

ISSN 0320-0108

Том 49, Номер 5

Май 2023



# ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

*Астрономия и космическая астрофизика*

[www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru)



# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 49, номер 5, 2023

---

---

|                                                                                                                                                                                                                                          |     |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Космическое содержание железа<br><i>Н. Н. Чугай</i>                                                                                                                                                                                      | 301 |
| Исследование вспышечной активности BL Lac в период июль—ноябрь 2021 г.<br><i>Л. С. Уголькова, М. С. Пиширков, В. П. Горанский, Н. П. Иконникова, Б. С. Сафонов,<br/>А. М. Татарников, Е. В. Шимановская, М. А. Бурлак, М. Д. Афонина</i> | 308 |
| Can observations of 511 keV line from the M31 galaxy shed light on the AGN jet composition?<br><i>В. А. Nizamov, М. S. Pshirkov</i>                                                                                                      | 322 |
| Противовращающийся газовый диск и звездообразование в S0 галактике NGC 934<br><i>О. К. Сильченко, А. В. Моисеев, Д. В. Опарин, Д. В. Злыднева, Д. В. Козлова</i>                                                                         | 324 |
| Рентгеновское гало пульсара 4U 1538–52 по данным обсерватории СРГ<br><i>А. Е. Штыковский, А. А. Лутовинов, Р. А. Кривонос, М. Р. Гильфанов,<br/>П. С. Медведев, И. А. Мереминский, В. А. Арефьев, С. В. Мольков, Р. А. Сюняев</i>        | 335 |
| Спектральный и временной анализ быстрого рентгеновского транзиента IGR J16195–4945<br>по данным наблюдений СРГ/ART-XC<br><i>М. Н. Сатыбалдиев, И. А. Мереминский, А. А. Лутовинов, Д. И. Карасев,<br/>А. Н. Семена, А. Е. Штыковский</i> | 345 |
| Особенности вспышечного энерговыделения в бессиловых магнитных жгутах<br><i>А. А. Соловьев, Е. А. Киричек</i>                                                                                                                            | 353 |

---

---



## КОСМИЧЕСКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ЖЕЛЕЗА

© 2023 г. Н. Н. Чугай<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15.05.2023 г.

После доработки 02.06.2023 г.; принята к публикации 02.06.2023 г.

Исследуется возможность оценки верхнего предела содержания железа в барионном веществе, при котором фон гамма-излучения от распада изотопа  $^{56}\text{Ni}$ , синтезированного во Вселенной до настоящего времени, вступает в противоречие с наблюдаемым гамма-фоном в МэВ-ном диапазоне. Рассчитана яркость гамма-фона от сверхновых SNe Ia и SN II с учетом эффектов рассеяния и поглощения гамма-квантов в оболочках сверхновых. Показано, что модельная яркость гамма-фона не противоречит наблюдаемому гамма-фону в МэВ-ном диапазоне, если содержание железа в барионном веществе составляет менее 15% от солнечного.

**Ключевые слова:** звезды — сверхновые; сверхновые — нуклеосинтез; внегалактический гамма-фон.

**DOI:** 10.31857/S0320010823050017, **EDN:** CVPHMS

### ВВЕДЕНИЕ

Подавляющая доля железа (92%) приходится на изотоп  $^{56}\text{Fe}$ , который синтезируется при взрывах сверхновых в виде  $^{56}\text{Ni}$ . Он превращается в железо через двухступенчатый бета-распад со средними временами жизни:  $^{56}\text{Ni}$  (8.8 сут) —  $^{56}\text{Co}$  (111.26 сут) —  $^{56}\text{Fe}$  (Надёжин, 1994). Синтез изотопа  $^{56}\text{Ni}$  сверхновыми SN II продемонстрирован прямым детектированием гамма-линий распада  $^{56}\text{Co}$  в сверхновой SN 1987A орбитальной обсерваторией SMM (Мац и др., 1988) и регистрацией жесткого рентгеновского излучения обсерваторией Квант (Сюняев и др., 1987), а в случае сверхновых SN Ia — прямым детектированием гамма-линий распада  $^{56}\text{Co}$  в сверхновой SN 2014J орбитальной обсерваторией INTEGRAL (Чуразов и др., 2014).

