. А. Черников, *Астрон. журн.* **78**, 1 (2001).
24. В. С. Артюх, П. А. Черников, *Астрон. журн.* **83**, 224 (2006).
25. J. J. Condon and L. L. Dressel, *Astrophys. J. Lett.* **15**, L203 (1973).
26. A. G. De Bruyn, *Astron. and Astrophys.* **52**, 439 (1976).
27. M. Mc Gillchrist, J. E. Baldwin, J. M. Riley, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **246**, 110 (1990).
28. S. T. Myers and S. R. Spangler, *Astrophys. J.* **291**, 52 (1985).

29. *B. C. Артюх, В. С. Недора*, *Астрофизика* **60**, 337 (2017).
30. *A. S. C. Readhead*, *Astrophys. J.* **426**, 51 (1994).
31. *C. L. Carilli, J. D. Kurk, Paul P. van der Werf, R. A. Perley, and G. K. Miley*, *Astron. J.* **118**, 2581(1999).
32. *A. C. S. Readhead, G. B. Taylor, W. Xu, et al.*, *Astrophys. J.* **460**, 612 (1996).
33. *J. E. Felten and P. Morrison*, *Astrophys. J.* **146**, 686 (1966).
34. *D. E. Harris, C. L. Carilli, and R. A. Perley*, *Nature* **367**, 713 (1994).
35. *E. D. Feigelson, S. A. Laurent-Muehleisen, R. J. Kollgaard, and E. B. Fomalont*, *Astrophys. J. Lett.* **449**, L149 (1995).
36. *M. J. Hardcastle, M. Birkinshaw, and D. M. Worrall*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **326**, 1499 (2001).
37. *M. J. Hardcastle, D. M. Worrall, M. Birkinshaw, R. D. Laing, and A. H. Bridle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **334**, 182 (2002).
38. *J. Kataoka and L. Stawarz*, *Astrophys. J.* **622**, 797 (2005).
39. *J. H. Croston, M. J. Hardcastle, D. E. Harris, et al.*, *Astrophys. J.* **626**, 733 (2005).
40. *J. Ineson, J. H. Croston, M. J. Hardcastle, and B. Mingo*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **467**, 1586 (2017).
41. *A. S. Wilson, A. J. Young, and P. I. Shopbell*, *Astrophys. J. Lett.* **544**, L27 (2000).
42. *M. Kino and F. Takahara*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349**, 336 (2004).

## О СПЕКТРЕ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ

© 2022 г. В. П. Гринин<sup>1, 2, \*</sup>, Л. В. Тамбовцева<sup>1, \*\*</sup>, Д. В. Дмитриев<sup>1, 3, \*\*\*</sup>

<sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Астрономический институт им. В.В. Соболева, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

\*E-mail: vgcrao@mail.ru

\*\*E-mail: lvtamb@mail.ru

\*\*\*E-mail: dmitrievdv242@gmail.com

Поступила в редакцию 15.12.2021 г.

После доработки 23.01.2022 г.

Принята к публикации 24.01.2022 г.

Изучена деформация фотосферного излучения молодой звезды при рассеянии во внутренних областях протопланетного диска. Искажение спектральных линий происходит в результате изменения частоты излучения вследствие эффекта Доплера при рассеянии движущимися пылинками. Показано, что сильные изменения фотосферных линий в спектре звезды RW Aur типа Т Тельца, наблюдавшиеся во время ее глубокого минимума, были вызваны рассеянием излучения на ближайших к звезде частицах пыли. В случае горячих звезд типа UX Ori искажение фотосферных линий при рассеянии менее существенно (за редким исключением), так как зона сублимации пыли находится значительно дальше от звезды, а сами фотосферные линии уширены быстрым вращением звезд.

*Ключевые слова:* звезды типа UX Ori, RW Aur, протопланетные диски, спектры рассеянного излучения

**DOI:** 10.31857/S0004629922050024

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Рассеянное излучение протопланетных дисков вносит, как правило, небольшой вклад в оптическое излучение молодых звезд и обычно игнорируется при моделировании их спектров. Исключение составляет семейство неправильных переменных звезд, прототипом которых является звезда UX Ori [1]. В него входят в основном звезды спектральных типов Ae. На важную роль рассеянного излучения для понимания природы переменности этих объектов было впервые указано в статье [2]. Во время глубоких ослаблений блеска, вызванных экранированием звезды околозвездными газопылевыми облаками, прямое излучение звезды блокируется. В такие моменты рассеянное излучение околозвездной пыли доминирует в наблюдаемом излучении. Этим объясняется целый ряд наблюдательных свойств этих объектов, включая необычное поведение показателей цвета звезды при ослаблениях блеска, ограничение амплитуды минимумов и увеличение линейной поляризации в минимумах. На основании этого в [3] было высказано предположение о том, что звезды этого семейства — это обычные звезды типа Ae Хербига. Они окружены прото-

планетными дисками, наклоненными под небольшим углом к лучу зрения. Это предположение подтвердилось в ходе дальнейших исследований [4–11], в том числе интерферометрическими наблюдениями [12–14].

В последние годы семейство звезд типа UX Ori, состоявшее первоначально из молодых горячих звезд, пополнилось более холодными звездами типа Т Тельца. У некоторых из них (получивших название дипперы (dippers)) наблюдались небольшие по амплитуде минимумы, вызванные кратковременными флуктуациями экстинкции (см., напр., [15, 16]). В отличие от горячих звезд типа UX Ori, у которых околозвездная пыль испаряется на расстояниях порядка 0.3–0.5 а.е. от звезды, у звезд типа Т Тельца она сохраняется вплоть до магнитосферы звезды и может даже проникать в нее [17]<sup>1</sup>.

Во всех перечисленных выше работах речь шла о рассеянном излучении околозвездных дисков в непрерывном спектре, применительно к широко-

<sup>1</sup> Возможно этим обстоятельством объясняется отсутствие связи между переменностью дипперов и ориентацией их дисков [18].

полосным фотометрическим и поляризационным наблюдениям. В связи со спектральными наблюдениями звезд типа UX Ori во время глубоких минимумов представляет интерес задача о трансформации фотосферного спектра звезды при рассеянии околозвездной пылью. Такая задача была впервые рассмотрена в [19]. Было показано, что изменение частоты излучения из-за эффекта Доплера при рассеянии движущимися пылинками околозвездного диска может привести к сильной деформации (уширению) исходного фотосферного профиля линии поглощения. Этот эффект особенно важен для звезд типа Т Тельца, у которых околозвездная пыль может сохраняться вплоть до расстояний порядка 5–10 радиусов звезды. На этом расстоянии скорость кеплеровского вращения диска равна 150–200 км/с. Поэтому уширение спектральной линии при рассеянии может быть весьма существенным.

В настоящей статье мы рассмотрим более детально особенности спектра рассеянного излучения применительно к звездам типа Т Тельца и обсудим в контексте этой модели изменения спектра звезды RW Aur, наблюдавшиеся недавно во время глубоких минимумов этой звезды Факкини и др. [20] и Таками и др. [21]. Будет рассмотрен также вклад рассеянного излучения в спектры горячих звезд типа UX Ori.

## 2. ЗОНА ИСПАРЕНИЯ ПЫЛИ

Ближайшая к звезде область аккреционного газопылевого диска, в которой еще содержится пыль, это область испарения (сублимации) пылевых частиц под действием излучения звезды. Граница этой области играет важную роль в образовании инфракрасных (ИК) избытков излучения [22]: благодаря более эффективному нагреву пыли излучением звезды в этой области возникает утолщение, в котором формируется основная часть излучения в ближней ИК области спектра ( $\lambda \leq 10 \mu\text{m}$ ). Об этом же свидетельствуют результаты интерферометрических наблюдений звезд Хербига в ближней ИК области спектра (см. напр., [23–25], Креплин и др. [12, 13]).

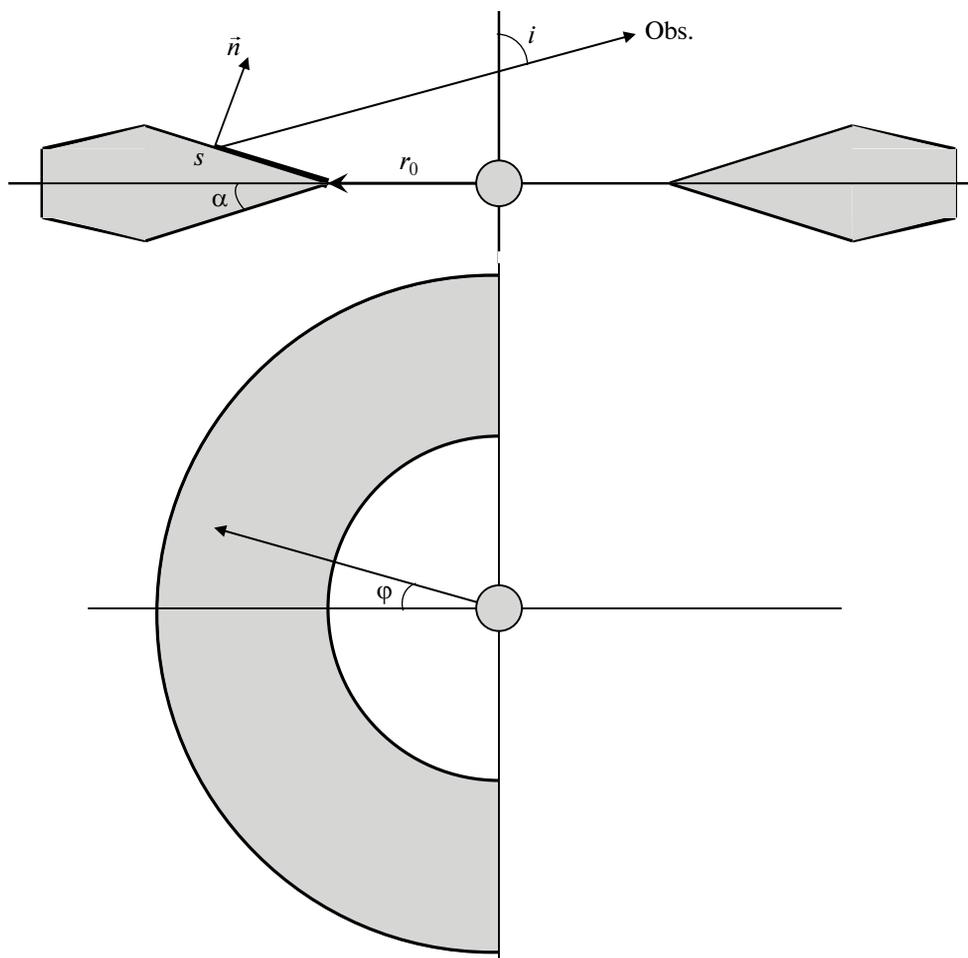
Увеличение геометрической толщины диска в зоне сублимации приводит к появлению протяженной теневой зоны на диске, не освещаемой прямым излучением звезды [26]. Существование этой зоны уменьшает вклад периферийных частей околозвездного диска как в тепловое, так и в рассеянное излучение, что еще больше усиливает роль зоны испарения. Согласно [27] молодые объекты с малыми избытками излучения в далекой ИК области спектра – это как раз такие звезды, у которых периферийные области аккреционных дисков находятся в зоне тени.

Таким образом, в рамках моделей Натта и др. [22] и Дуллемон и др. [26] рассеянное излучение околозвездного диска состоит из двух частей: излучения, рассеянного в зоне испарения пыли, и излучения, рассеянного в периферийных областях диска. Ниже мы будем рассматривать только первую составляющую, поскольку только она может приводить к искажению абсорбционного спектра звезды. Ранее в [19] было принято для простоты, что эта область представляет собой цилиндрический слой пыли, поверхность которого локально может быть заменена плоскопараллельной полубесконечной средой. Это позволило воспользоваться при расчетах рассеянного излучения классическими результатами теории переноса излучения. Заметим, что приближение плоскопараллельного слоя, освещаемого внешним источником излучения, часто используется в теории аккреционных дисков. Основанием для этого служит то обстоятельство, что характерное расстояние, которое фотон проходит в среде до момента гибели в результате поглощения пылью, обычно очень мало по сравнению с расстоянием до источника света и характерным размером среды.

## 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Согласно современным моделям (Танниркулам и др. [28]; Флок и др. [29]) зона испарения пыли имеет протяженную структуру, обусловленную присутствием в диске пылевых частиц разных сортов и размеров, и напоминающую конус с углом раствора  $\alpha \approx 20^\circ$  (см. рис. 1). В пределах этой зоны кеплеровская скорость меняется примерно в 1.4 раза относительно кеплеровской скорости в основании конуса  $u_K$  на расстоянии  $r_{sb}$ , соответствующем температуре сублимации силикатных частиц (ниже она принята равной 1500 К). Поскольку зона сублимации пыли находится на значительном удалении от звезды<sup>2</sup>, а ее эффективная толщина  $H$  значительно меньше радиуса сублимации  $r_{sb}$ , мы можем упростить задачу, заменив звезду точечным источником излучения и приняв, что каждая элементарная площадка конуса освещается параллельным пучком света под углом  $\theta_0 = 90 - \alpha$  к нормали к поверхности. При расчетах рассеянного излучения мы учли также, что из-за небольшого наклона диска к лучу зрения основной вклад в излучение дает область диска, находящаяся за звездой (рис. 1).

<sup>2</sup> Исключение составляют самые холодные звезды типа Т Тельца, у которых зона сублимации пыли подходит непосредственно к магнитосфере звезды.



**Рис. 1.** Схематическая модель внутренней части протопланетного диска согласно [28]. Заштрихована область, которая дает основной вклад в рассеянный спектр.

### 3.1. Рассеяние движущимися пылинками

При рассеянии движущимися частицами частота рассеянного излучения смещается из-за эффекта Доплера. В протопланетном диске частицы пыли участвуют вместе с газом в квазикеплеровском вращении, которое усиливается по мере приближения к центру. Максимальные скорости движения пыли достигаются в зоне испарения. Именно здесь при рассеянии излучения звезды происходит максимальное искажение ее спектра. Что касается периферийных областей диска (которые мы здесь не рассматриваем), то из-за малых скоростей вращения спектр рассеянного излучения в этой части диска будет в хорошем приближении идентичен фотосферному спектру центральной звезды.

### 3.2. Основные соотношения

Учитывая, что средняя длина свободного пробега кванта для оптического излучения в протопланетном диске (за исключением его перифе-

рии) много меньше его геометрической толщины, мы можем вновь заменить локально поверхность зоны испарения в каждой точке плоскопараллельным полубесконечным слоем. Это позволит нам, как и ранее в [19], использовать для расчетов результаты классической теории переноса излучения. Заметим, что в [19] были рассмотрены два случая: анизотропное рассеяние с индикатрисой Хензи-Гринштейна и изотропное рассеяние. Поскольку расчеты не выявили больших различий между этими двумя моделями, ниже мы ограничимся случаем изотропного рассеяния.

В этом случае согласно Амбарцумяну [30] интенсивность излучения, рассеянного под углом  $\theta$  к нормали к поверхности, может быть представлена в виде:

$$I(\eta, \zeta) = \frac{L_*}{4\pi^2 r^2} \rho(\eta, \zeta) \zeta. \quad (1)$$

Здесь  $\zeta = \cos \theta_0$ , где угол  $\theta_0$  определен выше,  $\eta = \cos \theta$ , где  $\theta$  — угол между нормалью к поверх-

Таблица 1. Параметры звезд

Name	$M_*$ , $M_\odot$	$R_*$ , $R_\odot$	$T_{\text{эф}}$ , К	$\lg g$	$V \sin i$ , км/с	$R_{sb}$ , а.е.	$u_K$ , км/с
RW Aur	1.35	1.6	4700	3.7	25	0.07	130
UX Ori	3.0	2.7	10000	3.5	140	0.50	72
BF Ori	2.6	3.3	9000	3.8	40	0.55	64
CQ Tau	1.5	1.9	7000	3.5	90	0.20	83

ности и направлением рассеянного излучения,  $r$  – расстояние от данной точки на рассеивающей поверхности до источника излучения,  $\rho$  – коэффициент отражения, определяемый соотношением:

$$\rho(\eta, \zeta) = \frac{1 - \varepsilon}{4} \frac{H(\zeta)H(\eta)}{\zeta + \eta}, \quad (2)$$

в котором  $1 - \varepsilon$  – вероятность выживания кванта при однократном рассеянии (альбеде однократного рассеяния, принятое равным 0.5),  $H(\eta)$  – функция Амбарцумяна<sup>3</sup>, удовлетворяющая нелинейному уравнению:

$$H(\eta) = 1 + \frac{1 - \varepsilon}{2} \eta H(\eta) \int_0^1 \frac{H(\eta')}{\eta + \eta'} d\eta'. \quad (3)$$

Ниже при расчетах коэффициента отражения были использованы таблицы функции Амбарцумяна из книги Соболева [32].

Обозначим через  $i$  угол между осью симметрии аккреционного диска и лучом зрения. При определении углов, входящих в соотношения для коэффициента отражения  $\rho$ , следует учесть, что максимальная геометрическая толщина диска в зоне сублимации пыли  $H_m$  много меньше расстояния до звезды. В этом случае можно принять, что каждый элемент поверхности зоны испарения пыли освещается звездой под углом  $70^\circ$  к нормали к поверхности и  $\zeta = 0.34$ . В результате коэффициент отражения в (2) становится функцией одной переменной:  $\rho(\eta) = \rho(\eta, \zeta = 0.34)$ . Если воспользоваться обозначениями рис. 1, то для любого элемента поверхности зоны испарения можно получить следующее выражение для косинуса угла рассеяния в направлении на наблюдателя:

$$\eta(\phi) = \zeta \sin i \cos \phi + \cos i \sin \theta_0, \quad (4)$$

где  $i$  – угол между осью симметрии диска и направлением на наблюдателя.

Обозначим через  $u(s)$  скорость кеплеровского движения элемента конической поверхности на

внутренней границе диска на расстоянии  $s$  от вершины конуса (см. рис. 1), а через  $v'$  частоту излучения, смещенную из-за эффекта Доплера при рассеянии элементарным участком этой поверхности с координатами  $\phi$ ,  $s$ . Нетрудно показать, что

$$v'(s, \phi) = v \left( 1 + \frac{u(s)}{c} \sin i \sin \phi \right). \quad (5)$$

Здесь

$$u(s) = u_K(\omega(s_0)/\omega(s))^{1/2}, \quad (6)$$

где  $\omega(s) = r_0 + s \sin \theta_0$ .

С учетом этого выражение для интенсивности излучения, рассеянного всей видимой частью поверхности зоны испарения пыли, может быть записано в виде:

$$I(v) = \frac{2}{\pi} \int_0^{s_0} r(s) ds \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{L_*(v')}{4\pi r(s)^2} \rho(\eta(\phi)) \eta(\phi) \zeta d\phi, \quad (7)$$

$$r(s) = (s^2 + r_0^2 + 2sr_0 \sin \theta_0)^{1/2}, \quad (8)$$

где  $r_0 = r(s = 0)$ .

При вычислениях шаг интегрирования по  $\phi$  в формуле (7) был принят равным  $5^\circ$ . Интеграл по  $s$  был разбит на три зоны таким образом, чтобы их вклад в рассеянное излучение был одинаков. Значение локальной кеплеровской скорости в каждой зоне принималось для ее центра. Полученные спектры нормированы на единицу в континууме.

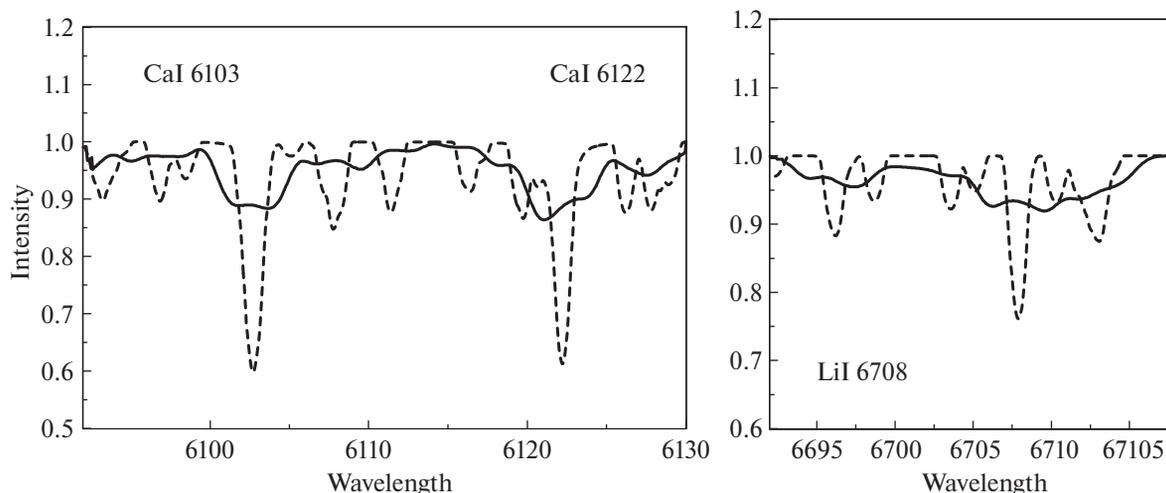
#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе приведенных выше соотношений были рассчитаны спектры рассеянного излучения в нескольких спектральных интервалах для трех звезд типа UX Ori: CQ Tau, BF Ori и UX Ori, а также для звезды типа Т Тельца RW Aur. В табл. 1 приведены параметры этих звезд по данным Rodriguez et al. [33] и Ростопчиной [34]. Скорости вращения  $v \sin i$  для звезд типа UX Ori взяты из статьи Гринина и др. [35]. В качестве исходных спектров были приняты синтетические спектры рассматриваемых звезд, рассчитанные на основе моделей звездных атмосфер Куруча [36] с использованием параметров, приведенных в табл. 1, и базы данных VALD [37–39]. Спектры расширены вращением звезд с использованием программы SynthV Цымбала [40]. Угол наклона  $i$  принят равным  $55^\circ$  для RW Aur [41] и  $70^\circ$  для звезд типа UX Ori [13].

