

СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 7, 2022

| | |
|--|-----|
| Лес линий Лайман-альфа и ультрафиолетовый фон <i>М. И. Демянский, А. Г. Дорошкевич, Т. И. Ларченкова</i> | 475 |
| Поиск рентгеновского излучения, предшествующего слиянию двойных нейтронных звезд, в данных обзора всего неба обсерваторией Спектр-РГ <i>И. А. Мереминский, А. А. Лутовинов, К. А. Постнов, В. А. Арефьев, И. Ю. Лапшов, С. В. Мольков, С. Ю. Сазонов, А. Н. Семена, А. Ю. Ткаченко, А. Е. Штыковский, Ж. Лью, Й. Вилмс, А. Рау, Т. Доузер, И. Крейкенбом</i> | 485 |
| Параметры галактической спиральной волны плотности по мазерам с ошибками параллаксом менее 10% <i>В. В. Бобылев, А. Т. Байкова</i> | 492 |
| Рентгеновские струи SS 433 в период вспышечной активности летом 2018 года <i>П. С. Медведев, И. И. Хабибуллин, А. Н. Семена, И. А. Мереминский, С. А. Трушкин, А. В. Шевченко, С. Ю. Сазонов</i> | 506 |
| Влияние активных областей на характеристики солнечного ветра в максимуме цикла <i>С. А. Богачёв, А. А. Рева, А. С. Кириченко, А. С. Улянов, И. П. Лобода</i> | 523 |

ЛЕС ЛИНИЙ ЛАЙМАН-АЛЬФА И УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЙ ФОН

© 2022 г. М. И. Демянский^{1,2}, А. Г. Дорошкевич^{3,4}, Т. И. Ларченкова^{3*}

¹Институт теоретической физики Варшавского университета, Варшава, Польша

²Астрономический факультет Уильямс колледжа, Вильямстаун, США

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.02.2022 г.

После доработки 27.05.2022 г.; принята к публикации 20.06.2022 г.

Наблюдаемый в спектрах квазаров лес линий Ly_{α} позволяет изучать эволюцию структуры Вселенной и свойства ультрафиолетового (УФ) фона вплоть до красных смещений ~ 6 . Анализ свойств ~ 6000 линий леса Ly_{α} , наблюдаемых при красных смещениях $4.5 \geq z \geq 2$, показывает, что этот лес может быть образован поглощением излучения квазаров сильно ионизованным водородом, сосредоточенным в гало темной материи (ТМ) и в межгалактической среде. В работе предложена физическая модель поглощающих объектов, позволяющая связать наблюдаемые характеристики линий поглощения со свойствами гало ТМ и окружающего УФ-фона. Показано, что доплер-параметр и температура газа определяются энергией инжекции, выделяемой при фотоионизации водорода, и зависят только от спектра окружающего УФ-фона. Напротив, наблюдаемая концентрация нейтрального водорода зависит как от интенсивности и спектра УФ-фона, так и от массы и плотности гало ТМ. Проведенный анализ может быть использован для выделения ограниченной популяции гало ТМ, наблюдаемых как линии Ly_{α} , среди множества всех гало ТМ.

Ключевые слова: лес линий Лайман-альфа, ультрафиолетовый фон, гало темной материи, спектр поглощения квазаров.

DOI: 10.31857/S032001082207004X

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения спектров поглощения далеких квазаров позволяют получать информацию об эволюции Вселенной вплоть до масштабов галактик с массами $\sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$ (Тегмарк, Залдаряга, 2002; Иррик и др., 2017; Иррик, МакКвин, 2018). Современное состояние этих вопросов в наблюдениях, теоретических и численных моделях, а также интерпретация леса линий Ly_{α} обсуждаются во многих работах (Мейксин, 2009; МакКуинн, 2016; Данфорс и др., 2016; Болтон и др., 2017; Рораи и др., 2017; Тоннсен и др., 2017; Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020; Вилласенор и др., 2021; Болтон и др., 2022; Моларо и др., 2022).

При малых красных смещениях $z \leq 1$ наблюдаемый лес линий поглощения связывают с окружением отдельных галактик и филаментов (circumgalactic medium) (Данфорс и др., 2016; Демянский, Дорошкевич, 2018). При красных смещениях $z \geq 2$ часть наблюдаемых линий поглощения отождествляется с галактиками, но большая

часть может быть связана с гало темной материи (ТМ) (Рис, 1986; Икеучи, 1986; Чен и др., 1994; Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020), ионизуемыми дискретными источниками ультрафиолетового (УФ) излучения (Шайе и др., 1999; МакКуинн, 2016; Болтон и др., 2017, 2022; Моларо и др., 2022).

Как свидетельствуют наблюдения барионных осцилляций (Айзенштайн и др., 2005; Росел и др., 2022), в масштабах ≤ 100 Мпк скорости барионов тесно связаны с движением частиц ТМ, и возникающие каустики являются ранним промежуточным этапом образования гало ТМ, галактик и других элементов структуры Вселенной во всех масштабах (Зельдович, 1970). Хорошо изученная как в наблюдениях, так и в численных моделях, концентрация галактик и гало ТМ в филаментах и сверхскоплениях соответствует такому представлению. Эти процессы приводят как к образованию многочисленных маломассивных гало ТМ (Тамлинсон и др., 2017; Нааб, Острайкер, 2017; Баллок, Бойлан-Колчин, 2017; Векслер, Тинкер, 2018), так и менее представительной популяции маломассивных и

*Электронный адрес: ltanya@asc.rssi.ru

ультра-диффузных галактик (Уолкер и др., 2009; Мартинес-Дельгадо и др., 2016; Роман, Тражилло, 2017; Ши и др., 2017) с малым количеством барионов и звезд, что обсуждается в литературе как 'missing satellite problem' (Клыпин и др., 2015). Часть перечисленных объектов наблюдается как линии поглощения Ly_α в спектрах квазаров. Возникает вопрос: какими свойствами должны обладать эти гало ТМ и галактики, и как их выделить из множества всех гало ТМ.

Свойства линий поглощения чувствительны только к локальным параметрам поглощающей гелиево-водородной плазмы, которые во многом похожи во всех случаях. При этом распределение и эволюция расстояний между линиями леса Ly_α (Баккал, Пиблз, 1969; Ким и др., 2013; Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020), образованными в стабильных гало ТМ и в межгалактической среде, могут отличаться. В качестве характеристики такой эволюции в работе Демянский, Дорошкевич (2018) было предложено использовать разность красных смещений соседних линий. В случае одиночных линий, образованных как в гало ТМ, так и в межгалактической среде, эта величина определяет расстояние между линиями вдоль луча зрения. В случае систем близких линий, образованных внутри стабильного гало, она определяет дисперсию скоростей в этом гало.

В работе Демянский, Дорошкевич (2018) было показано, что сопутствующее расстояние d_{sep}^* вдоль луча зрения между линиями Ly_α (длина свободного пробега) слабо зависит от красного смещения z . Такая же слабая зависимость наблюдается для расстояний между линиями поглощения металлов (Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020), что типично для компактных гало, расположенных случайно в изотропно расширяющейся среде. Экспоненциальное распределение расстояний d_{sep}^* (Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020) также подтверждает связь линий леса с отдельными гало ТМ.

По этому признаку наблюдаемые линии Ly_α леса можно разделить на группы: системы близких линий, образованных в одном гало ТМ (или галактике), одиночные линии, образованные в гало ТМ и/или в межгалактической среде. Анализ этих линий, наблюдаемых на разных красных смещениях, позволяет проследить эволюцию гало ТМ во времени, построить физическую модель поглощающих объектов и проверить ее работоспособность на хорошо изученных объектах.

В настоящей работе в разделе 1 проанализированы свойства 5354 линий поглощения Ly_α , наблюдаемых на красных смещениях $4.2 \geq z \geq 2$, для

которых лучевая концентрация нейтрального водорода $N_{HI} \leq 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Построено распределение по доплер-параметру выборки 6306 линий поглощения Ly_α , наблюдаемых на тех же красных смещениях, которая также включает линии с лучевой концентрацией нейтрального водорода большей, чем 10^{14} см^{-2} . На основании полученных данных в разделе 2 рассмотрена возможная физическая модель поглощающих объектов в предположении, что линии поглощения Ly_α образуются в гелиево-водородной плазме, расположенной в стабильном гало ТМ и ионизованной внешним УФ-излучением. Исследовано влияние этого излучения на свойства газа в гало ТМ.

В разделе 3 в рамках предложенной модели получено выражение для лучевой концентрации нейтрального водорода в рассматриваемом гало ТМ с учетом УФ-фона. С помощью этого выражения можно сопоставлять модельные параметры линий поглощения Ly_α с наблюдаемыми, что позволит среди множества всех гало ТМ (при заданном УФ-фоне) выделять популяцию гало ТМ, наблюдаемых как линии Ly_α . Предложенная модель проверяется на хорошо изученных маломассивных спутниках галактик MW и M31. Полученные результаты обсуждаются в разделе 4. Заключение приведено в разделе 5.

Параметры космологической модели. Дальнейший анализ выполнен в рамках стандартной Λ CDM космологической модели со значениями постоянной Хаббла $H(z)$, средней плотности нерелятивистского вещества (темная материя и барионы) $\langle \rho_m(z) \rangle$ и плотности барионов $\langle n_b(z) \rangle$, полученными в работах Комацу и др. (2011); Аде и др. (2016):

$$H^2(z) = H_0^2[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda], \quad (1)$$

$$H_0 = 67.8 \text{ км/с/Мпк},$$

$$\langle \rho_m \rangle = 2.2 \times 10^{-30} (1+z)^3 \Theta_m \text{ г/см}^3,$$

$$\langle n_b \rangle = 1.9 \times 10^{-7} (1+z)^3 \Theta_m \text{ см}^{-3},$$

$$\Omega_\Lambda \simeq 0.72, \quad \Omega_{DM} \simeq 0.24, \quad \Omega_b \simeq 0.04,$$

$$\Omega_m = \Omega_{DM} + \Omega_b, \quad \Theta_m = \Omega_m/0.28,$$

где Ω_b , Ω_m , Ω_{DM} и Ω_Λ — безразмерные плотности барионов, нерелятивистского вещества, темной материи и темной энергии соответственно.

1. НАБЛЮДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛИНИЙ Ly_α НА БОЛЬШИХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЯХ

Линии, наблюдаемые в спектрах поглощения квазаров, характеризуются лучевой концентрацией нейтрального водорода N_{HI} (или какого-либо

иона) и доплер-параметром b , который определяется профилем линии, и характеризует температуру поглощающей среды. Эти параметры зависят от внешнего УФ-фона.

Для оценки эволюции системы поглощающих элементов можно использовать сопутствующую плотность линий dn/dz (Баккал, Пиблз, 1969; Ким и др., 2013) и/или сопутствующее расстояние d_{sep}^* (Демянский, Дорошкевич, 2018) вдоль луча зрения между линиями леса. Плотность dn/dz определяется следующим образом:

$$\frac{dn}{dz} \propto \frac{(1+z)^2}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}. \quad (2)$$

Разность красных смещений соседних линий поглощения Δz_i в случае системы близко расположенных линий, образованных в одном гало ТМ, определяет дисперсию случайных скоростей в гало v_{kin} . В случае же больших значений Δz_i эта разность определяет сопутствующее расстояние вдоль луча зрения между поглощающими элементами d_{sep}^* :

$$\begin{aligned} d_{\text{sep}}^*(z_i) &= \frac{s_0(1+z_i)^2 \Delta z_i}{\sqrt{(1+z_i)^3 + \Omega_\Lambda/\Omega_m}}, \quad (3) \\ v_{\text{kin}} &= \frac{c \Delta z_i}{1+z_i}, \\ s_0 &= \frac{c}{H_0 \Omega_m^{1/2}} = \frac{7.8 \times 10^3 \text{ Мпк}}{\Theta_m^{1/2}}, \\ \Delta z_i &= z_{i+1} - z_i, \end{aligned}$$

где c — скорость света, z_i — красное смещение линии.

Функции dn/dz и d_{sep}^* хотя и близки по форме, но не тождественны. Так, dn/dz характеризует спектр в целом, тогда как d_{sep}^* характеризует отдельные линии (как и b , и N_{HI}). Поэтому интерпретация этих функций также различна.

Ранее в работе Демянский и др. (2020) были проанализированы два каталога систем линий Ly_α , наблюдаемых в спектрах квазаров (Данфорс и др., 2016; Демянский и др., 2006) на больших красных смещениях $z \geq 2$ и малых $z \leq 0.5$, а также каталог линий CIV для красных смещений $2 \leq z \leq 4$ из работы Боксенберг, Саргент (2015). В результате для этих трех каталогов линий были получены средние значения параметров b , v_{kin} , d_{sep}^* . Оказалось, что в случае больших красных смещений для выборки линий Ly_α и выборки линий CIV средние значения параметров v_{kin} , d_{sep}^* существенно отличаются, при этом средние значения доплер-параметра близки. Анализ также показал, что наблюдается широкий диапазон значений лучевой

концентрации нейтрального водорода $10^{12} \text{ см}^{-2} \leq N_{\text{HI}} \leq 10^{15} \text{ см}^{-2}$ как при малых, так и при больших красных смещениях.

Теперь проследим эволюцию во времени параметров N_{HI} , b , d_{sep}^* для выборки 5354 линий поглощения Ly_α с лучевой концентрацией нейтрального водорода $N_{\text{HI}} \leq 10^{14} \text{ см}^{-2}$ на красных смещениях $2 \leq z \leq 4.2$. Для этого разобьем диапазон красных смещений от 2 до 4.2 на равные интервалы с шагом 0.2 и в каждом интервале вычислим средние значения исследуемых параметров.

Результаты проведенного анализа представлены в табл. 1. Обращает на себя внимание высокая стабильность как средних значений параметров $\langle b \rangle$, $\langle d_{\text{sep}}^* \rangle$, $\langle N_{\text{HI}} \rangle$, так и их среднеквадратичных отклонений (дисперсий), которые характеризуют ширину функции распределения этих параметров. Средние значения доплер-параметра $\langle b \rangle$ слабо зависят как от красного смещения, так и от направления на небесной сфере. Как уже было отмечено, они близки к значениям для выборки линий металлов (Демянский и др., 2020).

Для средних значений сопутствующего расстояния $\langle d_{\text{sep}}^* \rangle$ также наблюдается слабая зависимость от красного смещения. При этом в работах Демянского, Дорошкевича (2018) и Демянского и др. (2020) было показано, что функция распределения сопутствующего расстояния между линиями вдоль луча зрения близка к экспоненциальной. Такое распределение предполагает близость среднего значения и среднеквадратичного отклонения, что наглядно видно из табл. 1.

Для рассмотренной выборки линий эволюция их линейной плотности описывается степенным законом $\langle dn/dz \rangle \simeq 1.6(1+z)^{0.563}$, что совпадает с результатами, полученными ранее (см., например, Ким и др., 2013).

Теперь проанализируем значения доплер-параметра для выборки всех имеющихся в каталоге 6306 линий Ly_α (без введенного ранее ограничения $N_{\text{HI}} \leq 10^{14} \text{ см}^{-2}$), наблюдаемых в диапазоне красных смещений от 2 до 4.5. Результаты этого анализа представлены в табл. 2 и на рис. 1. Для большинства линий значения доплер-параметра лежат в диапазоне 10–50 км/с с максимумом при $b \simeq 25$ км/с. Отметим, что полученное распределение лишь в деталях отличается от распределения для рассмотренных слабых линий, которое приведено в табл. 1.

Таблица 1. Эволюция наблюдаемых параметров выборки 5354 линий поглощения Ly_α с $N_{HI} \leq 10^{14} \text{ см}^{-2}$

| $\langle z \rangle$ | f | $\langle b \rangle$, км/с | $\langle d_{sep}^* \rangle$, Мпк | $\langle dn/dz \rangle$ | $\langle \log N_{12} \rangle$ |
|---------------------|------|----------------------------|-----------------------------------|-------------------------|-------------------------------|
| 2.1 | 0.09 | 27 (1 ± 0.48) | 29 (1 ± 1.1) | 3.1 (1 ± 0.011) | 1.1 (1 ± 0.8) |
| 2.3 | 0.08 | 25 (1 ± 0.52) | 26 (1 ± 1.2) | 3.2 (1 ± 0.010) | 1.0 (1 ± 0.7) |
| 2.5 | 0.08 | 31 (1 ± 0.50) | 31 (1 ± 1.4) | 3.3 (1 ± 0.009) | 1.1 (1 ± 0.6) |
| 2.7 | 0.15 | 31 (1 ± 0.59) | 29 (1 ± 0.8) | 3.4 (1 ± 0.008) | 1.2 (1 ± 0.7) |
| 2.9 | 0.19 | 31 (1 ± 0.58) | 29 (1 ± 1.3) | 3.5 (1 ± 0.008) | 1.3 (1 ± 0.7) |
| 3.1 | 0.14 | 31 (1 ± 0.52) | 29 (1 ± 0.9) | 3.6 (1 ± 0.007) | 1.3 (1 ± 0.7) |
| 3.3 | 0.07 | 28 (1 ± 0.52) | 27 (1 ± 1.1) | 3.7 (1 ± 0.007) | 1.3 (1 ± 0.6) |
| 3.5 | 0.09 | 28 (1 ± 0.62) | 27 (1 ± 0.7) | 3.8 (1 ± 0.007) | 1.4 (1 ± 0.7) |
| 3.7 | 0.04 | 29 (1 ± 0.64) | 32 (1 ± 0.8) | 3.9 (1 ± 0.007) | 1.5 (1 ± 0.6) |
| 3.9 | 0.04 | 27 (1 ± 0.54) | 38 (1 ± 0.8) | 4.0 (1 ± 0.006) | 1.7 (1 ± 0.5) |
| 4.1 | 0.03 | 27 (1 ± 0.51) | 33 (1 ± 0.7) | 4.1 (1 ± 0.004) | 1.3 (1 ± 9.6) |

Примечание. f — доля линий, $N_{12} = N_{HI}/10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Таблица 2. Распределение 6306 линий поглощения Ly_α по значению доплер-параметра

| z_{\min} | z_{\max} | N_{abs} | $\langle b \rangle$ | f_{10} | f_{50} | $\langle \log N_{13} \rangle$ |
|------------|------------|-----------|---------------------|----------|----------|-------------------------------|
| 2.0 | 2.5 | 1281 | 27 (1 ± 0.5) | 0.076 | 0.085 | 0.06 |
| 2.5 | 3.0 | 2400 | 31 (1 ± 0.5) | 0.052 | 0.110 | 0.24 |
| 3.0 | 3.5 | 1632 | 29 (1 ± 0.5) | 0.061 | 0.092 | 0.31 |
| 3.5 | 4.0 | 820 | 28 (1 ± 0.5) | 0.091 | 0.096 | 0.63 |
| 4.0 | 4.5 | 173 | 27 (1 ± 0.5) | 0.069 | 0.058 | 0.30 |
| 2.0 | 4.5 | 6306 | 29 (1 ± 0.5) | 0.065 | 0.092 | 0.26 |

Примечание. z_{\min} и z_{\max} — минимальное и максимальное значения красного смещения, N_{abs} — число линий поглощения, f_{10} и f_{50} — доля линий с $b \leq 10 \text{ км/с}$ и $b \geq 50 \text{ км/с}$, $N_{13} = N_H/10^{13} \text{ см}^{-2}$.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЛО ТЕМНОЙ МАТЕРИИ, НАБЛЮДАЕМЫХ КАК ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ Ly_α

Если сопоставить полученные в предыдущем разделе свойства линий поглощения Ly_α со свойствами линий поглощения металлов, которые естественным образом связаны с галактиками (или окологалактической средой), то можно отметить некоторые общие особенности (в пределах полученных ошибок):

- 1) близкие средние значения доплер-параметра,
- 2) средние значения доплер-параметра не зависят от направления на небесной сфере и от красного смещения,

3) средние значения сопутствующего расстояния не зависят от красного смещения.

Перечисленные общие свойства можно рассматривать как указание на возможное подобие галактик и гало ТМ, связанных с образованием линий Ly_α , что будет нами использовано при построении физической модели поглощающих объектов. Предположим, что линии поглощения Ly_α образуются в гелиево-водородной плазме, расположенной в стабильном гало ТМ, которая ионизована внешним УФ-излучением. Сначала рассмотрим влияние этого излучения на свойства газа, находящегося в гало ТМ.

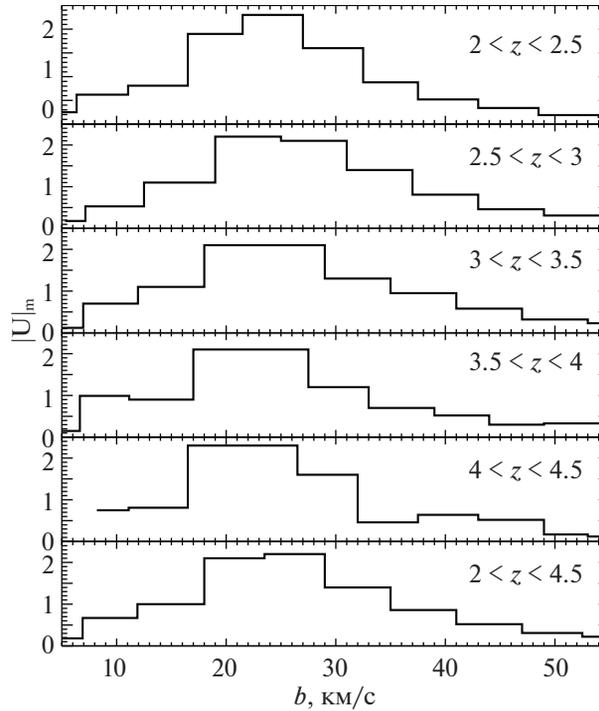


Рис. 1. Функция распределения 6306 линий поглощения Ly_{α} по доплер-параметру b для пяти интервалов по красному смещению.

2.1. Влияние УФ-фона на свойства газа в гало ТМ

Известно, что УФ-фон образован излучением галактик, ядер галактик, квазаров и других источников (МакКуинн, 2016; Хаард, Мадау, 2012; Демянский, Дорошкевич, 2004). При красных смещениях $z \sim 6-10$ это излучение привело к ионизации межгалактического газа и продолжает поддерживать его высокую степень ионизации при $z \leq 3$ (МакКуинн, 2016). Интенсивность и спектр УФ-фона зависят от расположения и свойств источников излучения, а потому они сильно неоднородны. В первом приближении УФ-фон можно охарактеризовать с помощью энергии инжекции, выделяемой в плазму при фотоионизации водорода E_{HI} (и гелия E_{HeI} , E_{HeII}) и скорости фотоионизации водорода Γ_{HI} :

$$\Gamma_{\text{HI}} = 10^{-12} \text{ с}^{-1} \Gamma_{12}, \quad (4)$$

где случайная функция Γ_{12} зависит от свойств и расположения ближайших источников излучения (Хаард, Мадау, 2012).

Напротив, энергия инжекции главным образом зависит от спектра УФ-фона. Для степенного спектра нетеплового излучения

$$J(z, \nu) \propto \nu^{-\gamma}$$

эти энергии оцениваются (Блэк, 1981) как

$$\begin{aligned} E_{\text{HI}} &= 5.2\Theta_i \text{ эВ}, & E_{\text{HeI}} &= 17.5\Theta_i \text{ эВ}, \\ E_{\text{HeII}} &= 25\Theta_i \text{ эВ}, & \Theta_i &= 2/(1 + \gamma). \end{aligned} \quad (5)$$

Для таких спектров энергия инжекции близка к половине величины потенциала ионизации водорода и гелия соответственно.

Для фона, образованного тепловыми источниками, также можно ожидать, что значения энергии инжекции близки к половине потенциала ионизации водорода. Так, например, для спектра

$$J \propto \nu^3 \exp(-\chi\nu/\nu_c)$$

энергия инжекции $E_{\text{HI}} = \chi h\nu_c$, где ν_c соответствует потенциалу ионизации водорода, h — постоянная Планка.

При сильной фотоионизации газа, когда плотность нейтрального водорода n_{HI} меньше плотности протонов n_p и барионов $n_b \simeq n_p \gg n_{\text{HI}}$, можно ожидать равновесную степень ионизации водорода и иногда гелия (Блэк, 1981; МакКуинн, 2016), что позволяет исключить в ряде задач влияние интенсивности УФ-фона условием ионизационного баланса:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{HI}} n_{\text{HI}} &\simeq \alpha_{\text{HI}} n_p^2, \\ \alpha_{\text{HI}} &\simeq 4T_4^{-0.75} \times 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}, \\ T_4 &= T/10^4 \text{ К}, \end{aligned} \quad (6)$$

где α_{HI} — коэффициент рекомбинации водорода. Это предположение учитывает, что нейтральный газ чувствительнее к УФ-фону, чем температура плазмы. Изменения n_{HI} компенсируют вариации

УФ-фона и делают температуру плазмы нечувствительной к интенсивности фона.

Эти особенности позволяют хорошо воспроизводить значение наблюдаемой температуры межгалактической среды $T_{m\text{gg}}(z)$ (МакКуинн, 2016; Демянский, Дорошкевич, 2004). Наблюдения показывают, что при красных смещениях $z \geq 4$ доминирует тепловое излучение с умеренной энергией инжекции. При $2 \leq z \leq 4$ энергия инжекции максимальна и вновь уменьшается при $z \leq 2$, что примерно соответствует положению пика светимости квазаров.

2.2. Нейтральный водород в гало ТМ

Свойства газа внутри стабильного гало ТМ тесно связаны со свойствами УФ-фона и определяются уравнением равновесия и балансом радиационного нагрева газа УФ-фоном $E^+ \simeq E_{\text{HI}}$ (5) и радиационного остывания газа E^- (9):

$$\frac{1}{\rho_g} \frac{dP_g}{dr} = G \frac{M_{DM}}{r} + G \frac{M_g}{r}, \quad (7)$$

$$dT_g/dt \propto E^+ - E^- = 0,$$

где M_{DM} и $M_g \ll M_{DM}$ — массы гало ТМ и газа, T_g , P_g и ρ_g — температура, давление и плотность газа соответственно. Интервал наблюдаемых значений доплер-параметра 10–50 км/с (см. табл. 2) соответствует интервалу температуры газа

$$T_4 = T_g/10^4 \text{ К} \simeq 5(b/30 \text{ км/с})^2, \quad (8)$$

$$0.5 \leq T_4 \leq 15.$$

При таких температурах главный вклад в остывание сильно ионизованной гелиево-водородной плазмы вносит рекомбинационное излучение, и при каждой рекомбинации теряется энергия (Каплан, Пикельнер, 1963):

$$E^- \sim (0.7-0.8)kT_g. \quad (9)$$

В равновесии число ионизаций равно числу рекомбинаций, и тепловой баланс устанавливается при температуре ионизованного газа

$$kT_g \simeq (1.2-1.5)E^+. \quad (10)$$

Для нетеплового излучения энергия E^+ близка к половине потенциала ионизации водорода (и гелия). Для сложного спектра теплового излучения, доминирующего в УФ-фоне, эта энергия несколько меньше и определяется спектром фона. Поэтому доплер-параметр можно рассматривать как меру энергии инжекции и, тем самым, характеристику спектра УФ-фона.

Профиль плотности сильно ионизованного газа s (почти) постоянной температурой определяется решением уравнения (7), в которое входит профиль

плотности гало ТМ. Для рассматриваемой задачи достаточно принять известный профиль плотности гало ТМ (Наварро и др., 1997):

$$\rho_{DM}(x) = \frac{\rho_0}{x(1+x)^2}, \quad (11)$$

$$M_{DM}(x) = M_0 f_m(x), \quad M_0 = 4\pi\rho_0 r_0^3,$$

$$x = r/r_0, \quad f_m(x) = \ln(1+x) - \frac{x}{1+x},$$

$$v_0^2 = G \frac{M_0}{r_0},$$

где постоянные ρ_0 , r_0 , M_0 , v_0 определяют параметры гало ТМ. Размеры гало ограничены вириальным радиусом $R_{\text{vir}} = r_0 c_{\text{vir}}$, $c_{\text{vir}} \simeq 4-8$. Гравитационный потенциал в таком гало равен

$$\Phi(x) = v_0^2 \phi(x) = \quad (12)$$

$$= v_0^2 \left\{ \begin{array}{l} \frac{x}{1+x} - \frac{c_{\text{vir}}}{1+c_{\text{vir}}} - \frac{f_m(x)}{x}, \quad x \leq c_{\text{vir}} \\ -f_m(c_{\text{vir}})/x, \quad x \geq c_{\text{vir}} \end{array} \right\},$$

$$\phi(0) \simeq -1.$$

Профиль плотности изотермического распределения газа с температурой (10) определяется скоростью звука

$$a_T^2 = kT_g/m_b = b^2/2$$

и скоростью v_0 , характеризующей кинетическую температуру гало ТМ,

$$\rho_g(r) = \rho_g(0) \exp[-\kappa_T^2 \Delta\phi], \quad (13)$$

$$\kappa_T^2 = v_0^2/a_T^2, \quad \Delta\phi = \phi(x) - \phi(0).$$

Для скоплений галактик подобная задача решена в работе Гребенева, Сюняева (2019).

В этой модели плотность газа в центре гало остается конечной и профиль плотности зависит от отношения $\kappa_T^2 = v_0^2/a_T^2$. При условии $a_T^2 \gg v_0^2$ гравитация гало мало влияет на свойства ионизованного газа, и линия Ly_α не возникает. Напротив, при условии $a_T^2 \ll v_0^2$, $\kappa_T \gg 1$ высокая плотность газа в центре быстро убывает до среднего уровня. В таком гало могут возникать редкие абсорбционные линии с большим значением N_{HI} .

Для оценки $\rho_g(0)$ необходимо использовать условия перехода от гало к межгалактической среде на его внешней границе. В рассматриваемой приближенной модели гало ТМ можно ограничиться простой оценкой

$$\rho_g(0) \simeq \rho_{bg}(z_{\text{cr}}) \exp(\kappa_T^2). \quad (14)$$

Эта оценка предполагает, что гало со скоростью v_0 и скоростью звука в газе гало a_T образовалось при красном смещении z_{cr} из межгалактической

среды с плотностью (1), температурой T_{bg} и скоростью звука $a_{bg} \leq a_T$. Для межгалактической среды (МакКуинн, 2016; Демянский, Дорошкевич, 2004)

$$\langle T_{bg} \rangle \simeq 10^4 \text{ K}, \quad \langle a_{bg} \rangle \simeq 9 \text{ км/с}. \quad (15)$$

Однако локальная температура T_{bg} и скорость звука a_{bg} зависят от УФ-фона и могут быть как больше, так и меньше этих средних значений.

3. ОЖИДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛИНИЙ Ly_α , ОБРАЗОВАННЫХ В ГАЛО ТМ

3.1. Сравнение наблюдаемых и ожидаемых значений доплер-параметра

В разделе 1 был проведен анализ значений доплер-параметра для выборки линий Ly_α , наблюдаемых на красных смещениях от 2 до 4.5. Согласно рассматриваемой модели, слабая зависимость доплер-параметра от красного смещения свидетельствует о постоянстве энергии инжекции и среднего спектра УФ-фона, а значительная ширина распределения доплер-параметра подтверждает его переменность.

Полученный результат согласуется с наблюдаемой эволюцией температуры межгалактической плазмы (МакКуинн, 2016). При этом для $\sim 10\%$ линий значение $b \leq 10$ км/с, и их возможное образование из межгалактического газа с температурой $T_{bg} \simeq 10^4$ К (15) требует специального анализа. Однако следует иметь в виду, что идентификация слабых линий в спектрах квазаров ненадежна.

Линии поглощения с $b \geq 50$ км/с могут образовываться в массивных гало ТМ, для которых $v_{kin} \geq b$.

3.2. Лучевая концентрация нейтрального водорода в гало ТМ

Отождествляемые с линиями Ly_α гало ТМ наблюдаются уже при $z \geq 4$ и их количество медленно растет со временем. Соотношения (4), (6) и (14) позволяют оценить лучевую концентрацию водорода N_{HI} в гало, образованных в результате сжатия межгалактической среды (МакКуинн, 2016):

$$N_{HI} = n_b^2 \alpha_{HI}(T_g) L_{HI} / \Gamma_{HI}, \quad (16)$$

$$n_b \simeq n_{bg}(z_{cr}) \exp(\kappa^2),$$

где n_b и T_g — плотность и температура барионов в гало, $n_{bg}(z)$ — плотность барионов в межгалактической среде, $L_{HI} = l_0$ кпк характеризует эффективный размер поглощающей среды. При выборе красного смещения образования гало ТМ z_{cr} нужно учесть отмеченную выше медленную эволюцию

сопутствующей плотности наблюдаемых поглощающих объектов при $2 \leq z \leq 4.5$, что предполагает их образование при $z \geq 5$.

Переходя к безразмерным переменным

$$b = 30\beta \text{ км/с}, \quad (17)$$

$$T_g \simeq m_b b^2 / 2 = 5\beta^2 \times 10^4 \text{ K},$$

$$\kappa^2 = 2v_0^2 / b^2,$$

$$n_{bg}(z) = 4 \times 10^{-5} \zeta_{cr}^3 \text{ см}^{-3},$$

$$\zeta_{cr} = (1+z)/6$$

получаем для плотности n_b и лучевой концентрации N_{HI}

$$n_b \simeq 4 \times 10^{-5} \text{ см}^{-3} \zeta_{cr}^3 \exp(\kappa^2), \quad (18)$$

$$N_{HI} \simeq 4 \times 10^{11} \text{ см}^2 \beta^{-3/2} \exp(2\kappa^2) \zeta_{cr}^6 l_0 / \Gamma_{12},$$

$$2.5 \leq \beta^{-3/2} \exp(2\kappa^2) \zeta_{cr}^6 l_0 / \Gamma_{12} \leq 250.$$

При $\kappa^2 \simeq 1-2$ полученные величины N_{HI} соответствуют наблюдениям, что подтверждает адекватность рассматриваемой модели и позволяет выделить популяцию гало ТМ, связанных с наблюдаемыми линиями Ly_α .

Прежде всего отметим, что наблюдения леса при $z \sim 4-4.5$ указывают, что эти гало образовались при $z \geq 5$. Сильная зависимость $N_{HI} \propto \zeta_{cr}^6$ (18) и слабая наблюдаемая эволюция d_{sep}^* указывают, что образованные позже гало почти не увеличивают количество наблюдаемых линий Ly_α . Этот результат воспроизводит 'missing satellite problem' — лишь малая доля гало ТМ наблюдается как карликовые галактики (МакКуинн, 2016). Увеличение количества линий Ly_α при $z \leq 2$ (Данфорс и др., 2016; Демянский, Дорошкевич, 2018) связано как с эволюцией УФ-фона, так и с образованием структурных элементов между галактиками. Эта задача требует отдельного обсуждения.

Важной особенностью соотношения (18) является сильная зависимость лучевой концентрации от всех четырех параметров, что определяет неустойчивость результата — наблюдаемая величина N_{HI} воспроизводится разным набором этих параметров. Причем параметры β и Γ_{12} относятся к УФ-фону, а параметры ζ_{cr} и l_0 — к гало ТМ. Это снижает достоверность восстановления свойств индивидуального поглощающего объекта по измерениям b и N_{HI} .