Исходя из того, что все железо во Вселенной является продуктом распада  $^{56}\text{Ni}$ , выбрасываемого сверхновыми, Клэйтон и Силк (1969) оценили яркость космического диффузного фона, порождаемого гамма-квантами радиоактивного распада, величиной  $3.3 \times 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ , которая оказалась сопоставимой с наблюдаемым диффузным фоном в диапазоне 1 МэВ. Позднее Клэйтон и Ворд (1975) подтвердили этот вывод путем сравнения рассчитанного с измеренным фоном на Apollo 15. При вычислении гамма-фона были использованы плотность вещества во Вселенной и постоянная

Хаббла, значительно отличающиеся от современных, причем предполагалось солнечное содержание железа во всем веществе, что не вполне реалистично.

Последние соображения служат достаточным основанием для того, чтобы вернуться к такого рода анализу и поставить вопрос несколько иначе, можно ли использовать наблюдения гамма-фона в диапазоне 1 МэВ для оценки верхнего предела содержания железа во всем барионном веществе Вселенной? Вопрос весьма интригующий, поскольку ответа на него нет, а между тем он имеет прямое отношение к истории звездообразования и нуклеосинтеза во Вселенной. Подчеркнем, что подобная постановка вопроса отличается от задач вычисления гамма-фона от сверхновых на основе наблюдательной оценки частоты вспышек сверхновых (Руиз-Лапуенте и др., 2001, 2016; Ивабучи, Кумагаи, 2001; Хориучи, Биком, 2010; Лаки и др., 2014).

Попытка ответить на вопрос о верхнем пределе содержания железа в барионном веществе является основной целью данной работы. В общих чертах задача сводится к вычислению гамма-фона от распада  $^{56}\text{Ni}$  при заданном современном содержании  $^{56}\text{Fe}$  в барионном веществе и заданной зависимости нормированной частоты сверхновых от красного смещения и к последующему сравнению рассчитанного фона с наблюдаемым. Важным отличием нашего исследования от ранних работ (Клэйтон, Силк, 1969; Клэйтон, Вард, 1975), помимо использования современных данных о плотности

\*Электронный адрес: [nchugai@inasan.ru](mailto:nchugai@inasan.ru)

барионов и постоянной Хаббла, является учет переноса гамма-квантов в оболочках термоядерных сверхновых SN Ia и сверхновых, обусловленных коллапсом ядра SNe II.

Предварительные соображения, необходимые для расчета гамма-фона, в частности относительный вклад SNe Ia и SNe II в синтез железа и зависимость частоты вспышек сверхновых от красного смещения, рассматриваются в следующем разделе. В дальнейшем используются космологические параметры  $\Omega_m = 0.3$ ,  $\Omega_b = 0.046$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$  и  $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ .

## СВЕРХНОВЫЕ И СИНТЕЗ ЖЕЛЕЗА

### Относительная роль сверхновых SN Ia и SN II

Первая оценка относительной роли SNe Ia и SNe II в синтезе железа предполагала, что почти все железо в Галактике могут обеспечить SNe II (Арнетт и др., 1989). Позднее Тилеманн и др. (2002) пришли к выводу, что вклад SN Ia в современное содержание железа составляет 50–60%. Оценка была получена, исходя из наблюдаемого отношения числа внегалактических сверхновых SN Ia/SN II при массе железа на одну сверхновую SN Ia и SN II,  $0.6 M_\odot$  и  $0.1 M_\odot$  соответственно.

Можно избрать иной подход к оценке вклада сверхновых, основанный на эволюции содержания железа и кислорода в звездах. Измерение отношения O/Fe в звездах с низкой металличностью, а именно,  $[\text{Fe}/\text{H}] \equiv \lg[(\text{Fe}/\text{H})/(\text{Fe}/\text{H})_\odot] \sim -2.6 \dots -2$ , показывает плато на диаграмме [O/Fe] vs. [Fe/H] на уровне [O/Fe]  $\approx 0.7$  (Ситнова, Машонкина, 2018). Поскольку основной вклад в нуклеосинтез на начальной стадии вносят SNe II, то полученное отношение O/Fe для старых звезд означает, что среднее отношение O/Fe на одну SN II превышает солнечное на множитель  $A = (\text{O}/\text{Fe})/(\text{O}/\text{Fe})_\odot \approx 5$ .