##### 4.1. RW Aur

На рис. 2 приведены два участка синтетического спектра RW Aur в ярком состоянии и во время глубокого минимума, когда прямое излучение

<sup>3</sup> Как и в [19], мы используем здесь обозначение этой функции, введенное Чандрасекаром [31], поскольку буква  $\phi$ , которой эта функция обозначается в российской и советской литературе по переносу излучения, используется нами для обозначения азимута.



**Рис. 2.** Модели спектра рассеянного излучения RW Aur в окрестностях линий Ca I и Li. Штриховая линия – синтетический спектр звезды (что соответствует яркому состоянию); сплошная линия – синтетический спектр рассеянного излучения (что соответствует глубокому минимуму).

звезды полностью блокировано пылевым облаком и звезда наблюдается в рассеянном свете. Видно, что фотосферные линии в минимуме блеска сильно расширены при рассеянии на внутренней границе пылевого диска. В результате соседние линии поглощения в спектре звезды блендируют друг друга, что приводит к исчезновению узких фотосферных линий.

Расчеты показали, что широкие фотосферные линии, расширенные эффектом Штарка, почти не меняются при рассеянии движущейся пылью. Исключение составляет узкие ядра таких линий, которые замыкаются, как при вуалировании непрерывным спектром.

#### 4.2. Звезды типа UX Ori

На рис. 3 показан участок синтетического спектра с линиями Fe II двух звезд типа UX Ori. Один из них принадлежит звезде BF Ori, являющейся самой медленно вращающейся звездой этого типа<sup>4</sup>:  $V \sin i = 40$  км/с. Светимость этой звезды значительно больше, чем у RW Aur. Поэтому зона испарения пыли находится дальше от звезды и имеет значительно меньшую скорость кеплеровского вращения. Тем не менее из-за низкой скорости вращения самой звезды эффект рассеяния на внутренней границе пылевого диска создает ощутимые изменения в исходном спектре: фотосферные линии становятся заметно шире и мельче по сравнению с внезатменным спектром.

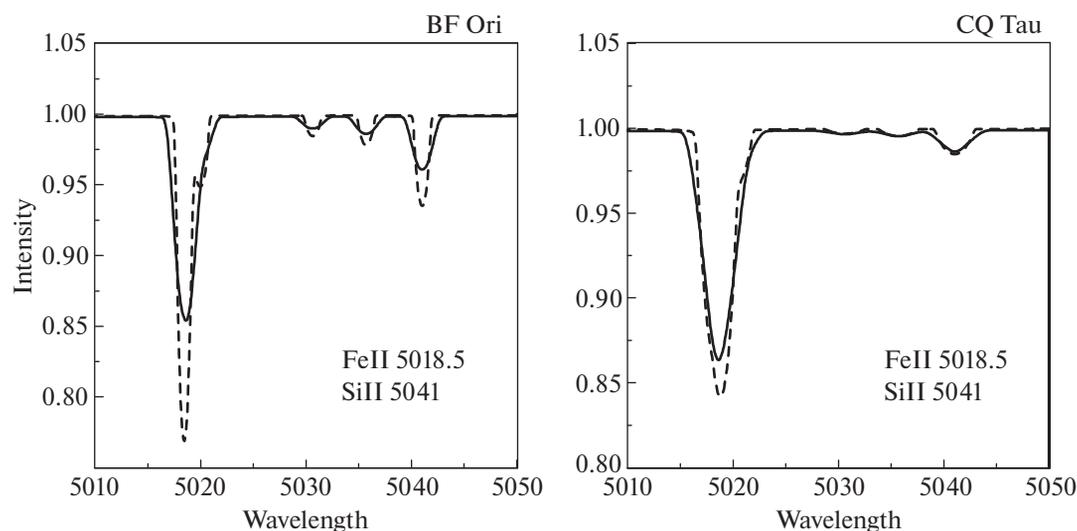
<sup>4</sup> Возможные причины замедленного вращения BF Ori обсуждаются в статье [42].

CQ Tau вращается значительно быстрее по сравнению с RW Aur. Кеплеровская скорость в зоне сублимации пыли у этой звезды также заметно больше, чем у BF Ori. В результате, как видно из рис. 3, фотосферные линии в спектре рассеянного излучения CQ Tau лишь ненамного шире по сравнению с внезатменным спектром.

Кроме этих звезд мы рассчитали также фрагменты спектра рассеянного излучения UX Ori. Радиус зоны сублимации пыли у этой звезды почти такой же, как у BF Ori. Однако в отличие от нее UX Ori относится к числу быстро вращающихся звезд этого семейства (см. табл. 1). Поэтому уширение линий в спектре ее рассеянного излучения оказалось незначительным и мы его здесь не приводим. Аналогичный результат получен также для другой быстро вращающейся звезды этого семейства RR Tau.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты подтверждают сделанный ранее в [19] вывод о сильном искажении фотосферного спектра звезд типа Т Тельца во время затмений околозвездными пылевыми структурами. Причина такого искажения очень проста: благодаря сравнительно небольшой светимости этих звезд, внутренняя граница пылевого диска подходит близко к магнитосфере звезды и вращается с большой скоростью, намного превышающей скорость вращения самих звезд. Когда прямое излучение звезды во время затмения блокировано, наблюдатель регистрирует рассеянное излучение, исходящее преимущественно от внутренней области диска. Широкие и мелкие по глубине линии поглощения в спектре рассеянного излучения блендируют друг друга и образу-



**Рис. 3.** Модели спектра рассеянного излучения звезд типа UX Ori CQ Tau и BF Ori в окрестности линии Fe II 5018 Å. Штриховая линия – синтетический спектр звезды (что соответствует яркому состоянию); сплошная линия – синтетический спектр рассеянного излучения (что соответствует глубокому минимуму).

ют квазиконтинуум. При этом широкие фотосферные линии, такие как линии бальмеровской серии, расширенные эффектами давления (Штарк-эффект, уширение Ван дер Вальса), меняются за счет рассеянного излучения незначительно. Подобная трансформация фотосферного спектра наблюдалась Факкини и др. [20] и Таками и др. [21] во время глубокого минимума RW Aur. Обсуждая возможные причины исчезновения фотосферного спектра, авторы этих работ не нашли (как они пишут) приемлемого объяснения наблюдавшемуся ими явлению. Между тем, эффект, который они наблюдали, был предсказан в статье [19].

Другим объектом, в спектре которого наблюдался эффект уширения фотосферных линий поглощения в глубоком минимуме блеска, является звезда типа UX Ori RZ Psc [43]. По своим спектральным характеристикам она близка к семейству звезд типа WTTS (weak line T Tauri star) и интересна тем, что окружена не диском, а газопылевым кольцом, внутренняя граница которого находится на расстоянии 0.5–0.7 а.е. от звезды [44, 45]. За пределами этого кольца, на проекционном расстоянии 23 а.е. от звезды Кеннеди и др. [45] обнаружили маломассивный компаньон с массой  $0.12M_{\odot}$ .

В нашей статье мы ограничились моделированием спектра рассеянного излучения фотосферы звезды и не рассматривали рассеянное излучение эмиссионных линий, наблюдаемых в спектрах молодых звезд. Ширина многих из этих линий сравнима со скоростью кеплеровского вращения в окрестностях звезд. Опираясь на результаты моделирования спектра рассеянного излучения

быстровращающихся звезд типа UX Ori, можно определенно сказать, что эффект уширения эмиссионных линий при рассеянии будет незначительным. Несмотря на это, присутствие рассеянного излучения диска можно наблюдать и в этом случае по изменению параметров поляризации при обходе по контуру эмиссионной линии (см. [46] и цитированную там литературу).

Следует отметить, что кроме пылевого диска излучение молодой звезды может рассеиваться также в магнитоцентрическом дисковом ветре. Он стартует с поверхности диска и кроме газа содержит также мелкую пыль [47]. Вследствие этого ближайшие к диску области ветра могут быть непрозрачными для излучения звезды и могут быть источником дополнительного рассеянного излучения. В отличие от диска, в дисковом ветре присутствуют два компонента скорости – тангенциальный и направленный от звезды полоидальный компонент. В этом случае, как показывает анализ [19, 48], фотосферные линии не только расширяются дифференциальным вращением ветра, но и смещаются в длинноволновую сторону. Такое смещение линий в минимуме блеска RW Aur действительно наблюдалось Факкини и др. [20] и Катами и др. [21]. Следует также отметить, что в работе Петрова и др. [49] (см. статью Додина и др. [50]) гипотеза об экранировании RW Aur собственным дисковым ветром рассматривалась в качестве возможной причины наблюдавшегося затмения этой звезды.

Кроме обсуждаемых здесь изменений характеристик фотосферного спектра звезд типа UX Ori в глубоких минимумах блеска, в такие моменты на фоне ослабленного спектра звезды могут по-

явиться эмиссионные линии, принадлежащие протопланетному диску или дисковому ветру, которые не обнаруживаются в ярком состоянии звезд из-за их слабости. На это указывают спектральные наблюдения Роджерс и др. [51] в глубоких минимумах RR Tau, во время которых в спектре звезды появились не наблюдавшиеся ранее эмиссии в линиях некоторых металлов. Наблюдения и моделирование таких линий могут дать ценную информацию о структуре газовой атмосферы протопланетных дисков.

Суммируя изложенное выше, мы можем сказать, что получение высококачественных спектров звезд типа UX Ori во время затмений является весьма важной наблюдательной задачей, которая до сих пор решена лишь в сильно ограниченном виде из-за непредсказуемости таких событий. Такие спектры позволят получить новую информацию о структуре и динамическом состоянии вещества в околозвездном окружении молодых звезд и построить их более совершенные модели.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы благодарны Министерству высшего образования и науки РФ за финансовую поддержку грантом № 075-15-2020-780.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *W. Herbst, D. K. Herbst, E. J. Grossman, and D. Weinstein*, *Astron. J.* **108**, 1906 (1994).
2. *V. P. Grinin*, *Soviet Astron. Letters* **14**, 27 (1988).
3. *V. P. Grinin, N. N. Kiselev, G. P. Chernova, N. Kh. Minikulov, and N. V. Voshchinnikov*, *Astrophys. Space Sci.* **186**, 283 (1991).
4. *N. N. Kiselev, N. Kh. Minikulov, and G. P. Chernova*, *Astrophysics* **34**, 175 (1991).
5. *V. P. Grinin and A. N. Rostopchina*, *Astron. Rep.* **40**, 171 (1996).
6. *A. N. Rostopchina, V. P. Grinin, A. Okazaki, P. S. The, S. Kikuchi, D. N. Shakhovskoy, and N. Kh. Minikulov*, *Astron. and Astrophys.* **327**, 145 (1997).
7. *M. Vioque, R. D. Oudmaijer, D. Baines, I. Mendigutia, and R. Perez-Martinez*, *Astron. and Astrophys.* **620**, id. A128 (2018).
8. *A. Natta, V. P. Grinin, V. Mannings, and H. Ungerechts*, *Astrophys. J.* **491**, 885 (1997).
9. *A. Natta and B. Whitney*, *Astron. and Astrophys.*, **364**, 633 (2000).
10. *A. N. Rostopchina, V. P. Grinin, D. N. Shakhovskoi, A. A. Lo-mach, and N. Kh. Minikulov*, *Astron. Rep.* **51**, 55 (2007).
11. *D. N. Shakhovskoi, A. N. Rostopchina, V. P. Grinin, and N. Kh. Minikulov*, *Astron. Rep.* **47**, 301 (2003).
12. *Kreplin, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **551**, id. A21 (2013).
13. *A. Kreplin, D. Madlener, L. Chen, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, L. Tambovtseva, and M. Kishimoto*, *Astron. and Astrophys.* **590**, id. 96 (2016).
14. *K. M. Pontoppidan, C. P. Dullemond, G. A. Blake, N. J. Evans II, V. C. Geers, P. M. Harvey, and W. Spiesman*, *Astrophys. J.* **656**, 991 (2007).
15. *M. M. Alencar, S. H. P. Teixeira, P. S. Guimaraes, M. M. McGinnis, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **519**, id. A88 (2010).
16. *P. T. McGinnis, S. H. P. Alencar, M. M. Guimaraes, A. P. Sousa, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **577**, id. A11 (2015).
17. *E. Nagel and J. Bouvier*, *Astron. and Astrophys.* **643**, id. 157 (2020).
18. *M. Ansdell, E. Gaidos, C. Hedges, M. Tazzari, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **492**, 572 (2020).
19. *V. P. Grinin, A. S. Mitskevich, and L. V. Tambovtseva*, *Astron. Letters* **32**, 110 (2006).
20. *S. Facchini, C. F. Manara, P. C. Schneider, C. J. Clarke, J. Bouvier, G. Rosotti, R. Booth, and T. J. Haworth*, *Astron. and Astrophys.* **596**, id. A38 (2016).
21. *M. Takami, Y.-J. Wei, M.-Y. Chou, J. L. Karr, et al.*, *Astrophys. J.* **820**, id. 139 (2016).
22. *A. Natta, T. Prusti, R. Neri, V. P. Grinin, and V. Mannings*, *Astron. and Astrophys.* **371**, 186 (2001).
23. *P. G. Tuthill, G. Peter, J. D. Monnier, and W. C. Danchi*, *Nature* **409**, 1012 (2001).
24. *R. Millan-Gabet, F. P. Schloerb, and W. A. Traub*, *Astrophys. J.* **546**, 358 (2001).
25. *J. A. Eisner, B. F. Lane, R. L. Akeson, L. A. Hillenbrand, and A. I. Sargent*, *Astrophys. J.* **588**, 360 (2003).
26. *P. Dullemond, C. Dominik, and A. Natta*, *Astrophys. J.* **560**, 957 (2001).
27. *P. Dullemond and C. Dominik*, *Astron. and Astrophys.* **417**, 159 (2004).
28. *A. Tannirkulam, T. J. Harries, and J. D. Monnier*, *Astrophys. J.* **661**, 374 (2007).
29. *M. Flock, S. Fromang, N. J. Turner, and M. Benisty*, *Astrophys. J.* **835**, id. 230 (2017).
30. *В. А. Амбарцумян*, *Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз.* **3**, 97 (1942).
31. *S. Chandrasekhar*, *Radiative Transfer* (Oxford: Clarendon Press, 1950).
32. *В. В. Соболев*, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет* (М.: ГИТТЛ, 1956).
33. *J. E. Rodriguez, J. Pepper, K. G. Stassun, R. J. Siverd, P. Cargile, T. G. Beatty, and B. S. Gaudi*, *Astron. J.* **146**, id. 112 (2013).
34. *N. Rostopchina*, *Astron. Rep.* **43**, 113 (1999).
35. *V. P. Grinin, O. V. Kozlova, A. Natta, I. Ilyin, I. Tuominen, A. N. Rostopchina, and D. N. Shakhovskoy*, *Astron. and Astrophys.* **379**, 482 (2001).
36. *R. L. Kurucz*, CD-ROM 13 (1993).
37. *N. E. Piskunov, F. Kupka, T. A. Ryabchikova, W. W. Weiss, and C. S. Jeffery*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **112**, 525 (1995).
38. *F. G. Kupka, T. A. Ryabchikova, N. E. Piskunov, H. C. Stempels, and W. W. Weiss*, *Baltic Astronomy* **9**, 590 (2000).

39. *T. Ryabchikova, N. Piskunov, R. L. Kurucz, H. C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P. S. Barklem*, *Physica Scripta* **90**, id. 054005 (2015).
40. *V. Tsymbal*, in *M.A.S.S., Model Atmospheres and Spectrum Synthesis*, edited by *S. J. Adelman, F. Kupka, and W. W. Weiss*, *ASP Conf. Ser.* **108**, 198 (1996).
41. *J. E. Rodriguez, R. Loomis, S. Cabrit, T. J. Haworth, et al.*, *Astrophys. J.* **859**, 150 (2018).
42. *S. G. Shulman*, *Astrophysics* **59**, 20 (2016).
43. *I. S. Potravnov, V. P. Grinin, and N. A. Serebriakova*, *Astron. and Astrophys.* **630**, id. A64 (2019).
44. *W. J. de Wit, V. P. Grinin, I. S. Potravnov, D. N. Shakhovskoi, A. Muller, and M. Moerchen*, *Astron. and Astrophys.* **553**, id. L1 (2013).
45. *G. M. Kennedy, C. Ginski, M. A. Kenworthy, M. Benisty, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **496**, L75 (2020).
46. *J. S. Vink*, *Astrophys. Space Sci.* **357**, 98 (2015).
47. *P. Safier*, *Astrophys. J.* **408**, 115 (1993).
48. *V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva, and G. Weigelt*, *Astron. and Astrophys.* **544**, id. A45 (2012).
49. *P. P. Petrov, G. F. Gahm, A. A. Djupvik, E. V. Babina, S. A. Artemenko, and K. N. Grankin*, *Astron. and Astrophys.* **577**, id. A73 (2015).
50. *A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, A. Nadjip, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **482**, 5524 (2019).
51. *B. Rodgers, D. H. Wooden, V. Grinin, D. Shakhovsky, and A. Natta*, *Astrophys. J.* **564**, 405 (2002).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ В 1+1D ПРИБЛИЖЕНИИ

© 2022 г. Я. Н. Павлюченков<sup>1</sup>, \*, Л. А. Максимова<sup>1</sup>, В. В. Акимкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: pavyar@inasan.ru

Поступила в редакцию 30.10.2021 г.

После доработки 17.01.2022 г.

Принята к публикации 24.01.2022 г.

Нагрев центральной звездой является одним из ключевых факторов, определяющих физическую структуру протопланетных дисков. Из-за большой оптической толщины в радиальном направлении прогрев экваториальных областей диска осуществляется инфракрасным излучением с поверхности (атмосферы) диска, которая в свою очередь нагревается прямым излучением звезды. Ранее было показано, что в дисках могут возникать возмущения, распространяющиеся по направлению к звезде, что связано с эффектами перехвата излучения звезды неоднородностями на поверхности диска. В данной работе в рамках детальной 1+1D-мерной численной модели протопланетного диска исследована картина возникновения подобных волн. Найдено, что в оптически толстом к собственному излучению диске действительно формируются и распространяются по направлению к звезде поверхностные возмущения, что подтверждает выводы других авторов. Однако, в отличие от аналитических предсказаний, мы получили, что для достаточно массивных дисков тепловые волны затрагивают лишь верхние слои без существенных колебаний температуры в экваториальной плоскости. Полученные результаты свидетельствуют о необходимости изучения данной неустойчивости в рамках более согласованных гидродинамических моделей.

*Ключевые слова:* физические процессы и неустойчивости в протопланетных дисках, численное моделирование газопылевых дисков у молодых звезд

DOI: 10.31857/S000462992205005X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Решение проблемы образования звезд и планет – важная астрофизическая и мировоззренческая задача. Однако несмотря на успехи построения общей картины образования звезд и планет, детали эволюции протопланетного диска – предшественника планетной системы – и роль различных физических процессов до сих пор окончательно не выяснены. Это связано, прежде всего, с многообразием физических процессов в протопланетных дисках и их сложным взаимодействием. В протопланетных дисках реализуются условия для возникновения самых разнообразных динамических неустойчивостей, развитие которых может влиять как на наблюдательные проявления, так и на общую эволюцию дисков.

Недавние наблюдения, проведенные на комплексе телескопов ALMA, показали, что распределения поверхностной плотности не соответствуют гладким степенным законам, часто используемым теоретиками. Напротив, в масштабах от десятков до сотен а.е. повсеместно встречаются яркие кольца и темные промежутки

[1–3]). На данный момент эти кольца и провалы чаще всего объясняются влиянием невидимых планет [4–8]. Однако было предложено множество альтернативных сценариев для объяснения этих особенностей. Одним из них является неустойчивость, связанная с затенением звездного излучения поверхностными неоднородностями диска.

Эта неустойчивость (в англоязычных изданиях известная как “Irradiation Instability” или “Thermal Wave Instability”) может приводить к возникновению поверхностных волн, бегущих по направлению к звезде, и кольцеобразных структур в околос звездных дисках [9–12]. Механизм развития данной физической неустойчивости следующий. Если на поверхности диска образуется небольшой выступ, то освещенная сторона выступа, обращенная к звезде, получает больше звездного света, чем невозмущенная поверхность, и сильнее нагревается. Нагретые элементы выступа прогревают своим излучением более нижние слои диска, в результате чего образовавшийся выступ приподнимается еще сильнее. Поскольку обращенная к звезде сторона выступа на-

гревается сильнее обратной стороны выступа, то возмущение также начинает перемещаться по направлению к звезде.

За последнее время достигнут заметный прогресс в изучении данной неустойчивости (см. [13, 14]). В частности, в работе [14] в рамках аналитического приближения показано, что эта неустойчивость действительно имеет место, причем ключевую роль в ее развитии играет детальный учет зависимости  $H/h$  от расстояния (где  $H$  – оптическая высота диска,  $h$  – характерная гидростатическая шкала). Авторы статьи [14] помимо аналитической модели представили также и полуаналитическую модель, в которой для расчета эволюции экваториальной температуры использованы результаты расчета функции нагрева с помощью кода переноса излучения RADMC-3D.

Целью данной работы является исследование поверхностной тепловой неустойчивости в рамках более детальной численной модели протопланетного диска, в которой одновременно решается задача переноса излучения звезды в двумерном вертикальном срезе и учитывается нестационарность тепловой структуры диска на всем вертикальном масштабе диска.