Экспоненциальная зависимость $N_{HI} \propto \exp(2\kappa^2)$ показывает, что наблюдаемые линии Ly_α возникают в гало ТМ с характерной скоростью $v_0 \simeq b$. Пик в распределении доплер-параметра при $b \simeq 30$ км/с соответствует гало ТМ с $v_0 \simeq 30$ км/с и массами $M_{DM} \sim (10^8 - 10^9) M_\odot$, образованными при $z \geq 5$. Напротив, в гало с $v_0 \leq b$, $\kappa \leq 1$ образуются слабые и ненаблюдаемые линии с малым

значением N_{HI} . Однако корреляция факторов κ и ζ_{cr} (при больших ζ_{cr} преимущественно образуются гало с меньшими массами и v_0) сглаживает их влияние.

3.3. Сравнение с карликовыми галактиками

На примере наблюдаемых спутников MW и M31 проверим, насколько рассмотренная модель воспроизводит их свойства. В этом случае линии поглощения образуются в газе, находящемся внутри гало ТМ с массами, сопоставимыми с массами спутников MW и M31. Для галактик с массой $M_{\text{gal}} \simeq (10^6 - 10^7) M_{\odot}$ наблюдаются следующие значения радиуса R_{gal} , лучевой скорости v_{gal} и плотности ρ_{gal} (Уолкер и др., 2009):

$$v_{\text{gal}} \simeq 10 \text{ км/с}, \quad \rho_{\text{gal}} \simeq 10^{-23} \text{ г/см}^3, \quad (19)$$

$$R_{\text{gal}} \simeq 1 \text{ кпк}.$$

В таких галактиках плотность барионов, ионизованных УФ-фоном и нагретых до температуры $T_4 \simeq 5\beta^2$, приводит к образованию линии поглощения с

$$n_b \simeq \frac{\rho_{\text{gal}}}{m_b} \frac{\Omega_b}{\Omega_m} \frac{v_{\text{gal}}^2}{b^2} \simeq 0.1/\beta^2, \quad (20)$$

$$N_{\text{HI}} \simeq 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-2} \beta^{-7/2} l_0 / \Gamma_{12}.$$

Полученные значения лучевой концентрации N_{HI} характерны для систем, связанных с маломассивными галактиками (Вольф и др., 2005), для которых $l_0 \sim 1$, $\Gamma_{12} \sim 1$ и $\beta \sim 1$. Таким образом, предложенная модель работает в случае хорошо изученных маломассивных спутников MW и M31.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотренная в настоящей работе модель леса линий Ly_{α} связывает эти линии с водородом, заполняющим гало ТМ с массами $M_{\text{DM}} \leq (10^5 - 10^9) M_{\odot}$. Такие многочисленные маломассивные гало ТМ образуются в численных моделях (Тамлинсон и др., 2017; Нааб, Остройкер, 2017; Баллок, Бойлан-Колчин, 2017; Векслер, Тинкер, 2018), что обсуждается как “missing satellite problem” (Клыпин и др., 2015). Часть этих гало должна наблюдаться как линии леса.

Выше было показано, что наблюдаемые свойства линий леса тесно связаны со свойствами УФ-фона. Водород сильно ионизован фоновым УФ-излучением и нагрет до температуры, которая определяется спектром этого фона. При этом лучевая концентрация нейтрального водорода N_{HI} зависит от интенсивности УФ-фона и, тем самым, от свойств окружающих источников излучения. Так, в окрестности квазаров концентрация нейтрального

водорода подавлена, и линии Ly_{α} не наблюдаются (proximity effect).

Рассмотренная модель образования линий Ly_{α} качественно согласуется с интерпретацией систем линий поглощения тяжелых элементов, которые наблюдаются при пересечении луча зрения и галактики. Эта модель естественно объясняет отмеченные в разделе 2 наиболее яркие наблюдаемые особенности линий леса.

Так, слабая зависимость среднего расстояния между поглощающими объектами от красного смещения естественна для хаббловского расширения популяции ранее образованных стабильных гало ТМ. Слабая зависимость от красного смещения доплер-параметра объясняется слабой эволюцией спектра УФ-фона, определяющего температуру газа. Это справедливо также и для систем линий металлов, отождествляемых с галактиками. И, наконец, широкий диапазон наблюдаемых значений лучевой концентрации нейтрального водорода определяется совместным влиянием нескольких факторов, рассмотренных выше (18).

Полученные результаты подтверждают отмеченную ранее (Демянский, Дорошкевич, 2018; Демянский и др., 2020) многокомпонентность популяции поглощающих объектов, в которой часть линий поглощения относится к гало ТМ разной массы и возраста, а часть возникает в межгалактической среде (Болтон и др., 2022; Тонсен и др., 2017; Вилласенор и др., 2021; Моларо и др., 2022). Поэтому количество гало ТМ возрастает со временем. Гало ТМ могут входить в состав структурных элементов (филаментов), но при этом участвовать в (почти) свободном хаббловском расширении.

Таким образом, наблюдения линии Ly_{α} позволяют не только установить расположение гало ТМ, но и оценить свойства УФ-фона в том же месте. Учет вклада гало ТМ в лес линий Ly_{α} полезен и для корректировки измерений одномерного спектра возмущений (МакКуинн, 2016; Палан-Делабуэ и др., 2015; Давудбхой и др., 2018; Гарни и др., 2018). Тем не менее современные методы не позволяют достаточно надежно разделить линии Ly_{α} , относящиеся к гало ТМ, от редких линий, относящихся к межгалактической среде. Эти методы нуждаются в дальнейшем совершенствовании.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ свойств ~ 6000 линий леса Ly_{α} , наблюдаемых при красных смещениях $4.5 \geq z \geq 2$, показывает, что этот лес может быть образован поглощением излучения квазаров сильно ионизованным водородом, сосредоточенным в гало ТМ. В работе предложена физическая модель поглощающих объектов, позволяющая связать наблюдаемые

характеристики линий поглощения со свойствами гало ТМ и окружающего УФ-фона.

Показано, что доплер-параметр и температура газа определяются энергией инъекции, выделяемой при фотоионизации водорода, и зависят только от спектра окружающего УФ-фона. Медленная эволюция доплер-параметра во времени (см. табл. 2) подтверждает медленную эволюцию этого спектра. Широкая функция распределения доплер-параметра (см. рис. 1) характеризует разнообразие спектров источников УФ излучения при рассмотренных красных смещениях ($2 \leq z$).

Напротив, наблюдаемая лучевая концентрация N_{HI} (18) зависит не менее чем от четырех факторов, причем два относятся к свойствам гало ТМ (его масса и плотность), а два — к свойствам окружающего УФ-фона. Это чрезвычайно затрудняет интерпретацию наблюдений. Тем не менее, если заданы параметры УФ-фона, то рассмотренная модель по наблюдаемым параметрам (18) позволит выделить популяцию гало ТМ, связанных с линиями Ly_{α} , среди множества гало ТМ с массами $M_{DM} \leq (10^5 - 10^9) M_{\odot}$.

Для уверенного разделения линий, связанных с гало ТМ и с межгалактической средой, необходим анализ численных моделей при адекватном описании УФ-фона. Теоретическое описание рассмотренной проблемы совместно с численными моделями поможет продвинуться в понимании эволюции Вселенной после ионизации водорода при $z \sim 8-10$ и интерпретации спектров поглощения квазаров (Палан-Делабуэе и др., 2015; Давудбхой и др., 2018; Гарни и др., 2018).

Работа выполнена в рамках программы ФИАН ННГ 41-2020. Авторы признательны анонимным рецензентам за полезные замечания и обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аде и др. (Planck Collaboration, P. A. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. Banday, R. Barreiro, et al.), *Astron. Astrophys.* **594**, 13 (2016).
2. Айзенштайн и др. (D. Eisenstein, I. Zehavi, D. Hogg, et al.), *Astrophys. J.* **633**, 560 (2005).
3. Баккал, Пиблз (J. Bahcal and J. Peebles), *Astrophys. J.* **156**, L7 (1969).
4. Баллок, Бойлан-Колчин (J. Bullock and M. Boylan-Kolchin), *Ann. Rev.* **55**, 343 (2017).
5. Блэк (J. Black), *MNRAS* **197**, 5538 (1981).
6. Боксенберг, Саргент (A. Boksenberg and W. Sargent), *Astrophys. LS* **218**, 7 (2015).
7. Болтон и др. (J. Bolton, E. Puchwein, D. Sijacki, M. Haehnelt, T.-S. Kim, A. Meiksin, J. Regan, and M. Viel), *MNRAS* **464**, 897 (2017).
8. Болтон и др. (J. Bolton, G. Prakash, M. Haehnelt, et al.), arXiv:2111.0960 (2022).
9. Векслер, Тинкер (R. Wechsler and J. Tinker), *Ann. Rev.* **56**, 435 (2018).
10. Вилласенор и др. (B. Villaseñor, B. Robertson, P. Madau, and E. Schneider), arXiv:2111.00019 (2021).
11. Вольф и др. (A. Wolfe, E. Gawiser, and J. Prochaska), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **43**, 861 (2005).
12. Гарни и др. (M. Garny, T. Konstandin, L. Sagunski, and S. Tulin), *J. Cosmolog. Astropart. Phys.* **09**, 011 (2018).
13. Гребенев С.А., Сюняев Р.А., *Письма в Астрон. журн.* **45**, 835 (2019) [S.A. Grebenev, R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **45**, 791 (2020)].
14. Давудбхой и др. (T. Dawoodbhoy, P. Shapiro, P. Ocvirk, et al.), *MNRAS* **480**, 1740 (2018).
15. Данфорс и др. (C. Danforth, B. Keeney, E. Tilton, J. Shull, J. Stocke, M. Stevans, M. Pieri, B. Savage, et al.), *Astrophys. J.* **817**, 111 (2016).
16. Демянский, Дорошкевич (M. Demiański and A. Doroshkevich), *MNRAS* **354**, 183 (2004).
17. Демянский и др. (M. Demiański, A. Doroshkevich, and V. Turchaninov), *MNRAS* **371**, 915 (2006).
18. Демянский, Дорошкевич (M. Demiański and A. Doroshkevich), *AAT* **30**, 185 (2017).
19. Демянский, Дорошкевич (M. Demiański and A. Doroshkevich), *Astron. Rep.* **62**, 859 (2018).
20. Демянский М., Дорошкевич А., Ларченкова Т., *Письма в Астрон. журн.* **46**, 383 (2020) [M. Demiański, A. Doroshkevich, and T. Larchenkova, *Astron. Lett.* **46**, 359 (2020)].
21. Зельдович (Ya. Zeldovich), *Astron. Astrophys.* **5**, 84 (1970).
22. Икеучи (S. Ikeuchi), *Astrophys. Space Sci.* **118**, 509 (1986).
23. Ирсики и др. (V. Irsic, M. Viel, T. Berg, V. D'Odorico, M. Haehnelt, S. Cristiani, G. Cupani, T.-S. Kim, et al.), *MNRAS* **466**, 4332 (2017).
24. Ирсики, МакКуинн (V. Irsic and M. McQuinn), *J. Cosmolog. Astropart. Phys.* **04**, 026 (2018).
25. Каплан С., Пикельнер С., *Межзвездная среда* (М.: Физматгиз, 1963).
26. Ким и др. (T.-S. Kim, A. Partl, R. Carswell, and V. Muller), *Astron. Astrophys.* **552**, A77 (2013).
27. Клыпин и др. (A. Klypin, I. Karachentsev, D. Makarov, and O. Nasonova), *MNRAS* **454**, 1798 (2015).
28. Комацу и др. (E. Komatsu, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **182**, 18 (2011).
29. МакКуинн (M. McQuinn), *Ann. Rev.* **54**, 313 (2016).
30. Мартинес-Дельгадо и др. (D. Martinez-Delgado, R. Lasker, M. Ssharina, E. Toloba, J. Fliri, R. Beaton, D. Valls-Gabaud, I. Karachentsev, et al.), *Astrophys. J.* **151**, 96 (2016).
31. Мейксин (A. Meiksin), *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1405 (2009).
32. Моларо и др. (M. Molaro, V. Irsic, J. Bolton, et al.), *MNRAS* **500**, 61 (2022).
33. Нааб, Острикер (T. Naab and J. Ostriker), *Ann. Rev.* **55**, 59 (2017).

34. Наварро и др. (J. Navarro, C. Frenk, and S. White), *MNRAS* **275**, 720 (1997), *Astrophys. J.* **490**, 493.
35. Палан-Делабуийе и др. (N. Palanque-Delabouille, C. Yèche, J. Baur, et al.), *J. Cosmolog. Astropart. Phys.* **11**, 011 (2015).
36. Рис (M. Rees), *MNRAS* **218**, 25 (1986).
37. Роман, Тражилло (J. Roman and I. Trujillo), *MNRAS* **468**, 703 (2017).
38. Рораи и др. (A. Rorai, G. Becker, M. Haehnelt, R.F. Carswell, J.S. Bolton, S. Cristiani, V. D'Odorico, G. Cupani, et al.), *MNRAS* **466**, 2690 (2017).
39. Росел и др. (A. Rosell, M. Rodrigues-Monroy, M. Сроссе, et al.), *MNRAS* **509**, 7 (2022).
40. Тамлинсон и др. (J. Tumlinson, M. Peebles, and J. Werk), *Ann. Rev.* **55**, 389 (2017).
41. Тегмарк, Залдаряга (M. Tegmark and M. Zaldarriaga), *Phys. Rev. D* **66**, 103508 (2002).
42. Тоннесен и др. (S. Tonnesen, B. Smith, J. Kollmeier, and R. Cen), *Astrophys. J.* **845**, 47 (2017).
43. Хаард, Мадау (F. Haardt and P. Madau), *Astrophys. J.* **746**, 125 (2012).
44. Шайе и др. (J. Schaye, T. Theuns, A. Leonard, and G. Efstathiou), *MNRAS* **310**, 57 (1999).
45. Ши и др. (D. Shi, X. Zheng, H. Zhao, et al.), arXiv:1708.00013 (2017).
46. Чен и др. (J. Cen, J. Miralda-Escudo, J. Ostriker, and M. Rauch), *Astrophys. J.* **437**, L9 (1994).
47. Уолкер и др. (M. Walker, M. Mateo, E. Olszewski, J. Penarrubia, N. Evans, and G. Gilmore), *Astrophys. J.* **704**, 1274 (2009).

ПОИСК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРЕДШЕСТВУЮЩЕГО СЛИЯНИЮ ДВОЙНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД, В ДАННЫХ ОБЗОРА ВСЕГО НЕБА ОБСЕРВАТОРИЕЙ СПЕКТР-РГ

© 2022 г. И. А. Мереминский^{1*}, А. А. Лутовинов¹, К. А. Постнов^{2,3}, В. А. Арефьев¹, И. Ю. Лапшов¹, С. В. Мольков¹, С. Ю. Сазонов¹, А. Н. Семена¹, А. Ю. Ткаченко¹, А. Е. Штыковский¹, Ж. Лью⁴, Й. Вилмс⁵, А. Рау⁴, Т. Доузер⁵, И. Крейкенбом⁵

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³Казанский федеральный университет, Казань, Россия

⁴Институт внеземной физики общества Макса Планка, Гархинг, Германия

⁵Обсерватория им. К. Ремейса, Центр физики астрочастиц университета Эрлангена,
Бамберг, Германия

Поступила в редакцию 01.02.2022 г.

После доработки 04.05.2022 г.; принята к публикации 05.05.2022 г.

Тесные двойные системы, состоящие из нейтронных звезд излучают гравитационные волны и сливаются на временных масштабах, меньших Хаббловского времени. Считается, что слияния нейтронных звезд в таких системах обеспечивают наблюдаемую энергетику коротких гамма-всплесков. В литературе предложено несколько механизмов, которые могут привести к существенному излучению электромагнитных волн задолго до слияния нейтронных звезд. В настоящей работе исследуется возможность наблюдения излучения, предшествующего слиянию двойных нейтронных звезд, в рентгеновском диапазоне телескопами обсерватории Спектр–Рентген–Гамма. Приведен анализ первого подобного события, короткого гамма-всплеска GRB210919A, наблюдавшегося телескопами СРГ менее, чем за два дня до слияния.

Ключевые слова: обзоры неба, рентгеновские источники, гамма-всплески.

DOI: 10.31857/S0320010822070063

ВВЕДЕНИЕ

Короткие гамма-всплески (short gamma-ray burst, sGRB) — это короткие вспышки жесткого рентгеновского и гамма-излучения, длящиеся обычно менее секунды (в исключительных случаях до нескольких десятков секунд, Растинежад и др., 2022) и составляющие значительную, хотя и меньшую часть популяции гамма-всплесков (см., например, Мазец, Голенецкий, 1981; Коувелито и др., 1993; Свинкин и др., 2016; фон Кинлин и др., 2020).

Благодаря одновременному детектированию гравитационно-волнового (ГВ) и гамма-излучения от подобного события GW170817 (Эббот и др., 2017) (см. также работу Позаненко и др., 2020,

в которой приводится еще один кандидат в подобные события — S190425z) удалось однозначно установить природу, по крайней мере, части sGRB: они рождаются при слиянии нейтронных звезд (НЗ) в двойных системах. Быстрое сближение НЗ, сопровождающееся уменьшением орбитального периода, производит характерный гравитационно-волновой сигнал (“chirp”), а релятивистские струйные истечения, запускаемые рожденной при слиянии черной дырой (ЧД), генерируют наблюдаемые гамма- и рентгеновское излучения (Резолла и др., 2011; Руиз и др., 2016). В результате слияния также производится большое количество тяжелых элементов, последующий радиоактивный распад которых приводит к появлению яркого оптического и ИК-транзientа, так называемой килоновой (Ли, Пачинский, 1998; Метцгер, 2019). Следует отметить, что также был предложен альтернативный механизм, объясняющий наблюдаемое электро-

*Электронный адрес: i.a.mereminskiy@gmail.com

магнитное излучение от сближающихся НЗ — так называемое приливное обдираание (Кларк, Эрдли, 1977; Блинников и др., 1984), в котором вместо слияния происходит перенос части вещества с одной из НЗ, приводящий в конечном итоге к уменьшению ее массы до критического значения и последующего взрыва (Блинников и др., 2021).

Заманчиво предположить, что в подобных тесных двойных системах из НЗ возможны механизмы, приводящие к значительному энерговыделению задолго до слияния. И действительно, по крайней мере на коротких временных масштабах (за ≈ 1 с до гамма-всплеска) иногда наблюдаются предвсплески (Кошут и др., 1995) — вспышки рентгеновского излучения более слабые, чем основные импульсы. Впрочем, предвсплески наблюдаются редко, менее чем в 1% всех sGRB (Минаяев, Позаненко, 2017). Механизм, ответственный за это раннее излучение, до сих пор окончательно не установлен — некоторые авторы связывают его генерацию с образованием разломов в коре НЗ из-за приливной деформации (Цанг и др., 2012; Суворов, Коккотас, 2020), в то время как другие указывают на возможное взаимодействие магнитосфер НЗ (Хансен, Лютиков, 2001; Лай, 2012; Метцгер, Зиванцев, 2016; Ванг и др., 2018). В случае, если в системе происходит приливное обдираание, то излучение предвсплеска может быть связано с ускорением переноса вещества на более массивную НЗ перед потерей стабильности мало-массивной компонентой (Блинников и др., 2021).

Кроме того, существует предполагаемый класс сверхновых — сверхновые с релятивистскими струями в общей оболочке (common envelope jet supernovae (CEJSN); Гилкис и др., 2019), в которых слияние НЗ может происходить в оболочке красного гиганта. Такие транзиенты должны ярко светить в широком диапазоне электромагнитных волн (от оптического до рентгеновского) в течение месяцев перед слиянием (Сокер, 2021). Однако отметим: чтобы произвести классический короткий гамма-всплеск в такой системе, слияние должно произойти достаточно близко к поверхности красного гиганта.

Из-за своей непредсказуемости до сих пор не было установлено строгих пределов на рентгеновское излучение до слияния НЗ на временных масштабах дней — тысяч секунд до всплеска. В настоящей работе показано, что обсерватория SRG (Сюняев и др., 2021) во время проведения обзора всего неба с большой вероятностью сможет наблюдать одно или несколько таких событий за несколько часов — дней до вспышки. Также обсуждается короткий гамма-всплеск GRB210919A, наблюдавшийся обсерваторией менее, чем за два дня до слияния.

ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ РАННЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СЛИВАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД ОБСЕРВАТОРИЕЙ SRG

Наблюдения двойных НЗ в последние дни перед слиянием могут быть только случайными. Благодаря используемой стратегии обзора всего неба, SRG наилучшим образом подходит для поисков подобных объектов. Покрывая примерно 1% всего неба ежедневно, телескопы ART-XC им. М.Н. Павлинского (Павлинский и др., 2021) и eROSITA (Предель и др., 2021) значительно увеличивают шансы на регистрацию таких событий по сравнению с другими рентгеновскими телескопами с зеркалами косоугольного падения.

Однако, чтобы отождествить такой транзиент со слиянием двойных НЗ, рентгеновских данных недостаточно, необходим дополнительный внешний сигнал, например, регистрация хорошо локализованного sGRB или обнаружение килоновой в оптическом или ближнем ИК-диапазонах. Существующие космические мониторы гамма-всплесков детектируют около 40 sGRB в год, однако только обсерватория Swift предоставляет достаточно точную локализацию для дальнейших поисков соответствующих рентгеновских транзиентов. Каталог всплесков¹, зарегистрированных телескопом Swift/BAT (подробнее см. Лин и др., 2016) содержит около 90 sGRB, обнаруженных за последние 17 лет и локализованных по данным телескопа Swift/XRT, т.е. с точностью лучше $10''$. Таким образом, частота регистрации таких событий составляет приблизительно 5.3 год^{-1} . В оптических обзорах, например, Zwicky Transient Facility (ZTF, Бельм и др., 2019) или в готовящемся к запуску Large Synoptic Survey Telescope (LSST, Ивезич и др., 2019), также могут появляться кандидаты, в том числе в события, наблюдающиеся под большим углом к оси джета, как в случае GW170817 (Маргутти и др., 2017; Позаненко и др., 2018), которые слабее в гамма-диапазоне и из-за этого с меньшей вероятностью будут зарегистрированы гамма-мониторами. В работе Андреони и др. (2021) оценивается, что с помощью специально разработанной наблюдательной программы LSST могут быть обнаружены 0.3–3.2 килоновые в год. Целенаправленный поиск в данных 23 мес наблюдений ZTF не выявил достоверных кандидатов в килоновые (Андреони и др., 2020).

Таким образом, можно оценить, что в течение четырехлетнего обзора всего неба ≈ 0.2 идентифицированных sGRB случайным образом попадут в поле зрения телескопов SRG менее чем за день до

¹https://swift.gsfc.nasa.gov/archive/grb_table/index.php

слияния. Эта простая оценка неплохо согласуется с более аккуратным расчетом частоты детектирования ранних послесвечений от sGRB, $\approx 0.1 \text{ год}^{-1}$, проведенном в работе Хабибуллина и др. (2012).

Кроме того, задав определенный уровень светимости в рентгеновском диапазоне за день до слияния и предположив, что раннее излучение изотропно, можно оценить общее количество подобных транзиентов в обзоре всего неба для локальной Вселенной (т.е. пренебрегая космологическими эффектами). Пусть рентгеновская светимость раннего излучения $L_{X,42}$ (в единицах $10^{42} \text{ эрг с}^{-1}$) в диапазоне энергий 0.2–2.3 кэВ, в котором eROSITA имеет характерную чувствительность в $F_X = 10^{-13} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ за день, $A_{\text{sky}} = 360/41\,253 \approx 0.009$ — доля ежедневно осматриваемого неба, а темп слияний двойных НЗ в локальной Вселенной составляет $R_{\text{NS-NS}} = 10\text{--}1700 \text{ Гпк}^{-3} \text{ год}^{-1}$ (получен по данным первых трех наблюдательных сеансов коллаборации LIGO-Virgo, Коллаборация LIGO и др., 2021). Тогда в доступном объеме $V = 0.1L_{X,42}^{3/2} \text{ Гпк}^3$ ожидаемая частота встречаемости источников $N_{\text{observed}} \approx \approx V \times A_{\text{sky}} \times R_{\text{NS-NS}} \text{ год}^{-1}$, т.е. для светимости $10^{42} \text{ эрг с}^{-1}$ находится в диапазоне 0.01–2 событий в год. Впрочем, следует еще раз подчеркнуть, что отбор подобных событий на фоне прочих рентгеновских транзиентов, обнаруживаемых СРГ, — таких как вспышечная активность на близких звездах, переменность АЯГ и т.д. — представляется крайне сложной задачей.

GRB210919A

Короткий гамма-всплеск GRB210919A был обнаружен телескопом Swift/BAT 19 сентября 2021 г. в 00:28:33 UT (Тохувавоху и др., 2021). Спустя примерно полторы минуты обсерватория перенавелась на положение всплеска, что позволило начать наблюдения оптическим UVOT и рентгеновским XRT телескопами. Swift/XRT обнаружил слабое мягкое рентгеновское послесвечение всплеска, что позволило уточнить его положение RA, Dec = 80.25448, +1.31153 (FK5, J2000, 90%, доверительный радиус 4.6'', Год и др., 2021). Последовавшие наблюдения на оптических и ИК-телескопах не обнаружили ярких переменных источников в области локализации XRT (см., например, Перли и др., 2021; Жанг и др., 2021; Готтлиб и др., 2021; Пирель и др., 2021; Канн и др., 2021с), за исключением очень слабого источника ($i' = 24.14 \pm 0.30$, $R_c = 24.47 \pm 0.53$ зв. величины в АВ системе, Канн и др., 2021с,b), который вскоре потух (Канн и др., 2021а). На глубоких изображениях поля были

найжены две слабые галактики со звездными величинами в r -фильтре в 20.5 и 24 (АВ, О'Коннор и др., 2022), расположенные на одинаковом красном смещении $z = 0.2411$ (Росси и др., 2022). На этом красном смещении проецированное расстояние до затухшего оптического транзиента составляет 13 и 50 кпк. Такие большие расстояния до родительских галактик наблюдаются для коротких гамма-всплесков (см. Фонг, Бергер, 2013; Бергер, 2014, и ссылки там) и обычно объясняются тем, что двойная система приобретает значительную скорость после того, как одна из звезд взрывается как сверхновая (Фрайер, Калогера, 1997). В целом все это позволяет предположить, что наблюдавшийся слабый транзиент действительно был оптическим послесвечением GRB210919A, а слияние произошло в группе галактик на $z = 0.2411$. Глубокое наблюдение рентгеновским телескопом Chandra, состоявшееся через ≈ 2.2 дня после всплеска, не обнаружило рентгеновского источника (Сакамото и др., 2021).

Чтобы наглядно показать рентгеновскую кривую блеска GRB210919A, мы перевели все наблюдаемые потоки в стандартный диапазон 0.3–10 кэВ, предполагая, что в любой момент времени спектр описывался поглощенным степенным законом с толщиной нейтрального водорода на луче зрения в $1.6 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (Виллингейл и др., 2013). Для основного импульса всплеска мы использовали показатель степенного спектра $\Gamma = 1.58$ (Бартелми и др., 2021), измеренный по данным телескопа Swift/BAT. Данные телескопа Swift/XRT были обработаны с использованием онлайн-инструментов (Эванс и др., 2009). Раннее послесвечение было зарегистрировано Swift/XRT с потоком $4.5 \times 10^{-13} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, его спектр описывался степенным законом с наклоном $\Gamma = 2.1_{-1.2}^{+1.4}$ и поглощением, совместимым с Галактическим в данном направлении.

Несколько рентгеновских наблюдений было проведено после затухания послесвечения: два были выполнены телескопом Swift/XRT через ~ 5 и ~ 280 кс после вспышки, еще одно наблюдение, как уже отмечалось выше, было проведено обсерваторией Chandra через ~ 180 кс после события. Его экспозиция составила около 20 кс. Наиболее жесткий 3σ -верхний предел, полученный в этих наблюдениях, составляет $7.5 \times 10^{-15} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в диапазоне энергий 0.3–10 кэВ (Сакамото и др., 2021). Он получен в предположении, что спектр послесвечения оставался постоянным.

Телескоп ART-XC покрыл область локализации GRB210919A примерно за два дня до всплеска, причем половина экспозиции была накоплена за 1.9 дней до события. Данные были обработаны стандартным образом, используя

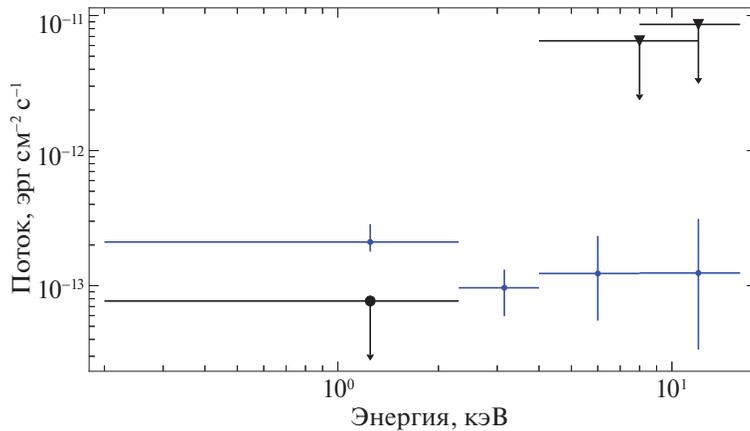


Рис. 1. Верхние пределы на поток рентгеновского излучения от GRB210919A в разных энергетических диапазонах по данным телескопов обсерватории СРГ: кружок — данные телескопа eROSITA, треугольники — данные ART-XC. Голубыми точками показаны оценки потока послесвечения, наблюдавшегося в течение первого часа после всплеска телескопом Swift/XRT, полученные по наилучшей аппроксимации измеренного спектра.

пакет программного обеспечения ARTPRODUCTS v0.9 и последнюю версию калибровочной базы данных v20200401. На месте GRB не было зарегистрировано источника ни в стандартном диапазоне (4–12 кэВ), ни в более жестком канале (8–16 кэВ). Верхние пределы (95% доверительный интервал), рассчитанные для спектра, аналогичного спектру Крабовидной туманности ($\Gamma = 2.1$, $N_H = 3.8 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$), составляют $6.5 \times 10^{-12} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $8.6 \times 10^{-12} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в стандартном и жестком каналах соответственно.

Телескоп eROSITA наблюдал поле GRB210919A 8 раз, с 16 сентября 13:13:46UTC до 17 сентября 17:13:48UTC. За это время была накоплена полная экспозиция в ~ 261 с. Следует отметить, что последнее наблюдение состоялось существенно ближе к моменту вспышки по сравнению с наблюдениями телескопа ART-XC, что обусловлено большим полем зрения телескопа eROSITA. Данные были обработаны с использованием стандартного пакета eROSITA Science Analysis Software System (eSASS, версия eSASS_users201009) (Брюннер и др., 2018). Предполагая, что спектр описывался степенным законом с Галактическим поглощением и наклоном $\Gamma = 1.9$, мы получили верхний предел 3σ на мягкий поток (0.2–2.3 кэВ) на момент наблюдений: $7.7 \times 10^{-14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Итоговые пределы на раннее излучение GRB210919A, полученные по данным телескопов СРГ, представлены на рис. 1, а общая кривая блеска показана на рис. 2.

ВЕРХНИЕ ПРЕДЕЛЫ НА РЕНТГЕНОВСКУЮ СВЕТИМОСТЬ ДО СЛИЯНИЯ

Как было отмечено выше, для GRB210919A отсутствует однозначное измерение красного сме-

щения оптического послесвечения, а качество имеющейся спектральной информации об основном импульсе на высоких энергиях ($\gtrsim 100$ кэВ) не позволяет использовать соотношения Амати и подобные (см. Минаев, Позаненко, 2020, и ссылки там) для оценки расстояния. Однако, предполагая, что обнаруженная группа галактик (О’Коннор и др., 2021; Росси и др., 2022) на $z = 0.2411$ (т.е. на расстоянии $D \simeq 1.2$ Гпк) является родительской для этого события, мы можем ограничить изотропную рентгеновскую светимость значениями $L_{\text{eROSITA}} \leq 10^{43} \text{ эрг с}^{-1}$ и $L_{\text{ART-XC}} \leq 10^{45} \text{ эрг с}^{-1}$.

Полное энерговыделение всплеска оказывается в этом случае $E_{\text{iso}} \approx 10^{50}$ эрг, исходя из флюэнса всплеска и экстраполяции измеренного Swift/BAT энергетического спектра. Исходя из теоретической зависимости между энерговыделением и углом между лучом зрения и осью джета (см. Салафия и др., 2019, и ссылки там) можно предположить, что орбитальная плоскость исходной двойной системы была ориентирована примерно перпендикулярно лучу зрения. Считая, что обе НЗ в системе имеют массу в $1.4 M_{\odot}$, за два дня до слияния расстояние между ними должно быть порядка $a_0 \sim 100 R_{NS} \sim 10^8$ см. Это расстояние может быть меньше радиуса светового цилиндра одной из НЗ, $R_l = c/\omega = 5 \times 10^9 (P/1 \text{ s})$ см, где P — период вращения НЗ. В таком случае ожидаемая мощность электромагнитного излучения составит (Хансен, Лютиков, 2001) $L_{\text{em}} \sim 10^{38} (B_s/10^{15} \text{ G})^2 (a_0/10^8 \text{ см})^{-7} \text{ эрг с}^{-1}$, где B_s — напряженность магнитного поля НЗ. Случай более короткого периода вращения НЗ, когда радиус светового цилиндра меньше расстояния между компонентами, рассматривался в работе Ванг и др. (2018). При наиболее оптимистичной конфигурации противонаправленных дипольных

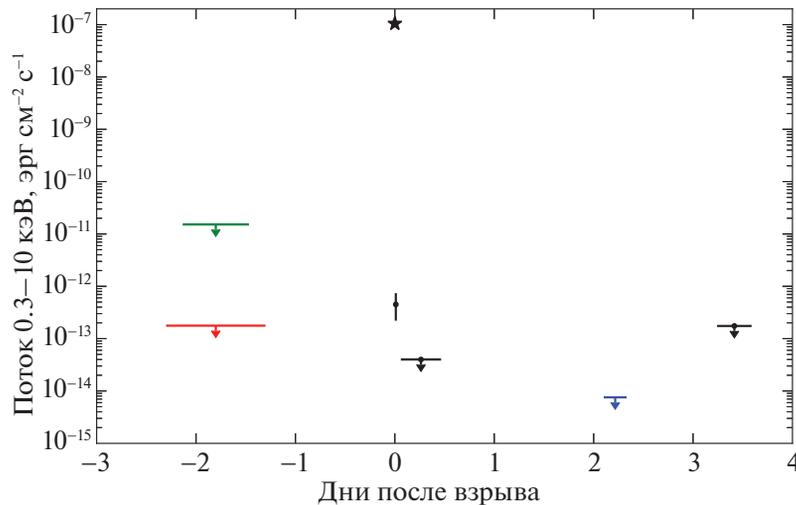


Рис. 2. Наблюдавшиеся потоки от GRB210919A, пересчитанные в стандартный рентгеновский диапазон энергий 0.3–10 кэВ. Черная звездочка указывает на главный импульс, черные точки показывают поток от наблюдавшегося послесвечения и верхние пределы на него по данным Swift/XRT. Верхние пределы, полученные по наблюдениям до всплеска, показаны красным (eROSITA) и зеленым (ART-XC); предел после всплеска по данным Chandra показан синим цветом.