Солнечное отношение (O/Fe) по массе можно выразить через полную массу синтезированного кислорода и железа сверхновыми SN Ia и SN II ( $M_1$  и  $M_2$ ). В пренебрежении вкладом SN Ia в галактическое содержание кислорода солнечное отношение O/Fe можно записать как

$$\left(\frac{\text{O}}{\text{Fe}}\right)_\odot = \frac{M_1(\text{O}) + M_2(\text{O})}{M_1(\text{Fe}) + M_2(\text{Fe})} \approx \quad (1)$$

$$\approx A \left(\frac{\text{O}}{\text{Fe}}\right)_\odot (1 + \mu_{12})^{-1},$$

где  $\mu_{12} = M_1(\text{Fe})/M_2(\text{Fe})$  — относительный вклад сверхновых SN Ia/SN II в синтез железа. Из приведенного соотношения следует интересующая нас

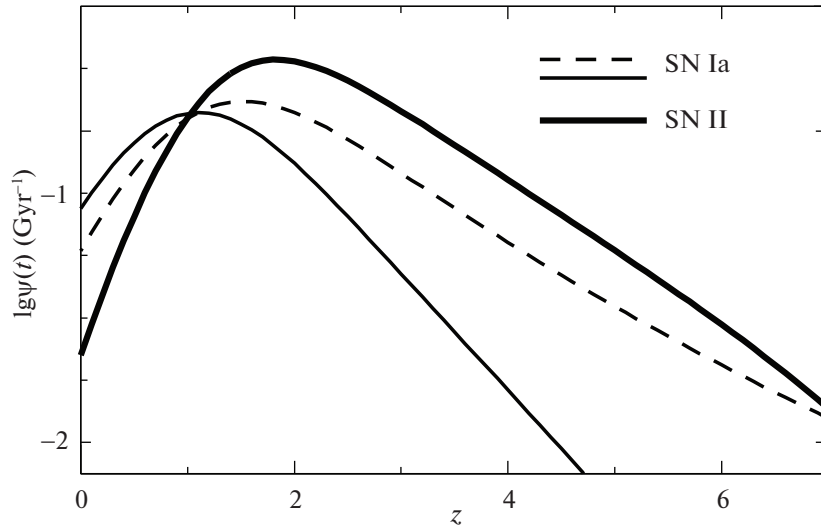
величина  $\mu_{12} \approx 4$ . Это означает, что к современной эпохе вклад сверхновых SN Ia в синтез железа составил около 80%, а на SNe II приходится остальные 20% синтезированного железа.

### Эволюция частоты сверхновых

Для расчета гамма-фона понадобится зависимость нормированной частоты вспышек сверхновых от красного смещения. Частоту вспышек SN II можно полагать пропорциональной темпу звездообразования, поскольку задержка взрыва сверхновой относительно момента рождения массивной звезды ( $\geq 9 M_\odot$ ) мала по сравнению с характерным временем эволюции звездообразования (Мадау, Дикинсон, 2014). Здесь он представлен степенным законом  $\psi_0 \propto (t/t_{\text{br}})^q$  с изломом на возрасте  $t_{\text{br}} = 3.6 \times 10^9$  лет и степенями  $q = 1.2$  и  $-3.4$  при  $t < t_{\text{br}}$  и  $t > t_{\text{br}}$  соответственно.