## 2. КВАЗИГИДРОСТАТИЧЕСКАЯ 1+1D МОДЕЛЬ ПРОТОПЛАНЕТНОГО ДИСКА

Для расчета эволюции диска за основу взята модель из работ [15–17]. В данной модели решается задача переноса излучения, при этом учитывается нагрев звездным и межзвездным излучением, а также диффузия теплового (инфракрасного) излучения самого диска. Совместно с расчетом температуры происходит восстановление вертикальной структуры диска. Диффузия теплового излучения в модели рассчитывается только в вертикальном ( $z$ ) направлении. Для ее моделирования решается система моментных уравнений переноса в эддингтоновском приближении:

$$c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_P c(E - aT^4) + S, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{c}{3\rho\kappa_R} \frac{\partial E}{\partial z} \right) = -\kappa_P c(E - aT^4), \quad (2)$$

где  $T$  – температура среды,  $E$  – плотность лучистой энергии,  $z$  – вертикальная координата,  $\rho$  – объемная плотность,  $c_V$  – теплоемкость газопылевой среды,  $c$  – скорость света,  $a$  – постоянная Стефана,  $\kappa_P$  [см<sup>2</sup>/г] – коэффициент поглощения, усредненный по Планку (на ед. массы газопылевой среды),  $\kappa_R$  [см<sup>2</sup>/г] – коэффициент поглощения, усредненный по Росселанду,  $S$  [эрг/с/г] – функция нагрева (на ед. массы газопылевой сре-

ды) звездным и межзвездным излучением,  $S = S^* + S_{bg}$ .

Интенсивность ультрафиолетового излучения, необходимая для вычисления функции нагрева звездным излучением  $S^*$ , вычисляется для каждой ячейки путем прямого интегрирования уравнения переноса излучения от звезды до рассматриваемого элемента среды по всему диску. Эта двумерная процедура отличается от метода, описанного в работе [15], где сделано предположение о постоянстве угла между направлением на звезду и поверхностью диска, и тем самым задача там сводилась к одномерной. В модифицированном методе при интегрировании уравнения переноса вдоль луча находятся все его пересечения с границами ячеек (см. рис. 1), что используется для точного вычисления полной оптической толщины.

Принципиальным моментом при вычислении функции нагрева звездным излучением в рамках нашей 1+1D-мерной модели является учет радиального градиента плотности внутри ячейки. В нашей модели функция нагрева  $s^*$  [эрг см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup>] звездным излучением вычисляется следующим образом:

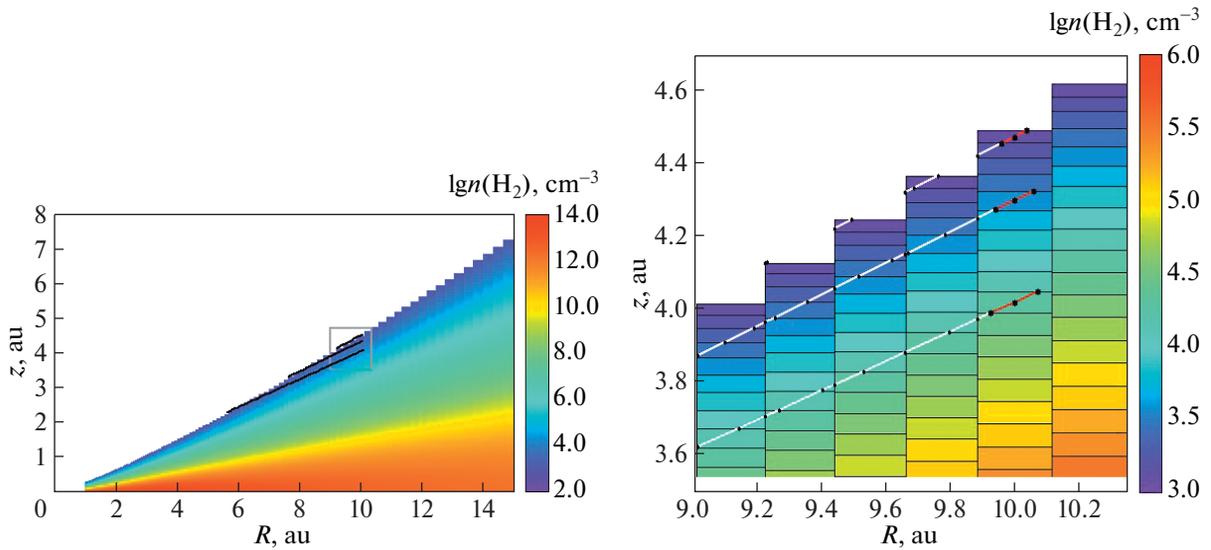
$$s^* = \rho^* \kappa \frac{L \exp(-\tau)}{4\pi R^2} \left( \frac{1 - \exp(-\Delta\tau)}{\Delta\tau} \right), \quad (3)$$

где  $L$  – светимость звезды,  $\kappa$  [см<sup>2</sup>/г] – коэффициент поглощения звездного излучения,  $R$  – радиальное расстояние от звезды до центра ячейки,  $\tau$  – полная оптическая толщина на луче зрения до момента вхождения луча в ячейку,  $\Delta\tau = \kappa\rho^* \Delta l$  – оптическая толщина самой ячейки вдоль луча,  $\Delta l$  – длина отрезка луча внутри ячейки,  $\rho^* = \frac{1}{4}(\rho_L + 2\rho_i + \rho_R)$  – усредненная плотность вдоль луча. При выводе формулы (3) из формального решения уравнения переноса излучения предполагалось, что плотность вдоль луча внутри ячейки линейно изменяется от  $\rho_L$  до  $\rho_i$  и от  $\rho_i$  до  $\rho_R$  (см. схему на рис. 2). Значения  $\rho_L$  и  $\rho_R$ , в свою очередь, вычисляются с помощью линейной интерполяции плотности между центром текущей ячейки и центрами прилегающих слева и справа ячеек:

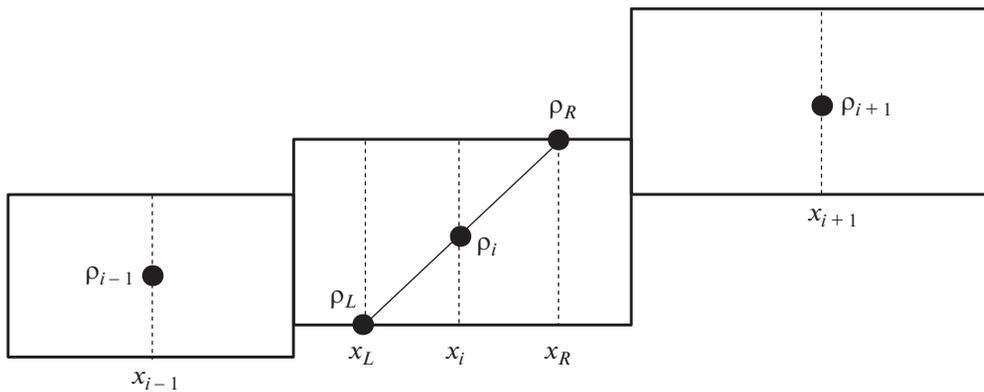
$$\rho_L = \rho_i + \frac{x_i - x_L}{x_i - x_{i-1}} (\rho_{i-1} - \rho_i), \quad (4)$$

$$\rho_R = \rho_i + \frac{x_R - x_i}{x_{i+1} - x_i} (\rho_{i+1} - \rho_i). \quad (5)$$

Таким образом, при вычислении функции нагрева вместо центральной плотности в ячейке (которая в процедуре расчета вертикальной структуры диска предполагается постоянной внутри ячейки) берется усредненное определен-



**Рис. 1.** Иллюстрация процесса трассировки на используемой дискретной сетке. При интегрировании уравнения переноса излучения вдоль луча зрения от звезды до текущей ячейки находятся все пересечения луча с границами ячеек (показаны черными точками на правой панели), что используется для точного вычисления полной оптической толщины. Конечные отрезки лучей, принадлежащих ячейкам, в которых вычисляется нагрев, выделены красным цветом.



**Рис. 2.** Схема, поясняющая вычисление функции нагрева в ячейке.

ным образом по соседним ячейкам значение. При отсутствии такого (или более точного) усреднения ячейки с большими  $R$  не будут влиять на ячейки с меньшими  $R$ , и, как следствие, будет отсутствовать исследуемый нами механизм возникновения тепловой волны, бегущей снаружи внутрь. При учете интерполяции плотности потенциальный механизм возникновения волновой неустойчивости становится следующим. Рассмотрим два соседних столбца, один из которых назовем внутренним, другой – внешним. Пусть внешний столбец нагревается, тогда плотность  $\rho_{i+1}$  в его верхних слоях возрастает, т.к. возрастает характерная шкала высоты диска. Повышение плотности во внешних ячейках приводит к росту усредненной плотности  $\rho^*$  в прилегающих внут-

ренних ячейках, что ведет к увеличению  $s^*$ . Дальнейшее развитие процесса будет зависеть от характерных тепловых времен и геометрических особенностях перехвата излучения внутренним столбцом.

Нагрев межзвездным УФ-излучением рассчитывался нами по формуле:

$$S_{bg} = \kappa_{uv} W \sigma T^4 \exp(-\tau) \left( \frac{1 - \exp(-\Delta\tau)}{\Delta\tau} \right), \quad (6)$$

где  $\kappa_{uv}$  – коэффициент поглощения для межзвездного излучения,  $W = 10^{-14}$ ,  $T_{bg} = 10^4$  К – диллюция и температура межзвездного излучения,  $\tau$  – оптическая толщина от поверхности диска до текущего элемента объема вдоль вертикального

направления,  $\Delta t$  — оптическая толщина текущего элемента,  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана. Нагрев межзвездным излучением включен в модель, поскольку он может быть сопоставим с нагревом от звезды во внешних частях диска в моменты затмений звезды на возникающих неоднородностях поверхности диска.

Решение системы уравнений (1), (2) находится с использованием полностью неявной схемы, принцип построения которой аналогичен численной схеме для решения квазилинейного уравнения теплопроводности с переменными коэффициентами, описанной в книге Н.Н. Калиткина “Численные методы” [18]. При линеаризации уравнений и использовании метода Ньютона итерации могут расходиться при достаточно высоком шаге по времени. Именно такая ситуация иногда (но достаточно редко) встречается и в нашем случае. В случае расходимости итерационного процесса Ньютона мы используем процедуру дробления шага по времени. Используемый метод позволяет рассчитывать тепловую эволюцию во всех участках диска, включая оптически толстые области, в которых характерные времена процессов нагрева и охлаждения сопоставимы с динамическими временами.

Метод моделирования тепловой структуры в данной модели тесно связан с методом восстановления вертикальной структуры диска в предположении локального гидростатического равновесия, которое находится из следующего уравнения:

$$\frac{k_B}{\mu_g m_H} \frac{d(\rho T)}{\rho dz} = -\frac{GM_*}{r^3} z, \quad (7)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\mu_g = 2.3$  — средний молекулярный вес,  $m_H$  — атомная единица массы,  $G$  — гравитационная постоянная,  $M_*$  — масса звезды. Отметим, что при восстановлении вертикальной структуры диска мы не учитываем самогравитацию диска, что оправдано для параметров диска, используемых в данной работе. Расчет вертикальной структуры диска позволяет получить полную информацию о распределении плотности и температуры в диске. Для решения уравнения гидростатического равновесия также используется неявный метод.

Принципиальным условием эффективности работы этих методов является оптимальный выбор пространственной сетки в  $z$ -направлении. Пространственная сетка должна отслеживать все заранее неизвестные особенности решения (градиенты плотности и температуры) с учетом существенного ограничения на количество ячеек и больших интервалов плотности газа (до 10 порядков). Нами разработан алгоритм построения и адаптивной модификации такой сетки, основан-

ный на приближенном быстром решении уравнения гидростатического равновесия. Данный метод восстановления вертикальной структуры диска с расчетом переноса излучения был тщательно протестирован и сопоставлен с другими методами. В стационарном режиме распределения температуры хорошо согласуются с результатами моделирования структуры диска, полученными другими авторами. В нестационарном режиме характерные времена прихода к тепловому равновесию соответствуют аналитическим оценкам. Более подробное описание данного метода можно найти в статье [15].

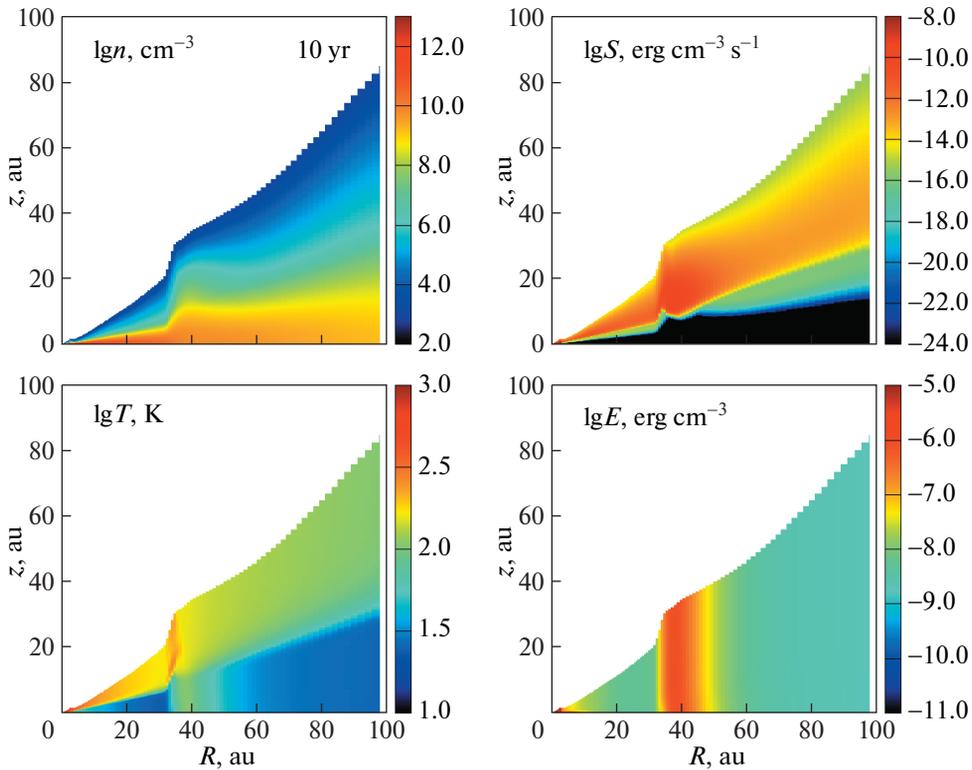
В модели предполагается, что единственным источником непрозрачности является пыль, причем температуры газа и пыли равны. Отношение массы пыли к массе газа предполагается постоянным по всему диску и равным 0.01. Особенностью тепловой модели является использование усредненных по Планку и Росселанду непрозрачностей, зависящих от температуры. Эти коэффициенты взяты нами из работы [16], где они подробно описаны.

Основными входными параметрами модели являются масса и светимость звезды, которые мы предполагаем солнечными, а также распределение поверхностной плотности, которое выбирается нами в виде:

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left( 1 - \exp \left( - \left( \frac{R}{R_0} \right)^p \right) \right) \left( \frac{R}{R_{AU}} \right)^q, \quad (8)$$

где  $\Sigma_0$  — поверхностная плотность вблизи внутренней границы  $R_{AU}=1$  а.е.,  $q = -1$  — наклон в распределении плотности,  $R_0 = 3$  а.е.,  $p = 8$  — параметры сглаживания распределения плотности вблизи внутренней границы диска. Внутренняя и внешняя границы диска равны 1 и 100 а.е. соответственно. Отметим, что при отсутствии сглаживания распределения поверхностной плотности вблизи внутренней границы диска внутренние ячейки перехватывают большую часть излучения звезды и сильно влияют на структуру и эволюцию диска, затрудняя анализ непосредственно самой поверхностной неустойчивости. Начальное состояние диска рассчитывается нами в предположении о постоянном угле вхождения излучения в диск в рамках тепловой модели [15]. Шаг по времени выбран постоянным и равным 0.1 года, что меньше характерных тепловых времен при используемых параметрах модели. Расчет проводится на сетке 200 радиальных  $\times$  120 вертикальных ячеек.

Отметим, что преимуществом этой численной модели перед используемой в работе [14] аналитической моделью является рассмотрение детальной двумерной структуры диска. При этом проводится расчет нагрева диска УФ-излучением звезд



**Рис. 3.** Структура модельного протопланетного диска при  $\Sigma_0 = 10^2 \text{ г/см}^3$  на момент времени 10 лет после начала эволюции. Показаны распределение логарифма концентрации газа (слева сверху), логарифма температуры (слева снизу), логарифма функции нагрева УФ-излучением (справа сверху), логарифма плотности энергии ИК-излучения (справа снизу).

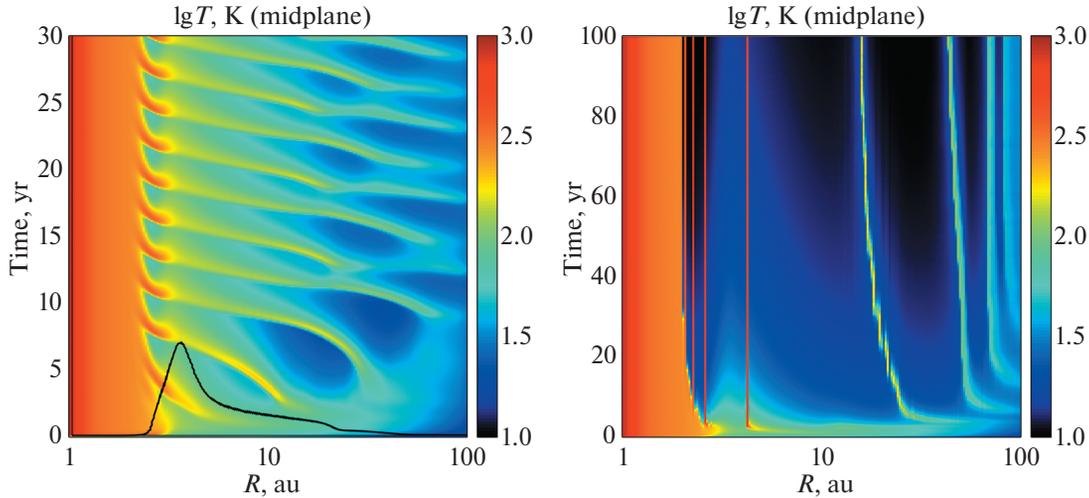
ды с помощью прямого интегрирования переноса излучения звезды, а также моделирование диффузии собственного теплового излучения в вертикальном направлении.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование эволюции диска в рамках описанного 1+1D-приближения показывает, что в диске самопроизвольно возникают возмущения, бегущие по направлению к звезде. Характеристики этих возмущений сильно зависят, в частности, от заданной поверхностной плотности диска. Рассмотрим результаты моделирования для диска с  $\Sigma_0 = 10^2 \text{ г/см}^3$  (соответствующая масса диска  $7 \times 10^{-3} M_\odot$ ). На рис. 3 приведена структура диска (распределения плотности, температуры, функции нагрева УФ-излучением и плотности энергии ИК-излучения) на момент времени 10 лет после начала эволюции диска. В окрестности 35 а.е. видно возмущение в форме излома в распределении плотности, за этим изломом (фронтом) происходит увеличение характерной высоты диска. Развертка результатов моделирования по времени показывает, что данное возму-

щение распространяется снаружи внутрь. За фронтом отчетливо видно повышение функции нагрева звездным излучением в верхних слоях атмосферы, что связано с менее острым углом вхождения звездного излучения в диск. Максимуму функции нагрева в окрестности возмущения соответствует и максимум температуры. Температура также повышена в экваториальных слоях диска на некотором отдалении от излома. Это связано с конечным временем прогрева внутренних слоев ИК-излучением поверхностных слоев. В окрестности возмущенного слоя повышена плотность энергии ИК-излучения, что также свидетельствует о большем прогреве данного слоя.

Временную эволюцию диска удобно анализировать с помощью двумерной диаграммы с зависимостью распределения экваториальной температуры от времени, изображенной на левой панели рис. 4. Бегущие внутрь волны хорошо на ней выделяются, им соответствуют максимумы, перемежающиеся справа налево с увеличением времени. Волны распространяются от внешней границы диска до области  $\approx 3$  а.е., которая прозрачна к УФ-излучению звезды (из-за малой плотности за счет сглаживания распределения  $\Sigma(R)$ ). На данной диаграмме также построено распределе-



**Рис. 4.** Левая панель: эволюция распределений экваториальной температуры  $T_m$  для модели диска  $\Sigma_0 = 10^2 \text{ г/см}^3$ . По горизонтальной оси – расстояние до звезды в а.е., по вертикальной оси – время в годах. Черный профиль соответствует зависимости характерного теплового времени  $t_{\text{therm}}$  от расстояния для момента времени 30 лет. Правая панель: эволюция  $T_m$  для модели, в которой отсутствует интерполяция плотности в радиальном направлении при вычислении темпа нагрева звездным излучением.