моментов НЗ ожидаемая светимость составит $L_{\text{em}} \sim 4 \times 10^{41} (B_s/10^{12} \text{ G})^2 (a/10^8 \text{ cm})^{-2} \text{ эрг с}^{-1}$. Хотя по порядку величины эта светимость близка к верхним пределам на светимость, полученным по данным eROSITA, ожидаемый модельный спектр в этом случае должен быть существенно мягче и не доходит до рентгеновского диапазона. Таким образом, полученные верхние пределы недостаточно строги для того, чтобы ограничить физические характеристики системы двух НЗ примерно за два дня до всплеска.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Регистрация раннего излучения от сливающихся НЗ является привлекательной, но крайне сложной наблюдательной задачей. Однако, благодаря используемой наблюдательной стратегии в ходе обзора всего неба, телескопы обсерватории СРГ могут обнаруживать подобные события. В настоящей работе был проанализирован гамма-всплеск GRB210919A, область локализации которого попала в поле зрения телескопов СРГ менее чем за двое суток до вспышки, впервые получены верхние пределы на рентгеновский поток до слияния на таких масштабах времени: предполагая, что слияние действительно произошло в группе галактик на $z = 0.2411$, полученные пределы составили $L_{\text{eROSITA}} \leq 10^{43} \text{ эрг с}^{-1}$ и $L_{\text{ART-XC}} \leq 10^{45} \text{ эрг с}^{-1}$.

Полученные оценки показывают, что в ходе 4-летнего обзора всего неба, около 0.2 sGRB случайным образом попадут в поле зрения телескопов СРГ менее чем за день до слияния.

В данной работе использованы данные телескопов обсерватории Спектр–Рентген–Гамма (СРГ): телескопа ART-XC им. М.Н. Павлинского и телескопа eROSITA. Обсерватория СРГ разработана в АО “НПО Лавочкина” (входит в госкорпорацию “Роскосмос”) при участии Германского центра авиации и космонавтики (DLR) в рамках Федеральной космической программы России по заказу Российской академии наук. Команда ART-XC благодарит госкорпорацию “Роскосмос”, Российскую академию наук и госкорпорацию “Росатом” за поддержку проекта СРГ, а также АО “НПО Лавочкина” и партнеров за создание и работу с космическим аппаратом и платформой “Навигатор”. Телескоп eROSITA был построен консорциумом германских институтов под руководством МРЕ при поддержке DLR. Научные данные с космического аппарата принимаются на антенны дальней космической связи в Медвежьих Озерах, Усурийске и Байконуре при финансовой поддержке госкорпорации “Роскосмос”. Данные телескопа eROSITA были обработаны с использованием ПО eSASS, разработанного германским консорциумом eROSITA.

Авторы благодарят рецензентов за критические замечания. Работа поддержана грантом РФФИ 19-29-11029. Работа КАП (интерпретация результатов) поддержана Программой Казанского федерального университета “Приоритет-2030”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреони и др. (I. Andreoni, E.C. Kool, A. Sagués Carracedo, M.M. Kasliwal, M. Bulla, T. Ahumada, et al.), *Astrophys. J.* **904**(2), 155 (2020).
2. Андреони и др. (I. Andreoni, M.W. Coughlin, M. Almualla, E.C. Bellm, F.B. Bianco, M. Bulla, et al.), arXiv e-prints p. arXiv:2106.06820 (2021).
3. Бартелми и др. (S.D. Barthelmy, H.A. Krimm, S. Laha, A.Y. Lien, C.B. Markwardt, D.M. Palmer, et al.), *GRB Coordinates Network* **30863**, 1 (2021).
4. Бельм и др. (E.C. Bellm, S.R. Kulkarni, M.J. Graham, R. Dekany, R.M. Smith, R. Riddle, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **131**(995), 018002 (2019).
5. Бергер (E. Berger), *Ann. Rev. of Astron. Astrophys.* **52**, 43 (2014).
6. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984).
7. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, D.K. Nadyozhin, N.I. Khamarev, and A.V. Yudin), *Astron. Rep.* **65**(5), 385 (2021).
8. Брюннер и др. (H. Brunner, T. Boller, D. Coutinho, T. Dauser, K. Dennerl, T. Dwelly, et al.), in J.-W.A. den Herder, S. Nikzad, and K. Nakazawa (eds.), *Space Telescopes and Instrumentation 2018: Ultraviolet to Gamma Ray*, Vol. 10699 of Society of Photo-Optical Instrument. Engineers (SPIE) Conf. Ser., p. 106995G (2018).
9. Ванг и др. (J.-S. Wang, F.-K. Peng, K. Wu, and Z.-G. Dai), *Astrophys. J.* **868**(1), 19 (2018).
10. Виллингейл и др. (R. Willingale, R.L.C. Starling, A.P. Beardmore, N.R. Tanvir, and P.T. O'Brien), *MNRAS* **431**(1), 394 (2013).
11. Гилкис и др. (A. Gilkis, N. Soker, and A. Kashi), *MNRAS* **482**(3), 4233 (2019).
12. Год и др. (M.R. Goad, J.P. Osborne, A.P. Beardlinebreak more, P.A. Evans, and Swift-XRT Team.), *GRB Coordinates Network* **30850**, 1 (2021).
13. Готтлиб и др. (A. Gottlieb, S. Dichiara, S.B. Cenko, E. Troja, J.M. Durbak, A. Kutyrev, et al.), *GRB Coordinates Network* **30860**, 1 (2021).
14. Жанг и др. (J. Zhang, J. Cooke, G. Canalizo, S.M. Doan, S. Satyapal, T. Bohn, et al.), *GRB Coordinates Network* **30858**, 1 (2021).
15. Ивезич и др. (Ž. Ivezić, S.M. Kahn, J.A. Tyson, B. Abel, E. Acosta, R. Allsman, et al.), *Astrophys. J.* **873**(2), 111 (2019).
16. Канн и др. (D.A. Kann, D.B. Malesani, V. D'Elia, A. de Ugarte Postigo, A. Rossi, C.C. Thoene, et al.), *GRB Coordinates Network* **30983**, 1 (2021a).
17. Канн и др. (D.A. Kann, A. Rossi, A. de Ugarte Postigo, C. Thoene, M. Blazek, J.F. Agui Fernandez, et al.), *GRB Coordinates Network* **30884**, 1 (2021b).
18. Канн и др. (D.A. Kann, A. Rossi, A. de Ugarte Postigo, C. Thoene, M. Blazek, J.F. Agui Fernandez, et al.), *GRB Coordinates Network* **30883**, 1 (2021c).
19. Кларк, Эрдли (J.P.A. Clark and D.M. Eardley), *Astrophys. J.* **215**, 311 (1977).
20. Коллаборация LIGO и др. (The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, the KAGRA Collaboration, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, et al.), arXiv e-prints p. arXiv:2111.03634 (2021).
21. Коувелито и др. (C. Kouveliotou, C.A. Meegan, G.J. Fishman, N.P. Bhat, M.S. Briggs, T.M. Koshut, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **413**, L101 (1993).
22. Кошут и др. (T.M. Koshut, C. Kouveliotou, W.S. Paciesas, J. van Paradijs, G.N. Pendleton, M.S. Briggs, et al.), *Astrophys. J.* **452**, 145 (1995).
23. Лай (D. Lai), *Astrophys. J. (Lett.)* **757**(1), L3 (2012).
24. Ли, Пачинский (L.-X. Li and B. Paczynski), *Astrophys. J. (Lett.)* **507**(1), L59 (1998).
25. Лин и др. (A. Lien, T. Sakamoto, S.D. Barthelmy, W.H. Baumgartner, J.K. Cannizzo, K. Chen, et al.), *Astrophys. J.* **829**(1), 7 (2016).
26. Мазец, Голенецкий (E.P. Mazets and S.V. Golenskii), *Astrophys. Space Sci.* **75**(1), 47 (1981).
27. Маргутти и др. (R. Margutti, E. Berger, W. Fong, C. Guidorzi, K.D. Alexander, B.D. Metzger, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **848**(2), L20 (2017).
28. Метцгер, Зиванцев (B.D. Metzger and C. Zivancev), *MNRAS* **461**(4), 4435 (2016).
29. Метцгер (B.D. Metzger), *Liv. Rev. Relativ.* **23**(1), 1 (2019).
30. Минаев, Позаненко (P.Y. Minaev and A.S. Pozanenko), *Astron. Lett.* **43**(1), 1 (2017).
31. Минаев, Позаненко (P.Y. Minaev and A.S. Pozanenko), *MNRAS* **492**(2), 1919 (2020).
32. О'Коннор и др. (B. O'Connor, E. Hammerstein, S.B. Cenko, E. Troja, A. Gottlieb, S. Dichiara, et al.), *GRB Coordinates Network* **30934**, 1 (2021).
33. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
34. Перли и др. (D.A. Perley, Z.P. Zhu, D. Xu, S.Y. Fu, D.B. Malesani, and A. Avramova-Boncheva), *GRB Coordinates Network* **30852**, 1 (2021).
35. Пирель и др. (J. Pierel, J. Cooke, A. Rest, R. Foley, and R. Ridden-Harper), *GRB Coordinates Network* **30868**, 1 (2021).
36. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Y. Minaev, A.A. Volnova, E.D. Mazaeva, A.S. Moskvitin, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **852**(2), L30 (2018).
37. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, P.Y. Minaev, S.A. Grebenev, and I.V. Chelovekov), *Astron. Lett.* **45**(11), 710 (2020).
38. Предель и др. (P. Predehl, R. Andrichke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
39. Растинежад и др. (J.C. Rastinejad, B.P. Gompertz, A.J. Levan, W. Fong, M. Nicholl, G.P. Lamb, et al.), arXiv e-prints p. arXiv:2204.10864 (2022).
40. Резолла и др. (L. Rezzolla, B. Giacomazzo, L. Baiotti, J. Granot, C. Kouveliotou, and M.A. Aloy), *Astrophys. J. (Lett.)* **732**(1), L6 (2011).
41. Росси и др. (A. Rossi, F. Cusano, E. Palazzi, L. Amati, D.B. Malesani, S. Savaglio, et al.), *GRB Coordinates Network* **31453**, 1 (2022).

42. Руиз и др. (M. Ruiz, R.N. Lang, V. Paschalidis, and S.L. Shapiro), *Astrophys. J. (Lett.)* **824(1)**, L6 (2016).
43. Сакамото и др. (T. Sakamoto, E. Troja, J. Norris, S.D. Barthelmy, J.L. Racusin, N. Kawai, et al.), *GRB Coordinates Network* **30879**, 1 (2021).
44. Салафия и др. (O.S. Salafia, G. Ghirlanda, S. Ascenzi, and G. Ghisellini), *Astron. Astrophys.* **628**, A18 (2019).
45. Свинкин и др. (D. Svinkin, D. Frederiks, R. Aptekar, S. Golenetskii, V. Pal'Shin, P.P. Oleynik, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **224(1)**, 10 (2016).
46. Сокер (N. Soker), *MNRAS* **506(2)**, 2445 (2021).
47. Суворов, Коккотас (A.G. Suvorov and K.D. Kokkotas), *Phys. Rev. D* **101(8)**, 083002 (2020).
48. Суняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
49. Тохувавоу и др. (A. Tohuvavohu, S.D. Barthelmy, A.Y. Lien, B. Sbarufatti, and Neil Gehrels Swift Observatory Team), *GRB Coordinates Network* **30846**, 1 (2021).
50. Фонг, Бергер (W. Fong and E. Berger), *Astrophys. J.* **776(1)**, 18 (2013).
51. Фрайер, Калогера (C. Fryer and V. Kalogera), *Astrophys. J.* **489(1)**, 244 (1997).
52. Хабибуллин и др. (I. Khabibullin, S. Sazonov, and R. Sunyaev), *MNRAS* **426(3)**, 1819 (2012).
53. Хансен, Лютиков (B.M.S. Hansen and M. Lyutikov), *MNRAS* **322(4)**, 695 (2001).
54. Цанг и др. (D. Tsang, J.S. Read, T. Hinderer, L. Piro, and R. Bondarescu), *Phys. Rev. Lett.* **108(1)**, 011102 (2012).
55. Эбботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, et al.), *Astrophys. J. (Lett.)* **848(2)**, L13 (2017).
56. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, et al.), *MNRAS* **397(3)**, 1177 (2009).
57. фон Кинлин и др. (A. von Kienlin, C.A. Meegan, W.S. Paciesas, P.N. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, et al.), *Astrophys. J.* **893(1)**, 46 (2020).

ПАРАМЕТРЫ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ СПИРАЛЬНОЙ ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ ПО МАЗЕРАМ С ОШИБКАМИ ПАРАЛЛАКСОВ МЕНЕЕ 10%

© 2022 г. В. В. Бобылев^{1*}, А. Т. Байкова¹

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 10.04.2022 г.

После доработки 26.05.2022 г.; принята к публикации 20.06.2022 г.

Изучена кинематика галактических мазерных источников и радиозвезд с измеренными методом РСДБ тригонометрическими параллаксами и собственными движениями. Рассматривались мазеры с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 10%. По ним определены параметры вращения Галактики. В частности, линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии R_0 найдена равной 244.4 ± 4.3 км/с (для принятого значения $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк). Выполнен совместный и отдельный спектральный анализ радиальных, остаточных тангенциальных и вертикальных скоростей мазеров. Так, по вертикальным скоростям мазеров получена оценка амплитуды скорости возмущения $f_W = 5.2 \pm 1.5$ км/с с длиной волны $\lambda_W = 2.6 \pm 0.7$ кпк, что говорит в пользу представления о влиянии спиральной волны плотности на вертикальные скорости звезд. По 104 мазерам из околосолнечной окрестности радиусом 3 кпк в результате совместного решения получены оценки скорости радиальных $f_R = 6.7 \pm 1.1$ км/с и тангенциальных $f_\theta = 2.6 \pm 1.2$ км/с возмущений, длины волны возмущений $\lambda = 2.1 \pm 0.3$ кпк, а также фазы Солнца в спиральной галактической волне плотности $\chi_\odot = -148 \pm 15^\circ$. Подтверждено наличие волны Рэдклиффа в пространственном распределении мазеров и радиозвезд, принадлежащих Местному рукаву.

Ключевые слова: мазеры, радиозвезды, кинематика, спиральная волна плотности, волна Рэдклиффа, вращение Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010822070014

ВВЕДЕНИЕ

Известны несколько классов объектов, представляющих важнейшее значение для изучения структуры и кинематики Галактики благодаря возможности оценить расстояния до них с приемлемой точностью. К ним относятся, например, звездные скопления, OB-звезды, или цефеиды. Применение РСДБ-метода в задаче по измерению тригонометрических параллаксов галактических мазеров сделало их первоклассными объектами для изучения Галактики. Причем в настоящей работе нас будут интересовать только мазеры, связанные с наиболее молодыми звездами и протозвездами, которые находятся в областях активного звездообразования.

В настоящее время имеется около 200 тригонометрических параллаксов мазеров (Рид и др., 2019; Хирота и др., 2020), измеренных с высокой астрометрической точностью. Случайные ошибки РСДБ-измерений большинства из этих источников

составляют менее 0.020 миллисекунд дуги (мсд). Например, известен результат практически прямого определения этим методом измерения расстояния от Солнца до центра Галактики, R_0 . Речь идет об измерении параллакса радиоисточника Sgr B, $\pi = 0.129 \pm 0.012$ мсд, что дает оценку $R_0 = 7.9^{+0.8}_{-0.7}$ (Рид и др., 2009).

Выполнено достаточно много исследований, посвященных изучению фундаментальных свойств галактического диска с использованием мазеров. Отметим работы Хонмы и др. (2012), Санны и др. (2017), Расторгуева и др. (2017), Сюя и др. (2018), Рида и др. (2019), Хироты и др. (2020), Бобылева и др. (2020), где по различным выборкам мазеров были получены оценки расстояния R_0 , скорости вращения околосолнечной окрестности вокруг центра Галактики V_0 , а также геометрические характеристики спирального узора или кинематические параметры спиральной волны плотности.

К настоящему времени практически все опубликованные результаты РСДБ-измерений триго-

* Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

нометрических параллаксов мазеров получены инструментами, расположенными в северном полушарии Земли. Поэтому, хотя и распределены эти источники по огромному галактическому пространству, все же имеется пустая зона в четвертом галактическом квадранте. Измерений, впрочем, уже достаточно для успешной оценки по пространственному распределению, например, углов закрутки спиральных рукавов (Рид и др., 2019) или значения R_0 (Никифоров, Веселова, 2018).

Радиоастрономы, выполняющие РСДБ-наблюдения мазеров, постоянно отмечают наличие отклонений от круговых движений этих объектов с величиной 10–20 км/с (Ву и др., 2019; Иммер и др., 2019; Сакаи и др., 2019; Хирота и др., 2020; Сюй и др., 2021). Как известно, многие мазерные источники связаны с двойными звездными системами, с расширяющимися, зачастую несимметричными, оболочками вокруг звезд. Не исключена также принадлежность их к убегающим звездам. Все это ведет к увеличению дисперсии наблюдаемых скоростей этих объектов. Однако наличие систематических отклонений от круговых движений наиболее молодых звезд вообще и мазерных источников, в частности, мы связываем (Бобылев, Байкова, 2010; Бобылев и др., 2020) с влиянием галактической спиральной волны плотности.

Целью настоящей работы является переопределение параметров вращения Галактики и галактической спиральной волны плотности с использованием новейших данных о мазерных источниках и радиозвездах с тригонометрическими параллаксами и собственными движениями, измеренными РСДБ-методом. Для достижения этой цели мы используем наиболее точные данные — мазеры с относительными ошибками параллаксов менее 10%.

МЕТОДЫ

Из наблюдений для каждой звезды имеем лучевую скорость V_r , направленную вдоль луча зрения, и две проекции тангенциальной скорости $V_l = 4.74r\mu_l \cos b$ и $V_b = 4.74r\mu_b$, направленные вдоль галактических долготы l и широты b соответственно, 4.74 является коэффициентом размерности. Все три скорости выражены в км/с, а r — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк. Компоненты собственного движения $\mu_l \cos b$ и μ_b выражены в мсд/год (миллисекунды дуги в год). Через компоненты V_r , V_l , V_b вычисляются скорости U , V , W , направленные вдоль прямоугольных галактических осей координат:

$$\begin{aligned} U &= V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \\ V &= V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b, \\ W &= V_r \sin b + V_b \cos b, \end{aligned} \quad (1)$$

где скорость U направлена от Солнца параллельно направлению на центр Галактики, точнее, на ось галактического вращения, V — в направлении вращения Галактики и W на северный галактический полюс. Две скорости: V_R , направленную радиально от галактического центра, и ортогональную ей скорость V_{circ} , направленную вдоль вращения Галактики, можем найти на основе следующих соотношений:

$$\begin{aligned} V_{\text{circ}} &= U \sin \theta + (V_0 + V) \cos \theta, \\ V_R &= -U \cos \theta + (V_0 + V) \sin \theta, \end{aligned} \quad (2)$$

где позиционный угол θ удовлетворяет соотношению $\text{tg } \theta = y/(R_0 - x)$, x , y , z — прямоугольные гелиоцентрические координаты звезды (вдоль соответствующих осей x , y , z направлены скорости U , V , W), V_0 — линейная скорость вращения Галактики на околосолнечном расстоянии R_0 .

Определение параметров вращения Галактики

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

$$\begin{aligned} V_r &= -U_{\odot} \cos b \cos l - V_{\odot} \cos b \sin l - \\ &- W_{\odot} \sin b + R_0(R - R_0) \sin l \cos b \Omega'_0 + \\ &+ 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \cos b \Omega''_0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} V_l &= U_{\odot} \sin l - V_{\odot} \cos l - r\Omega_0 \cos b + \\ &+ (R - R_0)(R_0 \cos l - r \cos b) \Omega'_0 + \\ &+ 0.5(R - R_0)^2 (R_0 \cos l - r \cos b) \Omega''_0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} V_b &= U_{\odot} \cos l \sin b + V_{\odot} \sin l \sin b - \\ &- W_{\odot} \cos b - R_0(R - R_0) \sin l \sin b \Omega'_0 - \\ &- 0.5R_0(R - R_0)^2 \sin l \sin b \Omega''_0, \end{aligned} \quad (5)$$

где R — расстояние от звезды до оси вращения Галактики $R^2 = r^2 \cos^2 b - 2R_0r \cos b \cos l + R_0^2$. Скорости $(U, V, W)_{\odot}$ являются средней групповой скоростью выборки, они отражают пекулярное движение Солнца, поэтому взяты с обратными знаками. Ω_0 является угловой скоростью вращения Галактики на солнечном расстоянии R_0 , параметры Ω'_0 и Ω''_0 — соответствующие производные угловой скорости вращения $V_0 = R_0\Omega_0$.

Мы принимаем R_0 равным 8.1 ± 0.1 кпк. Это значение было выведено как средневзвешенное из большого количества современных индивидуальных оценок в работе Бобылева, Байковой (2021). Интересно отметить высокоточное современное индивидуальное измерение R_0 , полученное Абутером и др. (2019) из анализа шестнадцатилетнего

ряда наблюдений движения звезды S2 вокруг массивной черной дыры Sgr A* в центре Галактики, $R_0 = 8.178 \pm 0.013$ (стат.) ± 0.022 (сист.) кпк. Правда, в последней публикации этого коллектива (Абутер и др., 2021) показано наличие инструментальных aberrаций. Поэтому все предыдущие оценки коллаборации, начиная с 2018 г., были пересмотрены, и предложено уточненное значение $R_0 = 8.275 \pm 0.009 \pm 0.033$ кпк.

Решение условных уравнений вида (3)–(5) ищется методом наименьших квадратов (МНК). В итоге получаем оценку шести следующих неизвестных: $(U, V, W)_\odot$, Ω_0 , Ω'_0 и Ω''_0 . Отметим, что скорости U , V и W в уравнениях (2) освобождены от пекулярной скорости Солнца U_\odot , V_\odot и W_\odot со значениями, найденными в результате МНК-решения кинематических уравнений вида (3)–(5).

Определение параметров волны плотности

Влияние спиральной волны плотности в радиальных V_R и остаточных тангенциальных скоростях ΔV_{circ} является периодическим с амплитудой около 10–15 км/с. Впрочем, уточнение конкретных значений амплитуд возмущений является одной из задач настоящего исследования. Согласно линейной теории волн плотности Линя и Шу (1964), скорости возмущений удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} V_R &= -f_R \cos \chi, \\ \Delta V_{\text{circ}} &= f_\theta \sin \chi, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\chi = m[\text{ctg}(i) \ln(R/R_0) - \theta] + \chi_\odot \quad (7)$$

фаза спиральной волны (m — количество спиральных рукавов, i — угол закрутки спирального узора, $i < 0$ для закручивающейся спирали, χ_\odot — радиальная фаза Солнца в спиральной волне); f_R и f_θ — амплитуды возмущений радиальных и тангенциальных скоростей, которые считаются положительными.

Выявление периодичностей в скоростях V_R и ΔV_{circ} осуществляется нами на основе спектрального (периодограммного) анализа, который описан в работе Байковой, Бобылева (2012). Длина волны λ (расстояние между соседними отрезками спиральных рукавов, отсчитываемое вдоль радиального направления) вычисляется на основе соотношения

$$2\pi R_0/\lambda = m \text{ctg}(|i|). \quad (8)$$

Пусть имеется ряд измеренных скоростей V_{R_n} (это могут быть радиальные V_R , тангенциальные ΔV_{circ} или вертикальные W скорости), $n = 1, 2, \dots, N$, где N — число объектов. Задачей спектрального

анализа является выделение периодичности из ряда данных в соответствии с принятой моделью, описывающей спиральную волну плотности с параметрами f , λ (или i) и χ_\odot .

В результате учета логарифмического характера спиральной волны, а также позиционных углов объектов θ_n , наш спектральный анализ рядов возмущений скоростей сводится к вычислению квадрата амплитуды (спектра мощности) стандартного преобразования Фурье (Байкова, Бобылев, 2012):

$$\bar{V}_{\lambda_k} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N V'_n(R'_n) \exp\left(-j \frac{2\pi R'_n}{\lambda_k}\right), \quad (9)$$

где \bar{V}_{λ_k} — k -я гармоника преобразования Фурье с длиной волны $\lambda_k = D/k$, D — период анализируемого ряда,

$$R'_n = R_0 \ln(R_n/R_0), \quad (10)$$

$$V'_n(R'_n) = V_n(R'_n) \exp(jm\theta_n).$$

Пиковому значению спектра мощности S_{peak} соответствует искомая длина волны λ . Угол закрутки спиральной волны плотности находится из выражения (8). Амплитуду и фазу возмущений мы находим в результате подгонки гармоники с найденной длиной волны к измеренным данным. Для оценки амплитуды возмущений также может быть использовано соотношение

$$f_R(f_\theta, f_W) = 2\sqrt{S_{\text{peak}}}. \quad (11)$$

При спектральном анализе оценка ошибок искомых параметров была выполнена с применением статистического моделирования методом Монте-Карло на основе выполнения 100 циклов вычислений. При этом числе циклов средние значения решений практически совпадают с решениями, полученными по исходным данным без добавления ошибок измерения. Ошибки измерения добавлялись в скорости V_R , ΔV_{circ} и W , а также в ошибки координат источников x , y , z .

ДАННЫЕ

Источниками мазерного излучения являются звезды с протяженными газо-пылевыми оболочками, в которых возникает эффект накачки. Эффектом мазерного излучения обладают как молодые звезды и протозвезды различной массы, так и старые звезды, например, мириды. В настоящей работе мы используем наблюдения только молодых объектов, которые тесно связаны с областями активного звездообразования.

Основными источниками данных в настоящей работе являются каталоги Рида и др. (2019) и Хироты и др. (2020). В список Рида и др. (2019) включены данные о 199 мазерах. РСДБ-наблюдения

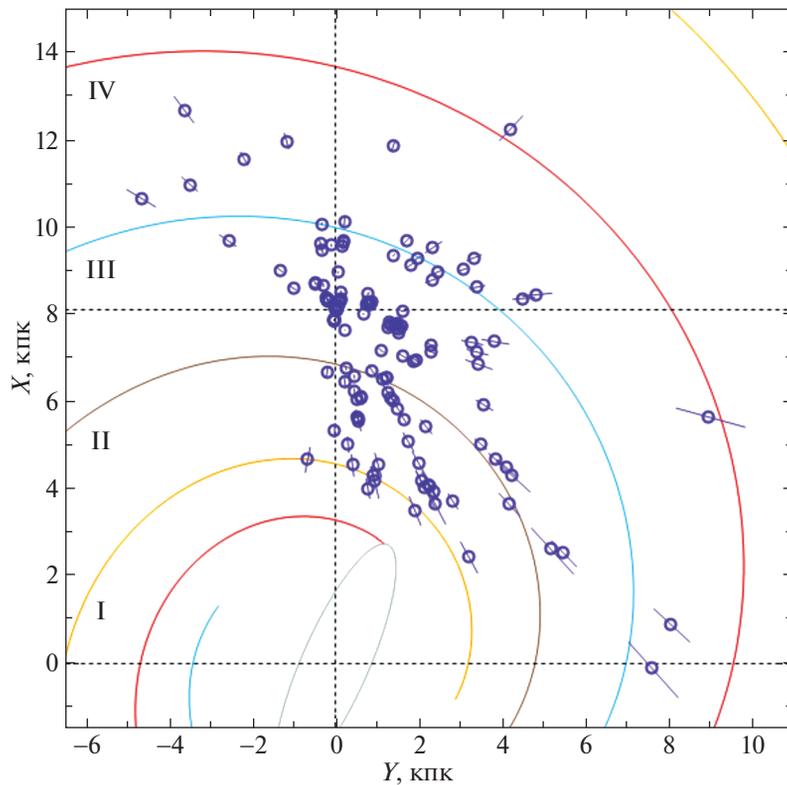


Рис. 1. Распределение 150 мазеров и радиозвезд с ошибками тригонометрических параллаксах менее 10% в проекции на галактическую плоскость XY , показан четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки $i = -13^\circ$, отмечен центральный галактический бар.

проводились на нескольких радиочастотах в рамках проекта BeSSeL (The Bar and Spiral Structure Legacy Survey¹). Хирота и др. (2020) представили каталог из 99 источников мазерного излучения, наблюдавшихся исключительно на частоте 22 ГГц по программе VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry²). Списки Рида и др. (2019) и Хироты и др. (2020) имеют большой процент общих измерений, поэтому мы составили список данных без совпадений. Кроме того, нами добавлены несколько новых результатов определений параллакса ряда мазерных источников, выполненных после 2020 г. (Сакаи и др., 2020; Ортиз-Леон и др., 2020; Сюй и др., 2021; Сакаи и др., 2022; Биан и др., 2022). Помимо мазерных источников в нашем списке имеется некоторое количество радиозвезд, которые являются очень молодыми звездами, расположенными в основном в области пояса Гулда. Наблюдения этих звезд выполнены РСДБ-методом в континууме (Ортиз-Леон и др., 2018; Гайи и др., 2018). На данный момент наш список содержит всего 267 результатов определения РСДБ-параллакса и собственных движений мазеров и радиозвезд.

¹<http://bessel.vlbi-astrometry.org>

²<http://veraserver.mtk.nao.ac.jp>

В настоящей работе используются источники с относительными ошибками параллаксах менее 10%. Такой подход связан с тем, что при относительных ошибках измеренных параллаксах более 10% необходимо учитывать, например, эффект Лутца–Келкера (1973). Для применения этого эффекта необходимо хорошо знать распределение вещества в Галактике. Реальное же распределение вещества на больших расстояниях от Солнца, где расположена большая часть мазеров, в настоящее время не известно достаточно хорошо для решения этой задачи. Поправки за этот эффект являются модельно зависимыми, поэтому необходимость в них возникает лишь в крайних случаях. Как показано в работе Степанищева, Бобылева (2013), в единичных случаях (при $\sigma_\pi/\pi \gg 10\%$) для мазеров поправки могут быть значительными.

Отбор источников выполнен при условии $R > 4$ кпк. Это связано с тем, что на кинематику звезд в области $R < 4$ кпк сильное гравитационное влияние оказывает центральный бар, что приводит к возникновению значительных отклонений от круговых орбит, к увеличению дисперсии наблюдаемых пространственных скоростей звезд. Поэтому при поиске параметров вращения Галактики обычно (Рид и др., 2019) область $R < 4$ кпк исключается

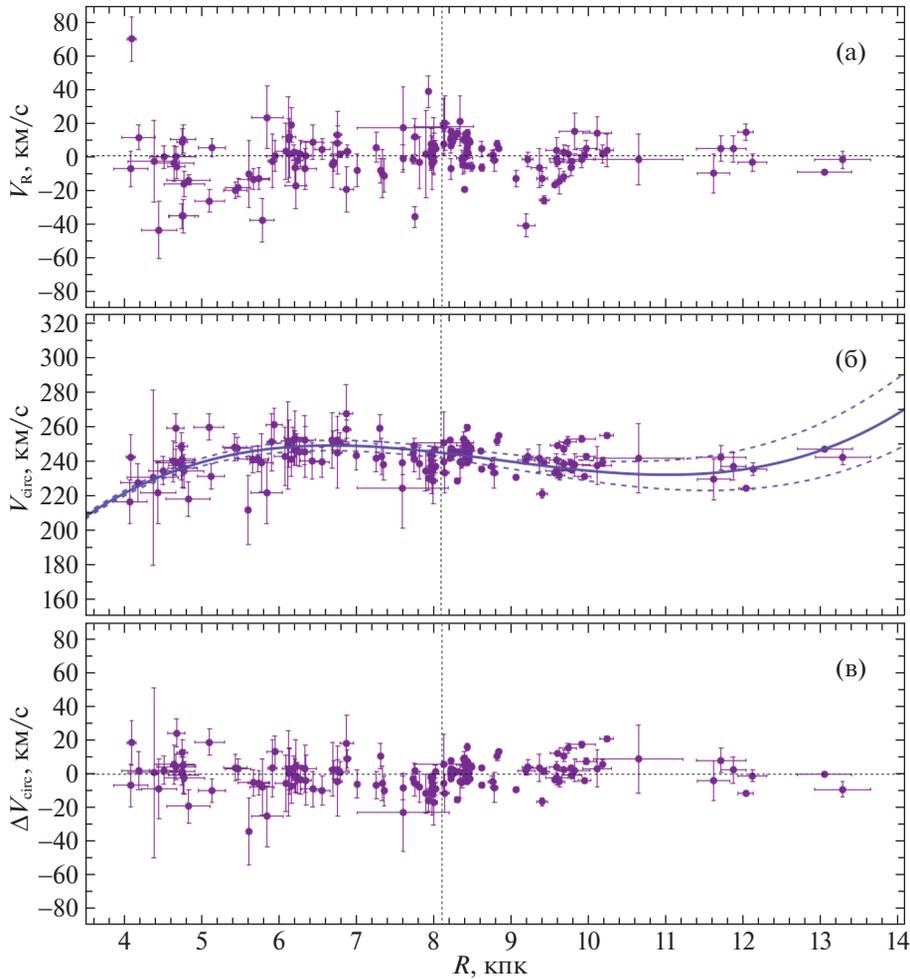


Рис. 2. Радиальные скорости V_R (а), скорости вращения V_{circ} (б) и остаточные скорости вращения ΔV_{circ} мазеров (в) в зависимости от расстояния R . Дана найденная по этим источникам кривая вращения с указанием границ доверительных областей, соответствующих уровню 1σ , вертикальной линией отмечено положение Солнца.

из рассмотрения. Более того, спиральный узор начинается от концов центрального бара, поэтому и при поиске параметров спиральной волны плотности в использовании объектов из области $R < 4$ кпк нет необходимости.

Чтобы избавиться от сильных отскоков, используем следующие ограничения на пространственные скорости:

$$\begin{aligned} |U| &< 90 \text{ км/с}, \\ |V| &< 90 \text{ км/с}, \\ |W| &< 60 \text{ км/с}, \end{aligned} \quad (12)$$

где скорости U , V и W являются остаточными, так как из них заранее вычтены пекулярная скорость Солнца и скорость вращения Галактики. В качестве заранее известной используем кривую вращения Галактики, параметры которой найдены из анализа мазеров в работе Бобылева и др. (2020). В результате применения критериев отбрасываются 5–6 звезд с самыми большими отскоками. В целом

же при поиске МНК-решения системы условных уравнений вида (3)–(5) используем критерий отбрасывания 3σ .