Темп вспышек SN Ia связан с темпом звездообразования нетривиальным образом. В парадигме двойственности (двойной белый карлик или белый карлик с нормальным компонентом) эволюция предсверхновых SN Ia может занимать время, сопоставимое с возрастом Вселенной (Тутуков, Юнгельсон, 1994). Частота вспышек SN Ia описывается интегральным преобразованием свертки темпа звездообразования с функцией распределения времени запаздывания взрыва относительно рождения предсверхновой  $p(\tau)$ . Последние наблюдательные оценки сходятся на аппроксимации  $p(\tau) \propto \tau^{-1}$  (Фромайер и др., 2019). Функция  $p(\tau)$  отлична от нуля при  $\tau > \tau_0$ , причем время задержки  $\tau_0$  определяется не вполне надежно и может принимать значения в диапазоне от  $10^8$  лет (Тутуков, Юнгельсон, 1994) до  $5 \times 10^8$  лет (Юнгельсон, 2010; Кобаяши и др., 2020). В литературе фигурируют и немонотонные представления функции  $p(\tau)$  в попытке учесть различные сценарии эволюции предсверхновых SN Ia и модели взрыва (Кобаяши и др. 2020). Мы ограничимся сценарием взрыва СО чандрасекаровского карлика, который наиболее адекватно воспроизводит диаграмму [O/Fe] vs. [Fe/H] (Кобаяши и др., 2020) и рассмотрим два предельных случая задержки  $\tau_0 = 10^8$  лет и  $\tau_0 = 5 \times 10^8$  лет.

Оба варианта частоты вспышек SN Ia, а также темп вспышек SN II в зависимости от красного смещения  $z$  приведены в нормированном виде (интеграл равен единице) на рис. 1. Используемая здесь связь возраста Вселенной с красным смещением определяется соотношением  $dt = da/\dot{a}$ , где безразмерный радиус Вселенной  $a = 1/(1+z)$ , а темп расширения в пренебрежении вкладом излучения составляет  $\dot{a}/a = H_0[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}$  (Пиблс, 1993).



**Рис. 1.** Сопутствующий нормированный темп звездообразования в зависимости от красного смещения (толстая линия) согласно Мадау и Дикинсон (2014), и также темп вспышек SN Ia при задержке  $\tau_0 = 10^8$  лет (штриховая линия) и  $\tau_0 = 5 \times 10^8$  лет (тонкая линия).

## ГАММА-ФОН РАСПАДА $^{56}\text{Ni}$

### Модель

При расчете фотонной яркости фона, обусловленного изотропно распределенными источниками вдоль красного смещения с коэффициентом излучения  $4\pi j = g(\epsilon, z)$  ( $\text{см}^{-3} \text{ с}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$ ), можно использовать два подхода. В одном из них вычисляется плотность излучения фона путем интегрирования плотности источников по объему (Руиз-Лапуэнте и др., 2016), в другом непосредственно вычисляется яркость, в данном случае фотонная,  $\phi(\epsilon_0)$  ( $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ МэВ}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ ) как формальное решение уравнения переноса с источниками без поглощения на пути распространения фотонов

$$\phi(\epsilon_0) = \frac{c}{4\pi} \int_{t_{\text{em}}}^{t_0} \frac{g(\epsilon, z) dt}{(1+z)^2}, \quad (2)$$

где энергия фотона  $\epsilon$  на красном смещения  $z$  связана с наблюдаемой энергией  $\epsilon_0$  соотношением  $\epsilon = (1+z)\epsilon_0$ . Множитель  $1/(1+z)^2$  учитывает уменьшение интервала энергии и темпа прихода фотонов в системе наблюдателя. Подобный подход использовал Пиблс (1993) при анализе оптического фона. С помощью дифференциального соотношения  $dt/dz = 1/[H_0(1+z)E(z)]$ , где  $E(z) = [(1+z)^3\Omega_m + \Omega_\Lambda]^{1/2}$ , интегрирование по времени сводится к интегрированию по  $z$

$$\phi(\epsilon_0) = \frac{c}{4\pi H_0} \int_0^{z_{\text{max}}} \frac{g(\epsilon, z) dz}{(1+z)^3 E(z)}. \quad (3)$$