ние характерного теплового времени, вычисленного по формуле:

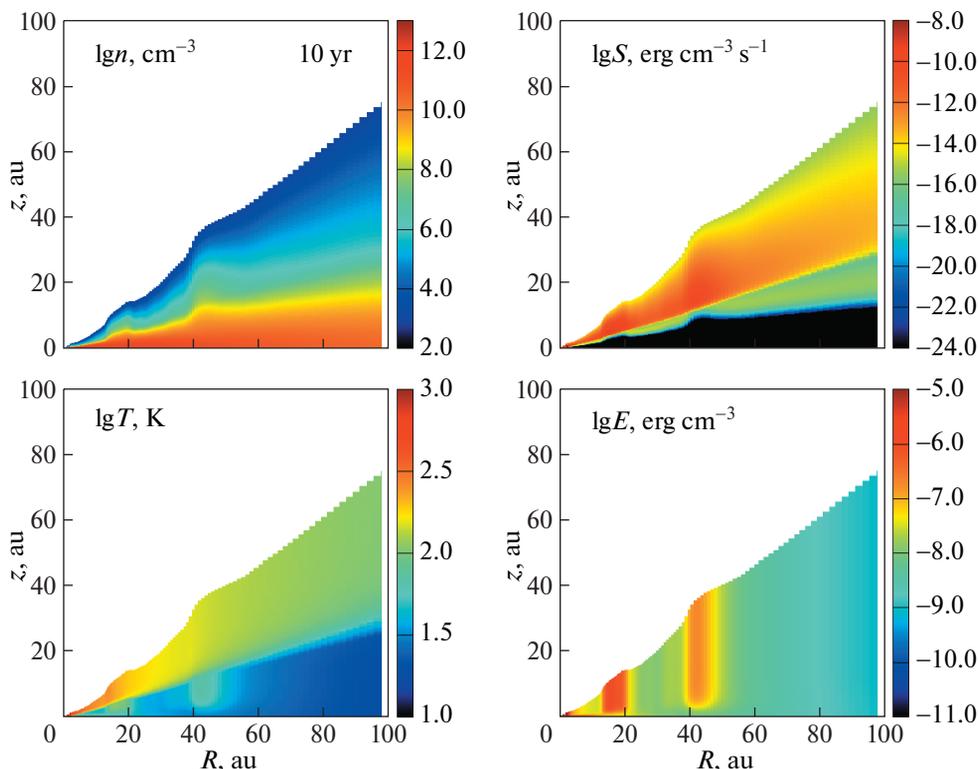
$$t_{\text{therm}} = \frac{3c_p \Sigma \cdot \tau_{\text{IR}}}{8 \sigma T_m^3}, \quad (9)$$

где  $\tau_{\text{IR}} = \kappa_p \Sigma$  – оптическая толщина в вертикальном направлении для собственного теплового излучения,  $T_m$  – экваториальная температура,  $c_p$  – удельная теплоемкость,  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана. Формула (9) получена в предположении, что диск является оптически толстым к собственному тепловому излучению, и служит оценкой для характерного времени нагрева (или охлаждения) экваториальных слоев до температуры  $T_m$ . Периодичность возникновения волн,  $\approx 3$  года, близка к максимальному характерному тепловому времени  $\approx 7$  лет, т.е. возмущенные области диска действительно успевают прогреваться до экваториальных слоев.

На правой панели рис. 4 показана эволюция экваториальной температуры для модели диска с теми же параметрами, но в которой отсутствует интерполяция плотности в радиальном направлении при вычислении темпа нагрева звездным излучением, т.е. где принято  $\rho^* = \rho_i$ , см. ф-лу (3). В данном случае в диске возникают несколько горбов, перехватывающих излучение звезды и затеняющих расположенные за ними области. Медленное движение этих горбов по направлению к звезде на начальных этапах эволюции связано с процессами установления самосогласованного решения на интервале характерных тепловых

времен диска. Регулярных поверхностных волн в такой модели не возникает. Этот расчет показывает важность использования высоких порядков аппроксимации при интегрировании уравнения переноса излучения в данной задаче.

На рис. 5 приведены распределения физических величин для модели с увеличенной на порядок поверхностной плотностью,  $\Sigma_0 = 10^3 \text{ г/см}^3$ , на момент времени 10 лет от начала эволюции. Структура данного диска неоднородная, в распределении плотности энергии ИК-излучения можно выделить два возмущения: в окрестности 10 и 40 а.е. Морфология данных возмущений в целом повторяет картину, описанную для предыдущей модели. Однако в отличие от предыдущей модели область прогрева в окрестности возмущений не достигает экваториальной плоскости. Это хорошо видно из левой верхней панели рис. 6, где показана эволюция распределения экваториальной температуры в первые 20 лет. На данной диаграмме волны не проявляются, за исключением слабых осцилляций в окрестности 3 а.е. Бегущие внутрь волны, однако, хорошо просматриваются на распределениях поверхностной температуры (левая нижняя панель рис. 6) и температуры на половине поверхностной плотности до экватора (правая верхняя панель рис. 6). На рассматриваемом временном интервале возмущения зарождаются в окрестности 20 а.е. и распространяются внутрь примерно за 3 года. По мере приближения к внутренней границе диска скорость распространения возмущений уменьшается. Период прохождения этих волн существенно короче ха-



**Рис. 5.** Структура модельного протопланетного диска при  $\Sigma_0 = 10^3 \text{ г/см}^3$  на момент времени 10 лет после начала эволюции.

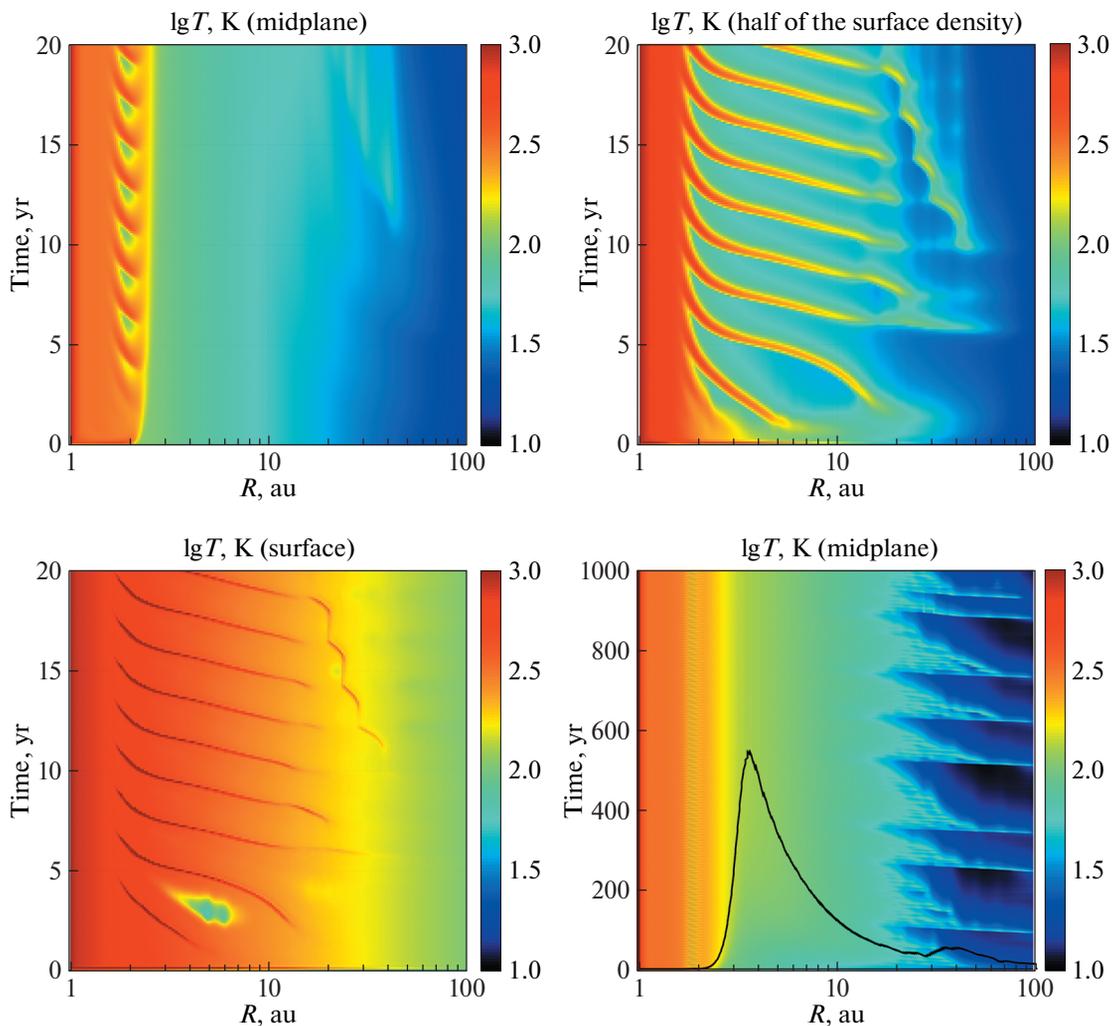
рактерного теплового времени  $t_{\text{therm}}$ , рассчитанного для всей толщи диска. Это видно из правой нижней панели рис. 6, где построено распределение характерного теплового времени для всей толщи диска. Видно, что время  $t_{\text{therm}}$  составляет сотни лет для области между 3 и 20 а.е. На той же панели приведена эволюция экваториальной температуры диска в течение 1000 лет, т.е. на временах, сопоставимых с характерным тепловым временем диска. На данной диаграмме волны внутри 20 а.е. также не отождествляются, однако видны квазипериодические возмущения с периодом возникновения  $\approx 100$  лет, распространяющиеся внутрь с внешней границы диска. Очевидно, что волны во внешней области диска отождествляются на распределении экваториальной температуры в связи с тем, что характерные тепловые времена в этой области существенно меньше, чем в более внутренних частях, т.е. диск, будучи возмущенным на поверхности в этих областях, успевает прогреться вплоть до экватора.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью данной работы являлась проверка возможности самопроизвольного возбуждения поверхностных тепловых волн в протопла-

нетных дисках. Для достижения этой цели мы модифицировали разработанную нами ранее 1+1D модель диска, включив в нее более точный (двумерный) расчет нагрева диска излучением звезды. В модифицированной модели нагрев рассчитывается с помощью интегрирования уравнения переноса вдоль всего диска и учитывается радиальный градиент плотности внутри ячейки, для которой вычисляется функция нагрева. Это позволяет учесть геометрические эффекты, имеющие принципиальное значение для данной задачи. Результаты моделирования показали, что в диске действительно развивается неустойчивость, приводящая к появлению возмущений, распространяющихся снаружи внутрь. Тем самым мы подтверждаем вывод о возможности самопроизвольного возбуждения поверхностных тепловых волн в протопланетных дисках, полученный ранее другими авторами.

В текущей модели диска мы сосредоточились на изучении возникновения тепловых поверхностных волн по возможности “в чистом виде” в связи с тем, что до сих пор существуют вопросы их формирования. Поэтому многие процессы, существенные для эволюции диска, в данной модели не учтены. В частности, мы не учитываем внутренний вязкий нагрев, который может играть



**Рис. 6.** Эволюция распределений температуры для модели диска с  $\Sigma_0 = 10^3 \text{ г/см}^3$ . Левая верхняя панель: экваториальная температура в течение 20 лет. Левая нижняя панель: температура поверхности диска. Правая верхняя панель: температура на половине поверхностной плотности от верхней границы диска до экватора. Правая нижняя панель: долговременная эволюция экваториальной температуры в течение 1000 лет. Черной кривой показана зависимость характерного теплового времени  $t_{\text{therm}}$  от расстояния.

важную роль в эволюции диска, обеспечивая нерегулярный режим аккреции. Этот эффект изучен нами ранее в работах [16, 17]. Пренебрегая вязким нагревом, мы фактически предполагаем малый темп аккреции вещества через диск.

Безусловно, при температурах порядка тысяч градусов предположение нашей модели о том, что непрозрачность вещества обусловлена только пылью, не выполняется. При таких температурах становятся важным испарение пыли, т.е. основной вклад в непрозрачность начинает вносить газ. При высоких температурах значительными становятся и другие процессы, такие как диссоциация водорода. При этом можно ожидать появление в диске различных неустойчивостей и связанной с ними сложной динамики. Это отдельная

тема, требующая детального изучения. Мы можем заметить, что при используемых параметрах модели такие высокие температуры получаются только в самых внутренних ( $< 3 \text{ а.е.}$ ) областях диска и не затрагивают более отдаленные слои, где зарождаются и начинают распространяться исследуемые нами волны.

В своей модели мы также не учитывали процессы осаждения, миграции, роста и разрушения пыли, которые играют важнейшую роль в протопланетных дисках. Их учет может существенно модифицировать или даже полностью подавить исследуемую нами неустойчивость диска, связанную с эффектами самозатенения. Отметим также, что само по себе наличие пыли приводит к своим неустойчивостям, таким как потоковая неустой-

чивость [19]. Поточковая неустойчивость сейчас становится очень популярной для объяснения процессов турбулизации и формирования зародышей планет. Изучение этих процессов – отдельное направление, для чего разрабатываются сложные динамические модели. В своей работе мы не рассматривали все эти процессы, отложив изучение их взаимодействия с исследуемой нами неустойчивостью на будущее.

Существенным отличием наших результатов от выводов аналитической модели [14] являются полученные нами характерные временные масштабы распространения возмущений. В рамках аналитической модели [14] характерное время распространения возмущений соответствует характерному тепловому времени для всей толщи диска. Этот результат закономерен, поскольку в аналитической модели высота диска определяется именно экваториальной температурой. В нашей модели времена распространения для оптически толстых дисков оказываются существенно ниже времен  $t_{\text{therm}}$ . Такая ситуация объясняется тем, что бегущие возмущения не затрагивают всю толщину диска, т.е. механизм возбуждения волн может работать в приповерхностных слоях.

Полученные результаты свидетельствуют о необходимости изучения данной неустойчивости в рамках более согласованной модели. Действительно, в основе использованного нами 1+1D подхода лежит несколько ключевых приближений, которые могут существенно исказить реальную картину. Такими приближениями являются: 1) гидростатическое равновесие в вертикальном направлении; 2) отсутствие диффузии теплового излучения в радиальном направлении; 3) отсутствие динамических эффектов, в том числе отсутствие динамической связи между областями диска в радиальном направлении. Влияние этих эффектов на возбуждение поверхностных тепловых волн необходимо исследовать в рамках двумерной или трехмерной гидродинамической модели с полноценным расчетом переноса излучения. Особое внимание в такой модели необходимо уделить деталям расчета функции нагрева звездным излучением.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90103. Работа В.В. Акимкина была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (20-1-2-20-1).

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за ценные замечания и предложения по улучшению статьи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *C. L. Brogan, L. M. Pérez, T. R. Hunter, W. R. F. Dent, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **808**, id. L3 (2015), arXiv:1503.02649 [astro-ph.SR].
2. *S. M. Andrews*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **58**, 483 (2020), arXiv:2001.05007 [astro-ph.EP].
3. *J. Huang, S. M. Andrews, C. P. Dullemond, A. Isella, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **869**, id. L42 (2018), arXiv:1812.04041 [astro-ph.EP].
4. *C. Baruteau, A. Crida, S. J. Paardekooper, F. Masset, et al.*, in *Protostars and Planets VI*, edited by H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, and T. Henning (Tucson: University of Arizona Press, 2014), p. 667, arXiv:1312.4293 [astro-ph.EP].
5. *R. Dong, Z. Zhu, and B. Whitney*, *Astrophys. J.* **809**, id. 93 (2015), arXiv:1411.6063 [astro-ph.EP].
6. *G. Dipierro, G. Laibe, D. J. Price, and G. Lodato*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **459**, L1 (2016), arXiv:1602.07457 [astro-ph.EP].
7. *J. Bae, Z. Zhu, and L. Hartmann*, *Astrophys. J.* **850**, id. 201 (2017), arXiv:1706.03066 [astro-ph.EP].
8. *S. Zhang, Z. Zhu, J. Huang, V. V. Guzmán, et al.*, *Astrophys. J. Letters* **869**, id. L47 (2018), arXiv:1812.04045 [astro-ph.EP].
9. *P. D'Alessio, J. Cantó, L. Hartmann, N. Calvet, and S. Lizano*, *Astrophys. J.* **511**, 896 (1999).
10. *C. P. Dullemond*, *Astron. and Astrophys.* **361**, L17 (2000), arXiv:astro-ph/0007399.
11. *S.-I. Watanabe and D. N. C. Lin*, *Astrophys. J.* **672**, 1183 (2008), arXiv:0709.1760 [astro-ph].
12. *R. Siebenmorgen and F. Heymann*, *Astron. and Astrophys.* **539**, id. A20 (2012), arXiv:1201.3577 [astro-ph.SR].
13. *T. Ueda, M. Flock, and T. Birnstiel*, *Astrophys. J. Letters* **914**, id. L38 (2021), arXiv:2105.13852 [astro-ph.EP].
14. *Y. Wu and Y. Lithwick*, arXiv:2105.02680 [astro-ph.EP] (2021).
15. *E. I. Vorobyov and Y. N. Pavlyuchenkov*, *Astron. and Astrophys.* **606**, id. A5 (2017), arXiv:1706.00401 [astro-ph.GA].
16. *Y. N. Pavlyuchenkov, A. V. Tutukov, L. A. Maksimova, and E. I. Vorobyov*, *Astron. Rep.* **64**(1), 1 (2020), arXiv:1912.08572 [astro-ph.SR].
17. *L. A. Maksimova, Y. N. Pavlyuchenkov, and A. V. Tutukov*, *Astron. Rep.* **64**(10), 815 (2020), arXiv:2009.07750 [astro-ph.SR].
18. *N. N. Kalitkin*, *Chislennyye metody* (Moskva: Nauka, 1978).
19. *A. N. Youdin and J. Goodman*, *Astrophys. J.* **620**, 459 (2005), arXiv:astro-ph/0409263.

## СТАТИСТИКА ОБНАРУЖЕНИЙ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В ПЛОЩАДКЕ СО СКЛОНЕНИЯМИ ОТ $+42^\circ$ ДО $+52^\circ$ НА ЧАСТОТЕ 111 МГц

© 2022 г. В. А. Самодуров<sup>1, 2</sup>, С. А. Тюльбашев<sup>2, \*</sup>, М. О. Торопов<sup>3</sup>, С. В. Логвиненко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

Пушчинская радиоастрономическая обсерватория им. В.В. Виткевича, ПРАО АКЦ ФИАН, Пушкино, Россия

<sup>3</sup> ООО ТЭК Информ, Москва, Россия

\*E-mail: serg@prao.ru

Поступила в редакцию 12.12.2021 г.

После доработки 27.12.2021 г.

Принята к публикации 27.12.2021 г.

Проведен поиск импульсных сигналов в новой площадке, включенной в мониторинговую программу по поиску пульсаров и транзиентов. Обработка нескольких месяцев данных, записанных в шести частотных каналах с общей полосой 2.5 МГц, показала, что в среднем в каждом из 24 подключенных стационарных лучей наблюдается 4 импульса в час. Из этих импульсов 18.3% похожи на импульсы пульсаров. Они видны в одном или двух соседних лучах и имеют выраженный дисперсионный сдвиг, т.е. регистрируются сначала на высокой, а потом на низкой частоте, что говорит о возможном прохождении сигнала через межзвездную среду. Почти 68% таких детектированных импульсов принадлежит шести известным пульсарам, имеющим меры дисперсии от 9 до 141 пк/см<sup>3</sup>, а почти все оставшиеся импульсы являются либо помехами неизвестной природы, либо артефактами предложенной методики выделения импульсов. При дополнительном исследовании выделенного массива из 3650 явных пульсарных импульсов было обнаружено 13 импульсов, принадлежащих четырем вращающимся радиотранзиентам (RRAT). Их меры дисперсии находятся в диапазоне 17–51 пк/см<sup>3</sup>. Проведен поиск регулярного (периодического) излучения RRAT по спектрам мощности, суммированным за 121 день. Периодическое излучение не обнаружено, но для двух RRAT по измерениям промежутков времени между импульсами получены верхние оценки периодов. Верхние оценки интегральной плотности потока обнаруженных RRAT находятся в диапазоне 2–4 мЯн на частоте 111 МГц.

*Ключевые слова:* вращающиеся радиотранзиенты (RRAT), пульсары

DOI: 10.31857/S0004629922040053

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изначально пульсары были открыты как источники импульсного диспергированного излучения [1]. Наблюдаемые импульсы располагались на одинаковых временных интервалах (периодах) друг от друга. Импульсы можно было сложить и, если период известен с достаточной точностью, улучшить отношение сигнала к шуму ( $S/N$ ). Очевидная логика говорит нам, что для обнаружения слабых пульсаров нужно складывать много периодов, т.е. при прочих равных условиях увеличивать общее время наблюдений. Помимо этого, из-за дисперсии сигнала в межзвездной среде наблюдения нужно проводить во многих частотных каналах, а из-за короткой длительности импульса пульсара использовать время опроса одной точки от сотен микросекунд до миллисекунд. Выполне-

ние этих условий приводило к накоплению больших объемов сырых данных, которые нужно было обрабатывать с использованием слабых, на тот момент, возможностей вычислительной техники.

Практически сразу же после открытия пульсаров было предложено проводить их поиск, используя быстрые алгоритмы, позволяющие обнаруживать периодические сигналы. Поиск в частотной области можно было проводить при помощи быстрого преобразования Фурье (БПФ), а поиск во временной области – при помощи периодограмм [2–4]. Очевидные шаги для ускорения обработки наблюдений привели к тому, что на десятки лет способ поиска пульсаров по их отдельным импульсам был оставлен в стороне.

В ранней истории пульсарной астрономии исследование отдельных импульсов представляло

мало интереса, так как форма отдельных импульсов и их интенсивность меняются в широких пределах. Более устойчивой структурой являются средние профили, в которых суммируются сотни и тысячи импульсов. Форма средних профилей отражает геометрические особенности строения магнитосферы пульсаров. Тем не менее исследование импульсов наиболее сильных пульсаров показало существование микроструктуры импульсов, дрейфа субимпульсов, гигантских импульсов, нуллингов и переключение мод (см. справочник по пульсарной астрономии [5] и ссылки в нем).

В 2003 г. появилась работа [6], в которой рассматривался оптимальный поиск импульсных сигналов с учетом их рассеяния и мерцаний на межзвездной среде. В 2006 г. были открыты вращающиеся радиотранзиенты (RRAT), т.е. пульсары, у которых между детектированными импульсами может проходить от десятков секунд до часов [7]. Между последовательными сильными импульсами периодическое излучение зачастую не обнаруживается. В 2007 г. были открыты быстрые радиовспышки (FRB), которые представляют собой импульсные сигналы, приходящие из-за пределов Млечного Пути [8].