Распределение имеющихся мазерных источников с относительными ошибками параллаксов менее 10%, отобранных при условии $R > 4$ кпк, дано на рис. 1. Количество таких объектов составляет 150. На этом рисунке использована система координат, в которой ось X направлена от центра Галактики на Солнце, направление оси Y совпадает с направлением вращения Галактики. Четырехрукавный спиральный узор с углом закрутки $i = -13^\circ$ дан согласно работе Бобылева, Байковой (2014), здесь он построен со значением $R_0 = 8.1$ кпк, римскими цифрами пронумерованы следующие четыре спиральные рукава: I — Щита, II — Килья—Стрельца, III — Персея и IV — Внешний рукав.

Таблица 1. Кинематические параметры, найденные по 150 мазерным источникам, расположенным в области Галактики $R > 4$ кпк

| Параметры | $V_r + V_l + V_b$ | $V_l + V_b$ | V_l |
|--------------------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| U_{\odot} , км/с | 9.15 ± 0.86 | 9.23 ± 1.46 | 8.89 ± 1.56 |
| V_{\odot} , км/с | 12.81 ± 0.86 | 11.15 ± 1.01 | 11.22 ± 1.04 |
| W_{\odot} , км/с | 8.93 ± 0.75 | 8.47 ± 0.67 | — |
| Ω_0 , км/с/кпк | 30.18 ± 0.38 | 29.46 ± 0.43 | 29.39 ± 0.45 |
| Ω'_0 , км/с/кпк ² | -4.368 ± 0.077 | -3.914 ± 0.108 | -3.906 ± 0.110 |
| Ω''_0 , км/с/кпк ³ | 0.845 ± 0.037 | 0.652 ± 0.045 | 0.653 ± 0.046 |
| σ_0 , км/с | 8.9 | 8.1 | 8.5 |
| V_0 , км/с | 244.4 ± 4.3 | 238.6 ± 4.6 | 238.1 ± 4.7 |

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Параметры вращения Галактики

Для поиска МНК-решения системы условных уравнений вида (3)–(5) применялись три способа. В первом случае использовались все уравнения, т.е. участвовали все три скорости — V_r , V_l и V_b . Во втором случае использовались два уравнения вида (4) и (5) только с участием собственных движений мазеров. В третьем случае использовалось только одно уравнение вида (4) с участием лишь одной компоненты скоростей V_l .

Применение трех подходов к использованию условных уравнений вида (3)–(5) обусловлено следующими соображениями. В первую очередь необходимо отметить, что РСДБ-наблюдения дают оригинальные значения тригонометрических параллаксов и собственных движений мазеров или радиозвезд. Значения систематической лучевой скорости объектов берутся из других источников. Поэтому интересно сравнить результаты, полученные с участием и без участия лучевых скоростей. Особенность в использовании компонент V_l и V_b заключается в том, что доминирующий вклад в оценку почти всех искомым кинематических параметров вносят скорости V_l . Однако только при использовании компоненты V_l нельзя определить значение скорости W_{\odot} . Как можно видеть из уравнения (5), коэффициенты перед искомыми параметрами $(U, V)_{\odot}$, Ω_0 , Ω'_0 и Ω''_0 содержат очень близкий к нулю для далеких мазеров член $\sin b$, и только при неизвестном W_{\odot} стоит $\cos b$. Поэтому интересно сравнить решения, найденные с участием и без участия скоростей V_b . Отметим, что наша выборка содержит значительное количество близких источников, с относительно большими значениями углов b .

Кинематические параметры, найденные всеми тремя способами по 150 мазерным источникам, расположенным в области Галактики $R > 4$ кпк, даны в табл. 1. На рис. 2 даны радиальные скорости V_R , скорости вращения V_{circ} и остаточные скорости вращения ΔV_{circ} выборки из 150 мазеров.

На рис. 2 можно видеть, что радиальные и тангенциальные скорости небольшой группировки звезд в области Пояса Гулда ($r < 0.5$ кпк) “стоят торчком”. Для оценки влияния этой группировки звезд на параметры общего решения нами было получено совместное $(V_r + V_l + V_b)$ решение с исключением области Пояса Гулда ($r < 0.5$ кпк). При таком подходе с использованием 119 мазерных источников были найдены скорости $(U, V, W)_{\odot} = (5.02, 13.86, 8.77) \pm (1.21, 1.22, 0.93)$ км/с, а также:

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= 29.73 \pm 0.48 \text{ км/с/кпк}, & (13) \\ \Omega'_0 &= -4.246 \pm 0.089 \text{ км/с/кпк}^2, \\ \Omega''_0 &= 0.826 \pm 0.043 \text{ км/с/кпк}^3, \end{aligned}$$

где ошибка единицы веса составила $\sigma_0 = 9.9$ км/с и $V_0 = 240.8 \pm 4.9$ км/с (для принятого $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк).

В работе Расторгуева и др. (2017) была рассмотрена выборка из 130 мазеров с измеренными тригонометрическими параллаксами. Например, на основе модели чисто круговое вращение диска (Модель А2 этих авторов) были найдены компоненты групповой скорости $(U, V, W)_{\odot} = (7.73, 17.69, 8.64) \pm (1.52, 1.20, 0.91)$ км/с и следующие значения параметров кривой вращения Галактики:

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= 29.03 \pm 0.52 \text{ км/с/кпк}, \\ \Omega_0^1 &= -3.94 \pm 0.08 \text{ км/с/кпк}^2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Omega_0^2 &= 1.13 \pm 0.07 \text{ км/с/кпк}^3, \\ \Omega_0^3 &= 0.06 \pm 0.11 \text{ км/с/кпк}^4, \\ \Omega_0^4 &= 0.30 \pm 0.02 \text{ км/с/кпк}^5, \\ \Omega_0^5 &= -0.14 \pm 0.02 \text{ км/с/кпк}^6,\end{aligned}$$

где $V_0 = 241 \pm 10$ км/с для найденного значения $R_0 = 8.31 \pm 0.13$ кпк. Можно отметить, что оценки параметров, которые указаны в табл. 1, а также в решении (13) получены с меньшими ошибками. Это достигнуто нами путем использования большего количества источников, применения ограничения на величину относительной ошибки параллакса мазеров (менее 10%), а также критериев (12).

В работе Рида и др. (2019) был произведен кинематический анализ выборки из 147 мазеров. В отличие от нашего подхода, эти авторы применяли разложение в ряд линейной скорости вращения Галактики. В итоге они получили оценки $R_0 = 8.15 \pm 0.15$ кпк и $\Omega_\odot = 30.32 \pm 0.27$ км/с/кпк, где Ω_\odot — это угловая скорость вращения именно Солнца.

Интересно также отметить результаты анализа собственных движений и тригонометрических параллакса выборки из 9750 OB2-звезд, которые были получены в работе Бобылева, Байковой (2022). Для поиска МНК-решения было использовано одно условное уравнение вида (4) с участием лишь одной компоненты скоростей V_l . В итоге были найдены скорости $(U, V)_\odot = (7.17, 7.37) \pm (0.16, 0.24)$ км/с, а также:

$$\begin{aligned}\Omega_0 &= 29.700 \pm 0.076 \text{ км/с/кпк}, \\ \Omega'_0 &= -4.008 \pm 0.022 \text{ км/с/кпк}^2, \\ \Omega''_0 &= 0.671 \pm 0.011 \text{ км/с/кпк}^3,\end{aligned}$$

где $V_0 = 240.6 \pm 3.0$ км/с (для принятого значения $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк).

Имеется хорошее согласие перечисленных оценок параметров вращения Галактики, полученных различными авторами, с результатами, указанными в табл. 1 и в решении (13). В отношении же значений скоростей U_\odot и V_\odot полного согласия нет.

Ошибка единицы веса σ_0 , которую находим в результате поиска МНК-решения кинематических уравнений, вычисляется как средневзвешенное из невязок. Таким образом, эта величина является средней по трем координатам дисперсией скоростей звезд. Из табл. 1 и решения (13) можем видеть, что как при использовании только собственных движений мазеров, так и при использовании их лучевых скоростей, значения σ_0 сопоставимы, и не превышают 10 км/с. Здесь свою роль выполняют ограничения (12), но главным образом работают ограничения на относительные ошибки параллакса.

Например, в работе Бобылева и др. (2020) была проанализирована выборка мазеров из 239 источников (практически всех имеющихся на тот момент измерений) без использования особых ограничений, где σ_0 составила 12.8 км/с, что характерно, скорее, для более старых звезд, например, для классических цефеид.

При этом были получены следующие оценки групповой скорости выборки мазеров $U_\odot = 7.79^{+1.23}_{-1.27}$ км/с, $V_\odot = 15.04^{+1.24}_{-1.25}$ км/с, $W_\odot = 8.57^{+1.18}_{-1.23}$ км/с и параметров кривой вращения Галактики:

$$\begin{aligned}\Omega_0 &= 29.01^{+0.33}_{-0.34} \text{ км/с/кпк}, \\ \Omega'_0 &= -3.901^{+0.068}_{-0.069} \text{ км/с/кпк}^2, \\ \Omega''_0 &= 0.831^{+0.032}_{-0.032} \text{ км/с/кпк}^3, \\ \Omega'''_0 &= -0.104^{+0.018}_{-0.019} \text{ км/с/кпк}^4,\end{aligned}$$

а также найдено $R_0 = 8.15^{+0.04}_{-0.20}$ кпк. Можем и здесь отметить, что в настоящей работе компоненты групповой скорости и параметры галактического вращения оцениваются с меньшими ошибками.

Далее была сформирована локальная выборка мазеров из 104 источников, отобранных при ограничении на гелиоцентрическое расстояние $r < 3$ кпк. Кинематические параметры, найденные по этой выборке, даны в табл. 2. Условные уравнения решались двумя способами. Здесь скорости V_b не исключались, так как звезды являются близкими, поэтому имеют высоты b , достаточные для уверенного определения искомым неизвестных модели. Можем видеть возросшее значение Ω_0 по сравнению с найденными выше по выборкам более далеких мазеров. Этот эффект, скорее всего,

Таблица 2. Кинематические параметры, найденные по 104 мазерным источникам, расположенным не далее 3 кпк от Солнца

| Параметры | $V_r + V_l + V_b$ | $V_l + V_b$ |
|--------------------------------------|-------------------|------------------|
| U_\odot , км/с | 11.90 ± 0.91 | 12.21 ± 1.85 |
| V_\odot , км/с | 14.14 ± 0.93 | 12.49 ± 1.08 |
| W_\odot , км/с | 9.29 ± 0.75 | 8.79 ± 0.72 |
| Ω_0 , км/с/кпк | 33.5 ± 1.0 | 32.2 ± 1.4 |
| Ω'_0 , км/с/кпк ² | -4.55 ± 0.16 | -4.20 ± 0.24 |
| Ω''_0 , км/с/кпк ³ | 1.20 ± 0.13 | 0.99 ± 0.14 |
| σ_0 , км/с | 7.6 | 6.9 |
| V_0 , км/с | 271 ± 9 | 261 ± 12 |

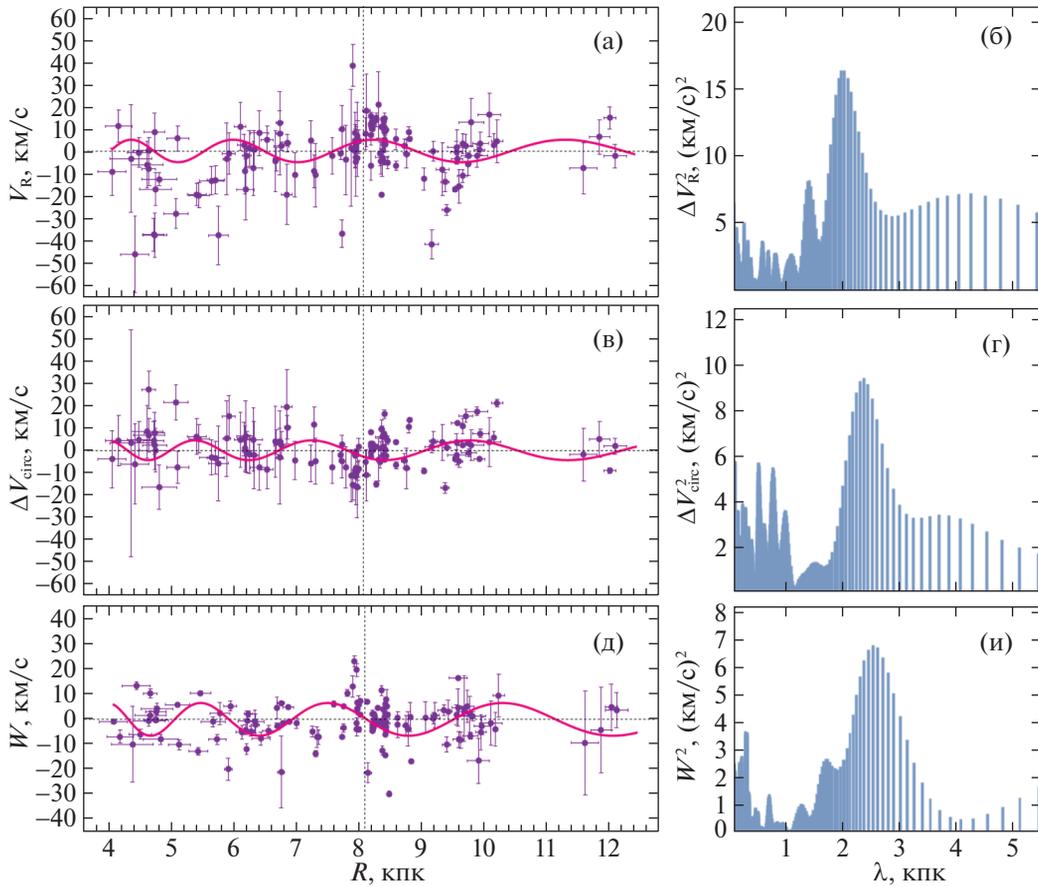


Рис. 3. Радиальные скорости V_R в зависимости от расстояния R (а) и их спектр мощности (б), остаточные скорости вращения ΔV_{circ} в зависимости от расстояния R (в) и их спектр мощности (г), вертикальные скорости W в зависимости от расстояния R (д) и их спектр мощности (е) сплошные волнистые линии отражают результаты спектрального анализа. Здесь использованы 134 мазерных источника с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 10%, расположенных не далее 5 кпк от Солнца.

вызван влиянием мазеров и радиозвезд, принадлежащих структуре Пояса Гулда. Главный результат, полученный при этом подходе, заключается в том, что найденное в последнем столбце табл. 2 значение ошибки единицы веса $\sigma_0 = 6.9$ км/с является очень маленькой величиной. Это говорит о том, что мы имеем дело с популяцией очень молодых объектов. При использовании все более далеких выборок звезд значение этой величины возрастает, что объясняется совместным влиянием ошибок тригонометрических параллаксов и ошибок собственных движений звезд.

Спектральный анализ

Раздельные решения. Для спектрального анализа были использованы данные о 134 мазерах из окосолнечной окрестности радиусом 5 кпк. Здесь мы немного сократили размер выборки по следующим соображениям. Согласно теории волн плотности Линя, Шу (1984), амплитуды скоростей

радиальных и тангенциальных возмущений не постоянные. Действительно, спиральный узор вращения твердотельно, поэтому в области коротации разница линейных скоростей вращения Галактики и узора нулевая, а в области концов центрального бара она максимальная. Эффект повышенной дисперсии скоростей при $R \sim 4$ кпк можно заметить на рис. 2а и 2б, который особенно заметен в радиальных скоростях. При анализе тангенциальных скоростей полезно сократить радиус выборки — лучше использовать такой интервал R , где кривая галактического вращения наиболее близка к плоской.

При раздельном спектральном анализе радиальных V_R , остаточных тангенциальных ΔV_{circ} и вертикальных скоростей мазеров были получены следующие оценки:

$$f_R = 8.1 \pm 1.4 \text{ км/с,}$$

$$f_\theta = 6.1 \pm 1.7 \text{ км/с,}$$

$$f_W = 5.2 \pm 1.5 \text{ км/с,}$$

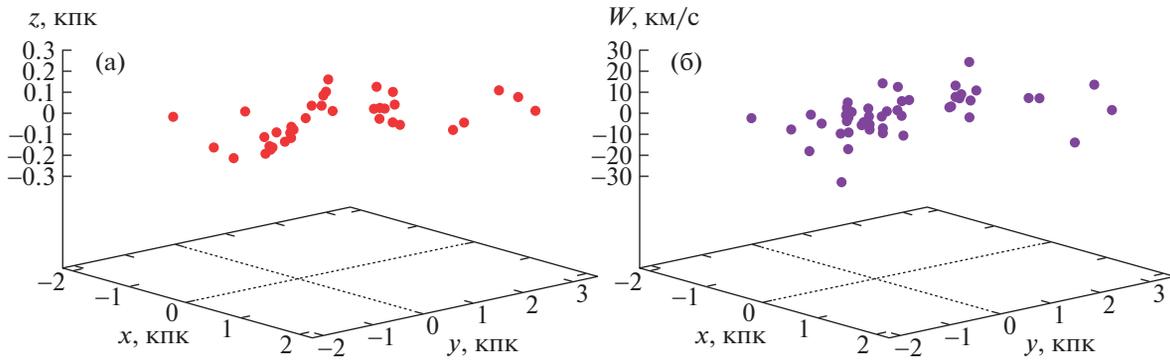


Рис. 4. Трехмерное распределение мазеров и радиозвезд, принадлежащих Местному рукаву (а), и их вертикальные скорости (б).

$$\begin{aligned}\lambda_R &= 2.1 \pm 0.3 \text{ кпк}, \\ \lambda_\theta &= 2.4 \pm 0.8 \text{ кпк}, \\ \lambda_W &= 2.6 \pm 0.7 \text{ кпк}, \\ (\chi_\odot)_R &= -158 \pm 15^\circ, \\ (\chi_\odot)_\theta &= -140 \pm 18^\circ, \\ (\chi_\odot)_W &= -180 \pm 18^\circ,\end{aligned}$$

Результаты такого анализа отражены на рис. 3.

Интересно отметить величину значимости (sig) главного пика в каждом из отмеченных на рис. 3 случаях: $\text{sig}_R = 0.9997$, $\text{sig}_\theta = 0.9408$ и $\text{sig}_W = 0.8386$. Эти значения говорят о том, что наиболее надежно определены параметры спиральной волны плотности по радиальным скоростям V_R и наименее надежно — по вертикальным скоростям W .

В то же время наличие периодичности в вертикальных скоростях мазеров является важным результатом настоящей работы. Дело в том, что в классической теории волн плотности Линя и Шу (1964) вертикальные скорости звезд не рассматриваются. В работе Бобылева, Байковой (2015) на основе спектрального анализа впервые была обнаружена периодичность в вертикальных скоростях мазеров с длиной волны $\lambda_W = 3.4 \pm 0.7$ кпк и амплитудой $f_W = 4.3 \pm 1.2$ км/с.

В настоящее время известно наличие скоростей вертикальных возмущений различной природы в диске Галактики (Лопес-Корредойра и др., 2014; Видроу и др., 2014; Антоха и др., 2018; Ванг и др., 2020; Туласидхаран и др., 2021). Это могут быть крупномасштабные возмущения, связанные с искривлением галактического диска, вызванные как гравитационным влиянием какого-либо внешнего фактора, так и негравитационным, например, падение на диск или близкий пролет карликовой галактики-спутника Млечного Пути, либо сгустка темной материи большой массы. Могут быть и возмущения вертикальных скоростей, связанные с

собственными колебаниями диска или с влиянием крупномасштабных магнитных полей и др.

Отметим, что в локальной области из анализа распределения молекулярных облаков недавно обнаружена волна Рэдклиффа (Алвес и др., 2020), распространяющаяся вдоль Местного рукава. По мнению Алвеса и др. (2020), волна имеет длину волны около 2 кпк с амплитудой около 160 пк и является затухающей. Природа возникновения этой волны пока не установлена.

Мы отобрали мазеры и радиозвезды, принадлежащие Местному рукаву. Эти источники отлично видны вблизи Солнца на рис. 1 в виде довольно узкой цепочки. При отборе мы считали, что источники Местного рукава расположены не далее 3.5 кпк от Солнца, и ограничены двумя параллельными линиями: $x = 0.286y - 0.8$ и $x = 0.286y + 0.3$. Всего в этой выборке оказалось 68 источников, подавляющее большинство из которых являются маломассивными звездами типа Т Тельца. По данным об отобранных звездах построен рис. 4. В положениях звезд на рис. 4а отлично видна волна Рэдклиффа. Ярко выраженной волны в распределении вертикальных скоростей отобранных звезд (рис. 4б) не наблюдается.

В итоге мы склоняемся к тому, что волна в вертикальных скоростях мазеров, скорее, связана с более крупномасштабным явлением, например, с влиянием спиральной волны плотности (рис. 3д). Можно также отметить работу Мартинеса-Медины и др. (2022), где показано наличие отличных от шумов крупномасштабных особенностей в распределении вертикальных скоростей молодых звезд из каталога Gaia EDR3, связанных с галактической спиральной структурой. Причем наиболее заметная особенность отмечена этими авторами при $R \sim 9.5$ кпк, т.е. вытянутость в районе рукава Персея.

Совместное решение. При совместном спектральном анализе радиальных V_R и остаточных тангенциальных ΔV_{circ} скоростей предполагается,

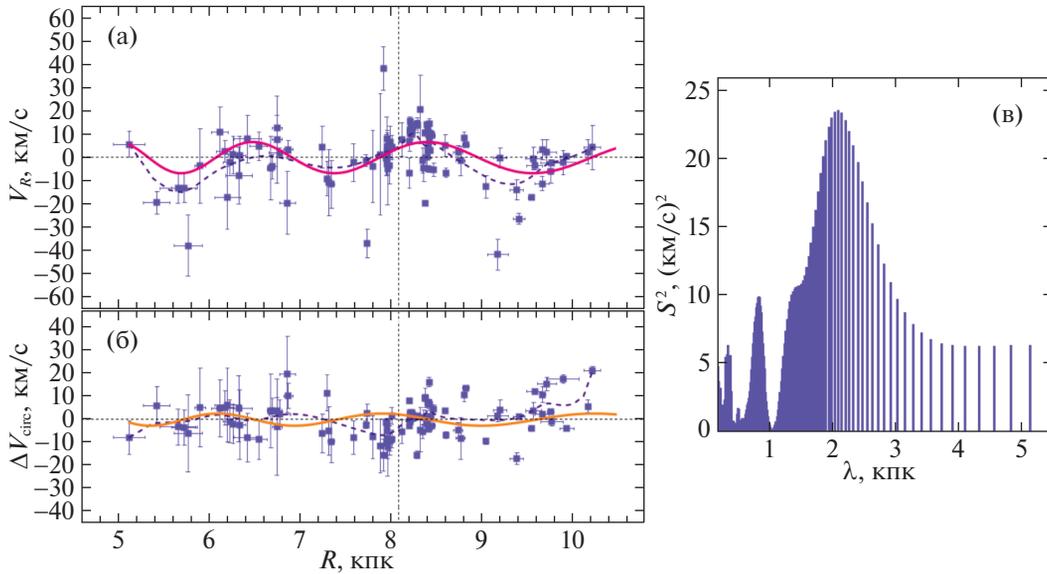


Рис. 5. Радиальные скорости V_R (а) и остаточные скорости вращения ΔV_{circ} (б) в зависимости от расстояния R , а также их спектр мощности (в), усреднение данных показано пунктирными линиями; сплошные волнистые линии отражают результаты спектрального анализа. Здесь использованы 104 мазерных источника с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 10%, расположенных не далее 3 кпк от Солнца.

что имеется одно значение длины волны и фазы Солнца в волне плотности для обоих видов скоростей.

По данным о 134 мазерах из окрестности радиусом 5 кпк с относительными ошибками тригонометрических параллаксов менее 10% были получены следующие оценки: $f_R = 6.1 \pm 1.3$ км/с, $f_\theta = 3.2 \pm 1.4$ км/с и $\lambda = 2.1 \pm 0.3$ кпк, $\chi_\odot = -141 \pm 15^\circ$. Значимость главного пика на спектре мощности найдена равной $\text{sig} = 0.99991$.

Отметим, что применяемый спектральный анализ учитывает как логарифмический характер спиральной волны плотности, так и распределение позиционных углов объектов. В логарифмической волне длина волны является переменной величиной — она возрастает с увеличением R . При этом оценка параметров $\lambda, f_{\{R,\theta,W\}}, \chi_\odot$ относится к локальной области — к области вблизи Солнца. Как видно из распределения мазеров в проекции на Галактическую плоскость XU на рис. 1, практически в выборке представлены только два отрезка спиральных рукавов, Киля—Стрельца и Персея. Поэтому мы решили провести спектральный анализ и по локальной выборке, которая как раз и охватывает этот район. При этом для формирования остаточных скоростей вращения была использована кривая вращения Галактики, параметры которой были найдены по выборке из 150 мазеров (рис. 2б). В итоге по 104 мазерам были получены следующие оценки:

$$f_R = 6.7 \pm 1.1 \text{ км/с}, \quad (14)$$

$$f_\theta = 2.6 \pm 1.2 \text{ км/с},$$

$$\lambda = 2.1 \pm 0.3 \text{ кпк},$$

$$\chi_\odot = -148 \pm 15^\circ.$$

Результаты этого спектрального анализа отражены на рис. 5, где значимость главного пика на спектре мощности составляет $\text{sig} = 0.99999$. Здесь значение sig немного выше, чем в предыдущем случае, найденном при анализе более широкой окрестности.

На рис. 5, помимо найденных периодичностей, отмеченных жирными линиями, пунктирными линиями даны усредненные значения наблюдаемых скоростей мазеров. На больших расстояниях от Солнца сравнение таких линий не имеет особого смысла из-за наличия больших значений позиционных углов некоторых источников. Но в локальной окрестности (охватывающей два ближайших к Солнцу отрезка спиральных рукавов гранд-дизайна) такое сравнение имеет смысл. Как можно видеть из рис. 5а, имеется прекрасное согласие между жирной и пунктирной линиями, что говорит о надежности найденных значений λ, f_R, χ_\odot . В тангенциальных скоростях имеем существенно худшее согласие между такими линиями, но и амплитуда f_θ здесь очень мала.

В табл. 3 представлены оценки параметров галактической спиральной волны плотности, полученные по наиболее важным трассерам спиральной структуры. Как следует из этой сводки, значение f_θ обычно имеет меньшее значение по сравнению с f_R .

Таблица 3. Оценки параметров галактической спиральной волны плотности, найденные различными авторами

| Выборка | Ref | f_R , км/с | f_θ , км/с | λ , кпк | $ i $, град. | χ_\odot , град. | m |
|-------------------|------|---------------|-------------------|-----------------|----------------|----------------------|-----|
| ОВ-зв., цеф., РЗС | [1] | 3.6 ± 0.4 | 4.7 ± 0.6 | | 4.2 ± 0.2 | -165 ± 1 | 2 |
| Цефеиды | [2] | 6.3 ± 2.4 | 4.4 ± 2.4 | | 6.8 ± 0.7 | -70 ± 16 | 2 |
| Цефеиды | [3] | 3.5 ± 1.7 | 7.5 ± 1.8 | | 11.4 | -20 ± 9 | 4 |
| ОВ-ассоциации | [4] | 6.6 ± 1.4 | 1.8 ± 1.4 | 2.0 ± 0.2 | | | |
| Цефеиды | [5] | 6.7 ± 2.3 | 1.4 ± 1.6 | | 6.0 ± 0.7 | -85 ± 15 | 2 |
| РЗС | [5] | 5.5 ± 2.3 | 0.2 ± 1.6 | | 12.2 ± 0.7 | -88 ± 15 | 4 |
| ОВ-звезды | [5] | 6.6 ± 2.5 | 0.4 ± 2.3 | | 6.6 ± 0.9 | -97 ± 18 | 2 |
| РЗС, НI, НII | [6] | 5.9 ± 1.1 | 4.6 ± 0.5 | 2.1 ± 0.5 | | -119 | |
| Мазеры | [7] | 7.7 ± 1.6 | | 2.2 ± 0.3 | 5.0 ± 0.5 | -147 ± 10 | 2 |
| Мазеры | [8] | 6.9 ± 1.4 | 2.8 ± 1.0 | | 10.4 ± 0.3 | -125 ± 10 | 4 |
| ОВ-звезды | [9] | 7.1 ± 0.3 | 6.5 ± 0.4 | 2.8 ± 0.2 | | -128 ± 6 | 4 |
| РЗС | [10] | 4.6 ± 0.7 | 1.1 ± 0.4 | | | | 4 |
| ОВ-звезды | [11] | 4.8 ± 0.7 | 4.1 ± 0.9 | 2.1 ± 0.2 | 9.4 ± 0.9 | -116 ± 12 | 4 |
| Настоящая работа | | 6.7 ± 1.1 | 2.6 ± 1.2 | 2.1 ± 0.3 | 9.4 ± 1.0 | -148 ± 15 | 4 |

Примечание. [1] — Бил, Овенден (1978); [2] — Мишуоров и др. (1997); [3] — Мишуоров, Зенина (1999); [4] — Мельник и др. (2001); [5] — Заболотских и др. (2002); [6] — Бобылев и др. (2008); [7] — Байкова, Бобылев (2012); [8] — Расторгуев и др. (2017); [9] — Бобылев, Байкова (2018); [10] — Локтин, Попова (2019); [11] — Бобылев, Байкова, (2022).

В первую очередь необходимо отметить результаты, полученные с использованием цефеид (Мишуоров и др., 1997; Мишуоров, Зенина, 1999; Заболотских и др., 2002). Они интересны тем, что расстояния до этих звезд определяют независимую шкалу расстояний, так как они оцениваются на основе соотношения период—светимость. Случайные ошибки определения расстояний этим способом составляют 10–15% (Бердников и др., 2000). Самые последние оценки расстояний до классических цефеид с использованием фотометрических данных и калибровок в ближнем инфракрасном диапазоне позволяют говорить о случайных ошибках около 5% (Сковрон и др., 2019).

Несомненный интерес представляют и результаты, полученные с использованием ОВ-звезд (Бил, Овенден, 1978; Заболотских и др., 2002; Бобылев, Байкова, 2018). Важным фактором при оценке кинематических параметров является как точность расстояний, так и точность собственных движений. Некоторые современные оценки, указанные в таблице, получены с использованием данных из каталога Gaia EDR3 (Браун и др., 2021).

Расстояния до ОВ-ассоциаций и РЗС более точные по сравнению с расстояниями до одиночных

звезд, поэтому и найденные по ним параметры должны быть более надежными (Мельник и др., 2001; Заболотских и др., 2002; Бобылев и др., 2008; Локтин, Попова, 2019).

Наконец, в таблице имеются и оценки, полученные с использованием различных выборок мазеров с измеренными РСДБ-методом тригонометрическими параллаксами и собственными движениями (Байкова, Бобылев, 2012; Расторгуев и др., 2017).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен кинематический анализ большой выборки галактических мазерных источников и радиозвезд с измеренными методом РСДБ тригонометрическими параллаксами и собственными движениями. При этом рассматривались только мазеры с относительными ошибками тригонометрических параллакссов менее 10%.

При оценке параметров вращения Галактики рассмотрены различные методы решения основных кинематических уравнений — с учетом и без учета лучевых скоростей, а также с использованием и без использования мазеров из области Пояса Гулда. Здесь мы ориентировались на значение ошибки

единицы веса σ_0 , которую можно рассматривать как среднюю по трем направлениям дисперсию пространственных скоростей мазеров. При анализе выборки далеких мазеров показано, что как при использовании только их собственных движений, так и при добавлении лучевых скоростей значения σ_0 близки между собой, их значения не превышают 10 км/с.

В результате совместного решения системы кинематических уравнений с использованием 150 мазеров из области Галактики $R > 4$ кпк найдены компоненты групповой скорости $(U, V, W)_\odot = (9.15, 12.81, 8.93) \pm (0.86, 0.86, 0.75)$ км/с и следующие параметры угловой скорости вращения Галактики:

$$\begin{aligned}\Omega_0 &= 30.18 \pm 0.38 \text{ км/с/кпк}, \\ \Omega'_0 &= -4.368 \pm 0.077 \text{ км/с/кпк}^2, \\ \Omega''_0 &= 0.845 \pm 0.037 \text{ км/с/кпк}^3,\end{aligned}$$

где ошибка единицы веса σ_0 составила 8.9 км/с и $V_0 = 244.4 \pm 4.3$ км/с для принятого значения $R_0 = 8.1 \pm 0.1$ кпк. С параметрами этой кривой вращения Галактики находим остаточные тангенциальные скорости.

Рассмотрена кинематика локальной выборки из 104 мазеров, расположенных в области радиусом 3 кпк вокруг Солнца. Показано, что параметры галактического вращения по этой выборке определяются с большими ошибками. Здесь имеется сильное влияние объектов из Пояса Гулда. Это приводит к завышенной, по-нашему мнению, оценке угловой скорости вращения $\Omega_0 = 33.5 \pm \pm 1.0$ км/с/кпк, следовательно, к завышенному значению линейной скорости вращения $V_0 = 271 \pm \pm 9$ км/с. Положительным эффектом кинематического анализа этой выборки мазеров является маленькое значение ошибки единицы веса $\sigma_0 = 6.9$ км/с. Это означает, что рассматриваемые в настоящей работе мазеры и радиозвезды действительно являются представителями наиболее молодой популяции звезд и протозвезд, принадлежащих тонкому диску Галактики. Для более далеких мазеров формальная оценка дисперсии их скоростей возрастает за счет влияния измерительных ошибок тригонометрических параллакс и ошибок их собственных движений (случайные ошибки лучевых скоростей звезд практически не зависят от расстояния).

Для оценки параметров спиральной волны плотности применялся спектральный анализ скоростей различных выборок мазеров. Для этого использовались как отдельные, так и совместные решения. Раздельный спектральный анализ применен к радиальным V_R , остаточным тангенциальным ΔV_{circ} и вертикальным W скоростям мазеров.

По данным о 134 мазерах из околосолнечной окрестности радиусом 5 кпк получены следующие оценки:

$$\begin{aligned}f_R &= 8.1 \pm 1.4 \text{ км/с}, \\ f_\theta &= 6.1 \pm 1.7 \text{ км/с}, \\ f_W &= 5.2 \pm 1.5 \text{ км/с}, \\ \lambda_R &= 2.1 \pm 0.3 \text{ кпк}, \\ \lambda_\theta &= 2.4 \pm 0.8 \text{ кпк}, \\ \lambda_W &= 2.6 \pm 0.7 \text{ кпк}, \\ (\chi_\odot)_R &= -158 \pm 15^\circ, \\ (\chi_\odot)_\theta &= -140 \pm 18^\circ, \\ (\chi_\odot)_W &= -180 \pm 18^\circ.\end{aligned}$$

Мы рассматриваем логарифмическую волну, когда длина этой волны возрастает с увеличением галактоцентрического расстояния R . Поэтому полученные оценки λ относятся к околосолнечной окрестности, где λ является расстоянием между отрезками спиральных рукавов Киля—Стрельца и Персея.