Открытие импульсных сигналов внеземной природы, которые нельзя обнаружить с помощью стандартного поиска периодического излучения, вернуло к жизни поиск диспергированных импульсных сигналов как дополнительный способ поиска при проведении обычного поиска пульсаров. Поиск этих диспергированных сигналов сопряжен с рядом сложностей. Во-первых, для поиска и исследования отдельных импульсов нужны радиотелескопы, имеющие высокую мгновенную чувствительность, позволяющую найти одиночный импульс на приемлемом отношении сигнала к шуму ( $S/N$ ). Для сравнения рассмотрим поиск обычного пульсара, имеющего период  $P_0 = 1$  с. Десятиминутной записи такого пульсара достаточно для увеличения  $S/N$  почти в 25 раз. То есть, пульсар от индивидуальных импульсов которого даже следа не видно в сырой записи, может без особых проблем исследоваться на радиотелескопе со средними характеристиками. Во-вторых, при поиске новых транзиентов мы *a priori* не знаем ни меру дисперсии импульса, ни ширину его профиля, что увеличивает количество переборов при поиске. При этом в сырых данных ширина шумовой дорожки может меняться из-за изменения температуры фона, меняя при этом среднеквадратичные отклонения шума. Это приводит к необходимости постоянного контроля шумов в локальных точках. В дополнение к этому на низких частотах (метровый диапазон длин волн) к уширению дорожки может привести и попадание мерцающего (компактного) источника на луч

зрения одновременно с импульсным сигналом. Мерцания компактного радиоисточника на межпланетной плазме уширяют шумовую дорожку. Если в диаграмму направленности антенны одновременно попадают мерцающий источник и диспергированный импульс, условия наблюдений могут ухудшиться. Помимо этого, в записях регулярно обнаруживаются помехи, импульсы которых могут иметь признаки диспергирования. Поэтому трудно разработать систему поиска, которая однозначно будет отделять диспергированные импульсы внеземной природы от помех. Ситуация отделения реальных сигналов от помех при поиске классических пульсаров выглядит гораздо лучше. Повторяемость сигналов по звездному времени, одинаковость периодов, одинаковая мера дисперсии, схожесть средних профилей за разные дни, возможность накопления сигнала за разные дни однозначно свидетельствуют в пользу открытия нового пульсара.

В настоящей работе, в рамках организованного обзора PUMPS (Пушинский многолучевой поиск пульсаров [9–11]), исследованы виды сигналов короткой длительности, обнаруживаемые в сырых данных. Мы рассматриваем статистику обнаружений импульсных источников излучения в новой площадке, включенной в мониторинговую программу по поиску пульсаров и отождествление этих источников с помехами и реальными сигналами, имеющими внеземное происхождение.

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Наблюдения проводились на меридианном телескопе Большая Синфазная Антенна (БСА) Физического института им. П.Н. Лебедева (ФИАН). Центральная частота приема была 110.25 МГц, используемая полоса частот – 2.5 МГц. После капитальной реконструкции антенны появилась принципиальная возможность на базе одного антенного поля сделать четыре независимых радиотелескопа [9, 12]. В настоящей работе рассматривается радиотелескоп (БСА3), на котором проводятся мониторинговые наблюдения. Особенность антенны БСА3 заключается в том, что у нее сделана фиксированная по направлениям система лучей. Всего реализовано 128 лучей, перекрывающих в плоскости меридиана склонения от  $-9^\circ$  до  $+55^\circ$ . В период 2013–2014 гг. к регистраторам были подключены 96 лучей, перекрывающих склонения от  $-9^\circ$  до  $+42^\circ$ . В конце 2020 г. был создан новый регистратор, к которому в тестовом режиме подключены еще 24 луча. В настоящее время на новом регистраторе проверяются отдельные подключенные лучи, частотные каналы, работа усилителей, количество помех, качество наблюдений в целом и так далее.

На выходе дипольных линий БСА ФИАН располагаются усилители первого этажа. На вход

этих усилителей можно подать сигнал известной температуры (калибровочный сигнал; калибровочная ступенька), отключая при этом сами линии диполей. Этот сигнал проходит все антенные тракты и все усилители, располагающиеся по дороге. Калибровочный сигнал записывается в форме OFF-ON-OFF (калибровочная ступенька), где режим OFF означает отсутствие калибровочного сигнала при отключении всех промежуточных усилителей и антенны (дипольных линий). В этом случае прописывается шум в антенных трактах (кабелях), соответствующий температуре окружающей среды. Режим ON – это включение калибровочного сигнала при отключенных дипольных линиях. Так как запись калибровочной ступеньки проходит во всех частотных каналах, можно выравнивать усиление в каждом частотном канале независимо (подробнее см. в работе [13]).

Режим работы нового регистратора такой же, как и у регистраторов, используемых для работы в 96 лучах [9]. В начале производится оцифровка полной полосы наблюдений. В регистраторе входной поток данных преобразуется в данные с низким (0.1 с; 6 частотных каналов) и высоким (12.5 мс; 32 частотных канала) частотно-временным разрешением, после чего данные в обоих форматах записываются на жесткие диски. Начало и конец записи каждого файла с сырыми данными совпадают с началом и концом очередного часа по UT.

Ранее данные с низким частотно-временным разрешением использовались в проекте “Космическая Погода” [12], а также при поиске пульсаров [9]. Для этих же целей будут использоваться и данные с нового регистратора. Так как запись данных в обоих форматах идет одновременно, то можно оценить качество наблюдений в целом, обрабатывая лишь данные с низким частотно-временным разрешением. Объем этих данных примерно в 35 раз меньше, чем у данных с высоким частотно-временным разрешением. В настоящей работе мы рассматриваем качество данных в подключенных к новому регистратору 24 лучах, перекрывающих склонения от  $+42^\circ$  до  $+52^\circ$ .

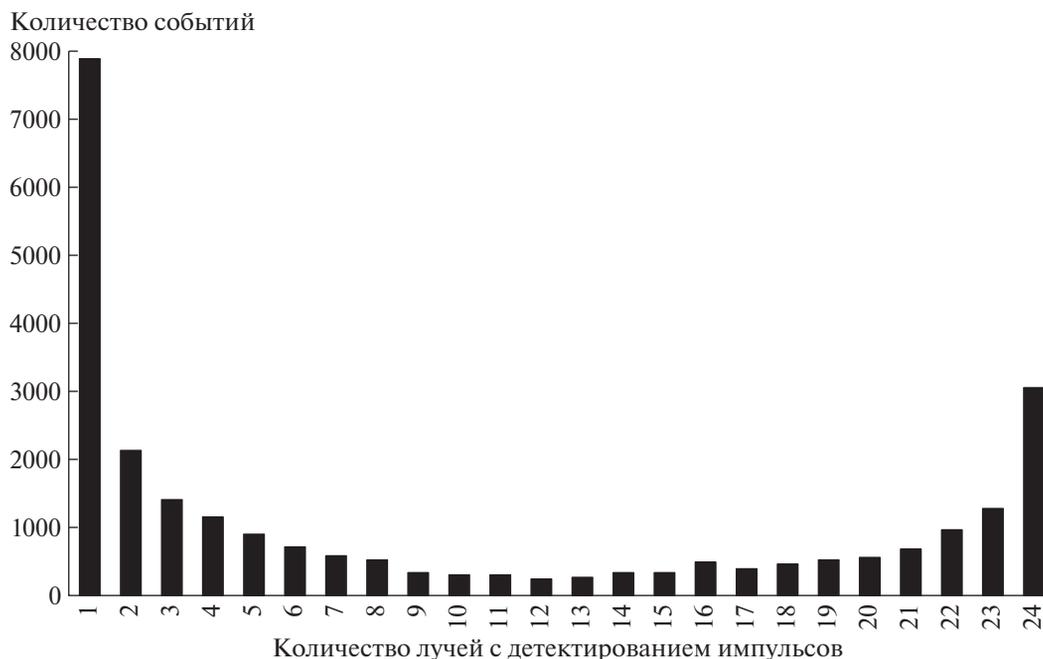
Так как БСА является меридианным инструментом, исследуемый источник можно наблюдать лишь во время его прохождения через меридиан. Время прохождения составляет, примерно, 3.5 мин на склонении  $\delta = 0^\circ$  по ширине луча диаграммы направленности на уровне половинной мощности. Форма диаграммы направленности подчиняется зависимости  $[\sin(x)/x]^2$  и поэтому при оценке плотности потока необходимо делать поправки, учитывающие особенности антенной решетки.

Перед обработкой наблюдений усиление в частотных каналах выравнивается с помощью калибровочной ступеньки. Затем качество данных и помеховая обстановка оцениваются на десятисекундных временных отрезках стандартными статистическими методами. Для каждого временного отрезка оцениваются минимальные и максимальные значения интенсивности в условных единицах до и после удаления импульсных помех, медианное значение интенсивности на исследуемом отрезке, среднеквадратичные отклонения. Запоминаются дата и час наблюдений по московскому времени, а также начало исследуемого десятисекундного отрезка по звездному времени. Проводимое сравнение среднеквадратичных отклонений день ото дня и от одного отрезка к другому в течение дня позволяют контролировать уровень помех как в данный день, так и на любом выбранном интервале времени.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для проверки качества наблюдений и для понимания природы импульсных помех был выбран полугодовой интервал 16.12.2020–24.08.2021. Часовые файлы данных калибровались с помощью калибровочной ступеньки и затем разделялись на 10-секундные отрезки для анализа. В каждом частотном канале проводился независимый поиск импульсных сигналов с  $S/N > 5$  ( $S/N = A/\sigma_{\text{noise}}$ , где  $A$  – это амплитуда сигнала после вычитания базовой линии (фоновый сигнал), а  $\sigma_{\text{noise}}$  – среднеквадратичные отклонения на 10-секундном интервале. Если на исследуемом отрезке для найденного импульса  $S/N$  был больше 5 хотя бы в трех частотных каналах из шести, то данный отрезок исследовался отдельно. Похожая методика, но с другими интервалами (5 с), и с использованием механизмов баз данных уже применялась при работе с данными за 2012–2013 гг. [14]. В ходе ранней работы было зафиксировано 83 086 импульсов на склонениях от  $+3^\circ$  до  $+42^\circ$ . В частности, в этой работе были впервые обнаружены два новых RRAT пульсара.

Для каждого найденного в частотном канале импульсного сигнала записывалось время, когда наблюдался его максимум. Если максимум импульса на более низкой частоте наблюдается позже, чем на более высокой частоте, это говорит о возможной дисперсии сигнала, вызванной межзвездной средой. Такие кандидаты проверялись дополнительно. Записывалась также информация об импульсах, имеющих противоположное (“антипульсарное”) поведение, т.е. импульс на низкой частоте приходил раньше, чем на более высокой частоте. В паспорта запоминаемых импульсов для каждого из 10-секундных отрезков данных вносилась информация о номере луча,



**Рис. 1.** Гистограмма распределения импульсов: по вертикали — количество детектированных импульсов, по горизонтали — количество лучей, в которых детектирован импульс.

юлианской дате (MJD), времени (UT), звездном времени, наблюдаемом  $S/N$  в частотных каналах, ожидаемой мере дисперсии ( $DM$ ), метке кандидата в пульсар или ожидаемой помехе, записывалась информация о том, в скольких лучах наблюдался импульс, списки номеров лучей с похожими импульсами. В частности, информация о том, в скольких лучах одновременно наблюдался импульс, позволяет выявлять помехи. Так как помехи не направленные, то они записываются во многих или даже во всех 24 исследуемых лучах.

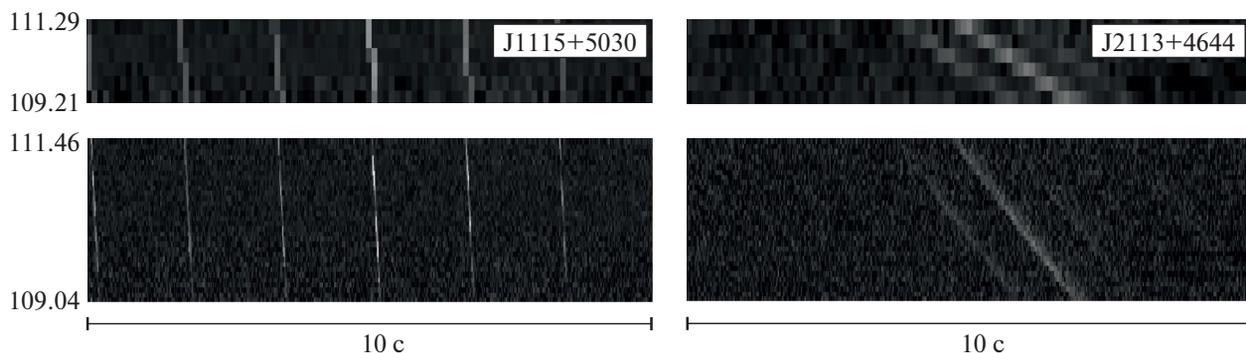
На всем интервале наблюдений в 24 лучах было обнаружено 3.2 миллиона импульсных событий. Проверка показала, что после 15 апреля 2021 г. подавляющая часть событий наблюдалась в двух пространственных лучах, что говорит о технических проблемах. Причины понижения качества наблюдений выясняются. Мы связываем столь резкое увеличение количества событий с поставленными для испытаний новыми частотными фильтрами, которые плохо вырезают частотные помехи.

Для дальнейшего анализа были выбраны данные с 16.12.2020 по 15.04.2021, т.е. 121 день наблюдений. Учитывая остановки аппаратуры для плановой профилактики и аппаратные сбои, окончательный анализ проводился для 2739 часовых файлов или 114.125 сут.

На указанном интервале было детектировано 247881 импульсов. Типичное количество детектируемых импульсов 10–11 тысяч в каждом из

24 лучей, т.е. в среднем около 4 событий в час на луч. При этом импульсы зачастую происходили в один и тот же момент времени (с точностью до долей секунды), на разных лучах диаграммы БСА. Такие импульсы мы объединяли в одно событие. В результате указанные импульсы (247881) объединены нами в 26011 событий. Для найденных диспергированных импульсов распределение одновременных событий по лучам представлено на рис. 1. Из гистограммы видно двугорбое распределение событий, где максимумы приходятся на события, видимые лишь в одном луче, и на события, наблюдаемые во всех 24 лучах. Левый горб должен содержать все события, связанные с детектированием реальных импульсов плюс, возможно, часть помех. Правый горб должен содержать все помеховые случаи (техногенные помехи) плюс, возможно, самые мощные импульсы пульсаров могут наблюдаться во многих лучах, появляясь в боковых лепестках БСА ФИАН (см., напр., [15]).

Всего на рис. 1 представлено 26011 событий, т.е. 9.5 событий (одномоментных импульсов в разных лучах) в час. Из них 4750, т.е. около 18.3% событий похожи на импульсы пульсаров, поскольку были видны не более чем в 2 лучах и показали при этом заметный дисперсионный сдвиг. Объединяя одновременные наблюдения импульса в двух лучах как одно событие, получим 4750 уникальных событий. Все эти импульсы бы-



**Рис. 2.** На левой и правой частях рисунка представлены динамические спектры пульсаров J1115+5030 ( $P_0 = 1.6564$  с;  $DM = 9.18$  пк/см<sup>3</sup>) и J2113+4644 ( $P_0 = 1.0146$  с;  $DM = 141.26$  пк/см<sup>3</sup>). По горизонтали отражено время. Каждый динамический спектр — это 10 с одной и той же записи в 6 (вверху) и 32 (внизу) частотных каналах. Частотные каналы отражены по вертикали. Две параллельные линии из светлых квадратов на правом верхнем динамическом спектре хорошо визуализируют все шесть частотных каналов, где верхний пиксель на вертикальной оси динамического спектра соответствует центральной частоте канала 111.29 МГц, нижний пиксель соответствует частоте 109.21 МГц с шагом 415 кГц. В нижнем ряду рисунков верхний из 32 каналов соответствует центральной частоте канала 111.461 МГц, нижний 109.039 МГц с шагом 78 кГц.

ли выделены в отдельный текстовый файл для более детального анализа.

Готовый текстовый файл строк с описаниями импульсов анализировался программой, позволяющей проверять скопления импульсов по разным наборам признаков. При работе программы использовались следующие признаки: координата по прямому восхождению, координата по склонению, число зарегистрированных импульсов за все время наблюдений, средняя мера дисперсии в наборе импульсов с близкими координатами. Размер анализируемого временного интервала был две минуты по прямому восхождению для луча. То есть, луч делится на 30 (интервалов в час) × 24 (часа), всего 720 отрезков. Для 24 лучей, соответственно, создается 17280 уникальных временных отрезков, внутри которых и скапливаются импульсы для их дальнейшего анализа.

Всего программа обработки выделила 470 временных отрезков из 17 280 возможных отрезков, в которых обнаруживался хотя бы один пульсарный (диспергированный) импульс. Каждый из отрезков проверялся по каталогу ATNF<sup>1</sup>. Все сомнительные случаи были проверены визуально и отброшены из массива анализируемых импульсов. В частности, поскольку внутри автоматически анализируемых 10-секундных отрезков данных могло произойти более одного импульсного события (например, могли пройти два последовательных импульса пульсара), возникали артефакты обработки, когда на одной частоте время импульса бралось с одного такого события внутри 10 с, а на второй — с другого события. Такие слу-

чай приводят к ложно обнаруживаемым событиям с аномально высокими либо, напротив, отрицательными дисперсионными задержками (до  $DM = \pm 1900$  пк/см<sup>3</sup>). Все подобные случаи были удалены из выборки импульсов и не анализировались. В результате из 4750 пульсароподобных событий (не более чем в двух лучах БСА и имеющих дисперсионный сдвиг) было оставлено 3650 импульсов, визуально похожих на реальные пульсары, т.е. 76.8% от автоматически выделенных программой импульсов, отмеченных как кандидаты в импульсы пульсаров.

В первом столбце гистограммы (рис. 1) находится почти 8000 точек, связанных с импульсами, имеющими или не имеющими дисперсионных задержек. Примерно половина из них оказалась связана с импульсами известных пульсаров: B0011+47 (J0014+4746), B1112+50 (J1115+5030), J1955+5059, B2021+51 (J2022+5154), B2111+46 (J2113+4644), B2217+47 (J2219+4754). В качестве иллюстрации на рис. 2 приведены динамические спектры пульсаров J1115+5030 и J2113+4644.

Очевидно, что в 6-канальных данных чувствительность ниже, чем в 32-канальных данных из-за дисперсионного размывания (сглаживания) сигнала внутри одного частотного канала и из-за того, что время опроса в записываемых данных больше, чем ширина импульса. Тем не менее, несмотря на это уменьшение чувствительности, у пульсара J1115+5030 на динамическом спектре видны без пропусков все импульсы. Отметим также, что в слепом поиске обнаружены импульсы пульсара J2113+4644. Большая мера дисперсии и, вследствие этого, сильное дисперсионное сглаживание импульса в частотном канале, а также рассеяние в межзвездной среде должны сильно

<sup>1</sup> <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/> [16].

**Таблица 1.** Статистика обнаружений импульсов известных пульсаров

Имя пульсара	$P_0$ , с	$DM$ , пк/см <sup>3</sup>	$N_1$ , имп.	$N_2$ , дней
J0014+4746	1.2406	30.4	30	21
J1115+5030	1.6564	9.18	1245	108
J1955+5059	0.5189	31.9	6	6
J2022+5154	0.5291	22.5	102	58
J2113+4644	1.0146	141.2	63	44
J2219+4754	0.5384	43.4	2191	107

Примечание. Пульсары J2113+4644, J2219+4754 наблюдаются также и в боковых лепестках диаграммы направленности БСА ФИАН.

уменьшить наблюдаемую пиковую плотность потока. Тем не менее два последовательных импульса J2113+4644 отчетливо видны на рис. 2. В табл. 1 отражена статистика обнаружения импульсов пульсаров за 121 обработанный день, либо за 114.125 сут с учетом профилактики и сбоев наблюдений. В первом столбце дано имя пульсара, в столбцах 2 и 3 приведены  $P_0$  и  $DM$  из ATNF, в столбцах 4 и 5 — общее количество зарегистрированных импульсов ( $N_1$ ) и за сколько дней они были детектированы ( $N_2$ ).

Помимо известных пульсаров в записях были обнаружены импульсы, принадлежащие 4 вращающимся радиотранзиентам (RRAT). Для этих транзиентов изначально в 6-канальных данных было обнаружено от 1 до 5 импульсов. Напомним, что в первоначальном поиске источники отбирались, если импульс обнаруживался как минимум в половине (в случае 6-канальных данных — трех) частотных каналах с  $S/N > 5$ . Каталог ATNF позволяет извлечь медианное значение ширины импульса секундных пульсаров, попадающее, примерно на 30–40 мс. Следовательно, для типичного секундного пульсара потеря чувствительности в 6-канальных данных из-за слишком большого времени опроса одной точки будет равна  $(100/35)^{1/2} = 1.7$  раза. Если самый слабый импульс наблюдался на  $S/N = 5$  во всех шести каналах, то при обработке 32-канальных данных самые слабые импульсы будут иметь  $S/N = 5 \times 6^{0.5} \times$

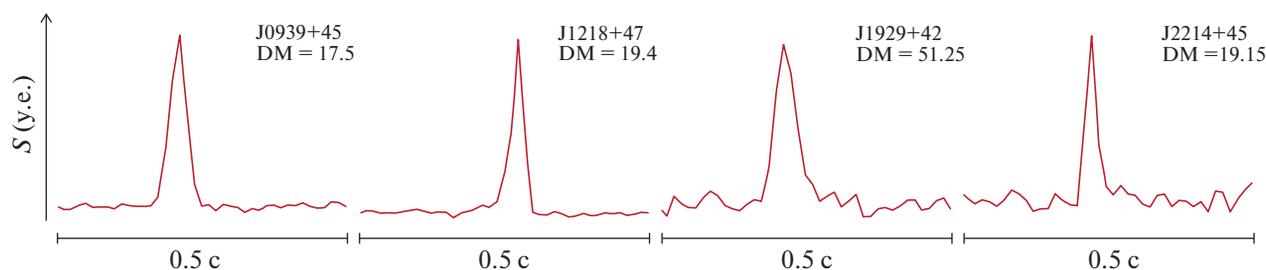
$\times 1.7 \approx 21$ . Это означает, что в 32-канальных данных, перебирая меры дисперсии вблизи ожидаемой, можно попытаться найти новые импульсы, которые были пропущены в 6-канальных данных.