Важно отметить, что в вертикальных скоростях мазеров подтверждено наличие периодических возмущений, впервые обнаруженных в работе Бобылева, Байковой (2015). Найденные значения амплитуды возмущений f_W и длины волны λ_W близки к аналогичным значениям, полученным по радиальным и остаточным тангенциальным скоростям. Это говорит в пользу представления о влиянии спиральной волны плотности и на вертикальные скорости звезд.

Согласно классической линейной теории галактической спиральной волны плотности Линя и Шу (1964), можно ожидать наличие одного значения длины волны λ (следовательно, и фазы Солнца в волне χ_\odot) как для радиальных, так и для остаточных тангенциальных скоростей. Вертикальные скорости в этой теории не рассматривались. Здесь же мы видим лишь удовлетворительное согласие в оценке $\lambda_{R,\theta,W}$.

Интересно отметить, что по локальной выборке из 104 мазеров неплохо определяются локальные параметры спиральной волны плотности. Так, в результате совместного спектрального анализа радиальных V_R и остаточных тангенциальных ΔV_{circ} скоростей мазеров, были получены следующие оценки:

$$\begin{aligned}f_R &= 6.7 \pm 1.1 \text{ км/с}, \\ f_\theta &= 2.6 \pm 1.2 \text{ км/с}, \\ \lambda &= 2.1 \pm 0.3 \text{ кпк}, \\ \chi_\odot &= -148 \pm 15^\circ.\end{aligned}$$

Рассмотрена выборка из 68 мазеров и радиозвезд, принадлежащих Местному рукаву. Подтверждено наличие волны Рэджклиффа в пространственном распределении этих источников.

Авторы благодарны Ю.Н. Мишурову за полезное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абутер и др. (GRAVITY Collaboration, R. Abuter, A. Amorim, N. Bauböck, et al.), *Astron. Astrophys.* **625**, L10 (2019).
- Абутер и др. (GRAVITY Collaboration, R. Abuter, A. Amorim, M. Bauböck, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A59 (2021).
- Алвес и др. (J. Alves, C. Zucker, A.A. Goodman, et al.), *Nature* **578**, 237 (2020).
- Антоха и др. (T. Antoja, A. Helmi, M. Romero-Gomez, et al.), *Nature* **561**, 360 (2018).
- Бердников и др. (L.N. Berdnikov, A.K. Dambis and O.V. Vozyakova), *Astron. Astrophys. Suppl.* **143**, 211 (2000).
- Байкова А.Т., Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **38**, 617 (2012) [A.T. Bajkova, V.V. Bobylev, *Astron. Lett.* **38**, 549 (2012)].
- Биан и др. (S.B. Bian, Y. Xu, J.J. Li, Y.W. Wu, B. Zhang, X. Chen, Y.J. Li, Z.H. Lin, et al.), *Astron. J.* **163**, 54 (2022).
- Бил, Овенден (J. Byl and M.W. Owenden), *Astrophys. J.* **225**, 496 (1978).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Степанищев А.С., Письма в Астрон. журн. **34**, 570 (2008) [V.V. Bobylev, et al., *Astron. Lett.* **34**, 515 (2008)].
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **408**, 1788 (2010).
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437**, 1549 (2014).
- Бобылев, Байкова (V.V. Bobylev and A.T. Bajkova), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **447**, L50 (2015).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **44**, 739 (2018) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Lett.* **44**, 676 (2018)].
- Бобылев В.В., Крисанова О.И., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **46**, 470 (2020) [V.V. Bobylev, O.I. Krisanova, A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **46**, 439 (2020)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрон. журн. **98**, 497 (2021) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Rep.* **65**, 498 (2021)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **48**, 184 (2022) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **48**, 169 (2022)].
- Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, 1 (2021).
- Ванг и др. (H.-F. Wang, M. López-Corredoira, Y. Huang, J. Chang, H.-W. Zhang, J. L. Carlin, et al.), *Astrophys. J.* **897**, 119 (2020).
- Видроу и др. (L.M. Widrow, J. Barber, M.H. Chequers, and E. Cheng), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **440**, 1971 (2014).
- Ву и др. (Y.W. Wu, M.J. Reid, N. Sakai, T.M. Dame, K.M. Menten, A. Brunthaler, Y. Xu, J.J. Li, et al.), *Astrophys. J.* **874**, 13 (2019).
- Гайи и др. (P.A.B. Galli, L. Loinard, G.N. Ortiz-Léon, M. Kounkel, S.A. Dzib, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodriguez, L. Hartmann, et al.), *Astrophys. J.* **859**, 33 (2018).
- Заболотских М.В., Расторгуев А.С., Дамбис А.К., Письма в Астрон. журн. **28**, 516 (2002) [M.V. Zabolotskikh, et al., *Astron. Lett.* **28**, 454 (2002)].
- Иммер и др. (K. Immer, J. Li, L.H. Quiroga Nuñez, M.J. Reid, B. Zhang, L. Moscadelli, and K.L.J. Rygl), *Astron. Astrophys.* **632**, A123 (2019).
- Линь, Шу (C.C. Lin and F.H. Shu), *Astrophys. J.* **140**, 646 (1964).
- Локтин А.В., Попова М.Э., Астрофиз. Бюлл. **74**, 289 (2019) [A.V. Loktin, M.E. Popova, *Astrophys. Bull.* **74**, 270 (2019)].
- Лопес-Корредойра и др. (M. López-Corredoira, H. Abedi, F. Garzón, and F. Figueras), *Astron. Astrophys.* **572**, A101 (2014).
- Лутц, Келкер (T.E. Lutz and D.H. Kelker), *Pub. Astron. Soc. Pacific* **85**, 573 (1973).
- Мартинес-Медина и др. (L. Martinez-Medina, A. Pérez-Villegas, and A. Peimbert), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **512**, 1574 (2022).
- Мельник А.М., Дамбис А.К., Расторгуев А.С., Письма в Астрон. журн. **27**, 611 (2001) [A.M. Mel'nik, et al., *Astron. Lett.* **27**, 521 (2001)].
- Мишуров и др. (Yu.N. Mishurov, I.A. Zenina, A.K. Dambis, A.M. Mel'nik, and A.S. Rastorguev), *Astron. Astrophys.* **323**, 775 (1997).
- Мишуров, Зенина (Yu.N. Mishurov and I.A. Zenina), *Astron. Astrophys.* **341**, 81 (1999).
- Никифоров И.И., Веселова А.В., Письма в Астрон. журн. **44**, 102 (2018) [I.I. Nikiforov, A.V. Veselova, *Astron. Lett.* **44**, 81 (2018)].
- Орtiz-Леон и др. (G.N. Ortiz-León, L. Loinard, S.A. Dzib, P.A.B. Galli, M. Kounkel, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodriguez, R.M. Torres, et al.), *Astrophys. J.* **865**, 73 (2018).
- Орtiz-Леон и др. (G.N. Ortiz-León, K.M. Menten, T. Kaminski, A. Brunthaler, M.J. Reid, and R. Tyllenda), *Astron. Astrophys.* **638**, 17 (2020).
- Расторгуев А.С., Заболотских М.В., Дамбис А.К., Уткин Н.Д., Бобылев В.В., Байкова А.Т., Астрофиз. Бюллетень **72**, 134 (2017) [A.S. Rastorguev, et al., *Astrophys. Bulletin* **72**, 122 (2017)].

36. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, X.W. Zheng, A. Brunthaler, and Y. Xu), *Astrophys. J.* **705**, 1548 (2009).
37. Рид и др. (M.J. Reid, N. Dame, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, Y. Xu, J. Li, N. Sakai, et al.), *Astrophys. J.* **885**, 131 (2019).
38. Сакаи и др., (N. Sakai, M.J. Reid, K.M. Menten, A. Brunthaler, and T.M. Dame), *Astrophys. J.* **876**, 30 (2019).
39. Сакаи и др. (N. Sakai, T. Nagayama, H. Nakanishi, N. Koide, T. Kurayama, N. Izumi, T. Hirota, T. Yoshida, et al.), *PASJ* **72**, 53 (2020).
40. Сакаи и др. (N. Sakai, H. Nakanishi, K. Kurahara, D. Sakai, K. Hachisuka, J.-S. Kim, and O. Kameya), *PASJ* **74**, 209 (2022).
41. Санна и др. (A. Sanna, M.J. Reid, T.M. Dame, K.M. Menten, and A. Brunthaler), *Science* **358**, 227 (2017).
42. Сковрон и др. (D.M. Skowron, J. Skowron, P. Mróz, et al.), *Science* **365**, 478 (2019).
43. Степанищев А.С., Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. **39**, 211 (2013) [Stepanishchev A.S., and Bobylev V.V., *Astron. Lett.* **39**, 185 (2013)].
44. Сюй и др. (Y. Xu, S.B. Bian, M.J. Reid, J.J. Li, B. Zhang, Q.Z. Yan, T.M. Dame, K.M. Menten, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, L15 (2018).
45. Сюй и др. (Y. Xu, S.B. Bian, M.J. Reid, J.J. Li, K.M. Menten, T. M. Dame, B. Zhang, A. Brunthaler, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **253**, 9 (2021).
46. Туласидхаран и др. (L. Thulasidharan, E. D’Onghia, E. Poggio, et al.), arXiv: 2112.08390 (2021).
47. Хирота и др. (VERA collaboration, T. Hirota, T. Nagayama, M. Honma, Y. Adachi, R.A. Burns, J.O. Chibueze, Y.K. Choi, K. Hachisuka, et al.), *PASJ* **70**, 51 (2020).
48. Хонма и др. (M. Honma, T. Nagayama, K. Ando, T. Bushimata, Y.K. Choi, T. Handa, T. Hirota, H. Imai, et al.), *PASJ* **64**, 136 (2012).

РЕНТГЕНОВСКИЕ СТРУИ SS 433 В ПЕРИОД ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЛЕТОМ 2018 ГОДА

© 2022 г. П. С. Медведев^{1*}, И. И. Хабибуллин^{2,3,1}, А. Н. Семена¹,
И. А. Мереминский¹, С. А. Трушкин⁴, А. В. Шевченко⁴, С. Ю. Сазонов¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Обсерватория Мюнхенского Университета им. Людвига и Максимилиана, Мюнхен, Германия

³Институт астрофизики Общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

⁴Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Поступила в редакцию 13.05.2021 г.

После доработки 30.04.2022 г.; принята к публикации 05.05.2022 г.

Представлен анализ рентгеновских данных, полученных в период вспышечной активности SS 433 в июле и августе 2018 г., в течение которого были зарегистрированы ярчайшие за всю историю наблюдений системы вспышки радиоизлучения на частотах 2–5 ГГц по данным телескопа RATAN-600. Данные космических обсерваторий Swift/XRT и NICER были получены непосредственно во время радиовспышек в рамках программы срочных (ТоО) наблюдений. Наблюдения обсерваторией Chandra/HETGS и дополнительные квази-одновременные калибровочные наблюдения NICER были проведены в активной фазе системы между пиками интенсивности радиоизлучения. Показано, что во время пиковых значений радиопотока линии излучения релятивистских струй уверенно регистрируются в рентгеновском спектре, а их основные параметры остаются стабильными, что может служить указанием на отсутствие существенных нарушений в механизмах коллимации и ускорения струй. В то же время интенсивность рентгеновского излучения струй в эти моменты падает в 4–5 раз и восстанавливается до нормальных значений в течение ~10 дней. В период активности и во время радиовспышек обнаружены аномальные отклонения положений линий струй от предсказаний кинематической модели. Моделирование спектров Chandra при помощи модели излучения барионных струй SS 433 указывает на быстрые изменения в структуре ветра сверхкритического диска, частично блокирующего излучение от наиболее горячих областей джетов. Совокупность этих факторов указывает на возможную связь возникновения радиовспышек и активных состояний SS 433 с возмущениями темпа переноса и оттока вещества в системе.

Ключевые слова: черные дыры, нейтронные звезды, аккреция, джеты, SS 433.

DOI: 10.31857/S0320010822070051

ВВЕДЕНИЕ

SS 433 — это уникальная галактическая рентгеновская двойная звезда, в которой наблюдается удивительно стабильный и чрезвычайно высокий непрерывный сверхэддингтоновский темп переноса массы в системе, непосредственно проявляющий себя в виде мощных оттоков вещества, как в форме ветра аккреционного диска, так и в виде узких релятивистских струй газа (джетов) (Фабрика, 2004). Положение релятивистских струй в пространстве хорошо предсказывается при помощи “кинематической модели” SS 433 (см., например, Абелл, Маргон, 1979), описывающей движение двух антипараллельных струй газа, запускаемых симмет-

рично со скоростью $0.26c$ вдоль оси аккреционного диска, прецессирующего с периодом 163 дня. За более чем 40-летний период наблюдений системы в различных диапазонах энергий, параметры предложенной модели оказываются удивительно стабильными (Черепашук и др., 2021). Несмотря на долговременную стабильность, SS 433 демонстрирует многочисленные эпизоды активности, длительностью от 1 до 3 мес, сопровождаемые повышением интенсивности радиоизлучения, а также мощными вспышками в оптическом и радиодиапазонах длин волн (Фабрика, 2004). Некоторые свойства этих эпизодов имеют сходства с каноническим поведением других рентгеновских двойных с черными дырами и нейтронными звездами (например, Cyg X-3, Миллер-Джонс и др., 2004), что может служить

*Электронный адрес: tomedvedev@iki.rssi.ru

указанием на схожесть физических процессов протекающих в этих системах.

Эпизоды вспышечной активности оптического и радиоизлучения SS 433 зачастую сопровождаются кажущимся прекращением струйной активности в системе, при котором наблюдается уменьшение интенсивности спектральных линий струй в оптических спектрах, вплоть до полного исчезновения линий (см., например, Черепашук и др., 2018). На текущий момент нет ясного понимания, связаны ли напрямую активные состояния источника, хорошо выделяемые в мониторинговых компаниях наблюдений на радиочастотах, с процессами непосредственно связанными с центральной машиной SS 433 и приводящим к нарушениям в механизмах коллимации и ускорения струй, либо же видимое исчезновение линий связано с эффектами поглощения излучения в системе. С этой точки зрения, особый интерес представляет анализ рентгеновских наблюдений системы в моменты непосредственно во время вспышек и в активные периоды, так как в отличие от оптики, рентгеновское излучение системы определяется во многом именно релятивистскими струями, о чем свидетельствуют смещенные (подобно оптическим линиям) яркие линии излучения высокоионизованных атомов тяжелых элементов, наблюдаемые в рентгеновском спектре (см., например, Бринкманн и др., 1988; Котани и др., 1996; Маршалл и др., 2002, 2013; Медведев и др., 2019). К сожалению, о проявлениях радиовспышек в рентгеновском диапазоне известно мало, что связано со стохастическим характером вспышек и их относительно небольшой длительностью (~ 1 дня, см. Котани и др., 2006). В то же время наблюдения таких моментов в различных диапазонах длин волн представляют высокую ценность и дают уникальную возможность пролить свет на фундаментальные вопросы о механизмах коллимации и ускорения струй.

25 августа 2018 г. была зарегистрирована ярчайшая радиовспышка SS 433 за всю историю наблюдений системы, во время которой зарегистрировано более чем десятикратное увеличение потока относительно уровня в спокойном состоянии на частоте 2.3 ГГц (Трушкин и др., 2018). В период активного состояния системы, продолжавшегося более двух месяцев, в общей сложности было зарегистрированы четыре ярчайшие радиовспышки, также сопровождаемые вспышками оптического излучения (Горанский и др., 2018). Непосредственно во время и между радиовспышек были проведены срочные (ToO) наблюдения системы космическими рентгеновскими телескопами Swift/XRT и NICER (см. рис. 1). Во время активного состояния SS 433 в 2018 г., незадолго до ярчайшей радиовспышки, были выполнены длительные плановые наблюдения SS 433 (с суммарной экспозицией ≈ 120 кс)

рентгеновской обсерваторией Chandra/HETGS и квази-одновременные калибровочные наблюдения NICER (≈ 35 кс). В этой работе представлен систематический анализ всех рентгеновских данных, накопленных в период активности системы в 2018 г.

РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ SS 433

На радиотелескопе RATAN-600 программа долговременного мониторинга представляет собой почти ежедневные наблюдения ярких микрокварзов на частотах 2.3, 4.7, 8.2, 11.2 и 21.7 ГГц (Трушкин и др., 2017). Плотность потока в таких наблюдениях измеряется одновременно (в пределах 1–2 мин) на всех частотах. Таким образом, программа позволяет анализировать изменения спектральных индексов радиоизлучения день ото дня. Типичные относительные ошибки измерения потока лежат внутри пяти процентов для потоков выше 50 мЯн на 5–11 ГГц и около 5–10% для более слабых потоков. В рамках этой программы в июле и августе 2018 г. было зарегистрировано в общей сложности четыре мощных радиовспышки от SS 433, третья из которых оказалась самой мощной за всю историю наблюдений системы (см. рис. 1). В максимуме этой вспышки поток превышал уровень спокойного состояния почти в десять раз. Спектр хорошо аппроксимировался степенным законом со спектральным индексом -0.85 во всем диапазоне частот от 2.3 до 22 ГГц (Трушкин и др., 2018).

РЕНТГЕНОВСКИЕ ДАННЫЕ

В табл. 1 приведена общая информация для всех рентгеновских наблюдений SS 433, полученных в период активности системы в 2018 г. Таблица включает в себя идентификаторы (ObsID), даты и времена экспозиций наблюдений, орбитальные (ϕ) и прецессионные (ψ) фазы системы, а также соответствующие прецессионным фазам доплеровские смещения линий струй, z_w — для западной струи и z_e — для восточной струи. Отметим, что западная (восточная) струя большую часть прецессионного цикла системы летит в направлении на (от) наблюдателя, однако для большинства рассматриваемых прецессионных фаз в этой работе ситуация обратная.

Swift/XRT

Наблюдения SS 433 космической обсерваторией Swift/XRT в период активности в 2018 г. проходили в рамках программы срочных наблюдений (Target of Opportunity, ToO), триггером для которых служили вспышки в оптическом (для наблюдения XRT1, см. Хабибуллин и др., 2018) и

Таблица 1. Журнал рентгеновских наблюдений SS 433 в период активности в 2018 г.

| Телескоп | ObsID | Дата | Эксп. | MJD | ϕ | ψ | z_{eph}^w | z_{eph}^e |
|---------------------|-------------|------------|-------|---------|--------|--------|--------------------|--------------------|
| NICER (N1) | 1010090101 | 2018-07-19 | 1144 | 58318.6 | 0.095 | 0.277 | -0.000 | 0.069 |
| Swift/XRT (XRT1) | 00035190036 | 2018-07-25 | 1031 | 58324.3 | 0.529 | 0.312 | 0.018 | 0.051 |
| Chandra/HETGS (Ch1) | 20132 | 2018-08-10 | 18617 | 58340.5 | 0.768 | 0.412 | 0.059 | 0.010 |
| Chandra/HETGS (Ch2) | 20131 | 2018-08-13 | 94292 | 58343.6 | 0.007 | 0.431 | 0.064 | 0.005 |
| NICER (N2) | 1010090102 | 2018-08-13 | 11660 | 58343.7 | 0.008 | 0.431 | 0.064 | 0.005 |
| NICER (N3) | 1010090103 | 2018-08-14 | 24159 | 58344.0 | 0.037 | 0.434 | 0.065 | 0.004 |
| NICER (N4) | 1010090104 | 2018-08-28 | 2196 | 58358.7 | 0.160 | 0.524 | 0.071 | -0.002 |
| NICER (N5) | 1010090105 | 2018-08-29 | 3803 | 58359.0 | 0.185 | 0.526 | 0.071 | -0.002 |
| Swift/XRT (XRT2) | 00035190037 | 2018-08-29 | 1189 | 58359.4 | 0.216 | 0.529 | 0.071 | -0.002 |

Примечание. ObsID — идентификационный номер наблюдения. ϕ и ψ — орбитальная и прецессионная фазы SS 433, рассчитанные по эфемеридам (Горанский, 2011). z_{eph}^w и z_{eph}^e — предсказание доплеровского смещения линий западного и восточного джетов соответственно. В колонке Телескоп в скобках указаны условные обозначения наблюдений, далее используемые в работе. Экспозиция наблюдений приведена в секундах.

радиодиапазонах (для XRT2, см. Горанский и др., 2018).

Наблюдение XRT1 началось 25.07.2018 07:19:01 (MJD = 58324.30567, ObsID 00035190036), то есть через 7.534 дня после регистрации оптической вспышки (см. рис. 1). Наблюдение состояло из двух сегментов, разделенных временем 0.397 дня (34.3 ксек). Общее время экспозиции Swift/XRT для двух сегментов составило 1031 сек, накопленного в режиме подсчета фотонов (Photon Counting mode): 354 сек для первого сегмента и 677 сек для второго. Изображение, полученное Swift/UVOT в U-фильтре, во время однократной экспозиции длительностью 350 сек, началось через 87 сек после начала первого сегмента XRT. Источник детектировался Swift/XRT со средним темпом счета 0.48 ± 0.02 отсч/сек в диапазоне 0.3–10 кэВ и 3.01 ± 0.16 отсч/сек в УФ диапазоне Swift/UVOT. Последнее соответствует плотности потока $F_{\lambda} = 4.8 \pm 0.24$ эрг/сек/см²/Å = 180 ± 10 мкЯн (17.51 звездная величина в системе Vega) в полосе U, что согласуется с предыдущими наблюдениями (см., например, Долан и др., 1997, 2007; Соколовский и др., 2014).

Наблюдение XRT2 проведено подобным образом. Первый сегмент наблюдений начался 29.08.2018 10:44:20 (MJD = 58359.44826, т.е. через 2 дня после пика экстремальной радиовспышки, согласно кривой блеска PATAH-600, см. рис. 1)

и длился 395 сек. Второй сегмент последовал на 0.543 дня позже и длился еще 805 сек. Общее время чистой экспозиции Swift/XRT составило 1189 сек. Средняя скорость счета от источника составила 0.50 ± 0.02 отсч/сек в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ.

Кривые блеска и спектры центрального рентгеновского источника SS 433 были извлечены из кружка радиусом 50 угл. сек, а для оценки уровня фона использовалось кольцо вокруг источника с внутренним и внешним радиусами 96 и 480 угл. сек соответственно. Обработка и анализ данных выполнялись с использованием стандартных процедур Swift (XRTDAS) и инструмента XSELECT программного пакета `heasoft` (v. 6.24).

NICER

Телескоп NICER (Жендро и др., 2012) был изначально спроектирован для получения данных для временного анализа. Он отличается большой собирающей площадью, высоким временным разрешением и чрезвычайно коротким мертвым временем. В период вспышечной активности SS 433 было проведено 3 наблюдения NICER (N1, N4 и N5) в режиме срочных наблюдений (ToO) непосредственно во время вспышек. Помимо этого две длительные экспозиции (N2 и N3) были накоплены в одновременных наблюдениях с обсерваторией Chandra в рамках программы калибровочных наблюдений.

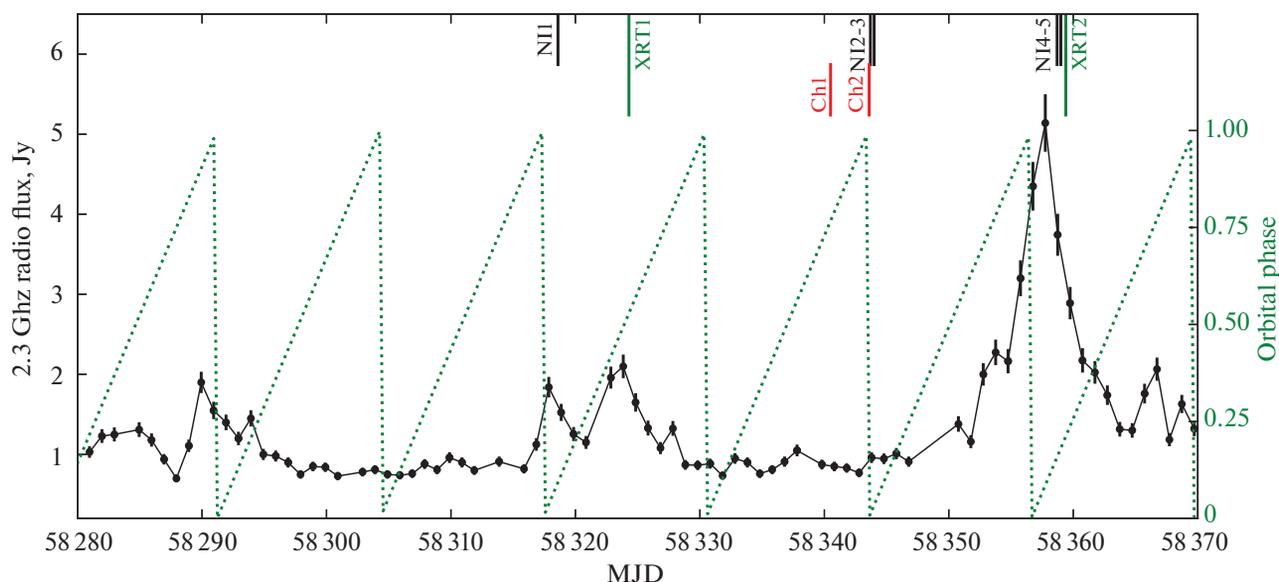


Рис. 1. Долговременная кривая блеска по данным ПАТАН-600 на частоте 2.3 ГГц. В верхней части рисунка черточками указано время наблюдений рентгеновских телескопов: черным — NICER, красными — Chandra, зелеными — Swift/XRT. По правой оси (зеленым пунктиром) отложена орбитальная фаза.

Данные были обработаны с использованием актуальной версии NICERDAS. Спектры детекторного фона для наблюдений были получены с использованием программы `nibackgen3C50` и базы данных наблюдений пустых площадок (Ремиллард и др., 2022).

Chandra

В августе 2018 г. были проведены плановые наблюдения (cycle 19, PI: Mairta) SS 433 космической обсерваторией Chandra с использованием прибора ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer) в сочетании с высокоэффективной системой пропускающих дифракционных решеток для высокоэнергетичного излучения HETGS (High Energy Transmission Grating Spectrometer, Вайскопф и др., 2002; Канисарес и др., 2005). Программа состояла из двух последовательных наблюдений (Ch1 и Ch2 в табл. 1), первое из которых проведено вне орбитального затмения (≈ 18 ксек, $\phi \approx 0.75$) и последующее (Ch2), с более длительной экспозицией, в период глубокого орбитального затмения (≈ 94 ксек, $\phi \approx 0$). Наблюдения проведены, соответственно, за 17 и 14 дней до пика радиопотока во время ярчайшей из четырех зарегистрированных радиовспышек. Для каждого наблюдения мы использовали спектры, полученные в ± 1 -х порядках дифракции с дифракционных решеток высоких и средних энергий (HEG и MEG). Таким образом, для каждого наблюдения производилась одновременная аппроксимация четырех спектров. Данные телескопа Chandra/HETGS

были загружены, подготовлены и обработаны с помощью стандартных пакетов обработки TGCat (Хунемордер и др., 2011) и CIAO 4.9.

Метод анализа данных

Аппроксимация полученных спектров выполнялась с помощью стандартных инструментов программного пакета XSPEC (версия 12.11, Арно, 1996) с использованием С-статистики (Кэш, 1979). При работе с данными телескопов NICER и Swift/XRT использовалась модифицированная статистика для данных с пуассоновским фоном (W-статистика, см. подробнее документацию XSPEC¹). Для этого энергетические каналы спектров были предварительно сгруппированы так, чтобы число зарегистрированных отсчетов в каждом канале спектра фона было не меньше единицы. Эта процедура проводилась с помощью стандартного инструмента FTGROUPPH². Для анализа данных обсерватории Chandra группировка энергетических каналов не применялась, а фон — не учитывался, в виду его очень низкого уровня относительно сигнала источника, полученного дифракционными решетками HETGS.

Помимо феноменологической модели, используемой для определения положения линий и их потоков по жесткой части рентгеновских спектров, в этой работе используется спектральная модель излучения джетов SS 433, представленная в работе

¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual>

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools>

Хабибуллин и др. (2016) (см. также Медведев и др., 2018, 2019). Модель основана на решении уравнения теплового баланса с самосогласованным учетом потерь энергии газом на излучение, что позволяет с высокой точностью воспроизводить распределение меры эмиссии в диапазоне температур, соответствующих как непрерывному излучению (наиболее горячие части джета, $T \approx 20$ кэВ), так и излучению спектральных линий (части джета с температурой $T < 10$ кэВ). Общий спектр модели определяется суммированием вкладов тонких однотемпературных поперечных слоев вдоль джета, излучение которых рассчитывается в режиме горячей оптически тонкой плазмы в столкновительном ионизационном равновесии (СІЕ) на основе базы данных *AtomDB/APPEC*³ (Фостер и др., 2012).

Мы будем использовать два варианта этой модели: модель *lbjet*, в которой учитывается излучение джета только в спектральных линиях (т.е. с вычтенным континуумом, см. описание модели в Медведев и др., 2018) и модель *bjet* — спектральная модель полного излучения джета с линиями и континуумом (Хабибуллин и др., 2016). Обе эти модели имеют одинаковые входные параметры, определяющие физическую модель струй. Параметры модели описаны ниже. В случае применения модели *lbjet* нами использовалась суммарная модель, которая читается в XSPEC как

$$M_1 = \text{phabs} * (\text{bremss} + \quad (1) \\ + \text{gsmooth} * (\text{zashift}_e * \text{lbjet}_e + \\ + \text{zashift}_w * \text{lbjet}_w)),$$

где *bremss* — модель континуума, заданная спектром теплового тормозного излучения, *phabs* — фотоэлектрическое поглощение, *gsmooth* — гауссово уширение линий джетов, *lbjet_{w,e}* — модель излучения линий западного и восточного джетов. Для краткости в тексте далее эта модель будет обозначена как *bremss+lbjet*. Аналогично, вторая модель читается в XSPEC как

$$M_2 = \text{phabs} * (\text{gsmooth} * (\text{zashift}_e * \text{bjet}_e + \quad (2) \\ + \text{zashift}_w * \text{bjet}_w)).$$

Эта модель в тексте будет обозначаться как *bjet+bjet*. Еще одна модель, используемая в работе:

$$M_3 = \text{phabs} * (\text{gsmooth} * (\text{zashift}_e * \text{lbjet}_e + \quad (3) \\ + \text{zashift}_w * \text{bjet}_w)),$$

обозначается далее *bjet+lbjet*.

Входными параметрами модели *bjet/lbjet* являются температура газа у основания джета $T_{w,e}$

(основанием называется ближайшая к компактно-му объекту область джета, непосредственно видимая для наблюдателя), обилие тяжелых элементов Z_i относительно солнечного химического состава (Андерс, Гревеза, 1989), обилие никеля Z_{Ni} в солнечных единицах. В этой работе мы будем везде фиксировать $Z_i = 1$, т.е. солнечный состав плазмы (кроме обилия никеля). Нормировка *bjet/lbjet* определяется следующим образом:

$$N_{e,w} = \tau_{e0} L_{38} \left(\frac{D}{5 \text{ кпк}} \right)^{-2}, \quad (4)$$

где τ_{e0} — поперечная оптическая толщина по электронному рассеянию в основании джета, $L_{38} = L_k / (10^{38} \text{ эрг/с})$ — полная кинетическая светимость джета (L_k). Параметры τ_{e0} и L_{38} могут быть пересчитаны в другие базовые физические параметры модели — концентрацию электронов в основании джета (n_{e0}) и расстояние до основания от вершины конуса вдоль оси симметрии джета (r_0 , см. подробности в Хабибуллин и др., 2016):

$$r_0 \approx 2.3 \times 10^9 \text{ см} \frac{L_{38}}{\tau_{e0}} \quad (5)$$

и

$$n_{e0} \approx 3.3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3} \frac{\tau_{e0}^2}{L_{38}}. \quad (6)$$

Входным параметром сверточной модели *gsmooth* является ширина спектральных линий (стандартное отклонение гауссовой функции) на энергии 6 кэВ — $\Sigma_{6 \text{ кэВ}}$ (эВ). Мы будем считать, что ширина линий на других энергиях определяется как $\Sigma(E) = \Sigma_{6 \text{ кэВ}}(E/6 \text{ кэВ})$ (т.е. $\alpha = 1$ в XSPEC). Входными параметрами моделей *zashift* являются доплеровские смещения линий z_w, z_e для западного и восточного джетов. Отметим, что эта сверточная модель также учитывает эффект доплеровского усиления сигнала. Параметром модели *phabs* является плотность нейтрального водорода на луче зрения, N_H . Обилие элементов для этой модели задано в соответствии с работой Вилмс и др. (2000).

РЕНТГЕНОВСКИЕ СТРУИ В МОМЕНТЫ ВСПЫШЕК

Эпизоды вспышек в июле 2018 г.

Рентгеновская кривая блеска в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ (см. рис. 2, левая панель), полученная для наблюдения XRT1, показывает значительные различия между двумя сегментами наблюдений. Первый сегмент в среднем в 1.5 раза ярче второго сегмента наблюдения. При этом не обнаружено значимого изменения относительных вкладов потоков более узких полос энергий, что указывает на отсутствие значительной переменности

³<http://www.atomdb.org>

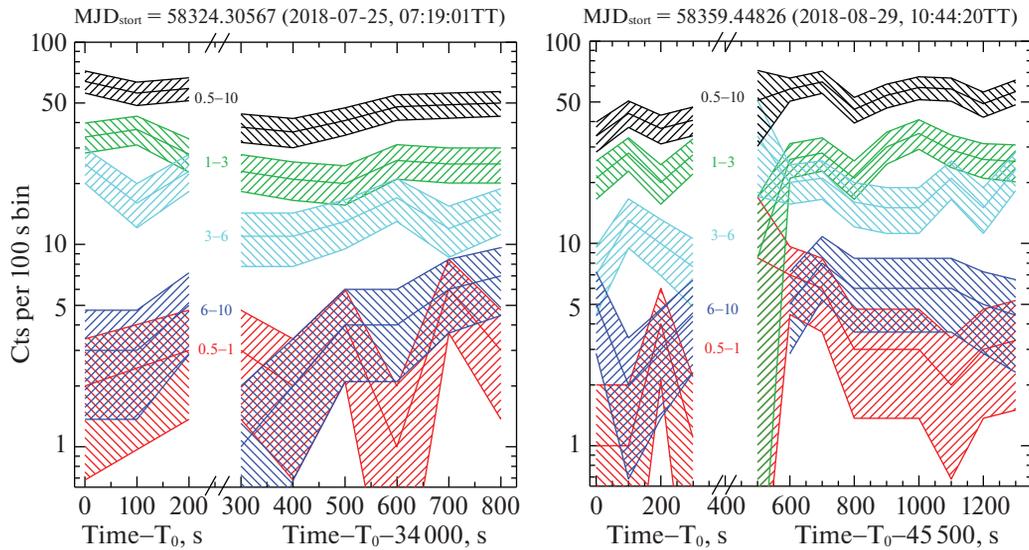


Рис. 2. Кривые блеска SS 433 для двух сегментов наблюдения Swift/XRT в июле 2018 г. (XRT1, левая панель) и двух сегментов наблюдений в августе 2018 г. (XRT2, правая панель). Разными цветами изображены различные диапазоны энергий, указанные на графике (кэВ). Закрашенные области соответствуют 68% доверительному интервалу.

плотности поглощающего газа на луче зрения или изменения относительного вклада струй и жесткого компонента (вероятно, связанного с отражением от холодного вещества, см. Медведев и др., 2019, а также Медведев, Фабрика, 2010). Единственным исключением может быть значительное увеличение скорости счета в диапазоне 6–10 кэВ во время второго сегмента наблюдений. Этот вывод подтверждается из анализа спектров, извлеченных из полного наблюдения и отдельных сегментов.

Полученные данные аппроксимировались с помощью модели *bremss+ljet* (см. раздел Метод анализа данных). Форма спектра всех трех наборов данных (отдельных сегментов и суммарного наблюдения) хорошо согласуется с ближайшим наблюдениям обсерваторией XMM-Newton (ObsID 694870201). Мы использовали результаты аппроксимации этого наблюдения из работы Медведев и др. (2018) для того, чтобы уменьшить число свободных параметров модели, вводя при этом дополнительную нормировочную поправку 0.23 ± 0.03 , найденную из аппроксимации данных. Поглощение на луче зрения найдено на уровне $N_H = (1.25 \pm 0.15) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, доплеровское смещение западного джета составило $z_w = -0.034 \pm 0.026$ (90% уровень достоверности). В то же время смещение линий восточного джета ограничить из данных не удалось (см. рис. 3). Найденное доплеровское смещение линий западного джета не согласуется в пределах ошибок с предсказаниями по эфемеридам для момента наблюдений (см. табл. 1), однако качество данных не позволяет говорить уверенно о значительном

противоречии с кинематической моделью. Стоит отметить, что аппроксимация спектра с помощью более простых моделей (например, поглощенного степенного закона или тормозного излучения) приводит к значительно более низким значениям N_H ввиду преобладающего вклада излучения спектральных линий струй на энергиях ниже 2 кэВ. Континуум тормозного излучения имеет температуру ≈ 30 кэВ и непоглощенный поток $4.0 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ. В то же время излучение линий струй дает оценку $2.6 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ для непоглощенного потока в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ (или $1.8 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ ниже 2 кэВ). Полученные параметры рентгеновского излучения соответствуют классу “низких” (или “выключенных”) рентгеновских состояний SS 433 и наблюдаются с потоками в 3–5 раз меньше, чем для более распространенных “нормальных” состояний системы вне затмений (Маршалл и др., 2002, 2013; Медведев и др., 2019). Мы проиллюстрировали этот факт на рис. 4, где приведено сравнение текущего наблюдения с архивным наблюдением Chandra/HETGS в низком состоянии (ObsID 1020, Лопез и др., 2006).

Экстремальная радиовспышка в августе 2018 г.

Кривая блеска в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ по данным обсерватории Swift/XRT (XRT2), полученная во время экстремально яркой радиовспышки, указывает лишь на небольшое изменение скорости счета в течение экспозиции, причем второй сегмент наблюдений в среднем ярче на 20%

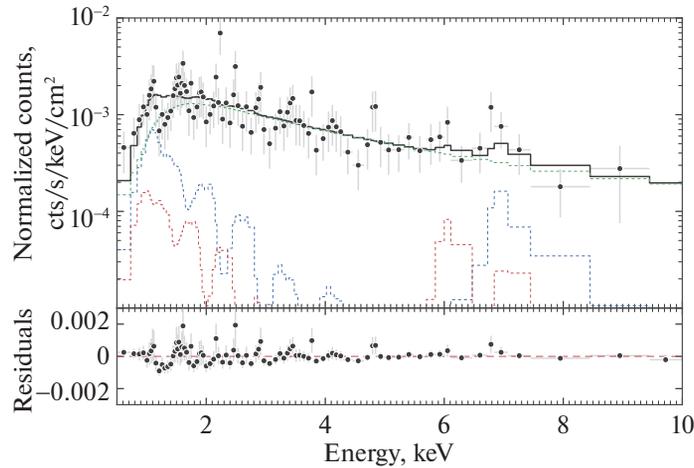


Рис. 3. Модель наилучшей аппроксимации спектра SS 433, полученного обсерваторией Swift/XRT во время радио-вспышки в июле 2018 г. Красным и синим пунктирами показаны компоненты приближающегося (синий) и удаляющегося (красный) от наблюдателя джетов (модель *l*bjet), зеленым пунктиром показана модель континуума (brems). На нижней панели показаны невязки модели и данных.

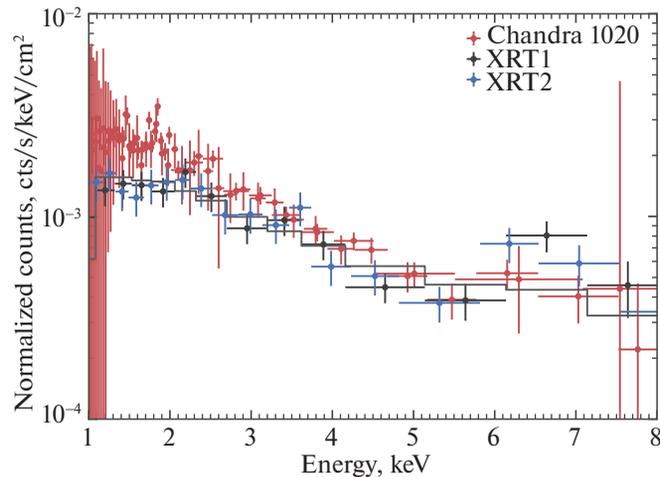


Рис. 4. Сравнение спектров SS 433, полученных в двух наблюдениях Swift/XRT во время вспышек в июле (черный цвет) и августе (синий) 2018 г., а также архивного наблюдения Chandra/HETGS (ObsID 1020, красный), когда источник наблюдался в “выключенном” состоянии. Черной сплошной линией показана модель наилучшей аппроксимации первого наблюдения Swift/XRT.

(см. рис. 2, правая панель). Наблюдаемое увеличение обусловлено, в основном, изменением потока на энергиях выше 3 кэВ. Таким образом, спектр второго сегмента заметно жестче в сравнении с первой частью наблюдений.

Наблюдаемый рентгеновский спектр удивительно похож на спектр, полученный во время предыдущей вспышки в июле 2018 г. Для анализа данных этого наблюдения мы использовали аналогичный подход, фиксируя основные параметры модели *l*bjet по данным наблюдения XMM-Newton (Медведев и др., 2018). Мы определили следующие параметры наилучшей аппроксимации данных: поправочный коэффициент нормировки

спектра 0.23 ± 0.03 , $N_H = (1.1 \pm 0.15) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ и доплеровским смещением восточной струи $z_e = 0.072 \pm 0.024$ (положение западной струи не удастся ограничить из данных). Положение линий восточной струи согласуется в пределах ошибок с ожидаемыми эфемеридными значениями. Подобно прошлому наблюдению, тормозное излучение континуум имеет температуру ≈ 30 кэВ и непоглощенный поток $3.9 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ в 0.5–10 кэВ. Поток излучения струй для модели наилучшей аппроксимации составил $2.4 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ (или $1.8 \times 10^{-11} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ ниже 2 кэВ).

Таким образом, проведенный анализ показал,

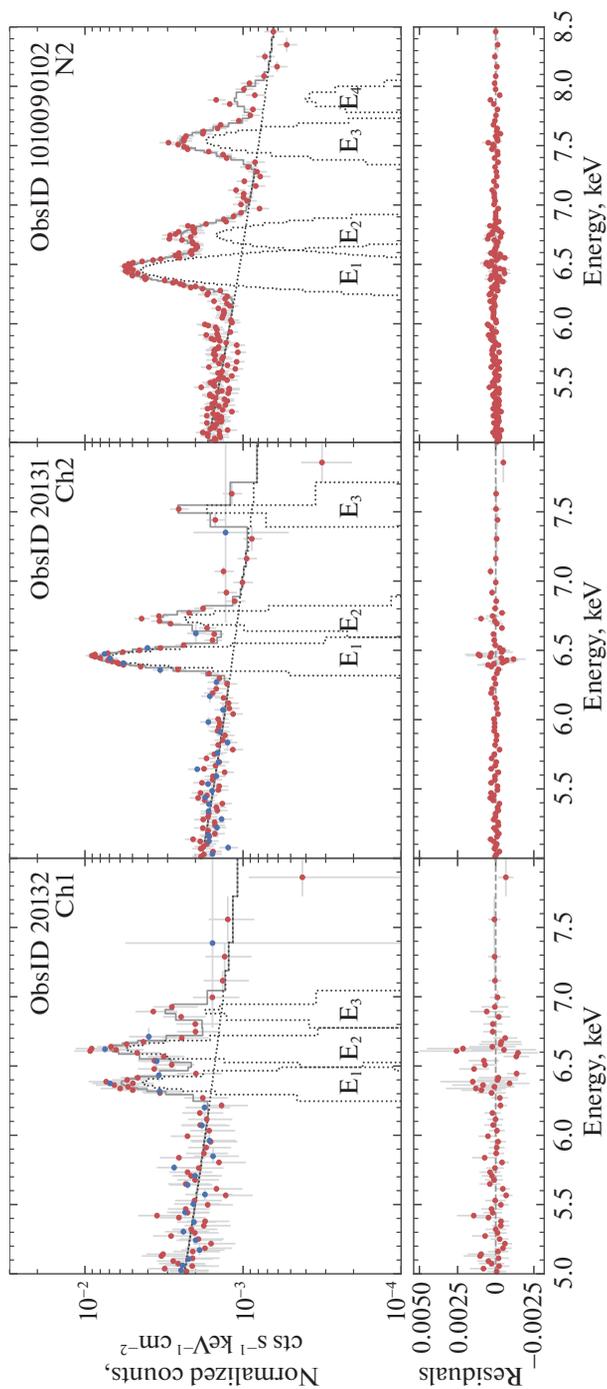


Рис. 5. Линии железа и никеля в рентгеновском спектре струй SS 433 по данным Chandra/HETGS (левая и средняя панели) и NICER (правая панель). Для наблюдений Chandra красными и синими точками изображены данные HEG и MEG соответственно (± 1 порядки дифракции). Пунктирными линиями показаны компоненты феноменологической модели, сплошной серой линией — суммарная наилучшая модель.

что рентгеновские спектры SS 433 во время двух радиовспышек с интервалом ~ 1 месяца, практически не отличались между собой. При этом форма спектра была близка к спектрам в “спокойных” внезатменных состояниях, но с потоком примерно в 5 раз меньше в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СТРУЙ ПО ДАННЫМ Chandra/HETGS И NICER

Наблюдения Chandra/HETGS и NICER были проведены за 10 дней до ярчайшей радиовспышки в период активности в 2018 г. и попадают на прецессионные фазы системы близкие к кроссоверам, когда джеты SS 433 пересекают картинную плоскость наблюдателя. В силу релятивистского эффекта доплера, линии двух струй в моменты наблюдений смещены в красную сторону, при этом западная струя, большую часть прецессионного периода летящая в сторону наблюдателя, летит от наблюдателя.

Жесткая часть рентгеновских спектров

На рис. 5 показан спектр SS 433 в диапазоне энергий 5–8 (8.5) кэВ по данным обсерваторий Chandra и NICER. Панели рисунка расположены в хронологическом порядке слева направо. В качестве первого шага анализа данных полезно получить не зависящие от какой-либо физической модели параметры видимых линий в спектре. Для этих целей мы будем использовать феноменологическую модель, представляющую собой сумму степенной модели и 4 гауссовых функций для описания видимых линий. В этой модели мы не будем учитывать блендирование линий двух джетов между собой и их блендирование с флуоресцентными линиями. При аппроксимации данных мы связываем между собой параметры ширины линий, а их центроиды и потоки, а также наклон и поток континуума оставляем свободными параметрами модели. Полученные модели наилучшей аппроксимации изображены серыми сплошными линиями на рис. 5, пунктиром показаны компоненты модели. Полученные параметры приведены в табл. 2.

Крайняя левая панель соответствует внезатменному наблюдению Chandra/HETGS (Ch1). Мы можем следующим образом интерпретировать наблюдаемые линии в спектре. Первая линия слева (E_1) на энергии 6.38 кэВ соответствует линии излучения гелиеподобных ионов железа Fe XXV K_α удаляющейся от наблюдателя (западной) струи. В результате доплеровского смещения в сторону меньших энергий, Fe XXV K_α блендирует с флуоресцентной линией нейтрального железа Fe I K_α на энергии 6.4 кэВ. Типичный уровень потока вне

Таблица 2. Параметры наилучшего описания данных Chandra/HETGS (Ch1, Ch2) и NICER (N2) феноменологической моделью в диапазоне энергий 5–8 кэВ (Ch1, Ch2) и 5–10 кэВ (N2)

| Параметр | Ch1 | Ch2 | N2 |
|---------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| Γ | $1.74^{+0.27}_{-0.23}$ | $1.81^{+0.18}_{-0.18}$ | $1.84^{+0.12}_{-0.12}$ |
| $\lg F_{3-6}$ | $-10.19^{+0.04}_{-0.03}$ | $-10.30^{+0.02}_{-0.02}$ | $-10.33^{+0.02}_{-0.02}$ |
| Σ , эВ | $46.7^{+5.7}_{-5.5}$ | $44.9^{+2.4}_{-2.2}$ | $51.2^{+4.9}_{-4.9}$ |
| E_1 , кэВ | $6.378^{+0.005}_{-0.015}$ | $6.446^{+0.003}_{-0.002}$ | $6.448^{+0.005}_{-0.003}$ |
| F_1 | $5.49^{+0.48}_{-0.60}$ | $8.81^{+0.41}_{-0.39}$ | $9.01^{+0.40}_{-0.37}$ |
| E_2 , кэВ | $6.623^{+0.007}_{-0.009}$ | $6.726^{+0.006}_{-0.005}$ | $6.738^{+0.011}_{-0.009}$ |
| F_2 | $6.97^{+0.75}_{-0.71}$ | $2.91^{+0.30}_{-0.29}$ | $3.04^{+0.27}_{-0.29}$ |
| E_3 , кэВ | $6.894^{+0.021}_{-0.020}$ | $7.514^{+0.014}_{-0.008}$ | $7.533^{+0.008}_{-0.011}$ |
| F_3 | $2.26^{+0.64}_{-0.61}$ | $2.33^{+0.42}_{-0.39}$ | $3.62^{+0.35}_{-0.34}$ |
| E_4 , кэВ | — | — | $7.889^{+0.034}_{-0.037}$ |
| F_4 | — | — | $0.87^{+0.29}_{-0.27}$ |
| c/dof | 1301.2/1103 | 1245.6/1102 | 495.5/487 |

Примечание. Γ — фотонный индекс степенной модели континуума; $\lg F_{3-6}$ — логарифм потока континуума в 3–6 кэВ, эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$; Σ — ширина линий, эВ (стандартное отклонение); E_{1-4} — энергия линий 1–4, кэВ; F_{1-4} — поток в линиях 1–4, 10^{-4} фот. $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$; c/dof — полученная величина статистики/количество степеней свободы.

орбитального затмения в линии Fe I K_α составляет $\sim 10^{-4}$ фот. $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, однако на прецессионных фазах, близких к кроссоверу, поток Fe I K_α может быть заметно меньше (см., например, Медведев и др., 2019). Следующая линия в спектре (E_2) представляет бленду Fe XXVI Ly_α удаляющегося (западного) и Fe XXV K_α приближающегося (восточного) джетов. Линия E_3 является линией излучения Fe XXVI Ly_α восточного джета. Линия E_4 не добавлялась к модели для анализа этого наблюдения. Полученные энергии линий дают следующие значения доплеровских смещений джетов: $z_w = 0.050 \pm 0.001$, $z_e = 0.011 \pm 0.002$.

Второе наблюдение Chandra (Ch2, средняя панель на рис. 5) состоялось на фазе глубокого орбитального затмения в системе через три дня после предыдущего наблюдения. Мы можем отметить существенные изменения в линиях струй: в спектре практически полностью отсутствует линия Fe XXVI Ly_α приближающегося джета. В данном случае, линия E_3 нашей модели соответствует линии Ni XXVII K_α удаляющегося джета, а линия

Таблица 3. Параметры наилучшей аппроксимации для модели **bremss+lbjet** по данным двух наблюдений Chandra/HETGS

| Параметр | Ch1 | Ch2 |
|--------------------|----------------------------|-------------------------|
| N_H | $1.82^{+0.10}_{-0.08}$ | $1.95^{+0.05}_{-0.05}$ |
| T_{br} , кэВ | 200* | $25.78^{+3.11}_{-2.55}$ |
| N_{br} | $4.81^{+0.08}_{-0.05}$ | $2.73^{+0.03}_{-0.03}$ |
| Σ_6 кэВ, эВ | $22.0^{+2.4}_{-2.1}$ | $25.8^{+1.0}_{-1.0}$ |
| z_w | $0.05^{+0.00}_{-0.00}$ | $0.03^{+0.00}_{-0.00}$ |
| z_e | $0.01^{+0.00}_{-0.00}$ | $0.00^{+0.00}_{-0.00}$ |
| T_w , кэВ | $27.51^{\dagger}_{-11.47}$ | $14.70^{+0.83}_{-1.18}$ |
| T_e , кэВ | $10.29^{+3.19}_{-2.59}$ | $1.72^{+0.10}_{-0.13}$ |
| N_w | $10.18^{+2.73}_{-2.57}$ | $17.27^{+0.64}_{-0.65}$ |
| N_e | $9.15^{+1.33}_{-1.35}$ | $4.94^{+0.59}_{-0.49}$ |
| Z_{Ni} | $8.91^{+1.54}_{-1.43}$ | $10.48^{+0.84}_{-0.72}$ |
| c/dof | 12638.3/13005 | 13810.1/13005 |

Примечание. N_H — колонка плотности поглощающего вещества в ед. 10^{22} ат. см⁻²; T_{br} — температура **bremss** в ед. кэВ; N_{br} — нормировка **bremss** (см. описание в XSPEC), Σ_6 кэВ — ширина линий джетов, эВ; $z_{w,e}$ — доплеровские смещения линий западного и восточного джетов; $T_{w,e}$ — температура основания джетов, кэВ; Z_{Ni} — обилие никеля в солнечных ед.; $N_{w,e}$ — нормировка **lbjet**; c/dof — си-статистика/количество степеней свободы. Подробное описание параметров см. в разделе Метод анализа данных.

E_4 не использовалась при моделировании. В рамках феноменологической модели мы не можем с уверенностью говорить о каких-либо проявлениях восточного джета в жесткой части спектра наблюдения Ch2, так как ярчайшая линия Fe XXV K_α восточного джета перекрывается с линией Fe XXVI Ly_α западного джета. При этом наблюдаемое соотношение потоков в линиях E_1 и E_2 (≈ 0.33) соответствует вполне типичному соотношению линий Fe XXV K_α /Fe XXVI Ly_α для температуры основания ~ 15 кэВ (см., например, Хабибуллин и др., 2016). Важно также отметить, что во время орбитальных затмений поток в линии Fe I K_α , как правило, заметно уменьшается (Медведев и др., 2019).

Наблюдение NICER (N2, правая панель) было проведено практически одновременно с наблюдением Chandra ObsID 20131. Линии E_1 – E_3 согласуются с наблюдением Chandra. За счет большей эффективной площади на энергиях >7 кэВ в спектре NICER отчетливо видна еще одна линия,

E_4 , которая является суммой линий Ni XXVIII Ly_α западного и Ni XXVII K_α приближающегося джетов. Однако наблюдаемое отношение потоков линий E_3 и E_4 согласуется с предсказаниями модели излучения западного джета, поэтому оценить вклад восточного джета в поток линии E_4 не удается в рамках феноменологической модели.

Широкополосный рентгеновский спектр

Для анализа широкополосных спектров Chandra мы будем использовать модель из суммы тормозного теплового континуума и излучения линий струй, модель **bremss+lbjet**. Такая модель позволяет определять физические параметры струй без дополнительного моделирования вклада жесткого компонента, доминирующего в излучении континуума на энергиях выше 3 кэВ (Медведев и др., 2019). Полученные модели наилучшего описания данных показаны на рис. 6 и 7, параметры моделей приведены в табл. 3.

В первом наблюдении вне орбитального затмения (Ch1, рис. 6) доминирует излучение летящего на наблюдателя (восточного) джета. При этом совершенно нетипичным выглядит соотношение потоков в линиях триплета кремния Si XIII K_α и соответствующего дуплета Si XIV Ly_α : наблюдаемый поток в линии триплета выше. Наблюдаемое отношение Si XIII K_α /Si XIV Ly_α не описывается полученной нами моделью, так как для этого необходима низкая температура основания джета (~ 1 кэВ), но при таких температурах не удастся воспроизвести видимые в жесткой части спектра линии железа восточного джета. Другим возможным сценарием может быть существенно иное распределение дифференциальной меры эмиссии вдоль джета, при котором более холодные части джета имеют больший относительный вклад в суммарный спектр. Однако рассмотрение таких моделей выходит за рамки данной работы. Полученные доплеровские смещения линий джетов близки к эфемеридным значениям.

По данным мягкого диапазона следующего наблюдения Chandra (Ch2, рис. 7), мы видим существенное уменьшение потока в линиях восточного джета, сопровождаемое увеличением потока в линиях западного джета. Как и в предыдущем наблюдении, мы видим аномально высокое отношение Si XIII K_α /Si XIV Ly_α для восточного джета, при этом для западного джета это отношение <1 , как это обычно наблюдается в спектрах SS 433 в спокойных состояниях. Этот наблюдаемый факт должен, по всей видимости, указывать на значительные различия в температурах основания восточного и западного джетов во время наблюдения Ch2. Получаемый из нормировок моделей коэффициент подавления восточного джета составляет

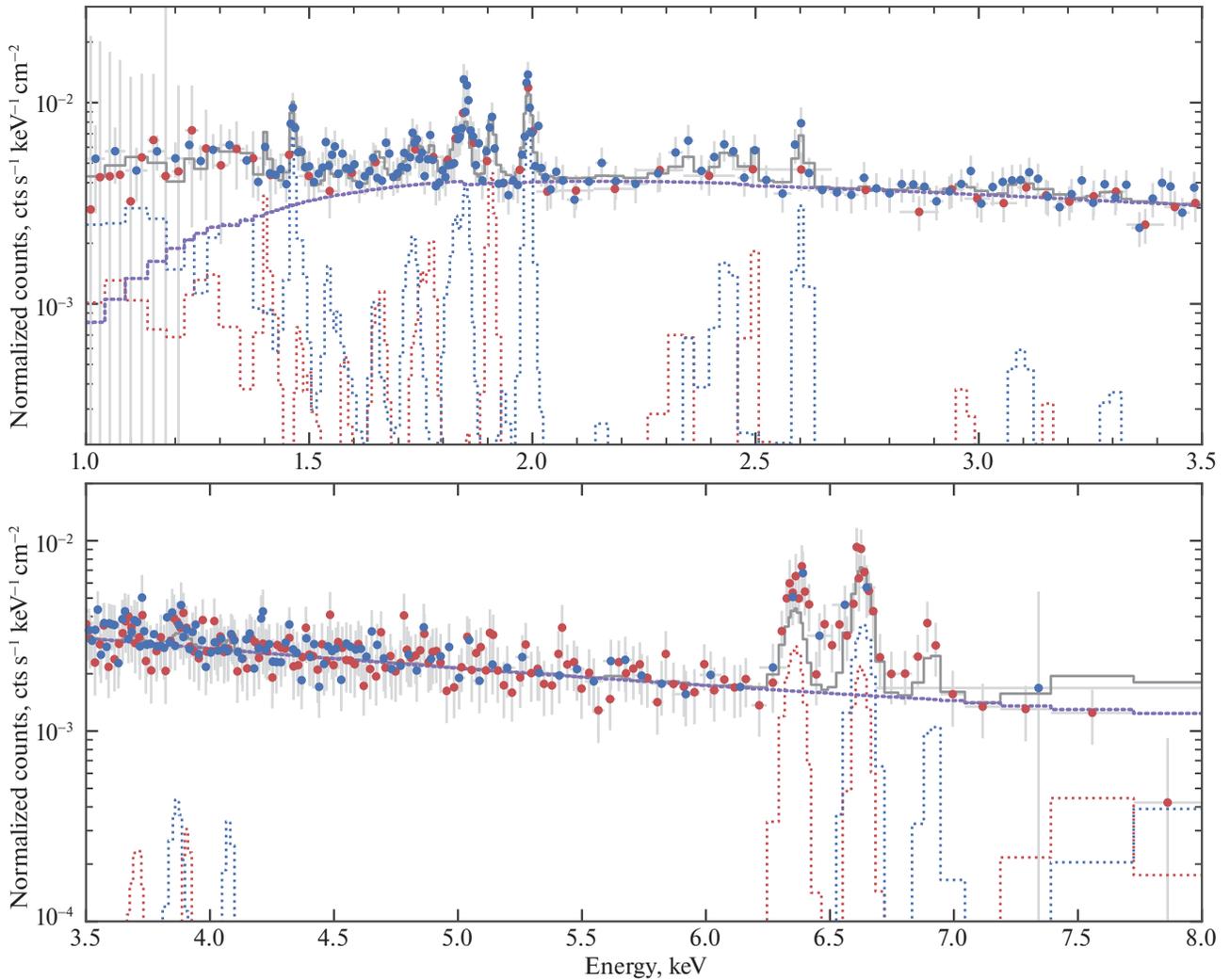


Рис. 6. Широкополосный рентгеновский спектр SS 433 по данным первого наблюдения Chandra/HETGS (Ch1). На верхней панели показана мягкая часть спектра 1–3 кэВ; на нижней панели — жесткая часть, 5–8 кэВ. Красными и синими точками изображены данные HEG и MEG соответственно. Синим пунктиром показана модель излучения линий летящего в сторону наблюдателя джета. Красным пунктиром — удаляющегося от наблюдателя джета. Фиолетовым пунктиром показана модель континуума.

≈ 3.5 . Однако температура основания восточного джета найдена на уровне ≈ 1.7 кэВ, при которой вклад восточного джета в жесткую часть спектра становится пренебрежимо мал. Тем не менее мы видим, что модель излучения западного джета хорошо воспроизводит как мягкую, так и жесткую части наблюдаемого спектра.

Другим важным результатом, по данным наблюдения Ch2, оказывается anomalous относительное положение линий джетов. В то время как мы не видим существенных отклонений от эфемеридных значений смещений линий восточного джета, линии западного джета заметно сместились по отношению к эфемеридам и наблюдению Ch1. Предполагая идеальную симметрию и одинаковую скорость струй, наблюдаемое относительное положение линий струй означало бы следующую оценку

их скорости: $\beta = 0.193 \pm 0.001$, что существенно ниже среднего наблюдаемого $\beta = 0.26$ (Медведев и др., 2019).

Самосогласованная модель линий и континуума

Мы также провели анализ широкополосных спектров Chandra при помощи модели *bjet*, самосогласованно предсказывающей линии излучения и континуум от джетов SS 433 (*bjet* + *bjet*). Для этого мы использовали параметры модели *lbjet*, полученные в предыдущей секции, не выполняя повторную подгонку модели к данным. Результаты этого эксперимента показаны на рис. 8, где зеленой сплошной линией показана модель *bjet*+*bjet*, а желтой сплошной линией — модель *bjet*+*lbjet*, в которой для удаляющегося (западного) джета

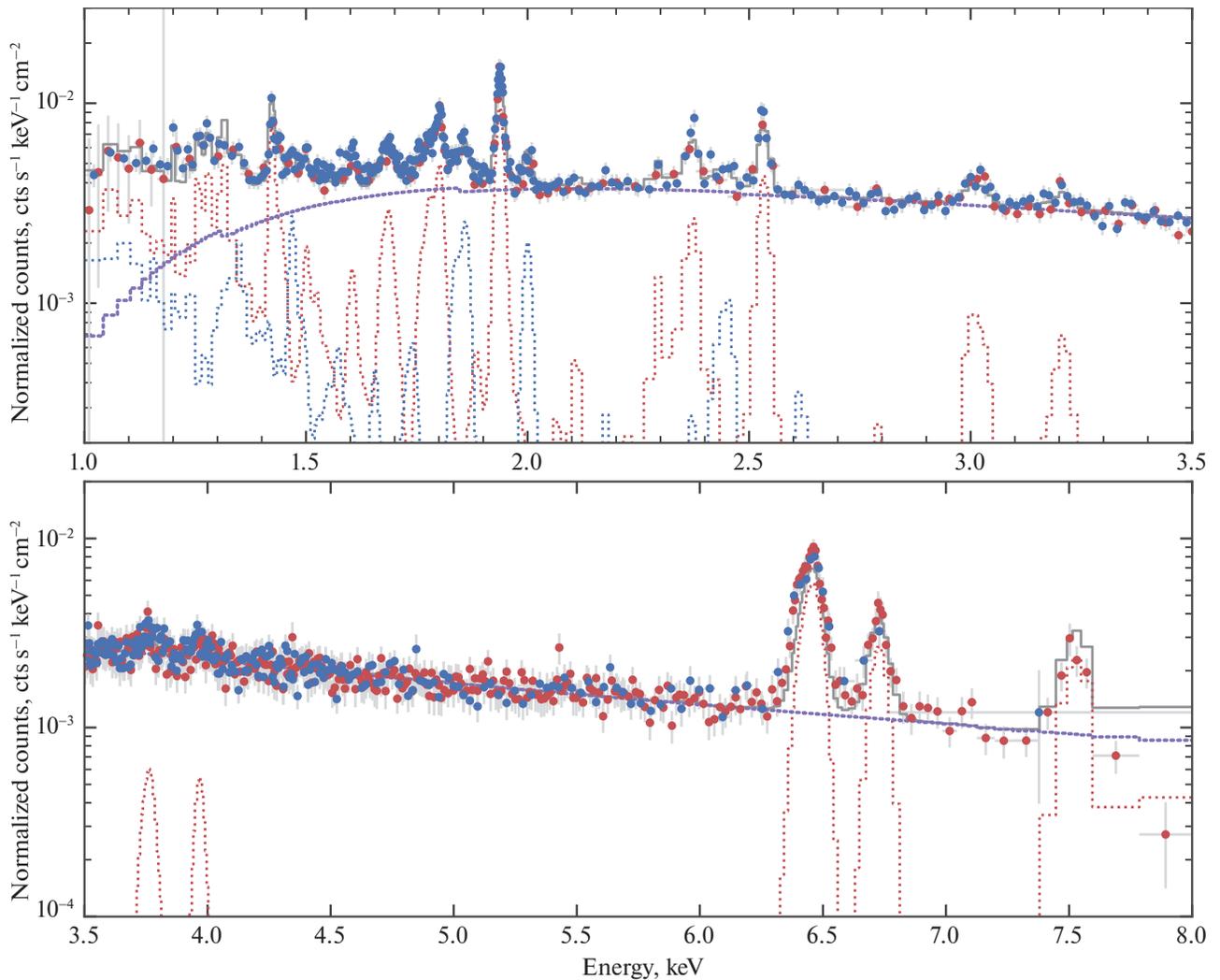


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для второго наблюдения Chandra (Ch2).

учтено только излучение в линиях. Из рисунка видно (две верхние панели), что для наблюдения вне орбитального затмения (Ch1) мягкая часть спектра описывается моделью $\text{bjet}+\text{lbjet}$, в то время как жесткая часть — моделью $\text{bjet}+\text{bjet}$. Этот результат хорошо согласуется со сценарием частичного поглощения излучения от наиболее горячих областей западного джета в холодном газе ветра в системы, предложенным в работах Медведев и др. (2018, 2019) для самосогласованного описания широкополосного рентгеновского спектра SS 433. Наблюдаемый переизбыток потока в континууме, полученный в модели $\text{bjet} + \text{bjet}$ для мягкой части спектра, в основном обусловлен вкладом тормозного излучения горячей области западного джета, видимость которой, однако, необходима для воспроизведения жесткой части наблюдаемого спектра. В предложенной модели частичного поглощения излучение этой области джета может быть заблокировано на энергиях <3 кэВ

в оптически толстом по фотопоглощению холодном газе системы (вероятно, в ветре сверхкритического аккреционного диска SS 433, см. Медведев и др., 2013; Миддлтон и др., 2018). В то же время оптическая толщина этого газа по электронному рассеянию должна составлять $\tau_T \sim 0.1$, в результате чего на энергиях >5 кэВ излучение западного джета оказывается лишь слегка подавленным, а суммарная модель близка к $\text{bjet} + \text{bjet}$.

Во втором наблюдении Chandra (Ch2, две нижние панели рис. 8) жесткая часть спектра согласуется с моделью $\text{bjet}+\text{bjet}$, однако мягкая часть не согласуется с обеими предложенными моделями. Полученный результат для восточного джета согласуется с затмением его наиболее горячей области звездой-донором, так как наблюдение Ch2 соответствует орбитальной фазе системы $\phi \approx 0$. В этом случае видимым для наблюдателя остается лишь относительно холодный участок джета, с температурой основания ≈ 2 кэВ,

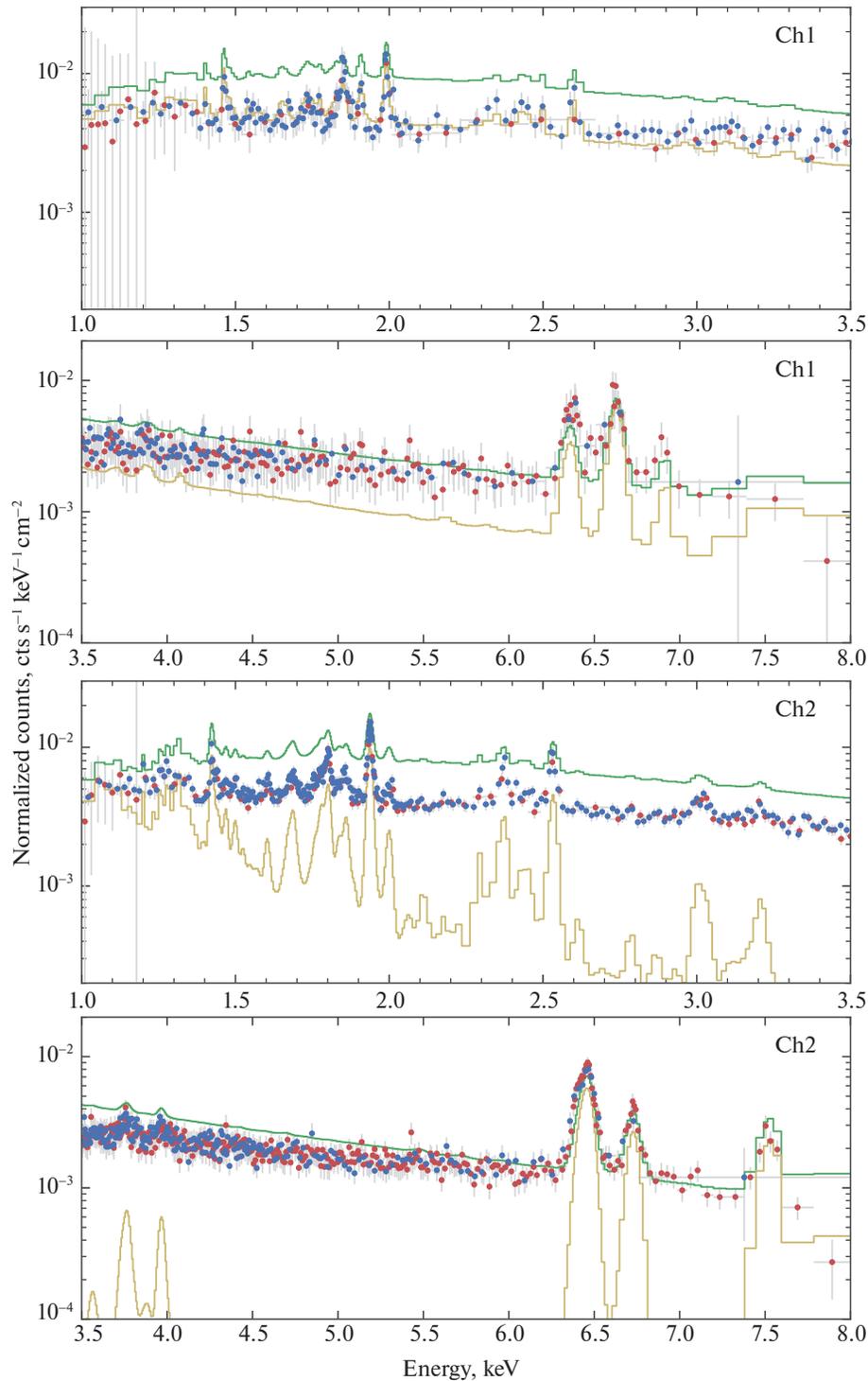


Рис. 8. Моделирование мягкой и жесткой части спектров SS 433 по данным обсерватории Chandra/NETGS (Ch1, Ch2). Зеленым показана модель **bjet+bjet**. Желтым показана модель **bjet+lbjet**, где для западного (удаляющегося от наблюдателя) джета учтено только излучение в линиях.