Мы обработали 32-канальные данные за те дни, когда регистрировались импульсы новых RRAT для того, чтобы попытаться обнаружить возможные слабые импульсы, потерянные при обработке 6-канальных данных и, по возможности, получить верхние оценки периодов RRAT. После переобработки дней, в которых ранее обнаруживались импульсы новых RRAT, количество детектированных импульсов увеличилось. Появилась возможность сделать верхнюю оценку периода для RRAT, у которых за данный сеанс наблюдается несколько импульсов. Оценка периода может быть получена как наибольший общий делитель для всех временных интервалов между индивидуальными импульсами. Настоящий период может быть в целое число раз меньше. С использованием 32-частотных данных по сильным импульсам была сделана переоценка  $DM$  исследуемых RRAT. Для этого перебирались сдвиги в частотных каналах с шагом единица по  $DM$  и в этом переборе считалось, что абсолютный максимум в импульсе, сложенном по всем частотным каналам, соответствует корректной  $DM$ .

В табл. 2 приведена информация по найденным RRAT. В первом столбце приведено имя транзиента. Во втором — его прямое восхождение. Прямое восхождение определялось как среднее прямых восхождений всех импульсов. Так как общее количество найденных импульсов невелико, ошибку определяем как  $\pm 1.5^m$ , т.е. по половине мощности диаграммы направленности БСА. В третьем столбце даны склонения. Найденные импульсы видны в одном луче и не видны в лучах выше и ниже, поэтому координата по склонению определялась как склонение луча, а точность как половина расстояния по склонению между лучами ( $\pm 15'$ ). В четвертом столбце приведена галактическая широта. В столбцах 5–8 даны оценки периода, мера дисперсии, полуширина профиля самого узкого и, в скобках, самого широкого детектированного импульса, пиковые плотности потока сильнейшего ( $S_{peak1}$ ) и слабейшего ( $S_{peak2}$ ) из найденных импульсов. Пиковая плотность по-

**Таблица 2.** Характеристики найденных RRAT

Имя	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	$b$	$P_0$ , с	$DM$ , пк/см <sup>3</sup>	$W_{0.5}$ , мс	$S_{peak1,2}$ , Ян	$N_1/N_2$	$n$ , 1/час
J0939+45	09 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup> 31 <sup>s</sup>	45°15'	48°00'	—	17.5 ± 1	23.5 (49.5)	16.4, 4.9	5(6)/5	1
J1218+47	12 18 56	47 14	68 54	—	19.4 ± 1	21.0 (30.4)	31.3, 9.9	4(4)/4	0.67
J1929+42	19 29 11	42 40	11 38	3.6375	51.25 ± 2	36.9 (52.5)	11.9, 8.3	3(5)/3	0.83
J2214+45	22 14 01	45 25	−9 06	2.725	19.15 ± 1	18.0 (20.8)	12.7, 4.3	1(3)/1	0.5



**Рис. 3.** Профили сильнейших импульсов обнаруженных транзиентов. Отметим, что у RRAT J0939+45 наблюдаются как одиночные, так и двойные профили импульсов. По горизонтали приведен временной масштаб, по вертикали плотность потока в условных единицах (у.е.).

тока импульса оценивалась исходя из наблюдаемого  $S/N$  импульса и ожидаемой чувствительности БСА ФИАН в направлении транзиента. Приведенные оценки — это нижние оценки плотности потока. Точная координата транзиента ни по прямому восхождению, ни по склонению не известна. Поэтому нельзя сделать поправки, учитывающие возможное попадание импульса на край диаграммы направленности БСА и возможное несовпадение координаты луча БСА и координаты транзиента по склонению. Вследствие этого оценка пиковой плотности потока может быть занижена в 1.5–2 раза. В девятом столбце указано, сколько импульсов обнаружено ( $N_1$ ) по данным с низким и (в скобках) с высоким частотно-временным разрешением. Через знак “/” дана информация, в скольких днях детектированы импульсы ( $N_2$ ). В десятом столбце приведена частота появления импульсов ( $n$ ), имеющих  $S/N > 10$  в 32-канальных данных за час наблюдений. При получении оценки  $n$  предполагалось, что вероятнее всего импульсы появляются в центральной части диаграммы направленности БСА3, которая по половинной мощности примерно равна 3 мин. За 120 дней накопилось  $(120 \times 3)/60 = 6$  ч наблюдений в направлении каждого транзиента.

При отождествлении найденных RRAT в каталоге ATNF оказалось, что обнаруженный нами источник J1929+42 вероятно совпадает с источником, открытым по отдельным импульсам на радиотелескопе CHIME [17]. В этой работе говорится об обнаружении 63 импульсов, но на пульсарной установке открыто только 4 из них и оценку периода авторам работы получить не удалось. У найденного в CHIME вращающегося радиотранзиента  $\alpha_{2000} = 19^{\text{h}}31^{\text{m}} \pm 7^{\text{m}}$ ,  $\delta_{2000} = 42^{\circ}30' \pm 5'$ ,  $DM = 50.9$  пк/см<sup>3</sup>,  $W_{0.5} = 32$  мс, пиковая плотность потока наблюдалась у четырех импульсов на 600 МГц в промежутке от 25 до 150 мЯн. В среднем регистрировалось 8 импульсов в час. Спектральный индекс  $\alpha = 2-2.5(S \sim \nu^\alpha)$  согласуется с оценками плотностей потока на III и

600 МГц. Таким образом, наши данные из табл. 2 по источнику J1929+42 для координат, полуширины импульса и плотности потока для БСА и данные для CHIME указывают на однозначное отождествление источников.

Помимо спорадического импульсного излучения у многих RRAT, открытых по отдельным импульсам на высоких частотах, в метровом диапазоне обнаруживается и регулярное (периодическое) излучение (см., напр., [18]). Мы попытались найти периодическое излучение для открытых RRAT, используя спектры мощности и их последующее суммирование за все дни наблюдений. Данный способ позволяет поднять чувствительность примерно в корень из количества сложных спектров мощности [19, 20]. Ожидаемое увеличение чувствительности при поиске регулярного излучения было, примерно, 10 раз. Гармоник с  $S/N > 5$ , указывающих на периодический сигнал, в спектрах мощности не обнаружено. Предполагая наихудший случай расположения пульсара между лучами БСА и учитывая чувствительность наблюдений в плоскости и вне плоскости Галактики [9], мы исключаем регулярное (пульсарное) излучение исследованных RRAT на уровне: J0941+45 ( $S_{\text{int}} < 2$  мЯн), J1218+47 ( $S_{\text{int}} < 2$  мЯн), J1929+42 ( $S_{\text{int}} < 4$  мЯн), J2214+45 ( $S_{\text{int}} < 4$  мЯн). Образцы профилей импульсов указанных RRAT приведены на рис. 3.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Программа контроля наблюдений по данным, записанным с низким частотно-временным разрешением показала высокую эффективность, позволяя оперативно реагировать на изменение как внешних условий наблюдений, так и внутренних причин, отвечающих за ухудшение наблюдений. Относительно небольшое количество регистрируемых импульсов, имеющих помеховую природу, на один час наблюдений показывает, что в целом качество наблюдений высокое.

За 121-дневный период наблюдений в шестиканальных данных, с шириной канала 415 кГц и временем чтения одной точки 0.1 с, детектировано больше 4750 событий, имеющих признаки “пульсарности”. Для каждого из этих событий импульс на высокой частоте приходит раньше, чем на низкой частоте, и регистрируется не более чем в двух соседних лучах. Среди указанных событий 3650, т.е. 76.8% оказались реальными пульсарными событиями. Оставшиеся пульсароподобные события оказались связанными либо с редкими сбоями данных, либо с артефактами предложенного алгоритма обработки данных.

В слепом поиске обнаружено 6 известных пульсаров, у которых наблюдается от 6 до 2191 импульса в данных с низким частотно-временным разрешением за 121 наблюдательный день. Помимо известных пульсаров обнаружено 4 RRAT. Один из обнаруженных RRAT совпадает, по-видимому, с ранее открытым на радиотелескопе CHIME источником.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят В.В. Орешко за оперативное введение в строй новых лучей и антенную группу за обеспечение наблюдений, а также Л.Б. Потапову за помощь при оформлении работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins*, *Nature* **217**, 709 (1968).
2. *R. V. E. Lovelace and J. M. Sutton*, *Nature* **222**, 231 (1969).
3. *D. H. Staelin*, *Proc. of the IEEE (Nat. Radio Astron. Obs., Green Bank, Repr. Ser A, No. 111)* **57**, 724 (1969).
4. *W. R. Burns and B. G. Clark*, *Astron. and Astrophys.* **2**, 280 (1969).
5. *D. R. Lorimer and M. Kramer*, *Handbook of pulsar astronomy* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2004).
6. *J. M. Cordes and M. A. McLaughlin*, *Astrophys. J.* **596**, 1142 (2003).
7. *M. A. McLaughlin, A. G. Lyne, D. R. Lorimer, M. Kramer, et al.*, *Nature* **439**, 817. (2006).
8. *D. R. Lorimer, M. Bailes, M. A. McLaughlin, D. J. Narkevic, and F. Crawford*, *Science*, **318**, 777 (2007).
9. *S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, V. V. Oreshko, and S. V. Logvinenko*, *Astron. Rep.* **60**, 220 (2016).
10. *S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, V. M. Malofeev, S. V. Logvinenko, et al.*, *Astron. Rep.* **62**, 63 (2018).
11. *S. A. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, and G. E. Tyul'basheva*, in press (2022).
12. *V. I. Shishov, I. V. Chashei, V. V. Oreshko, S. V. Logvinenko, et al.*, *Astron. Rep.* **60**, 1067 (2016).
13. *S. A. Tyul'bashev, P. Y. Golysheva, V. S. Tyul'bashev, and I. A. Subaev*, *Astron. Rep.* **63**, 920 (2019).
14. *V. A. Samodurov, A. S. Pozanenko, A. E. Rodin, D. D. Churakov, et al.*, in *Data Analytics and Management in Data Intensive Domains*, XVIII Intern. Conference, DAMDID/RCDL 2016, Ershovo, Moscow, Russia, October 11–14, 2016, Revised Selected Papers; edited by L. Kalinichenko, S. Kuznetsov, Y. Manolopoulos (Cham: Springer, 2017), p. 130.
15. *S. A. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, S. V. Logvinenko, and G. E. Tyul'basheva*, *Astron. Rep.* **65**, 1246 (2021).
16. *R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs*, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
17. *D. C. Good, B. C. Andersen, P. Chawla, K. Crowter, et al.*, arXiv:2012.02320 [astro-ph.HE] (2020).
18. *B. Y. Losovsky and D. V. Dumsky*, *Astron. Rep.* **58**, 537 (2014).
19. *S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, A. I. Chernyshova, et al.*, *Astron. Rep.* **61**, 848 (2017).
20. *S. A. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, V. S. Tyul'bashev, V. M. Malofeev, and G. E. Tyul'basheva*, *Astron. Rep.* **64**, 526 (2020).

## ПАРАМЕТРЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ SCO X-1 В МОДЕЛИ НЕПОЛНОГО ЗАПОЛНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДОЙ СВОЕЙ ПОЛОСТИ РОША

© 2022 г. А. М. Черепашук<sup>1,\*</sup>, Т. С. Хрузина<sup>1,\*\*</sup>, А. И. Богомазов<sup>1,\*\*\*</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

\*E-mail: cherepashchuk@gmail.com

\*\*E-mail: kts@sai.msu.ru

\*\*\*E-mail: a78b@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.11.2021 г.

После доработки 27.12.2021 г.

Принята к публикации 27.12.2021 г.

Мы выполнили моделирование оптических орбитальных кривых блеска системы Sco X-1, полученных космической обсерваторией Кеплер во время миссии К2. Моделирование проведено в предположении о неполном заполнении оптической звездой своей полости Роша и аккреции нейтронной звездой вещества звездного ветра оптической звезды, индуцированного сильным рентгеновским прогревом. В рамках такой модели удастся непротиворечиво описать наблюдаемые оптические кривые блеска в нижнем и верхнем состояниях (а также среднюю кривую блеска) и найти оптимальные значения параметров: отношение масс  $q = \frac{M_x}{M_v} = 3.5$ , наклонение орбиты  $i = 22^\circ$ , температуру

непрогретой части оптической звезды  $T_v = 2700$  К, радиус этой звезды  $R_v = 0.4R_\odot$ , ее болометрическую светимость  $3 \times 10^{31}$  эрг/с и массу  $0.4M_\odot$ . Звезда принадлежит главной последовательности. Аккреционный диск доминирует в общей оптической светимости, вклад оптической звезды  $\approx 20\%$ . Масса нейтронной звезды  $(1.5 \pm 0.1)M_\odot$ . Радиус аккреционного диска относительно мал,  $\approx 0.35R_\odot$ , значительно меньше радиуса полости Роша нейтронной звезды. Это согласуется с моделью аккреции из звездного ветра. Переход от низкого к высокому состоянию системы соответствует увеличению рентгеновской светимости центрального источника в  $\approx 2$  раза.

*Ключевые слова:* нейтронные звезды, тесные двойные системы, Sco X-1, аккреция, аккреционные диски

DOI: 10.31857/S0004629922040028

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Маломассивная рентгеновская двойная система Sco X-1 = V818 Sco – это первый компактный рентгеновский источник, обнаруженный в 1962 г. за пределами Солнечной системы [1]. Многочисленные исследования Sco X-1 в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах (см., напр., каталог [2]) позволили понять основные особенности этой квазистационарной массивной рентгеновской двойной системы, принадлежащей к подклассу Z-источников [3], ярких рентгеновских источников галактического балджа. Sco X-1 показывает рентгеновский поток в нижней вершине Z-диаграммы на уровне эддингтоновского предела для нейтронной звезды, что позволяет оценить расстояние до Sco X-1 как  $d = 2 \pm 0.5$  кпк и избы-

ток цвета  $E(B-V) \approx 0.30^m$  (см., напр., [2]). Sco X-1 показывает квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения с частотами 6.3 Гц в нормальной ветви Z-диаграммы, 14.4 Гц в нижней части вспышечной ветви и 10–20 Гц в горизонтальной ветви. При этом темп аккреции на нейтронную звезду монотонно возрастает вдоль Z-образной кривой на диаграмме рентгеновских потоков от  $0.4 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$  в горизонтальной ветви до  $1.1 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$  во вспышечной ветви [4]. Как правило, Z-источники имеют более высокий темп аккреции по сравнению с более многочисленными ATOLL-источниками.

Оптические кривые блеска Sco X-1 показывают бимодальный или даже тримодальный харак-

тер [5–7]. При наиболее слабом уровне блеска оптическая переменность антикоррелирует с рентгеновским потоком, а во время поярчаний в Sco X-1 наблюдается корреляция оптического потока с переменностью рентгеновского потока [8–10].

Регулярная орбитальная оптическая переменность Sco X-1 с периодом  $\approx 18.9$  ч была обнаружена по архивным фотопластинкам [11] и подтверждена спектроскопическими наблюдениями [12]. Также была предложена идея о том, что Sco X-1 — это маломассивная рентгеновская двойная система с малым наклоном орбиты [13].

Космическая обсерватория Кеплер во время миссии K2 получила детальные и высокоточные фотометрические наблюдения Sco X-1 в интегральном свете (см., напр., [14]). В работе [14] выполнен тщательный анализ источников случайных и систематических ошибок при наблюдениях со спутника Кеплер (K2) и получен ряд фотометрических наблюдений Sco X-1, включающий 115680 индивидуальных наблюдений этого объекта, охватывающий интервал времени 78.8 сут. в августе–сентябре 2014 г.

Свертка всех оптических наблюдений со спектроскопическим периодом  $P = 0.7873114 \pm 0.0000005^d$ , определенным в работе [15], показала, что в среднем орбитальная модуляция блеска Sco X-1 представляет собой одну волну за орбитальный период (“эффект отражения”, см. [16, 17]) и хорошо разделяется на два состояния — высокое и низкое [14]. Амплитуды регулярных орбитальных оптических кривых блеска Кеплер (K2) в высоком и низком состояниях в приближении синусоидальной переменности практически не различаются и составляют  $\approx 0.15^m$ . Различие средних значений блеска в высоком и низком состояниях достигает  $\approx 0.4^m$ .

Представляет интерес детальное моделирование этих очень ценных наблюдательных данных по такому уникальному объекту, как Sco X-1, с использованием современных математических моделей взаимодействующих двойных систем (см., напр., [18–22]).

## 2. МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ

В работе [23] была выполнена интерпретация оптических кривых Кеплер (K2) наблюдений Sco X-1 в рамках модели, когда оптическая звезда полностью заполняет свою полость Роша. Сделан вывод о том, что в рамках этой модели оптическая звезда системы обладает значительными избытками радиуса и светимости для своей массы:  $R_v \approx 1.25R_\odot$ ,  $L_{\text{bol}} = (2.1\text{--}4.6) \times 10^{32}$  эрг/с,  $M_v \approx 0.4M_\odot$ . Наклонение орбиты системы  $i$  и от-

ношение масс компонентов  $q = \frac{M_x}{M_v}$  ( $M_x$  и  $M_v$  — массы нейтронной и оптической звезд соответственно) получились следующие:  $i = 30^\circ(25^\circ\text{--}34^\circ)$ ,  $q = 3.6(3.5\text{--}3.8)$ . Здесь в скобках указаны верхние и нижние пределы параметров, обусловленные в основном неопределенностью характеристик физической модели Sco X-1.

В работах [24–26] отмечалось, что даже если оптическая звезда в рентгеновской двойной системе далека от заполнения своей полости Роша, индуцированный рентгеновским прогревом звездный ветер оптической звезды может питать эффективную аккрецию на релятивистский объект.

Огромная рентгеновская светимость системы Sco X-1 ( $L_{\text{max}}^x/L_{\text{opt}} \approx 500$ ) и наличие в ее спектре узких эмиссионных линий NIII/CIII, возбуждаемых Боуэновским механизмом, свидетельствуют об интенсивном рентгеновском прогреве звезды и наличии у нее индуцированного звездного ветра.

Поэтому мы дополнительно к результатам работы [23] провели моделирование оптических кривых блеска Sco X-1 для случая, когда степень заполнения оптической звездой своей полости Роша  $\mu$  существенно меньше единицы.

В качестве наблюдаемых оптических кривых блеска Sco X-1 мы использовали кривые блеска [23] в звездных величинах, построенные с помощью оцифровки данных из работы [14, рис. 3]. В этой работе опубликованы результаты оптических фотометрических наблюдений в белом свете ( $\lambda_{\text{average}} \approx 5000 \text{ \AA}$ ,  $\delta\lambda \approx 1500 \text{ \AA}$ ) системы Sco X-1, выполненных с борта обсерватории Кеплер во время миссии K2 в период август–сентябрь 2014 г. Эти кривые блеска в высоком и низком состояниях, а также средняя кривая блеска, приведены в работе [23, рис. 1].

Предположим, что оптическая звезда в системе Sco X-1 является звездой главной последовательности с радиусом, соответствующим ее массе  $M_v \approx 0.4M_\odot$ . Для оценки степени заполнения полости Роша  $\mu$  примем во внимание, что сумма масс компонентов в системе Sco X-1 определяется в основном массой нейтронной звезды  $M_x = 1.4M_\odot$ , а радиус относительной орбиты системы, определяемый по третьему закону Кеплера, слабо зависит от суммы масс компонентов. Поэтому, если считать, что оптическая звезда в системе Sco X-1 принадлежит главной последовательности, легко получить оценку  $\mu \approx 0.4$ . Эта оценка слабо зависит от конкретного значения массы оптической звезды.

Методы расчета теоретических кривых блеска для случая  $\mu = 1$  подробно описаны в работе [23].

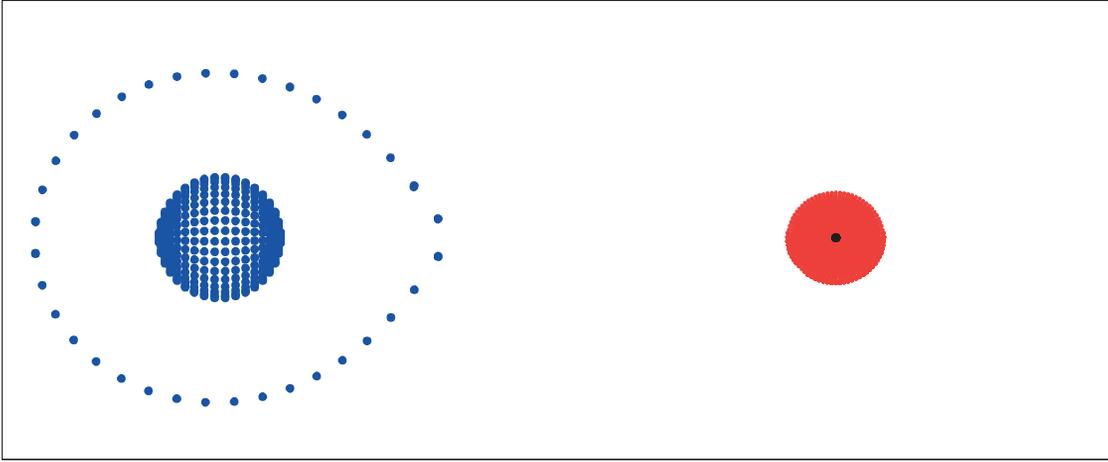


Рис. 1. Математическая модель системы Sco X-1 при оптимальных значениях параметров.