в результате чего наблюдается нетипично высокое отношение потоков $\text{Si XIII K}\alpha/\text{Si XIV Ly}\alpha > 1$. Такой холодный “хвост” восточного джета вносит относительно небольшой вклад в суммарный континуум в мягкой области спектра, в результате

чего модель **bjet+lbjet** лежит значительно ниже наблюдаемого спектра. В мягкой области спектра Ch2 существенная переоценка уровня континуума в модели **bjet+bjet** может означать значительное уменьшение колонки плотности поглощающего ве-

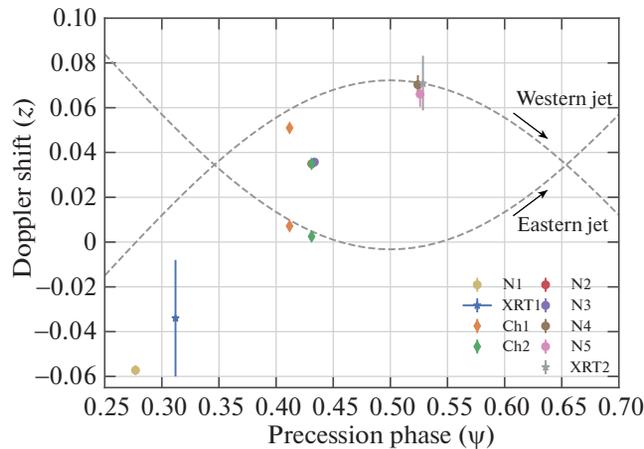


Рис. 9. Доплеровские смещения линий джетов (z) в зависимости от прецессионной фазы SS 433 (ψ), найденные по данным из табл. 1. Предсказание положения линий согласно кинематической модели и эфемеридам Горанский (2011) изображено в виде двух пунктирных линий.

шества на луче зрения, в результате чего тормозное излучение от горячей области западного джета дает значительно больший вклад в континуум в мягкой области спектра, чем это требуется для описания наблюдаемого спектра.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Параметры релятивистских струйных выбросов SS 433 изучены с очень хорошей точностью, в первую очередь благодаря рентгеновской спектроскопии высокого разрешения в линиях высокоионизованных атомов тяжелых элементов (Медведев и др., 2019). Исключительная стабильность измеряемых параметров указывает на долговременную стабильность механизмов запуска и коллимации струй вне зависимости от орбитальной или прецессионной фазы системы. В этой связи интересно попытаться выявить возможные отклонения в период катаклизмической активности системы, проявляющей себя в первую очередь в виде вспышек излучения в радио- и оптическом диапазоне.

Представленный нами анализ широкого массива рентгеновских данных, полученных в период повышенной активности системы летом 2018 г., включавшей радиовспышки рекордной амплитуды, показал наличие релятивистски-смещенных линий во всех доступных наблюдениях. Таким образом, запуск барийных релятивистских струй в эти периоды не прекращался.

Одним из наиболее стабильных параметров релятивистских струй SS 433 является скорость их направленного движения $v \approx 0.26c$, измеряемая по доплеровскому смещению линий. На рис. 9 представлено измерение доплеровских смещений линий джетов по всем рентгеновским наблюдениям в период активности SS 433 в 2018 г. (см. табл. 1). В течение почти всех наблюдений, изученных в

этой работе, вклад западного джета оказался доминирующим в наблюдаемом спектре. Ввиду прецессионных фаз наблюдений, близких к кроссоверу, спектральное разрешение и качество данных NICER и Swift/XRT не достаточны для надежного определения положения восточного джета. Тем не менее высокое энергетическое разрешение прибора HETGS и длительные экспозиции двух наблюдений Chandra позволяют с уверенностью идентифицировать линии двух джетов в каждом из двух наблюдений. Видно, что положение линий восточного джета в целом хорошо согласуется с предсказаниями кинематической модели по эфемеридам Горанский (2011). Однако положение западного джета существенно смещается от предсказаний моделей. Наибольшее отклонение наблюдается в течение первых наблюдений N1 и XRT1, полученных во время радиовспышки. В двух последовательных наблюдениях Chandra виден резкий скачок в положении линий западного джета, который полностью подтверждается в одновременных наблюдениях N2 и N3. В последующих наблюдениях (N4, N5 и XRT2) положение линий западного джета оказывается совместимым с предсказанием кинематической модели. Ошибки измерения (в некоторых случаях меньше размера маркера на рис. 9), а также неопределенность в идентификации линий минимизированы, благодаря использованию наборов линий разных элементов и степеней ионизации и их самосогласованного описания при помощи модели излучения многотемпературных джетов.

Традиционно отклонения от кинематической модели объясняются либо изменением ориентации по отношению к лучу зрения, либо изменением направленной скорости струй. Для разделения этих двух возможностей требуются измерение

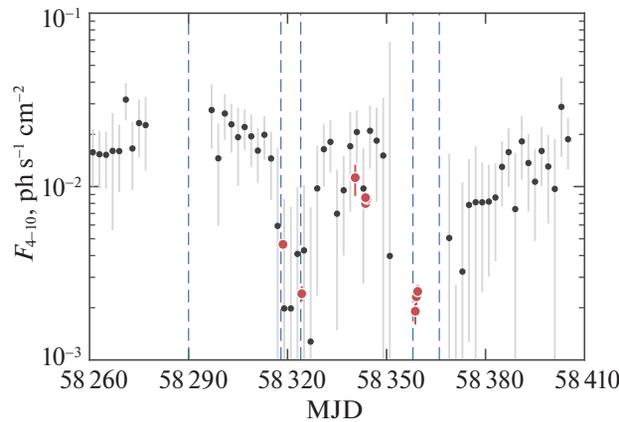


Рис. 10. Рентгеновская кривая блеска SS 433 в диапазоне энергий 4–10 кэВ в период активности в 2018 г. Черными точками с серыми усами ошибок показаны измерения рентгеновского монитора неба MAXI с временным разрешением 2 дня, красными кружками (ошибка меньше размера кружка) показаны потоки, полученные по моделям наилучшей аппроксимации для наблюдений из табл. 1. Синие вертикальные пунктирные линии указывают на моменты пиков радиовспышек.

положения линий от обоих джетов и некоторые предположения об их взаимной ориентации. В качестве последнего наиболее естественным выглядит предположением об антинправленности струй, отражающее симметричность в области запуска и коллимации струй.

Предполагая идеальную симметрию и одинаковую скорость струй, наблюдаемое относительное положение линий струй в наблюдениях Ch2, N2 и N3 означало бы следующую оценку их скорости: $\beta = 0.193 \pm 0.001$, что существенно ниже среднего наблюдаемого $\beta = 0.26$ (см., например, Медведев и др., 2019).

Общая картина в период орбитального затмения звездой-донором согласуется с представлением о полном блокировании излучения горячей части одного из джетов, при этом область с температурой ниже ~ 1.5 кэВ остается видимой наблюдателю. Тем не менее мы наблюдаем заметные нерегулярные изменения в параметрах модели излучения на масштабе всего нескольких дней. В частности, мы видим существенное увеличение потока в линиях западного джета в наблюдении Ch2, несмотря на орбитальное затмение. В то же время переоценка континуума в модели $bjet+bjet$ по отношению к мягкой области спектра Ch2 указывает на значительные изменения в структуре ветра сверхкритического диска в сравнении с наблюдением Ch1 (т.е. на масштабе ≈ 2 дней), в результате чего плотность поглощающего вещества на луче зрения падает. Другой вероятной возможностью может быть инжекция свежей порции газа в западном джете, однако температура основания западного джета согласуется в пределах ошибок в двух наблюдениях Chandra. Отметим, что при температурах основания выше ~ 10 кэВ, непосредственно

чувствительными к температуре основания остаются только линии в жесткой части рентгеновского спектра, анализ которых усложняется взаимным перекрытием с линиями противоположного джета.

Измеряемые физические параметры струй оказываются близки к значениям, полученным ранее на основе систематического спектроскопического анализа данных рентгеновских наблюдений обсерваториями Chandra и XMM-Newton (Медведев и др., 2018, 2019). В частности, спектры, наблюдаемые во время радиовспышек, близки к спектрам, полученным ранее обсерваторией Chandra в так называемом “низком” состоянии системы. Такие состояния не имеют отношения к орбитальной или прецессионной переменности в системе, что демонстрируется при помощи долговременной кривой блеска SS 433, полученной орбитальной обсерваторией MAXI (Мацуока и др., 2009) и дополненной представленными нами измерениями Swift, Chandra и NICER (см. рис. 10). Интенсивность рентгеновского излучения в эти периоды падает в 4–5 раз по сравнению с обычными состояниями, при этом его спектральная форма продолжает описываться моделью излучения остывающих барионных джетов. Учитывая общую стабильность физических параметров рентгеновских джетов, наблюдаемое падение рентгеновского потока согласуется со сценарием увеличения темпа оттока вещества в виде ветра, частично блокирующего излучение от горячих областей джетов. В частности, такой механизм возникновения радиовспышек был предложен в работе Бланделл и др. (2011). Важно отметить, что полетное время до области радиоизлучения джетов составляет несколько дней, а радионаблюдения РАТАН-600 не разрешают область центрального рентгеновского источника. Ввиду этого причинная связь между наблюдаемым падением

интенсивности излучения рентгеновских струй или увеличением плотности ветра в этой области со вспышками радиоизлучения остается невыясненной.

Открытым в физике релятивистских струй, запускаемых компактными объектами в микрокварах и активных ядрах галактик, остается вопрос о так называемой барионной загрузке, т.е. доле барионов в общем числе частиц вещества джетов. В случае галактических микрокварах, например Cyg X-1, Cir X-1 или GRS 1915+105, струи напрямую проявляют себя только по радио- и инфракрасному излучению релятивистских электронов (см. Ромеро и др., 2017, в качестве обзора), в то время как оценки для барионной загрузки получают из анализа влияния этих объектов на окружающую среду, в частности, оценок полной требуемой энергии (см., например, Галло и др., 2005). В случае SS 433 ситуация в некотором смысле обратная, так как именно доминирующая по энергии барионная компонента с близким к солнечному обилию тяжелых элементов обуславливает наиболее важные наблюдательные свойства, при этом механизм формирования радиоизлучения до конца не ясен (см., например, Бродерик и др., 2018).

Наблюдения радиоджетов SS 433 с высоким угловым разрешением подтверждают, что индивидуальные узлы перемещаются со скоростью, близкой к $0.26c$, т.е. радиоизлучающие области совпадают (по крайней мере кинематически) с областями рентгеновского и оптического излучения в линиях (Маршалл и др., 2013). При этом есть указание на возможное существование также и более быстрого, с направленной скоростью более $0.5c$, оттока энергии, который мог бы объяснить кратковременные поярчания радио- и рентгеновского излучения на масштабах порядка угловой секунды (т.е. на расстоянии около десятой доли парсека от центрального источника, см. для обсуждения Мильяри и др., 2005). Однако существуют также сценарии, позволяющие объяснить переменность протяженного излучения и без необходимости дополнительного высокоскоростного оттока (Хабибуллин, Саонов, 2017).

Представленные нами рентгеновские данные в период повышенной активности SS 433 показывают, что спектр излучения продолжает неплохо описываться моделью излучения остывающих барионных джетов с обилием тяжелых элементов, близким к солнечному. Таким образом, возможный вклад синхротронного излучения релятивистских электронов в рентгеновском диапазоне должен оставаться невелик. Очевидно, что текущее качество данных в “низких” состояниях системы не позволяет получить более строгий количественный

вывод, и требуются длительные рентгеновские наблюдения непосредственно в периоды радиовспышек для прояснения данного вопроса (см. Канцас и др., 2021, как пример широкополосных данных высокого качества). Другой интересной возможностью может быть измерение поляризации рентгеновского излучения системы в эти периоды, в частности при помощи обсерватории IXPE (Вайскопф и др., 2016, 2021).

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта “Наука”. И.Х. благодарит за поддержку проект COMPLEX Европейского исследовательского совета (ERC) в рамках программы исследований и инноваций European Union’s Horizon 2020 (ERC-2019-AdG 882679). Мы благодарим команды Swift и NICER за оперативное планирование наших наблюдений. В этом исследовании использовались данные MAXI, предоставленные RIKEN, JAXA и командой MAXI.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абелл, Маргон (G.O. Abell and B. Margon), *Nature* **279**, 701 (1979).
2. Андерс, Гревеза (E. Anders and N. Grevesse), *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197 (1989).
3. Арно (K. Arnaud), *ASP Conf.* **101**, 17 (1996).
4. Бланделл и др. (K.M. Blundell, L. Schmidtobreick, and S. Trushkin), *MNRAS* **417**, 2401 (2011).
5. Бринкманн и др. (W. Brinkmann, H.H. Fink, S. Massaglia, G. Bodo, and A. Ferrari), *Astron. Astrophys.* **196**, 313 (1988).
6. Бродерик и др. (Broderick, J. W., and 30 colleagues), *MNRAS* **475**, 5360 (2018).
7. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, B. Brinkman, C. Canizares, G. Garmire, S. Murray, and L.P. Van Speybroeck), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **114**, 1 (2002).
8. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, and 13 colleagues), *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray* **9905**, 990517 (2016).
9. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, and 157 colleagues), *arXiv e-prints arXiv:2112.01269* (2021).
10. Вилмс и др. (A. Wilms and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
11. Галло и др. (E. Gallo, R. Fender, C. Kaiser, D. Russell, R. Morganti, T. Oosterloo, and S. Heinz), *Nature* **436**, 819 (2005).
12. Горанский (V. Goranskij), *Peremennye Zvezdy* **31**, 5 (2011).
13. Горанский и др. (V.P. Goranskij, E.A. Barsukova, A.N. Burenkov, and S.A. Trushkin), *Astron. Telegram.* 11870 (2018).

14. Долан и др. (J.F. Dolan, P.T. Boyd, S. Fabrika, S. Taria, V. Bychkov, A.A. Panferov, M.J. Nelson, J.W. Percival, G.W. van Citters, D.C. Taylor, and M.J. Taylor), *Astron. Astrophys.* **327**, 648 (1997).
15. Долан и др. (J.F. Dolan, P.T. Boyd, and J.K. Cannizzo), *Nasa Goddard Space Flight Center* (2007).
16. Жандро и др. (K.C. Gendreau, Z. Arzoumanian, and T. Okajima), *SPIE* **8443**, 844313 (2012)
<https://doi.org/10.1117/12.926396>
17. Канисарес и др. (C.R. Canizares, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **117**, 1144 (2005).
18. Канцас и др. (D. Kantzas, and 12 colleagues), *MNRAS* **500**, 2112 (2021).
19. Котани и др. (T. Kotani, N. Kawai, M. Matsuoka, and W. Brinkmann), *Publ. Astron. Soc. Japan* **48**, 619 (1996).
20. Котани и др. (T. Kotani, S.A. Trushkin, R. Valiullin, K. Kinugasa, S. Safi-Harb, N. Kawai, and M. Namiki), *Astrophys. J.* **637**, 486 (2006).
21. Кэш (W. Cash), *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979).
22. Лопез и др. (L.A. Lopez, H.L. Marshall, C.R. Canizares, N.S. Schulz, and J.F. Kane), *Astrophys. J.* **650**, 338 (2006).
23. Маршалл и др. (H.L. Marshall, C.R. Canizares, and N.S. Schulz), *Astrophys. J.* **564**, 941 (2002).
24. Маршалл и др. (H.L. Marshall, C.R. Canizares, T. Hillwig, A. Mioduszewski, M. Rupen, N.S. Schulz, M. Nowak, and S. Heinz), *Astrophys. J.* **775**, 75 (2013).
25. Мацуока и др. (M. Matsuoka, K. Kawasaki, S. Ueno, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **61**, 999 (2009).
26. Мильяри и др. (S. Migliari, R.P. Fender, K.M. Blundell, M. Méndez, and M. van der Klis), *MNRAS* **358**, 860 (2005).
27. Миллер-Джонс и др. (J.C.A. Miller-Jones, K.M. Blundell, M.P. Rupen, A.J. Mioduszewski, P. Duffy, and A.J. Beasley), *Astrophys. J.* **600**, 368 (2004).
28. Медведев, Фабрика А. (Medvedev and S. Fabrika), *MNRAS* **402**, 479 (2010).
29. Медведев П.С., Фабрика С.Н., Васильев В.В., Горанский В.П., Барсукова Е.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 916 (2013) [P.S. Medvedev, S.N. Fabrika, V.V. Vasiliev, V.P. Goranskij, and E.A. Barsukova, *Astron. Lett.* **39**, 826 (2013)].
30. Медведев П.С., Хабибуллин И.И., Сазонов С.Ю., Чуразов Е.М., Цыганков С.С., Письма в Астрон. журн. **44**, 426 (2018) [P.S. Medvedev, I.I. Khabibullin, S.Yu. Sazonov, E.M. Churazov, and S.S. Tsygankov, *Astron. Lett.* **44**, 390 (2018)].
31. Медведев П.С., Хабибуллин И.И., Сазонов С.Ю., Письма в Астрон. журн. **45**, 344 (2019) [P.S. Medvedev, I.I. Khabibullin, and S.Yu. Sazonov, *Astron. Lett.* **45**, 299 (2019)].
<https://doi.org/10.1134/S1063773719050049>
32. Миддлтон и др. (M.J. Middleton, D.J. Walton, W. Alston, T. Dauser, S. Eikenberry, Y.-F. Jiang, A.C. Fabian, F. Fuerst, M. Brightman, H. Marshall, M. Parker, C. Pinto, F.A. Harrison, M. Bachetti, D. Altamirano, A.J. Bird, G. Perez, J. Miller-Jones, P.A. Charles, S. Boggs, F. Christensen, W. Craig, K. Forster, B. Grefenstette, C. Hailey, K. Madsen, D. Stern, and W. Zhang), *arXiv:1810.10518* (2018).
33. Ремиллард и др. (R.A. Remillard, M. Loewenstein, J.F. Steiner, et al.), *Astron. J.* **163**, 130 (2022).
34. Ромеро и др. (G.E. Romero, M. Boettcher, S. Mar-koff, and F. Tavecchio), *SSRv* **207**, 5 (2017).
35. Соколовский и др. (K.V. Sokolovsky, V.P. Goranskij, S.A. Trushkin, S.N. Fabrika, and A. Mescheryakov), *Astron. Telegram.* 6364 (2014).
36. Трушкин и др. (S. Trushkin, N. Nizhelskij, P. Tsybulev, and G. Zhekanis), *Galaxies* **5**, 84 (2017).
<https://doi.org/10.3390/galaxies5040084>
37. Трушкин и др. (S.A. Trushkin, N.A. Nizhelskij, P.G. Tsybulev, and A. Erkenov), *Astron. Telegram.* 11989 (2018).
38. Фабрика (S. Fabrika), *ASP Rev.* **12**, 1 (2004).
39. Фостер и др. (A.R. Foster, L. Ji, R.K. Smith, and N.S. Brickhouse), *Astrophys. J.* **756**, 128 (2012).
40. Хабибуллин и др. (I. Khabibullin, P. Medvedev, S. Sazonov), *MNRAS* **455**, 1414 (2016).
41. Хабибуллин И.И., Сазонов С.Ю., Письма в Астрон. журн. **43**, 431 (2017) [I.I. Khabibullin and S.Y. Sazonov, *Astron. Lett.* **43**, 388 (2017)].
42. Хабибуллин и др. (I. Khabibullin, A. Semena, P. Medvedev, and I. Mereminskiy), *Astron. Telegram.* 11975 (2018).
43. Хунемордер и др. (D.P. Huenemoerder, et al.), *Astron. J.* **141**, 129 (2011).
44. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, V.F. Esipov, A.V. Dodin, V.V. Davydov, and A.A. Belinskii), *Astron. Rep.* **52**, 487 (2018).
45. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, A.A. Belinski, A.V. Dodin, et al.), *MNRAS* **507**, L19 (2021).

ВЛИЯНИЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В МАКСИМУМЕ ЦИКЛА

© 2022 г. С. А. Богачёв^{1*}, А. А. Рева¹, А. С. Кириченко¹, А. С. Ульянов¹, И. П. Лобода¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 03.05.2022 г.

После доработки 24.05.2022 г.; принята к публикации 20.06.2022 г.

Активные области (АО) на Солнце обсуждаются как один из возможных источников медленного солнечного ветра (СВ), происхождение которого все еще является предметом споров. В настоящей работе представлены экспериментальные свидетельства возможного влияния АО на скорость и температуру СВ вблизи максимума 23-го солнечного цикла (2000–2002 гг). Изучены отдельно характеристики СВ, сформированного в периоды, когда АО находились на центральном меридиане (ЦМ) Солнца ($\approx 40\%$ от всего времени наблюдения), и характеристики СВ, сформированного в отсутствие АО на ЦМ ($\approx 60\%$ времени). Скорость СВ в первом случае (в присутствии АО) в среднем оказалась примерно на 1% ниже, чем скорость СВ, сформированного в отсутствие АО (434.06 км/с против 438.09 км/с при погрешности измерений $\sigma \approx 0.37$ км/с). Для температуры СВ соответствующая разница составила около 6% (94 600 К против 100 500 К при погрешности $\sigma \approx 340$ К). Этот результат подтверждает в среднем более низкую скорость и температуру СВ, формирующегося в АО, по сравнению с компонентой СВ, формирующейся в корональных дырах.

Ключевые слова: солнечный ветер, активные области.

DOI: 10.31857/S0320010822070038

1. ВВЕДЕНИЕ

Характеристики солнечного ветра (СВ), измеряемые у Земли, являются существенно неоднородными, что позволяет разделить СВ на несколько компонент. Одним из частых способов является разделение СВ на быстрый, со скоростью на расстоянии 1 а.е. порядка и выше 600–700 км/с, и медленный, со скоростью порядка и ниже 400–500 км/с (см., например, Фелдман и др., 2005). Помимо различия в скорости, компоненты имеют другие различные характеристики, что наводит на мысль об их разном происхождении. Источником быстрого СВ считаются корональные дыры (КД) — области Солнца с открытыми линиями магнитного поля, наблюдаемые по пониженной мере эмиссии в вакуумной ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях спектра. Одними из первых идею о связи КД и СВ, по-видимому, высказали Кригер и др (1977). Аргументом в пользу формирования быстрого СВ в КД является заметный рост скорости СВ на орбите Земли при появлении вблизи центрального меридиана (ЦМ) Солнца крупных КД (Накагава и др., 2019; Борисенко, Богачёв, 2020). Кроме того, так как степени

ионизации элементов СВ “замораживаются” на расстоянии нескольких радиусов от Солнца, из их анализа можно сделать выводы о температуре в области формирования СВ (см., например, Оуоки и др., 1983). Для быстрого СВ характерны пониженные степени ионизации (Хундхаузен, 1968), что согласуется с представлениями о его формировании в КД, хотя существуют и иные сообщения (Юань-Куэн и др., 1997).

Элементный состав медленного СВ имеет более высокие степени ионизации (Жао и др., 2009), что свидетельствует о его формировании в областях с более высокой температурой. Также в медленном СВ (см., например, Гейс и др., 1995) наблюдается так называемый FIP-эффект (FIP — first ionization potential), а именно, повышенное обилие элементов с низким (менее 10 эВ) первым ионизационным потенциалом. В быстром СВ этот эффект отсутствует или менее выражен (Фу и др., 2017). В короне Солнца FIP-эффект наблюдается в закрытых магнитных петлях, связанных с активными областями (АО). Скорость и структура медленного СВ показывают также значительные вариации со временем, не характерные для быстрого СВ (см., например, Бейм и др., 1997). Если следовать предположению о формировании медленного СВ в АО, то его ва-

* Электронный адрес: bogachev.sergey@gmail.com

риации могут отражать более сложную структуру поля и плазмы в АО по сравнению со значительно более однородной структурой КД.

Основная сложность при формировании СВ в АО состоит в том, что для ухода плазмы в межпланетное пространство она должна распространяться вдоль открытых силовых линий магнитного поля. По этой причине для формирования медленного СВ в АО требуются достаточно специфические механизмы, когда плазма формируется в закрытых магнитных структурах, но затем уходит вдоль открытых линий поля. Такие условия, по видимости, могут формироваться на границах АО. Одним из механизмов формирования медленного СВ может быть “обменное” магнитное пересоединение (*interchange reconnection*; Крукер и др., 2002), при котором замкнутые магнитные линии на краях АО пересоединяются с открытыми силовыми линиями спокойной короны. Это может объяснить, каким образом плазма из замкнутых петель попадает в открытое пространство. Предположение о возможности формирования медленного СВ на границах АО согласуется с результатами спектральных наблюдений, в которых обнаружены направленные на наблюдателя потоки вещества со скоростями до 50 км/с на краях АО (см., например, Брукс, Уоррен, 2011).

Получить прямые подтверждения влияния АО на характеристики СВ достаточно трудно из-за сложной структуры солнечной короны. При измерениях СВ у Земли невозможно однозначно определить, в какой именно области солнечной короны (в КД или АО) был сформирован данный объем плазмы. Магнитная структура солнечной короны заметно упрощается в минимуме активности, однако в этот же период на Солнце снижается число АО (до их полного исчезновения), и выделить их влияние оказывается сложным уже по этой причине. Несмотря на это, существуют исследования, в которых делались попытки обнаружить влияние АО на СВ на основе наблюдений АО на диске Солнца. Нойгебауэр и др. (2002) предположили, что источник СВ на Солнце находится там же, где располагается основание соответствующей силовой линии межпланетного магнитного поля. Используя потенциальное приближение для магнитного поля Солнца (модель PFSS — *potential-field source-surface*), они определили источники СВ для четырех оборотов Солнца в период с 1998 по 2001 г. и показали, что в тех случаях, когда основание силовой линии замыкается на АО, СВ имеет более низкие скорости и более высокие степени ионизации. Макнейл и др. (2019) сравнили характеристики СВ, связанного с КД, с характеристиками СВ из той же КД, но спустя один керрингтоновский оборот Солнца, когда здесь сформировалась ранее

отсутствующая АО. Ими была обнаружена существенная разница в структуре СВ и в его элементном составе (в частности, обнаружен FIP-эффект), что они связали с влиянием АО. Стенсби и др. (2021) проанализировали карты магнитного поля для четырех циклов солнечной активности и показали, что в максимуме солнечного цикла от 30 до 80% магнитного потока, связанного с открытыми линиями поля, может формироваться в АО. Исходя из этого, ими было высказано предположение о значительном влиянии АО на характеристики СВ в максимуме солнечной активности. В минимуме солнечного цикла они оценили это влияние как пренебрежимое.

В настоящей работе мы предлагаем иной способ исследования влияния АО на СВ, основанный на статистическом анализе большого объема данных. Всего мы обработали данные за три года (с 2000 по 2002 г.), полученные вблизи максимума 23-го солнечного цикла. Несмотря на сложность структуры солнечной короны и межпланетного магнитного поля в максимуме активности, мы полагаем, что нам удалось обнаружить экспериментальные свидетельства влияния АО на СВ. В разделе 2 подробно описаны наш метод и использованные экспериментальные данные. Полученные нами результаты приводятся в разделе 3. В разделе 4 обсуждаются эти результаты и сделаны выводы.

2. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИХ ОБРАБОТКИ

Источником данных по СВ, использованных в работе, является прибор SWEPAM (*Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor*; Мак Комас и др., 1998), работающий на космическом аппарате ACE (*Advanced Composition Explorer*; Стоун и др., 1998). Прибор работает в точке либрации L1 системы Солнце–Земля, расположенной приблизительно на линии между Землей и Солнцем на расстоянии около 1.5 млн км от Земли. Мы использовали в работе данные по объемной скорости протонов v_p (далее v — скорость СВ), и данные по температуре протонов T_p (далее T — температура СВ). Для исследования был выбран период с 1 января 2000 г. по 31 декабря 2002 г. Температура электронов в СВ меняется очень незначительно и на расстоянии 1 а.е. часто рассматривается как постоянная величина (Ньюбури, 1996).

Чтобы упростить вычисления, мы усреднили данные SWEPAM с шагом 10 мин (исходное временное разрешение наблюдений составляло 1 мин). Также были исключены точки, для которых среднее значение v или T определить не удалось (отсутствовали все 10 измерений в соответствующем 10-мин интервале). Полное число измерений за

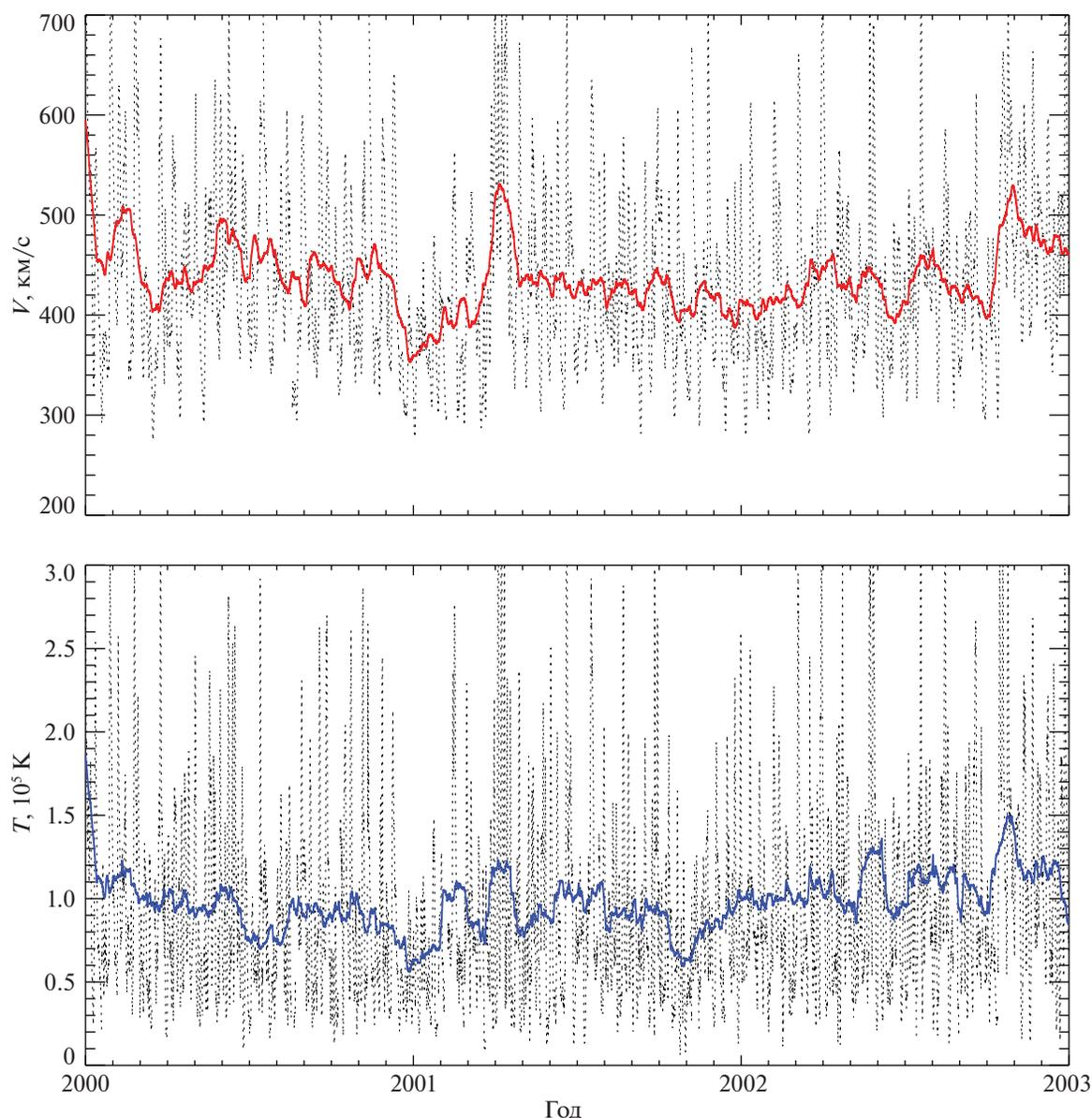


Рис. 1. Усредненная динамика скорости (верхняя панель) и температуры (нижняя панель) СВ на уровне орбиты Земли за 2000–2002 гг. Тонкая пунктирная линия — усреднение с шагом 1 сут; толстая сплошная линия — усреднение с шагом 4 недели.

три года после этого составило $N_v = 155\,155$ для скорости и $N_T = 136\,258$ для температуры.

На рис. 1 представлена общая динамика скорости и температуры СВ за исследованный 3-летний период: пунктирная линия — данные, усредненные с шагом 1 сут; сплошная линия — с шагом 4 нед. Статистическая информация по характеристикам СВ (средние, максимальные и медианные значения для 10-мин разрешения) приведена в табл. 1. Доля медленного ветра ($v < 400$ км/с) в исследованный период составляла 40%; доля быстрого ветра ($v > 600$ км/с) — 6.5%. Средняя температура медлен-

ной компоненты составила 0.55×10^5 К; быстрой — 2.12×10^5 К.