Мы будем использовать математическую модель системы Sco X-1 с шестью свободными параметрами: отношение масс  $q$ , наклонение орбиты  $i$ , температура оптической звезды  $T_v$  в отсутствие ее прогрева излучением релятивистского объекта, радиус аккреционного диска  $R_d$ , радиус малой сферы с постоянной температурой  $R_1$ , расположенной в центре аккреционного диска и аппроксимирующей модель центрального рентгеновского источника, температура поверхности этой сферы  $T_{in}$ . Параметры  $R_1$  и  $T_{in}$  входят в распределение температуры по поверхности аккреционного диска, предсказываемое стандартной теорией дисковой аккреции [27],

$$T(r) = T_{in} \left( \frac{R_1}{r} \right)^{\alpha_g}, \quad (1)$$

где  $\alpha_g = 0.75$  в случае стационарного диска.

Ввиду неопределенности физической модели центрального рентгеновского источника мы используем такой феноменологический подход, при котором параметры  $R_1$  и  $T_{in}$ , характеризующие структуру этого источника, находятся из решения обратной задачи интерпретации кривых блеска, наряду с остальными параметрами нашей модели:  $q$ ,  $i$ ,  $T_v$ ,  $R_d$ . При этом, поскольку  $R_1$ , как правило, получается хотя и малым, но много больше, чем радиус нейтронной звезды, при заданной болометрической светимости центрального рентгеновского источника соответствующая температура  $T_{in}$  получается существенно меньше  $10^7$  К. Однако, поскольку для расчета эффекта отражения в континууме нам необходима лишь болометрическая светимость центрального источника, мы будем использовать величины  $R_1$  и  $T_{in}$ , найденные в процессе решения нашей обратной

задачи. Болометрическая светимость  $L_{bol}^c$  центральной сферы вычисляется в предположении о планковском спектре излучения по формуле  $L_{bol}^c = 4\pi R_1^2 \sigma T_{in}^4$ . Величину  $L_{bol}^c$  можно считать соответствующей наблюдаемой рентгеновской светимости  $L_x$  системы Sco X-1.

В нашей математической модели используется стандартный метод синтеза кривых блеска тесных двойных систем [28]. Оптическая звезда частично заполняет свою полость Роша  $\mu = 0.38$ . Учитываются закон потемнения к краю (линейный закон) и гравитационное потемнение ( $\beta = 0.08$  в законе  $T \sim g^\beta$ , см. [29]), а также сильный рентгеновский прогрев звезды и диска излучением центрального рентгеновского источника, аппроксимируемого сферой малого радиуса  $R_1$  с температурой  $T_{in}$ . Поток от элементарных площадок на звезде и на диске вычисляются по функции Планка с соответствующей локальной температурой. Детали описания модели см. в работах [20, 23].

Определяющую роль при интерпретации орбитальных кривых блеска Sco X-1 играет учет “эффекта отражения” на оптической звезде, а также учет переработки рентгеновского излучения центрального источника на аккреционном диске.

Рентгеновский прогрев оптической звезды рассматривается в модели, когда облучение звезды осуществляется сферой малого радиуса  $R_1$  с температурой  $T_{in}$ . Температура каждой элементарной площадки на прогретой части оптической звезды вычисляется путем сложения болометрического потока от невозмущенной звезды  $\sigma T_v^4$  с

падающим на эту площадку болометрическим потоком от центральной сферы малого радиуса  $R_1$ :

$$\sigma T^4 = \sigma T_v^4 + F_x^{\text{bol}}, \quad (2)$$

где  $T$  — это результирующая температура площадки,  $F_x^{\text{bol}}$  — падающий болометрический рентгеновский поток,  $T_v$  — это температура невозмущенной площадки на звезде,  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана. Температурное распределение на невозмущенном рентгеновском прогревом аккреционном диске задается формулой (1). Кроме того, на температурное распределение по диску влияет прогрев квазипараболической поверхности диска косыми лучами центрального источника. Этот прогрев учитывается в нашей модели также путем сложения болометрического потока от невозмущенного диска и падающего косоугольного болометрического потока от центральной сферы малого радиуса  $R_1$  с температурой  $T_{\text{in}}$  (по формуле, аналогичной формуле (2)).

При решении обратной задачи использовался метод Нелдера-Мида для минимизации функционала невязки  $\Delta$  — взвешенной суммы квадратов отклонений наблюдаемой кривой блеска от теоретической [30].

Решение обратной задачи проводилось перебором по двум свободным параметрам. При фиксированном значении  $q$  проводилась минимизация функционала невязки по всем остальным параметрам; затем параметр  $q$  изменялся и процедура минимизации повторялась. В итоге получалась зависимость минимальной невязки  $\Delta_{\text{min}}$  от параметра  $q$ . По минимуму невязки выбиралось оптимальное значение  $q$ . Такая же процедура проводилась и для нахождения оптимального значения наклона орбиты  $i$ . При этом, чтобы при минимизации избежать попадания в локальный минимум функционала невязки, бралось много (несколько десятков) начальных приближений для остальных свободных параметров. Ввиду того, что в кривых блеска Sco X-1, полученных в программе Кеплер (K2), помимо случайных ошибок имеются систематические ошибки [14], использование статистики  $\chi^2$  и оценка доверительных интервалов для параметров не вполне обоснованы. Поэтому мы приводим оптимальные значения свободных параметров без указания их ошибок.

При интерпретации кривых блеска использовалась следующая процедура. Сначала интерпретировалась кривая блеска в нижнем состоянии. Прогоном по параметру  $T_{\text{in}}$  определялся набор искомого параметров и выбиралось то оптимальное значение  $T_{\text{in}}$ , при котором болометрическая светимость центральной сферы малого радиуса  $R_1$  (который определяется при каждом значении  $T_{\text{in}}$ )

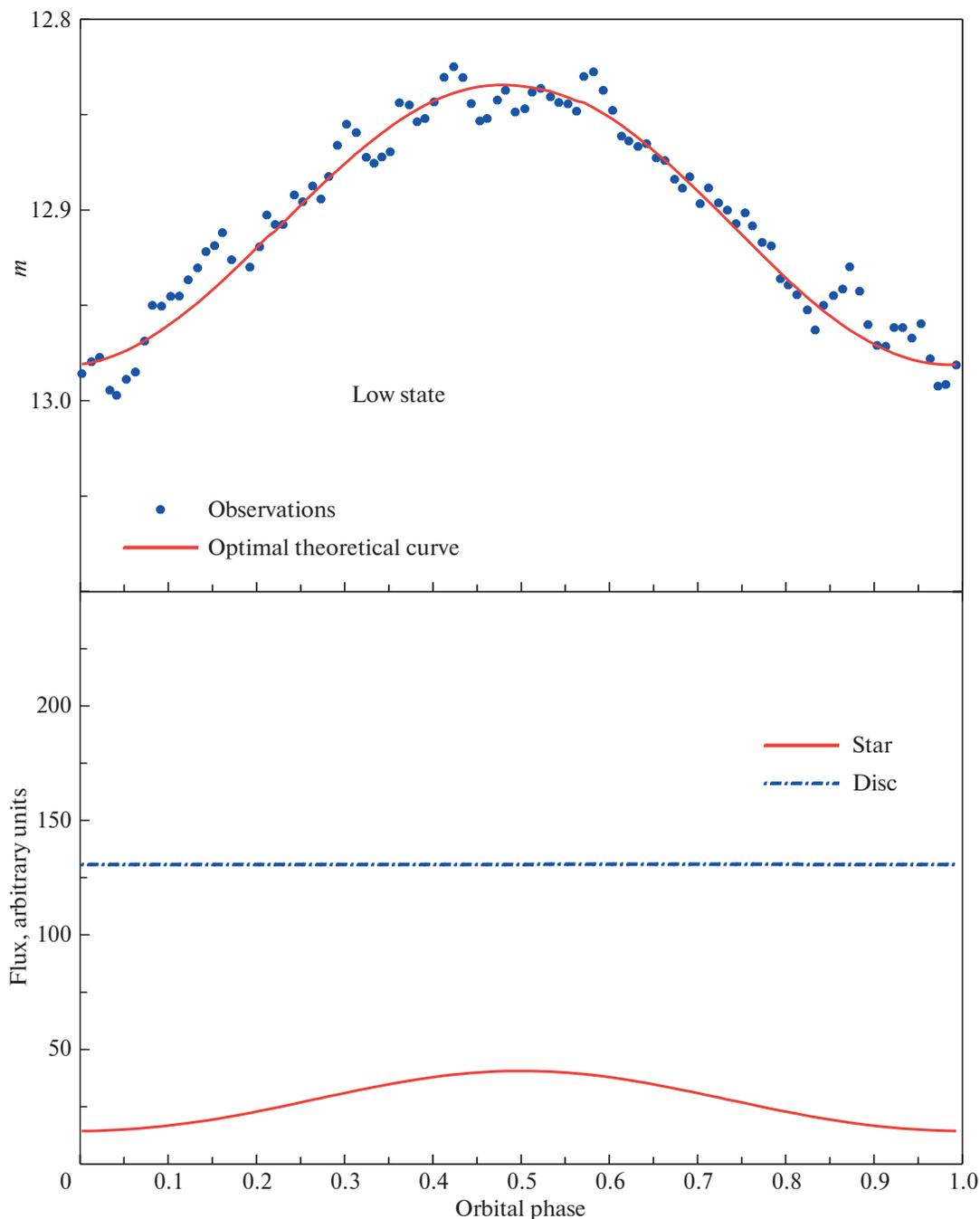
равна наблюдаемой рентгеновской светимости  $L_x$  системы Sco X-1. В итоге находились оптимальные значения пяти свободных параметров  $q, i, R_1, T_2, R_d$ , соответствующие найденному значению  $T_{\text{in}}$ , которое мы обозначим как  $T_1$ . Далее интерпретировались кривая блеска в высоком состоянии и средняя кривая блеска. При этом значение  $T_1$  использовалось в виде начального приближения и считалось нижней границей для  $T_{\text{in}}$ . В результате минимизации невязки  $\Delta$  для высокого состояния и средней кривой блеска находились оптимальные значения шести свободных параметров:  $q, i, R_1, T_{\text{in}}, T_2, R_d$ . Радиус оптической звезды  $R_v$  определяется значениями найденного  $q$  и принятой величиной степени заполнения полости Роша оптической звездой,  $\mu = 0.38$ .

Как показали расчеты, значения  $R_1$ , найденные для низкого и высокого состояний и для средней кривой блеска, различаются мало. Поэтому мы для обоих состояний и для средней кривой использовали одно и то же значение  $R_1$ . В то же время температуры  $T_{\text{in}}$  существенно меняются при переходе от низкого к высокому состоянию; соответственно, меняется и болометрическая светимость  $L_{\text{bol}}^c = 4\pi R_1^2 \sigma T_{\text{in}}^4$  центральной сферы малого радиуса  $R_1$ , которая обеспечивает рентгеновский прогрев звезды и диска. Светимость  $L_{\text{bol}}^c$  можно сравнить с наблюдаемой рентгеновской светимостью  $L_x$  системы Sco X-1, которая меняется от эпохи к эпохе от  $6 \times 10^{36}$  до  $1.2 \times 10^{38}$  эрг/с (см., напр., каталог [2]).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В предположении, что степень заполнения оптической звездой своей полости Роша  $\mu = 0.38$  и считая  $\mu$  постоянной величиной, мы провели минимизацию невязок  $\Delta$  между наблюдаемыми и теоретическими кривыми блеска для средней кривой и в двух состояниях системы Sco X-1 и нашли оптимальные значения свободных параметров модели для каждого из трех вариантов кривых. Значение параметра  $T_1$  (равного параметру  $T_{\text{in}}$  для низкого состояния) принималось равным  $1.59 \times 10^6$  К, что соответствует болометрической светимости  $L_{\text{bol}}^c = 8.3 \times 10^{37}$  эрг/с центральной сферы радиуса  $R_1$ . Это близко к наблюдаемой рентгеновской светимости Sco X-1.

На рис. 1 приведена соответствующая компьютерная модель системы, а на рис. 2 в качестве примера дана наблюдаемая кривая блеска в нижнем состоянии с наложенной на нее теоретической кривой.



**Рис. 2.** Наблюдаемая кривая блеска в низком состоянии системы с наложенной на нее теоретической кривой (вверху) и восстановленные в результате решения обратной задачи кривые блеска оптической звезды (“эффект отражения”) и аккреционного диска для системы Sco X-1 (внизу).

Видно, что наблюдаемая и теоретическая кривые согласуются между собой, хотя в некоторых частях кривой блеска имеются заметные расхождения. Это связано со сложными физическими процессами в системе Sco X-1, которые не учитываются нашей простой математической моделью.

В табл. 1 приведены результаты решения обратной задачи. Из этой таблицы, а также из рис. 1,

описывающего модель системы, видно, что радиус аккреционного диска в модели неполного заполнения оптической звездой своей полости Роша получается весьма малым  $R_d = 0.08a_0 = 0.35R_\odot$  (здесь  $a_0$  – радиус относительной орбиты системы). Это примерно в три раза меньше, чем в случае полного заполнения звездой своей полости Роша ( $\mu = 1$ , см. [23]).

**Таблица 1.** Оптимальные значения параметров Sco X-1, вычисленные в ходе решения обратной задачи интерпретации кривых блеска, в нижнем и верхнем состояниях, а также для средней кривой блеска

Параметр	Низкое состояние	Средняя кривая	Высокое состояние
$T_v$ , К	$2725 \pm 350$	$2685 \pm 200$	$2820 \pm 280$
$\langle T_{\text{warm}} \rangle$ , К	16 825	19 770	22 525
$R_d$ , $\xi$	$0.115 \pm 0.001$	$0.126 \pm 0.001$	$0.126 \pm 0.001$
$R_d$ , $a_0$	$0.0709 \pm 0.0001$	$0.0780 \pm 0.0002$	$0.0780 \pm 0.0003$
$T_{\text{in}}$ , К	$1593130 \pm 3600$	$1932695 \pm 2500$	$2211080 \pm 4700$
$T_{\text{out}}$ , К	$40295 \pm 80$	$39360 \pm 50$	$50380 \pm 100$
$\alpha_g$	$0.737 \pm 0.002$	$0.749 \pm 0.004$	$0.737 \pm 0.002$
$\chi^2$	299	345	506

Примечание. Оптическая звезда частично заполняет свою полость Роша ( $\mu = 0.38$ ). Приведены: эффективная температура звезды-донора  $T_v$ , средняя температура донора на прогретой части  $\langle T_{\text{warm}} \rangle$ , радиус диска  $R_d$  в единицах  $\xi$  (см. ниже) и  $a_0$ , средняя температура внутренней части диска  $T_{\text{in}}$ , температура диска на внешней границе  $T_{\text{out}}$ , параметр  $\alpha_g$ , определяющий распределение температуры вдоль радиуса диска в соответствии с уравнением (1). Параметры синтетических кривых блеска вычислялись при фиксированных предварительно найденных значениях следующих параметров: отношение масс  $q = M_x/M_v = 3.5$ , наклонение орбиты  $i = 21.5^\circ$ , средний радиус оптической звезды  $\langle R_2 \rangle = 0.0983a_0$ , эксцентриситет диска  $e = 0.01$ , азимут периастра диска  $\alpha_e = 110^\circ$ , расстояние между внутренней точкой Лагранжа  $L_1$  и центром масс нейтронной звезды  $\xi = 0.6255a_0$ , формальный радиус компактного объекта  $R_1 = 0.00044549a_0 = 0.00071221\xi$ . Температура вещества в окрестности радиуса  $R_1$  в низком состоянии  $T_1 = 1.59 \times 10^6$  К, угол раскрытия диска  $\beta_d = 3.2^\circ$ . Было принято, что звездная величина в белом свете  $12.7^m$  соответствовала потоку в условных единицах  $F_{12.7} = 2.3573 \times 10^{-9}$ .

Эту особенность нашей математической модели легко понять. Из-за относительно малого радиуса оптической звезды она перехватывает значительно меньшую долю рентгеновского потока по сравнению со случаем  $\mu = 1$ . Чтобы обеспечить оптимальное соотношение между оптической светимостью прогретой звезды и аккреционного диска (также прогреваемого рентгеновским излучением), необходимо уменьшить долю рентгеновского потока центрального источника, перехватываемую аккреционным диском. Форма поверхности диска квазипараболическая с нарастающей наружу толщиной. Поэтому для уменьшения доли рентгеновского потока, перехватываемого диском, достаточно уменьшить его радиус. Таким образом, малый радиус аккреционного диска в случае  $\mu = 0.38$  находит естественное математическое обоснование. Легко получить и физическое обоснование малого значения радиуса аккреционного диска при  $\mu = 0.38$ . Аккреция на релятивистский объект в данном случае осуществляется из индуцированного звездного ветра оптической звезды. Как следует из теории аккреции [31], образование аккреционного диска из звездного ветра осуществляется внутри области с радиусом, равным радиусу гравитационного захвата вещества ветра релятивистским объектом (радиусом Бонди):

$$R_B = \frac{2GM_x}{v_w^2 + v_{\text{orb}}^2}, \quad (3)$$

где  $M_x$  — масса релятивистского объекта,  $v_w$  — скорость ветра вблизи релятивистского объекта,  $v_{\text{orb}}$  — орбитальная скорость релятивистского объекта.

Для оценки  $v_w$  примем во внимание, что, как показывают наблюдения (см., напр., [32]), предельные скорости звездных ветров  $v_\infty$ , разгоняемых давлением радиации в линиях для звезд спектральных классов O–B, примерно равны удвоенным значениям скоростей убегания  $v_{\text{esc}}$  с поверхностей звезд. В нашем случае при  $M_v \simeq 0.4M_\odot$  и  $R_v \simeq 0.4R_\odot$  вторая космическая скорость  $v_{\text{esc}} = 616$  км/с, и можно принять  $v_\infty = 2v_{\text{esc}} = 1232$  км/с. Поскольку релятивистский объект находится на расстоянии от оптической звезды, на порядок превышающем ее радиус, можно положить для скорости ветра вблизи релятивистского объекта значение  $v_w \simeq 1200$  км/с. Учитывая возможное торможение звездного ветра давлением радиации при поглощении мягкого компонента рентгеновского излучения в ветре, примем, как нижнюю границу для величины  $v_w$ , значение 600 км/с, примерно равное скорости убегания с поверхности звезды. Таким образом, для величины  $v_w$  имеем значение  $v_w = 600$ –1200 км/с.

Легко получить и оценку скорости орбитального движения релятивистского объекта  $v_{\text{orb}}$ . Для этого используем нижнюю границу лучевой скорости оптической звезды, определяемую полуам-

плитудой лучевых скоростей, найденных по эмиссионным линиям Боуэна,  $K_v \approx 74.9$  км/с. При наклонении орбиты  $i = 22^\circ$  (см. табл. 1) и отношении масс компонентов  $q = \frac{M_x}{M_v} = 3.5$  находим, что величина  $v_{orb}$  менее 100 км/с, что на порядок меньше скорости звездного ветра. Поэтому влияние орбитального движения релятивистского объекта на величину радиуса Бонди  $R_B$  незначительно.

Подставляя в формулу (3)  $M_x = 1.4M_\odot$  и  $v_w = 600$ – $1200$  км/с, находим  $R_B = 1.48R_\odot$  для  $v_w = 600$  км/с и  $R_B = 0.37R_\odot$  для  $v_w = 1200$  км/с. Таким образом, в согласии с теорией аккреции [31], аккреционный диск с радиусом  $R_d = 0.35R_\odot$ , найденным в результате нашего моделирования, лежит внутри области ветра, ограниченной радиусом Бонди. Можно заключить, что малый радиус аккреционного диска в нашей модели находит как математическое, так и физическое обоснование.

Необходимо отметить, что при аккреции из звездного ветра, в зависимости от величины захваченного релятивистским объектом углового момента аккрецирующего вещества, может реализоваться как дисковый, так и сферический режим аккреции [33, 34].

Мы в нашей модели ограничиваемся рассмотрением случая дисковой аккреции. Рассмотрение режима сферической аккреции при моделировании оптических кривых блеска Sco X-1 представляет собой отдельную интересную задачу, решение которой выходит за рамки нашей статьи.

На рис. 3 приведены зависимости невязок  $\Delta$ , минимальных по всем параметрам, кроме одного, от параметров  $q$  и  $i$ . Видна заметная зависимость невязок  $\Delta$  от этих параметров, что позволяет по минимуму невязки выбрать оптимальные значения  $q = 3.5$ ,  $i = 22^\circ$ . Значение  $q = 3.5$  близко к значению  $q = 3.6$ , найденному нами ранее для случая полного заполнения полости Роша оптической звездой [23]. Заметная чувствительность невязок к изменению параметра  $q$  в данном случае связана с тем, что степень заполнения полости Роша звездой  $\mu$  считается постоянной величиной. Изменение  $q$  приводит к изменению размеров полости Роша и, соответственно, изменению радиуса оптической звезды, от которого зависит доля рентгеновского излучения, перехватываемого звездой. Значение наклонения орбиты  $i = 22^\circ$  несколько отличается от величины  $i$ , найденной для случая полного заполнения полости Роша звездой ( $i \approx 30^\circ$ ). Это связано с различием температурного распределения по поверхностям сферической и грушевидной звезды при рентгеновском прогреве. Кроме того, мы использовали

более высокое значение температуры  $T_1 = 1.59 \times 10^6$  К.