Метод исследования влияния АО на СВ, использованный нами, проиллюстрирован на рис. 2 (вид сверху на плоскость эклиптики из северного полюса, при котором Солнце вращается против часовой стрелки). Структура межпланетного магнитного поля показана без спирали Паркера, что не существенно для объяснения. Слева приведен упрощенный случай. СВ формируется у поверхности Солнца на центральном меридиане (ЦМ) в некоторый момент t_S (S — Sun), затем распространяется в радиальном направлении и достигает

Таблица 1. Характеристики СВ с 01.01.2000 г. по 31.12.2002 г.

| Параметры | Число измерений | Среднее значение | Медианное значение | Максимальное значение | Минимальное значение |
|----------------|-----------------|------------------|--------------------|-----------------------|----------------------|
| V , км/с | 155 155 | 436.48 | 420.00 | 972.33 | 255.44 |
| T , 10^5 К | 136 258 | 0.981 | 0.790 | 12.071 | 0.031 |

орбиты Земли (пунктирная линия) в момент времени t_E (E — Earth). Времена t_S и t_E связаны приближительной формулой:

$$t_S = t_E - \frac{a(t_E)}{v(t_E)}, \quad (1)$$

где a — расстояние от Солнца до Земли, для которого мы учитывали изменение со временем, а v — скорость СВ, измеренная около Земли в момент времени t_E . Формула является приближительной, так как предполагает, что СВ распространяется радиально с постоянной скоростью, равной скорости, измеренной у орбиты Земли. Такое предположение, безусловно, не вполне корректно, однако часто используется при оценке времени транзита СВ до Земли (см., например, Макнейл и др., 2019).

Соответственно, если на Солнце присутствует АО, которая в момент времени t_{S0} выходит на ЦМ (пересекает его ведущим правым краем), а в момент t_{S1} уходит с ЦМ (пересекает его левым краем), то в упрощенном случае СВ, зарегистрированный у Земли в интервале времени $[t_{E0}, t_{E1}]$, рассчитанном по формуле (1), будет сформирован в данной АО.

В действительности, реальная структура магнитного поля существенно отличается от представленной на левой панели идеализированной структуры. В сектор межпланетного пространства, связанный с АО, будут проникать силовые линии магнитного поля из других АО, а также из расположенных рядом КД (правая панель рис. 2). Также следует учитывать смещение АО по широте относительно солнечного экватора.

Таблица 2. Характеристики АО на ЦМ с 01.01.2000 по 31.12.2002 г.

| Характеристика АО | Максимальное значение | Среднее значение |
|---------------------------------|-----------------------|------------------|
| Площадь, м.д.с.п. | 2240 | 134 |
| Протяженность по долготе, град. | 27 | 6 |
| Число пятен | 90 | 11 |

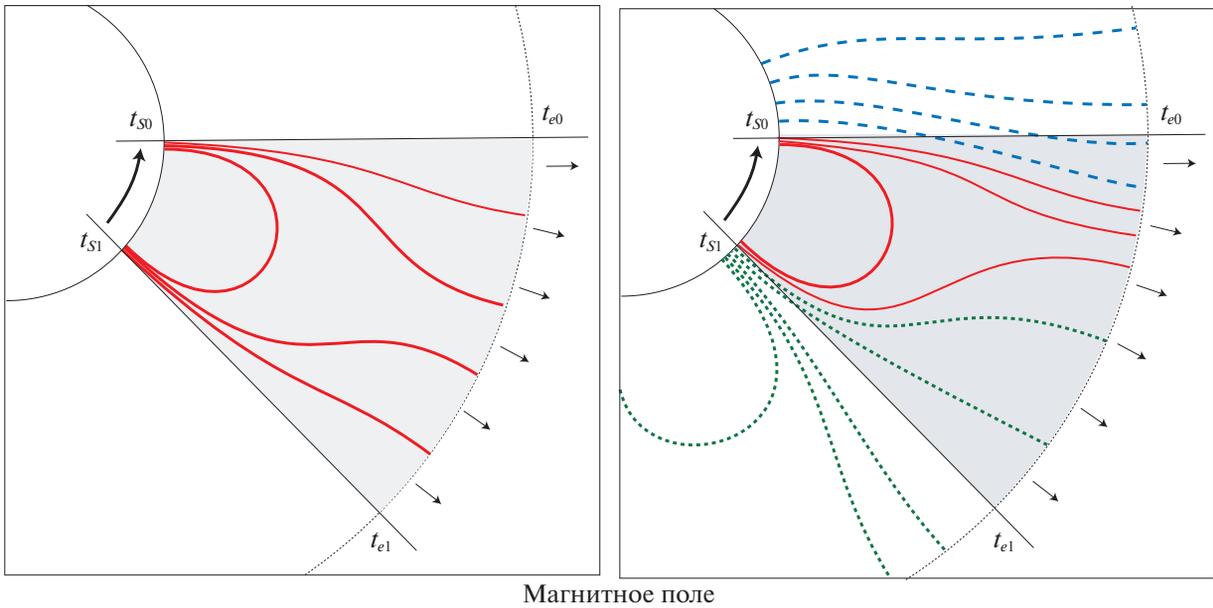
Мы, однако, полагаем, что даже в этом случае часть силовых линий АО будет проникать в соответствующий сектор межпланетного пространства. Соответственно, при прохождении АО через ЦМ она будет влиять на характеристики СВ, хотя и гораздо слабее, чем в идеализированном случае. Вопрос, таким образом, состоит в реальной величине этого влияния и возможности его выделить на достаточно достоверном уровне.

Для исследования характеристик АО мы использовали данные NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), размещенные на сайте SWPC (Space Weather Prediction Center). Соответствующие данные предоставляются раз в сутки (обычно по состоянию на 24:00 UT каждого дня) и содержат номер АО по каталогу, время измерения, а также дополнительную информацию, из которой мы использовали долготу L центра АО и протяженность АО по долготе в градусах (ее мы обозначаем как H). Всего с 01.01.2000 г. по 31.12.2002 г. на видимой стороне Солнца, согласно каталогу NOAA, присутствовали 1427 АО с номерами от NOAA 8815 до NOAA 10239. Из них только 946 областей пересекали ЦМ; остальные либо разрушались до пересечения, либо формировались к западу от ЦМ. Некоторая статистическая информация о характеристиках АО, наблюдавшихся в этот период, приведена в табл. 2 (измерения проводились вблизи ЦМ).

Для всех 946 АО мы определили интервал времени, в течение которого они находились на ЦМ. Соответствующая процедура состояла в следующем. Для каждой АО выбиралось одно измерение слева непосредственно перед прохождением центра АО через ЦМ (обозначим соответствующий момент времени и параметры АО в этот момент как t_1 , L_1 и H_1) и первое измерение справа, т.е. сразу после пересечения ЦМ (обозначения — t_2 , L_2 и H_2). На основе этих данных определялась угловая скорость перемещения АО:

$$\Omega = \frac{L_2 - L_1}{t_2 - t_1}, \quad (2)$$

где учтено, что $L_1 < 0$. Фактическая угловая скорость АО может незначительно отличаться от скорости дифференциального вращения Солнца на



Магнитное поле

Рис. 2. Идеализированная (левая панель) и реалистичная (правая панель) структура межпланетного магнитного поля. Сплошные линии на обеих панелях — магнитное исследуемой АО. На правой панели: пунктирные линии — магнитное поле соседней АО; штриховые линии — магнитное поле расположенной рядом КД. Демонстрируется эффект проникновения магнитного поля от соседних корональных структур в сектор межпланетного пространства, связанный с изучаемой АО. Времена t_S и t_e объясняются в тексте.

соответствующей широте из-за собственного движения АО.

Далее определялся момент прохождения центра АО через ЦМ (обозначим его t_S):

$$t_S = t_1 - L_1 \Omega. \quad (3)$$

Затем рассчитывалась средняя протяженность АО по долготе (обозначим ее H_S), так как в течение суток между двумя измерениями это значение могло измениться:

$$H_S = H_1 - (H_2 - H_1) \frac{L_1}{L_2 - L_1}. \quad (4)$$

Если при обоих измерениях АО находится на одинаковом расстоянии от ЦМ ($L_2 = -L_1$), то значение H_S по формуле (4) равно среднему арифметическому. В противном случае с большим весом учитывается значение, измеренное ближе к ЦМ.

Отсюда следует, что АО находится на ЦМ в течение времени $[t_{S0}, t_{S1}]$, где

$$\begin{aligned} t_{S0} &= t_S - \Omega \frac{H_S}{2}, \\ t_{S1} &= t_S + \Omega \frac{H_S}{2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Этот интервал времени затем сопоставляется с интервалом наблюдения СВ у Земли, $[t_{E0}, t_{E1}]$, определенным по формуле (1).

На рис. 3 мы иллюстрируем данный метод на примере одной из активных областей, NOAA 9289,

наблюдавшейся вблизи ЦМ 1–2 января 2001 г. Для этой АО были получены: время входа на ЦМ, t_{S0} , 16:54 UT 01.01.2001 г.; время ухода с ЦМ, t_{S1} , 17:44 UT 02.01.2001 г. Вертикальные линии на нижней панели рис. 3 показывают соответствующие долготы, которые хорошо согласуются с видимыми границами АО. По формуле (1) были определены соответствующие времена наблюдения СВ у Земли: t_{E0} — 18:15 UT 05.01.2001 г.; t_{E1} — 11:35 UT 07.01.2001 г. Этот интервал приведен на верхней панели рис. 3.

Интересно, что время выхода АО на ЦМ, согласно рис. 3, примерно совпадало со снижением скорости СВ, которое прекратилось в момент ухода АО с ЦМ. Мы, впрочем, не проводили в работе системный визуальный анализ данных, а основывали исследование только на статистических методах, результаты которых представлены в следующем разделе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Мы использовали метод, описанный в разделе 2, чтобы разделить весь набор данных на две группы: СВ, сформированный в период нахождения АО на ЦМ, и СВ, в момент формирования которого АО на ЦМ отсутствовали. Мы полагаем, что если АО влияют на СВ, то характеристики СВ для первой группы будут отличаться от характеристик СВ для второй группы. Статистическая информация (число измерений в каждой группе и соответствующие

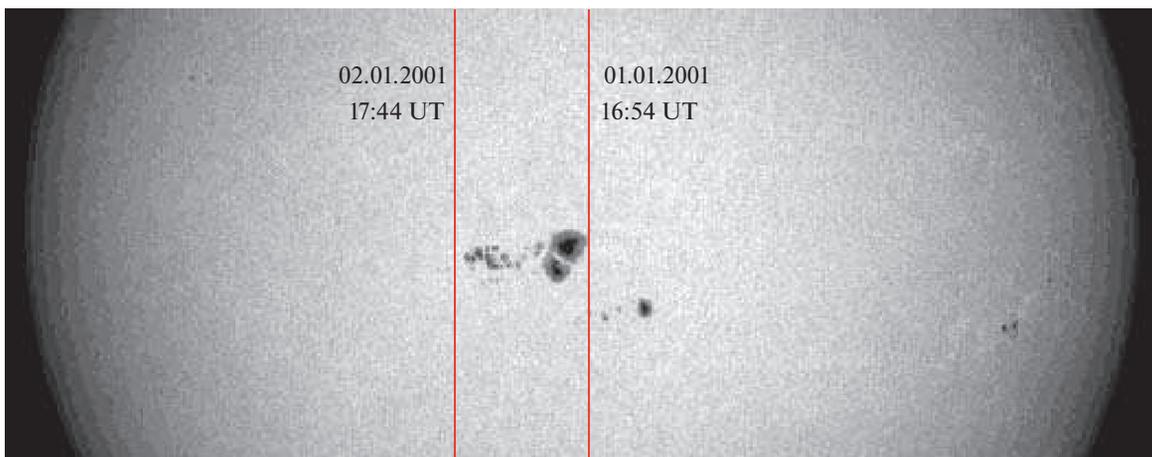
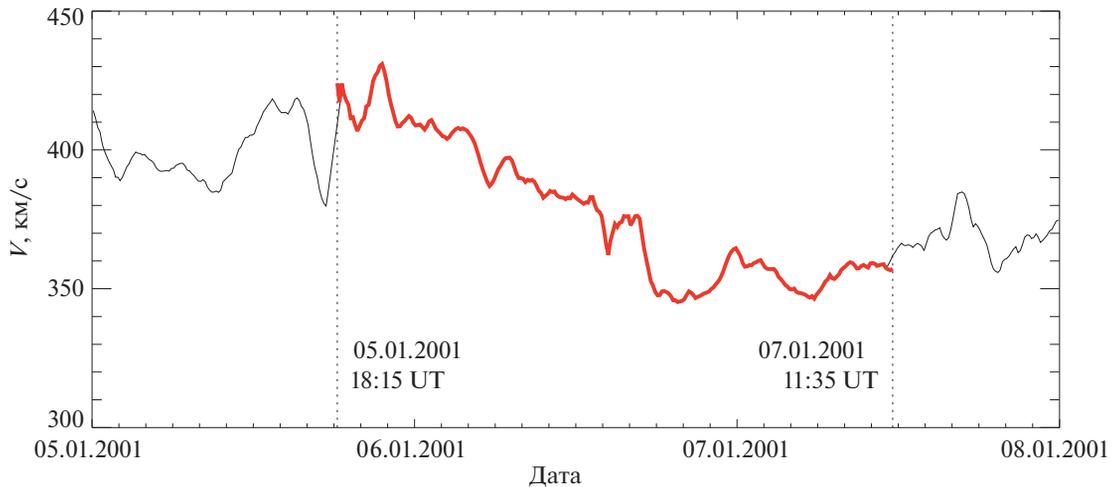


Рис. 3. Иллюстрация к методу обработки данных. Снизу — оптическое изображение АО 9289 (изображение SOHO MDI 9289) и ее правая и левая границы, определенные методом, описанным в статье. Рядом с границами — времена их пересечения с ЦМ. На верхней панели — интервал времени и фрагмент для скорости СВ, соответствующие прохождению АО 9269 по ЦМ.

средние параметры v и T для каждой группы) приведена в табл. 3.

С активными областями оказались, таким образом, сопоставлены 40% наблюдений. Поскольку

Таблица 3. Параметры СВ в зависимости от наличия АО на ЦМ

| Скорость СВ, км/с | Число измерений | Среднее значение |
|--------------------------|-----------------|------------------|
| Всего | 155 155 | 436.48 |
| Группа 1 (есть АО на ЦМ) | 61 950 | 434.06 |
| Группа 2 (нет АО на ЦМ) | 93 205 | 438.09 |
| Температура СВ, 10^5 К | Число измерений | Среднее значение |
| Всего | 136 258 | 0.981 |
| Группа 1 (есть АО на ЦМ) | 54 648 | 0.946 |
| Группа 2 (нет АО на ЦМ) | 81 610 | 1.005 |

мы исследовали период высокой солнечной активности, когда количество АО на диске Солнца максимально, соответствующая оценка, по-видимому, является верхним пределом. Отметим, что, согласно разделу 1, доля медленного СВ в исследованный период также составляла 40%. Мы рассматриваем это, однако, как случайное совпадение.

Соответствующие распределения температуры и скорости СВ приведены на рис. 4. На левых панелях (A1 для скорости и B1 для температуры) приведены распределения для СВ без разделения на группы. На средней панели (A2 для скорости и B2 для температуры) показаны распределения для группы 1 (есть АО на ЦМ). На правой панели (A3 для скорости и B3 для температуры) показаны распределения для группы 2 (нет АО на ЦМ). Вертикальная штриховая линия на всех панелях показывает среднее значение; эти значения также приведены в числовом виде (см. также табл. 3).

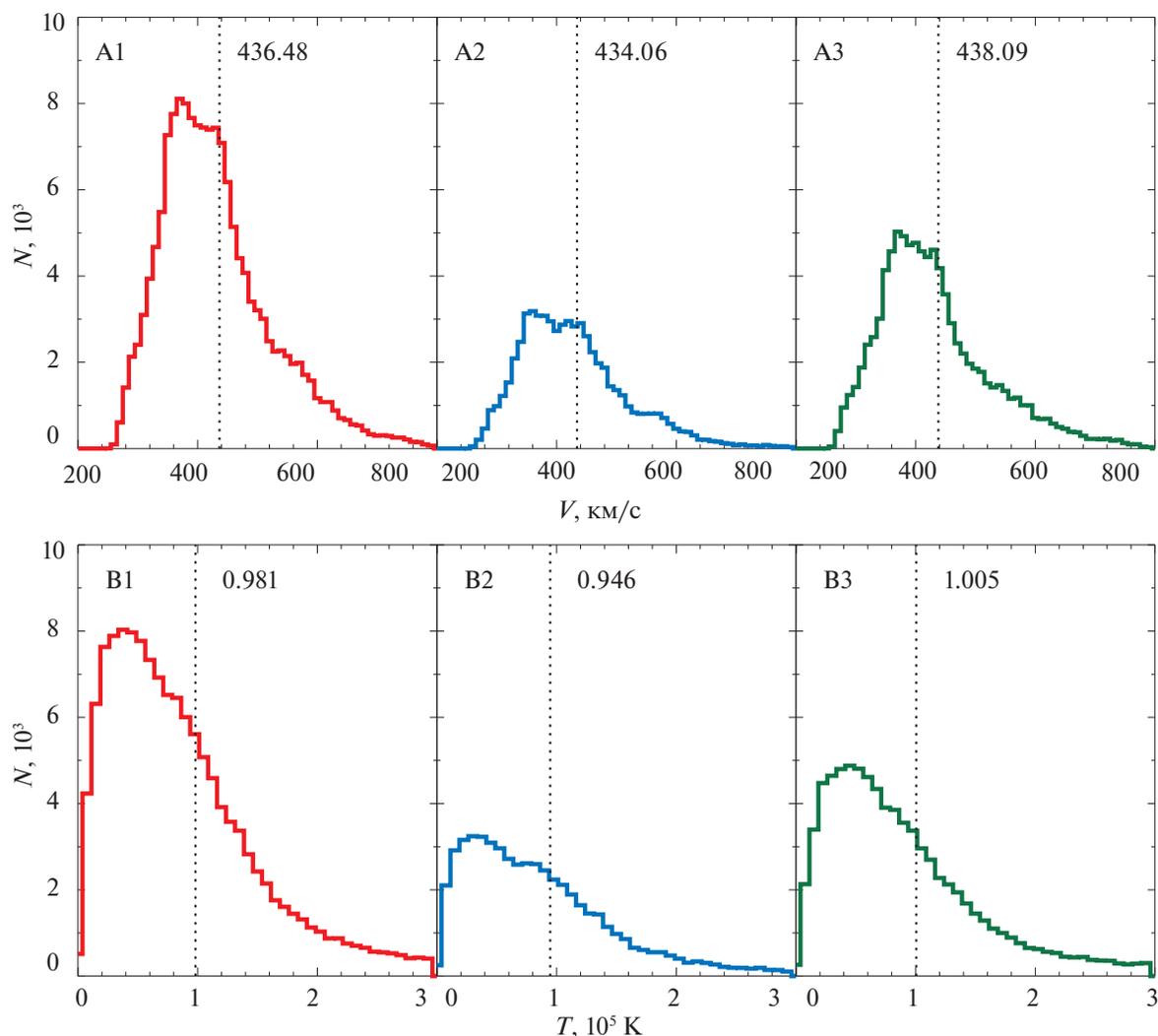


Рис. 4. Распределения скорости (верхний ряд) и температуры (нижний ряд) СВ с 2000 по 2002 г. для полной выборки данных (левые панели), а также отдельно для СВ, сформированного в моменты нахождения АО на ЦМ (центральные панели) и сформированного в отсутствие АО на ЦМ (правые панели). Смори также объяснения в тексте.

Температура и скорость СВ в группе 1 оказались ниже, чем средние значения за весь период 2000–2002 гг., а в группе 2 — выше средних за период. Соответствующая разница, однако, невелика — около $\pm 0.5\%$ для скорости СВ и около $\pm 3\%$ для температуры СВ. По этой причине важным является вопрос о статистической достоверности полученного результата.

Чтобы оценить статистическую значимость результата, мы использовали следующий метод. В качестве примера рассмотрим среднюю скорость СВ для группы 1. Для нее было получено значение $v = 434.06$ км/с, которое определено на основе 61 950 измерений, выбранных из полного ансамбля, содержащего 155 155 точек. Теперь выберем из этого же ансамбля такое же количество точек, 61 950, но не по признаку наличия АО на ЦМ, а случайным образом, и определим среднее значение

v для данной случайной выборки. Если повторить эту операцию много раз, то можно оценить, чему равна вероятность получить значение $v = 434.06$ км/с случайным образом для имеющегося фактического набора данных.

На рис. 5 представлены результаты такого анализа на основе 1000 случайных выборок для каждой группы. Так как значение v и T при каждой случайной выборке отличается от других, то они образуют распределение, показанное на рис. 5: верхняя панель — распределение случайных скоростей, нижняя панель — распределение случайных температур. На каждой из панелей вертикальными линиями показаны математическое ожидание (центральная линия; значение очень близко к среднему за период), а также положение фактически измеренных v и T для группы 1 (левая линия) и группы 2 (правая линия). Для каждой из факти-

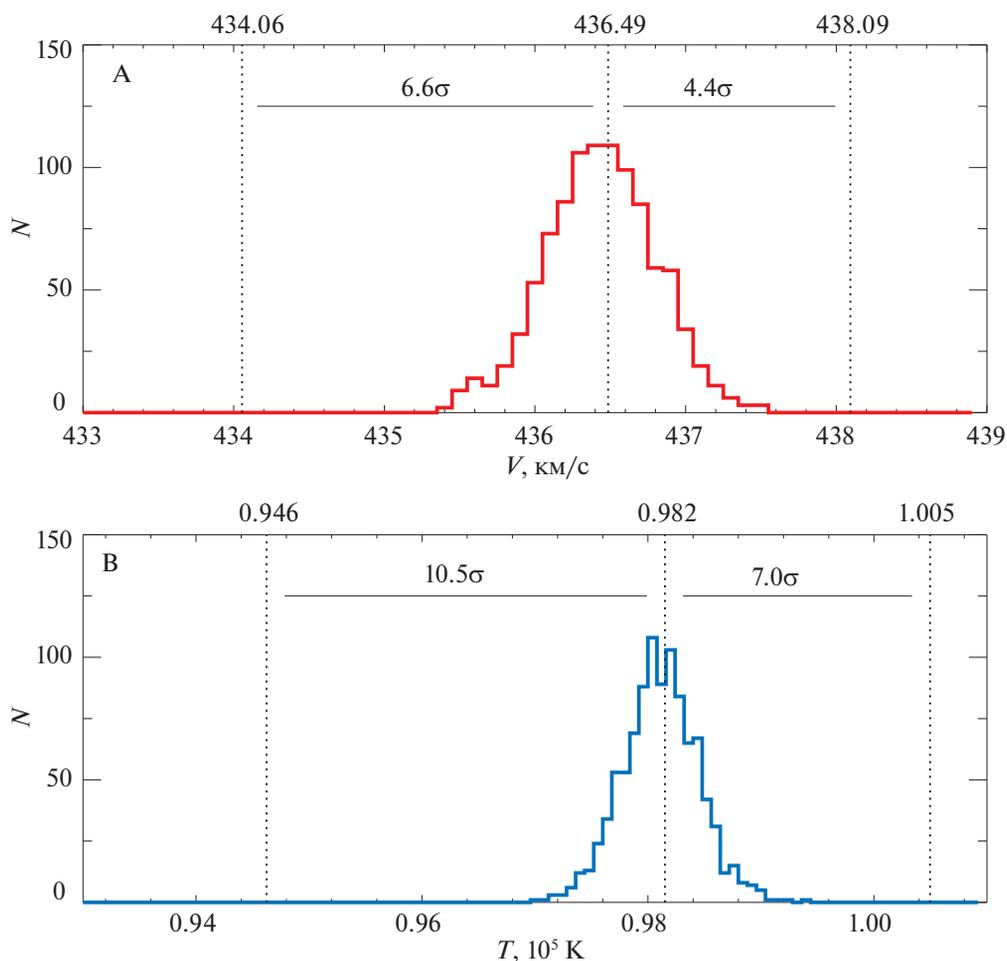


Рис. 5. Распределения скорости (верхняя панель) и температуры (нижняя панель) СВ, полученные для 1000 случайных выборок из ряда наблюдений за 2000—2002 г. Показаны также фактически измеренные значения средней температуры и скорости для СВ, ассоциированного с АО (левые значения) и не ассоциированного с АО (правые значения). Указаны отклонения. См. также объяснения в тексте.

чески измеренных величин показано отклонение в стандартных девиациях, σ .

Таким образом, получено, что вероятность случайного получения фактического значения v для группы 1 (с АО на ЦМ) отстоит от математического ожидания на 6.6σ ; для группы 2 — на 4.4σ . Для температуры (нижняя панель на рис. 5) соответствующие отклонения еще выше: 10.5σ для группы 1 и 7.0σ для группы 2. Иными словами, несмотря на относительно незначительную разницу в параметрах СВ для групп 1 и 2, оказывается почти невозможно получить такую же разницу случайным образом при произвольной выборке точек из фактического набора измерений.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Солнечный ветер является существенно неоднородным по температуре и скорости. Причиной этой неоднородности является сложная структура

короны, которая состоит из двух основных типов объектов — корональных дыр, представляющих собой области с открытым магнитным полем, и закрытых магнитных структур (петель), присутствующих, в частности, в активных областях.

Хотя источником СВ традиционно считаются КД, широко обсуждается возможность формирования СВ также в закрытых магнитных структурах, в особенности в АО. Предполагается, что с АО может быть связана медленная компонента СВ.

С целью получить дополнительные аргументы за или против такого предположения, мы изучили 3-летний период высокой активности Солнца с 2000 по 2002 г. Так как СВ с наибольшей вероятностью достигает Земли при формировании вблизи центрального солнечного меридиана, мы отдельно изучили периоды, когда при формировании СВ на ЦМ присутствовали АО (около 40% времени), и периоды, когда АО отсутствовали (60% времени).

По нашим результатам скорость СВ, формирующегося в присутствии АО на ЦМ, в среднем, на 1% ниже, чем скорость СВ, сформированного в отсутствие АО (434.06 км/с против 438.09 км/с при погрешности измерений $\sigma \approx 0.37$ км/с). Для температуры СВ соответствующая разница составила около 6% (94600 К против 100500 К при погрешности $\sigma \approx 340$ К).

Так как существует сходство между параметрами плазмы (ионный состав и степень ионизации) в медленной компоненте СВ и в магнитных петлях на Солнце, мы считаем весьма вероятным, что как минимум часть медленного СВ формируется в АО. По этой причине полученный результат мы оцениваем как достоверный, подтверждающий такую возможность. Вопрос о том, являются ли АО единственным типом закрытых магнитных структур, оказывающим влияние на СВ, остается однако открытым. В частности, Фу и др. (2017) сообщали, что 42.9% медленного СВ связано с АО. Не исключено, что недостающая часть плазмы может также попадать в медленную компоненту СВ во время микро- и нановспышек (см., например, обзор Богачёв и др., 2020), а также из мелкомасштабных магнитных петель, наблюдающихся в виде горячих рентгеновских точек (Голуб и др., 1976; Рева и др., 2012). Кириченко и Богачев (2013), в частности, сообщали о наблюдательных признаках ухода плазмы с Солнца во время микровспышек. Еще одним кандидатом на вклад в СВ являются макроспикулы — плазменные джеты, наблюдающиеся на краю Солнца в спектральных линиях вакуумного УФ-диапазона, для которых также обнаружены признаки потери вещества (Лоусиф, 1994; Лобода, Богачёв, 2017, 2019).

Оцененная нами разница в параметрах СВ в присутствии и в отсутствие АО невелика (1% для скорости и 6% для температуры). Несмотря на это, данная оценка, по нашему мнению, может рассматриваться как указание на влияние АО на параметры СВ (см. рис. 2). Дополнительную погрешность вносит неопределенность времени транзита СВ до Земли (формула (1)). Хотя основное ускорение СВ происходит на близких расстояниях от Солнца, после чего его скорость меняется незначительно, представление о СВ как о радиальном течении с постоянной скоростью может исказить времена транзита на несколько часов. Это вносит искажения и в результаты сравнения параметров СВ с расположением солнечных АО. При исследовании связи СВ с КД иногда используют время пересечения ЦМ с "центром тяжести" КД (см., например, Ахтемов, Цап, 2018). Возможно, некоторое повышение точности можно получить таким способом и для АО.

Вопрос о том, понижают или повышают АО скорость и температуру СВ, в целом, не вполне тривиален. В частности, над АО часто наблюдаются долгоживущие области высокотемпературной плазмы с T порядка и более 4–5 млн К (см., например, Гречнев и др., 2006). Согласно некоторым наблюдениям, помимо обменного пересоединения, при котором плазма уходит преимущественно на краях АО, возможен уход плазмы под действием иного механизма — в результате пересоединения на больших высотах (Кулхейн и др., 2014). Если над АО присутствует высокотемпературная плазма, она таким способом может попадать в межпланетное пространство и увеличивать температуру СВ. Плазма более высокой температуры присутствует и над мелкомасштабными магнитными петлями, образуясь, в частности, во время микровспышек (Бенз, Григиз, 2002; Кириченко, Богачёв, 2013). Кроме того, так как АО являются источниками корональных выбросов массы (КВМ), с АО может быть связана не только повышенная температура, но и повышенная скорость СВ.

Несмотря на вышесказанное, мы все же делаем вывод, что при усреднении на значительных интервалах времени доминирующим воздействием АО на СВ является понижение температуры и скорости СВ. Мы ожидаем, что этот эффект окажется еще более выраженным, если впоследствии исключить из исследования интервалы времени, связанные с КВМ (всего, согласно каталогу LASCO, с 2000 по 2002 г. было зарегистрировано 171 КВМ типа "гало"), но сами мы не проводили такого исследования.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 21-72-10157).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахтемов, Цап (Z.S. Akhtemov and Yu.T. Tsap), *Geomagnetism and Aeronomy* **58** (8), 1187 (2018).
2. Бейм и др. (S.J. Bame, J.R. Asbridge, W.C. Feldman, and J.T. Gosling), *J. Geophys. Res.* **82**, 10 (1977).
3. Бенз, Григис (Arnold O. Benz and Paolo C. Grigis), *Solar Phys.* **210**, 1 (2002)
4. Богачёв и др. (S.A. Bogachev, A.S. Ulyanov, A.S. Kirichenko, I.P. Loboda, and A.A. Reva), *Phys. Uspekhi* **63**, 8 (2020).
5. Борисенко А.В., Богачёв С.А., Письма в Астрон. журн. **46**, 802 (2020) [A.V. Borisenko and S.A. Bogachev, *Astron. Lett.* **46**, 751 (2020)].
6. Брукс, Уоррен (D.H. Brooks and H.P. Warren), *Astrophys. J. Lett.* **727**, 1 (2011).
7. Гейс и др. (J. Geiss, G. Gloeckler, and R. von Steiger), *Space Sci. Rev.* **72**, 49 (1995).

8. Голуб и др. (L. Golub, A.S. Krieger, and G.S. Vaiana), *Solar Phys.* **50**, 2 (1976).
9. Гречнев и др. (V.V. Grechnev, S.V. Kuzin, A.M. Urnov, I.A. Zhitnik, A.M. Uralov, S.A. Bogachev, M.A. Livshits, O.I. Bugaenko, et al.), *Solar System Res.* **40**, 4 (2006).
10. Жао и др. (L. Zhao, T.H. Zurbuchen, and L.A. Fisk), *Geophys. Res. Lett.* **36**, 14 (2009).
11. Кириченко А.С., Богачев С.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 884 (2013) [A.S. Kirichenko and S.A. Bogachev, *Astron. Lett.* **39**, 797 (2013)].
12. Кириченко, Богачев (A.S. Kirichenko and S.A. Bogachev), *Astrophys. J.* **840**, 45 (2017).
13. Кригер и др. (A.S. Krieger, A.F. Timothy, and E.C. Roelof), *Solar Phys.* **29**, 2 (1973).
14. Крукер и др. (N.U. Crooker, J.T. Gosling, and S.W. Kahler), *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* **107**, 1028 (2002).
15. Кулхейн и др. (J.L. Culhane, D.H. Brooks, L. van Driel-Gesztelyi, D. Baker, M.L. DeRosa, C.H. Mandrini, L. Zhao, et al.), *Solar Phys.* **289**, 10 (2014).
16. Лобода, Богачёв (I.P. Loboda and S.A. Bogachev), *Astron. Astrophys.* **597**, A78 (2017).
17. Лобода, Богачёв (I.P. Loboda and S.A. Bogachev), *Astrophys. J.* **871**, 2 (2019).
18. Лоусиф (M.L. Loucif), *Astron. Astrophys.* **281**, 1 (1994).
19. Мак Комас и др. (D.J. McComas, S.J. Bame, P. Barker, W.C. Feldman, J.L. Phillips, P. Riley, and J.W. Griffee), *Space Sci. Rev.* **86**, 563 (1998).
20. Макнейл и др. (A.R. Macneil, Ch.J. Owen, D. Baker, D.H. Brooks, L.K. Harra, D.M. Long, and R.T. Wicks), *Astrophys. J.* **887**, 2 (2019).
21. Накагава и др. (Y. Nakagawa, S. Nozawa, and A. Shinbori), *Earth, Planets and Space* **71**, 1 (2019).
22. Нойгебауэр и др. (M. Neugebauer, P.C. Liewer, E.J. Smith, R.M. Skoug, and T.H. Zurbuchen), *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* **107**, 1488 (2002).
23. Ньюбури (J.A. Newbury), *EOS Transact.* **77**, 47 (1996).
24. Оуоки и др. (S.P. Owocki, T.E. Holzer, and A.J. Hundhausen), *Astrophys. J.* **275**, 354 (1983).
25. Рева и др. (A. Reva, S. Shestov, S. Bogachev, and S. Kuzin), *Solar Phys.* **276**, 97 (2012).
26. Стенсби и др. (D. Stansby, L.M. Green, L. van Driel-Gesztelyi, and T.S. Horbury), *Solar Phys.* **296**, 8 (2021).
27. Стоун и др. (E.C. Stone, A.M. Frandsen, R.A. Mewaldt, E.R. Christian, D. Margolies, J.F. Ormes, and F. Snow), *Space Sci. Rev.* **86**, 1 (1998).
28. Фелдман и др. (U. Feldman, E. Landi, and N.S. Schwadron), *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* **110**, A7 (2005).
29. Фу и др. (H. Fu, M.S. Madjarska, L. Xia, B. Li, Zh. Huang, and Zh. Wangguan), *Astrophys. J.* **836**, 2 (2017).
30. Хундхаузен и др. (A.J. Hundhausen, H.E. Gilbert, and S.J. Bame), *Astrophys. J. Lett.* **152**, L3 (1968).
31. Юань-Куэн и др. (Ko. Yuan-Kuen, L.A. Fisk, J. Geiss, G. Gloeckler, and M. Guhathakurta), *Solar Phys.* **171**, 2 (1997).