На рис. 4 приведено распределение температуры по прогретой части оптической звезды. Температура в среднем максимальна для высокого состояния ( $T = 48\,000$  К– $34\,000$  К) и минимальна для низкого состояния ( $T = 33\,000$ – $24\,000$  К). Это коррелирует с температурой центральных частей аккреционного диска  $T_{in}$ , которая составляет  $1.59 \times 10^6$  К,  $1.95 \times 10^6$  К и  $2.2 \times 10^6$  К для низкого состояния, для средней кривой и высокого состояния. Поскольку радиус  $R_1 = 0.00045a_0 = 1.35 \times 10^8$  см (см. табл. 1), болометрическая светимость центральных частей аккреционного диска составляет  $8.3 \times 10^{37}$ ,  $1.9 \times 10^{38}$  и  $3.1 \times 10^{38}$  эрг/с для низкого состояния, для средней кривой и высокого состояния, что близко к наблюдаемому диапазону изменения рентгеновской светимости Sco X-1. Светимость  $L_x$  для средней кривой блеска и для высокого состояния несколько превышает эддингтоновский предел для нейтронной звезды с массой  $1.4M_\odot$ . Поскольку наша работа носит в значительной степени методический характер, мы будем считать это различие малосущественным.

Температура невозмущенной оптической звезды составляет  $\approx 2700$  К, ее болометрическая светимость  $L_{bol}^c = 3 \times 10^{31}$  эрг/с, что характерно для звезды главной последовательности массой  $\approx 0.4M_\odot$ , и радиусом  $0.4R_\odot$ .

На рис. 2 приведены восстановленные в результате решения обратной задачи кривые блеска оптической звезды и аккреционного диска для низкого состояния. Видно, что, как и в случае полного заполнения оптической звездой своей полости Роша, оптическая светимость диска в 5–6 раз больше средней светимости прогретой звезды. При переходе от низкого состояния к высокому и светимость звезды, и светимость диска возрастают. Относительно высокая оптическая светимость аккреционного диска объясняет то, что линии поглощения оптической звезды не видны в суммарном спектре системы.

При значениях  $i = 22^\circ$  и  $q = 3.5$  из нижнего предела функции масс оптической звезды  $f_v(M) = 0.034M_\odot$ , вычисленной с использованием полуамплитуды лучевых скоростей  $K_v = 74.9$  км/с, определенной по эмиссионным линиям Боуэна, получаем нижний предел для массы релятивистского объекта  $M_x = 1.13M_\odot$ . Чтобы получить массу релятивистского объекта, равную стандартной массе нейтронной звезды  $1.4M_\odot$ , нужно увеличить полуамплитуду лучевых скоростей с 74.9 км/с до 80.4 км/с, т.е. в 1.074 раза.

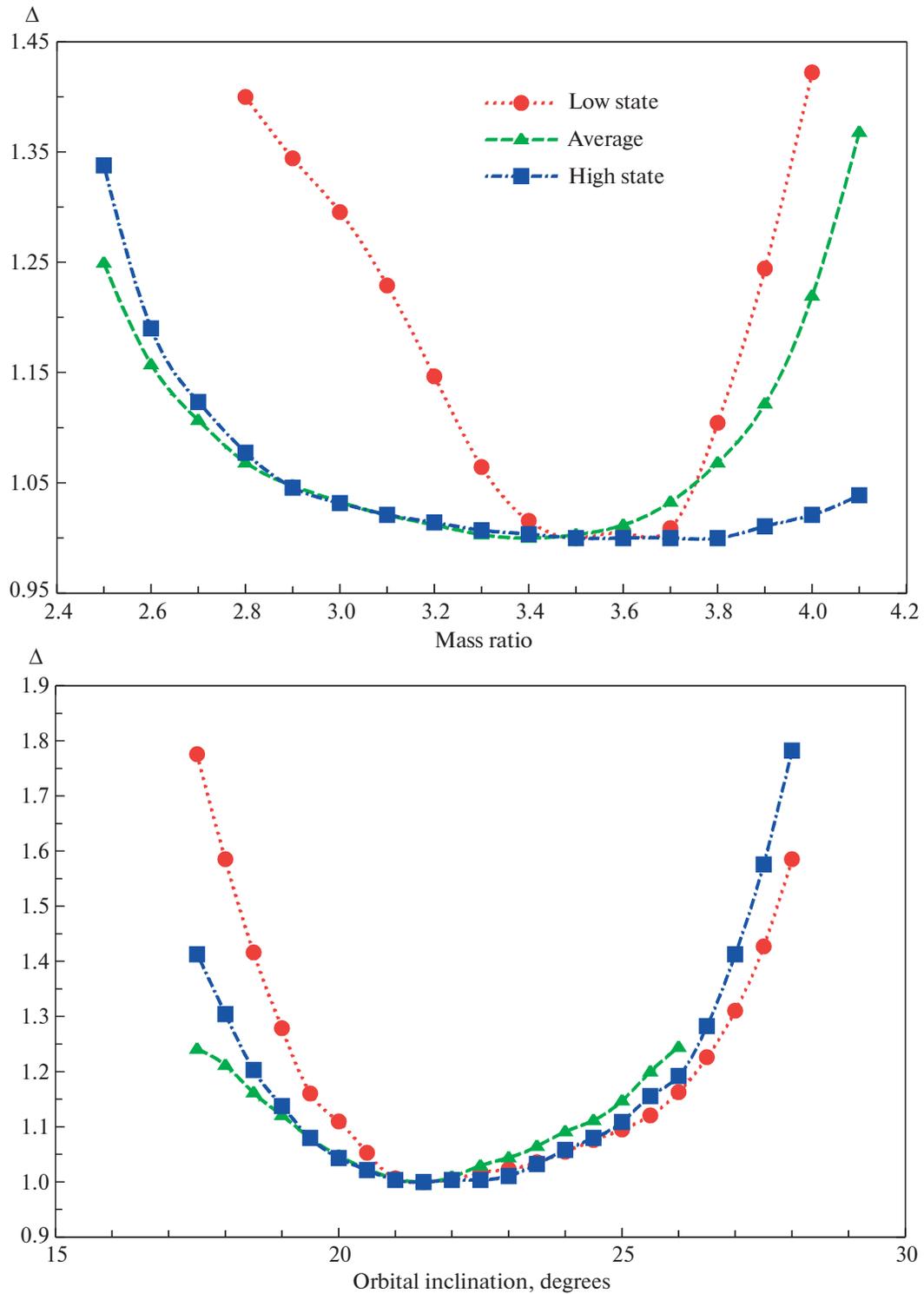
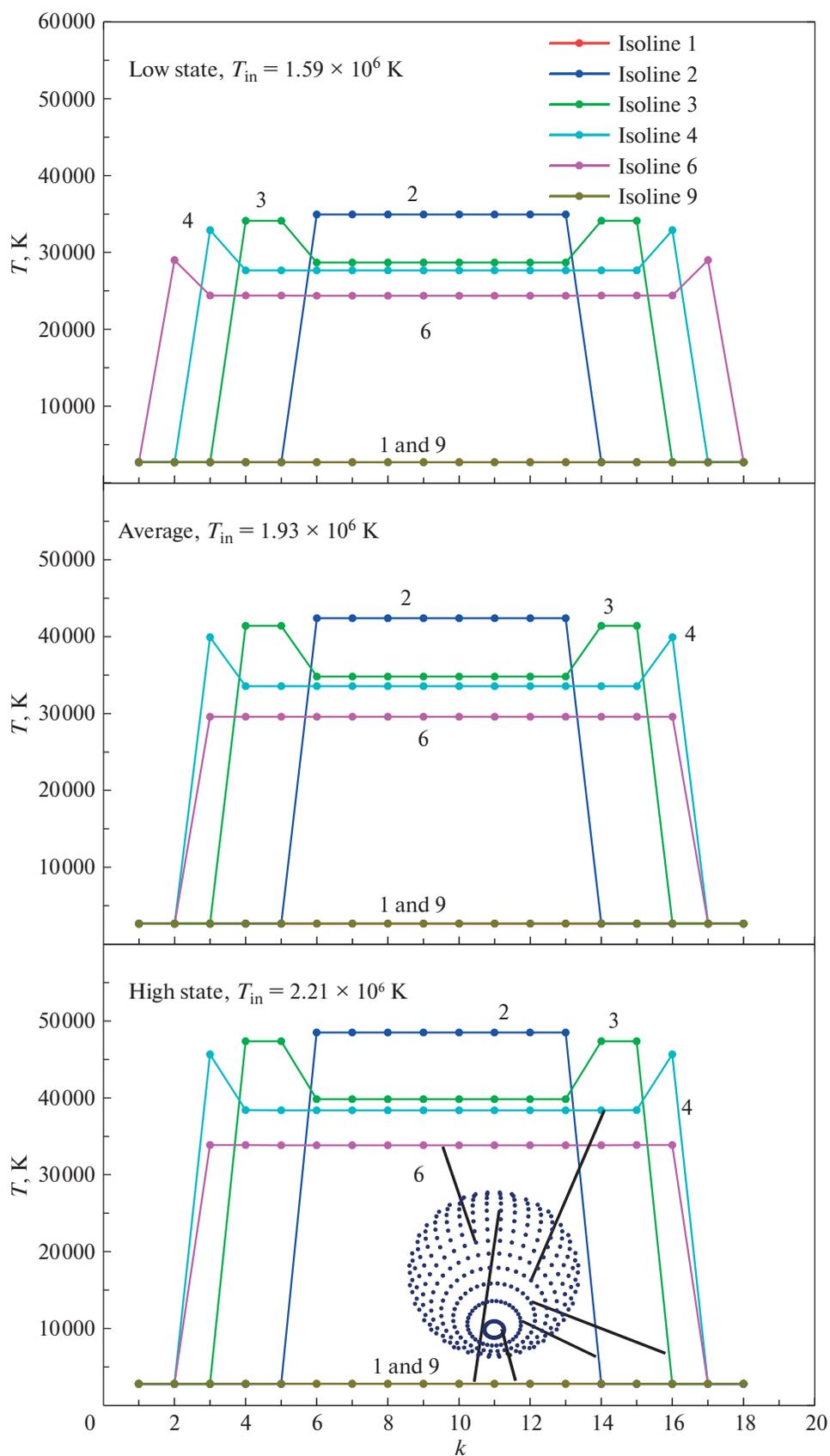


Рис. 3. Зависимость невязок, минимальных по всем параметрам, кроме одного, от параметров  $q$  и  $i$ .

Следовательно, при  $M_x = 1.4M_\odot$  область формирования эмиссионных линий Боуэна NIII/SIII смещена от центра масс оптической звезды в сторону точки Лагранжа  $L_1$  на величину

$\Delta a_v = 0.074a_v$ , где  $a_v$  – радиус абсолютной орбиты оптической звезды. Величина  $a_v = 3.42R_\odot$  (при  $a = a_v + a_x = 4.4R_\odot$  и  $q = \frac{a_v}{a_x} = 3.5$ ). Таким обра-



**Рис. 4.** Распределение температуры по прогретой части оптической звезды для нижнего и верхнего состояний, а также для средней кривой блеска.

зом, смещение  $\Delta a_v = 0.25R_\odot$ . При радиусе оптической звезды  $0.4R_\odot$  смещение  $0.25R_\odot$  соответствует областям поверхности оптической звезды, не сильно отклоняющимся от терминатора, вблизи которого температура составляет около 3000 К. Температура здесь  $\sim 10^4$  К, что недостаточно для формирования эмиссионных линий Боуэна NIII/СIII. Если принять массу нейтронной звезды  $M_x = 1.6M_\odot$ , то  $\Delta a_v = 0.42R_\odot \approx R_v$ . В этом случае область формирования эмиссионных линий Боуэна лежит в точке поверхности прогретой части звезды, ближайшей к релятивистскому объекту, где температура составляет 33 000–48 000 К, что благоприятствует формированию эмиссионных линий Боуэна. Но размер этой области сравнительно мал. При массе  $M_x = 1.5M_\odot$  имеем  $\Delta a_v = 0.34R_\odot < R_v$ . В этой области и температура поверхности прогретой части звезды, и размер области формирования эмиссионных линий Боуэна оптимальны.

Замечательно то, что ввиду малого радиуса оптической звезды в нашем моделировании удается оценить массу нейтронной звезды  $M_x = 1.5M_\odot$ , причем с хорошей точностью. Например, значение  $M_x = 1.7M_\odot$  отвергается, поскольку в этом случае  $\Delta a_v = 0.5R_\odot$ , что больше радиуса оптической звезды  $R_v = 0.4R_\odot$ . В данном случае зона формирования эмиссионных линий Боуэна лежит далеко за пределами поверхности оптической звезды, что физически нереалистично.

Следует отметить, что эти рассуждения верны лишь в том случае, если эмиссионные линии Боуэна формируются вблизи фотосферы звезды, где температурная инверсия (типа той, которая имеет место в солнечной хромосфере) отсутствует. В пользу формирования линий Боуэна вблизи фотосферы звезды свидетельствует относительная узость этих линий.

Поскольку мы исследуем оптические кривые блеска (Рэлей-Джинсовская область спектра по сравнению с рентгеновским диапазоном), при переходе от низкого состояния к высокому изменение оптической светимости звезды и диска должно быть пропорционально изменению температуры  $T_{in}$ , которая меняется от  $1.59 \times 10^6$  К до  $2.2 \times 10^6$  К, т.е. примерно в 1.4 раза. Это согласуется с наблюдаемой величиной изменения среднего блеска системы Sco X-1, которая составляет около  $0.4^m$ .

Наблюдаемая амплитуда оптических кривых блеска Sco X-1 в низком и высоком состояниях (и для средней кривой блеска) остается примерно постоянной (около  $0.15^m$ ) ввиду того, что она определяется двумя компонентами системы: вкладом переменного излучения прогретой звез-

ды и почти постоянным вкладом яркого аккреционного диска.

Таким образом, удается непротиворечиво описать наблюдаемые оптические кривые блеска Sco X-1 в трех состояниях в рамках двух моделей: модели полного заполнения звездой своей полости Роша [23] и в модели частичного заполнения.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы выполнили интерпретацию уникальных оптических кривых блеска системы Sco X-1 — первого открытого рентгеновского источника, расположенного за пределами Солнечной системы. Интерпретация выполнена с учетом сильного рентгеновского прогрева оптической звезды и аккреционного диска в модели, когда оптическая звезда не полностью заполняет свою полость Роша ( $\mu = 0.38$ ) и является звездой главной последовательности без избытка радиуса и светимости.

В модели частичного заполнения оптической звездой своей полости Роша мы получили следующие результаты:

1. Главный результат — показано, что оптические кривые блеска системы Sco X-1 могут быть непротиворечиво описаны в рамках такой, казалось бы, необычной модели. Это подкрепляет результаты работ [24, 26, 35], где показано, что даже в случае неполного заполнения оптической звездой своей полости Роша в рентгеновской двойной системе индуцированный сильным рентгеновским прогревом звездный ветер оптической звезды может питать эффективную аккрецию вещества на релятивистский объект.

2. Отношение масс компонентов  $q = \frac{M_x}{M_v} \simeq 3.5$ , наклонение орбиты системы  $i \simeq 22^\circ$ . Эти значения  $q$ ,  $i$  не сильно отличаются от значений параметров, найденных в модели полного заполнения полости Роша оптической звездой [23]:  $q \simeq 3.6$ ,  $i \simeq 30^\circ$ .

3. При принятом радиусе оптической звезды  $R_2 \simeq 0.4R_\odot$  полученная в результате решения обратной задачи масса звезды  $M_v = 0.4M_\odot$ . Это свидетельствует о том, что звезда принадлежит главной последовательности.

4. Температура невозмущенной оптической звезды  $T = 2700$  К, ее болометрическая светимость  $\approx 3 \times 10^{31}$  эрг/с (соответствует массе  $0.4M_\odot$  для звезды главной последовательности).

5. Масса нейтронной звезды  $M_x = (1.5 \pm 0.1)M_\odot$ . Значения  $M_x > 1.7M_\odot$  могут быть отвергнуты, поскольку в этом случае зона формирования узких эмиссионных линий Боуэна NIII/СIII лежит вне тела оптической звезды. За-

метим, что поскольку эти линии узкие, то они, скорее всего, формируются вблизи прогретой фотосферы оптической звезды, а не в протяженной “короне” с инверсным распределением температуры.

6. В оптическом излучении системы доминирует вклад прогретого рентгеном аккреционного диска (его светимость в 5–6 раз больше средней светимости звезды). Это объясняет невидимость линий поглощения звезды в суммарном спектре системы.

7. Найденный нами радиус аккреционного диска  $R_d = 0.35R_\odot$  в три раза меньше радиуса диска в модели с полным заполнением оптической звездой своей полости Роша. Этот красивый результат согласуется с моделью аккреции из звездного ветра, в которой радиус аккреционного диска должен быть порядка радиуса Бонди. Этот радиус при  $M_x = 1.4M_\odot$  и скорости индуцированного рентгеновским прогревом звездного ветра  $\sim 1000$  км/с должен быть значительно меньше радиуса полости Роша нейтронной звезды.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят А.В. Тутукова за полезные обсуждения.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом РНФ 17-12-01241 (А.М. Черепашук), а также научной и образовательной школой МГУ им. М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные космические исследования”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi*, Phys. Rev. Lett. **9**, 439 (1962).
2. *A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, and S. Y. Shugarov*, *Highly evolved close binary star* (Amsterdam: Gordon and Breach, 1996).
3. *G. Hasinger and M. van der Klis*, Astron. and Astrophys. **225**, 79 (1989).
4. *S. D. Vrtilik, W. Penninx, J. C. Raymond, F. Verbunt, P. Hertz, K. Wood, W. H. G. Lewin, and K. Mitsuda*, Astrophys. J. **376**, 278 (1991).
5. *H. V. Bradt, L. L. E. Braes, W. Forman, J. E. Hesser, et al.*, Astrophys. J. **197**, 443 (1975).
6. *C. R. Canizares, G. W. Clark, F. K. Li, G. T. Murthy, et al.*, Astrophys. J. **197**, 457 (1975).
7. *D. E. Mook, R. J. Messina, W. A. Hiltner, R. Belian, et al.*, Astrophys. J. **197**, 425 (1975).
8. *T. Augsteijn, K. Karatasos, M. Papadakis, G. Paterakis, et al.*, Astron. and Astrophys. **265**, 177 (1992).
9. *B. J. McNamara, T. E. Harrison, R. T. Zavala, E. Galvan, et al.*, Astron. J. **125**, 1437 (2003).
10. *T. Muñoz-Darias, I. G. Martínez-Pais, J. Casares, V. S. Dhillon, T. R. Marsh, R. Cornelisse, D. Steeghs, and P. A. Charles*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **379**, 1637 (2007).
11. *E. W. Gottlieb, E. L. Wright, and W. Liller*, Astrophys. J. **195**, L33 (1975).
12. *A. P. Cowley and D. Crampton*, Astrophys. J. **201**, L65 (1975).
13. *J. I. Katz*, Astron. and Astrophys. **39**, 241 (1975).
14. *R. I. Hynes, B. E. Schaefer, Z. A. Baum, Ching-Cheng Hsu, M. L. Cherry, and S. Scaringi*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **459**, 3596 (2016).
15. *D. K. Galloway, S. Premachandra, D. Steeghs, T. Marsh, J. Casares, and R. Cornelisse*, Astrophys. J. **781**, 14 (2014).
16. *A. M. Cherepashchuk, Y. N. Efremov, N. E. Kurochkin, N. I. Shakura, and R. A. Sunyaev*, Inform. Bull. Var. Stars № 720, 1 (1972).
17. *V. M. Lyutyi, R. A. Sunyaev, and A. M. Cherepashchuk*, Soviet Astron. **17**, 1 (1973).
18. *D. V. Bisikalo*, Astrophys. Space Sci. **296**, 391 (2005).
19. *V. V. Lukin, K. L. Malanchev, N. I. Shakura, K. A. Postnov, V. M. Chechetkin, and V. P. Utrobin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **467**, 2934 (2017).
20. *T. S. Khruzina*, Astron. Rep. **55**, 425 (2011).
21. *A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, S. Yu. Shugarov, A. M. Tatarnikov, M. A. Burlak, and N. I. Shatsky*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **483**, 1067 (2019).
22. *M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, S. Yu. Shugarov, A. M. Tatarnikov, and A. I. Bogomazov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **490**, 3287 (2019).
23. *M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **508**, 1389 (2021).
24. *M. M. Basko and R. A. Sunyaev*, Astrophys. Space Sci. **23**, 117 (1973).
25. *I. Iben, Jr., A. V. Tutukov, and A. V. Fedorova*, Astrophys. J. **486**, 955 (1997).
26. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, Astron. Rep. **46**, 765 (2002).
27. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev*, Astron. and Astrophys. **500**, 33 (1973).
28. *R. E. Wilson and E. J. Devinney*, Astrophys. J. **166**, 605 (1971).
29. *L. B. Lucy*, Zeitschrift für Astrophysik **65**, 89 (1967).
30. *D. M. Himmelblau*, *Applied Nonlinear Programming* (New York: McGraw-Hill, 1972).
31. *P. I. Kolykhalov and R. A. Sunyaev*, Soviet Astron. Letters **6**, 357 (1980).
32. *C. de Jager*, *The brightest stars* (Dordrecht: D. Reidel, 1980).
33. *A. F. Illarionov and R. A. Sunyaev*, Soviet Astron. Letters **1**, 73 (1975).
34. *N. Shakura, K. Postnov, A. Kochetkova, and L. Hjalmarsdotter*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **420**, 216 (2012).
35. *I. Iben, Jr., A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson*, Astrophys. J. Suppl. **100**, 233 (1995).