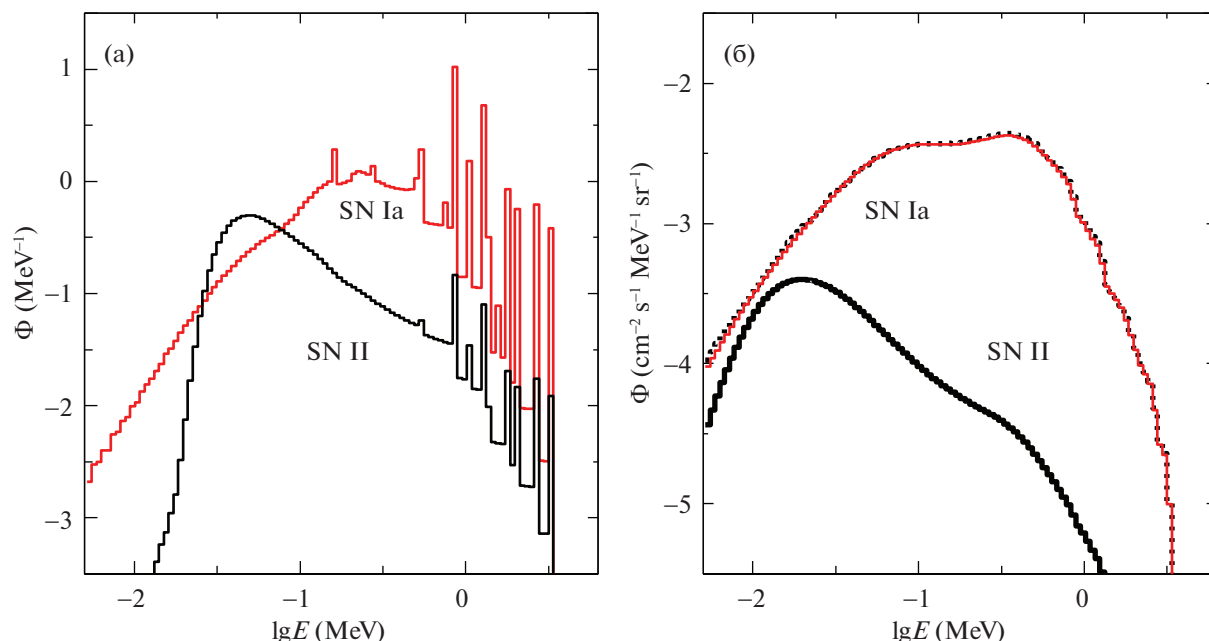
Яркость фона вычисляется независимо для каждого типа сверхновых, так что  $\phi = \phi_1 + \phi_2$ , где индексы  $k = 1, 2$  для SN Ia и SN II соответственно. Коэффициент излучения для данного типа сверхновой

$$g_k(\epsilon, z) = \omega_k f(56) \rho_0 (1+z)^3 \times \quad (4)$$

$$\times \Omega_b X \psi_k(z) (N_A/56) \Phi_k(\epsilon),$$

где  $\omega_1 = 0.8$  и  $\omega_2 = 0.2$  — вклады SN Ia и SN II,  $f(56) = 0.92$  — доля изотопа  $^{56}\text{Fe}$ ,  $\rho_0$  — критическая плотность,  $\Omega_b$  — доля барионного вещества,  $X$  — среднее современное содержание железа в барионном веществе,  $\psi_k(z)$  — нормированный темп производства  $^{56}\text{Ni}$  для данного типа сверхновых,  $N_A$  — число Авогадро,  $\Phi_k(\epsilon)$  ( $\text{МэВ}^{-1}$ ) — интегрированный по времени (600 дней) спектр вылетающих из оболочки гамма-квантов на одно ядро  $^{56}\text{Ni}$  для данного типа сверхновой с учетом рассеяния и поглощения квантов.

На первый взгляд для SN Ia имеет место значительная неопределенность, связанная с отсутствием консенсуса относительно доминирующей модели взрыва. Вместе с тем результаты расчета гамма-спектра (Руиз-Лапуэнте и др., 2016) для трех различных моделей: полностью перемешанной модели W7 (Номото и др., 1984), 3D-модели с задержанной детонацией (Рёпке и др., 2012) и модели слияния двух СО-карликов с последующим взрывом (Пакмор и др., 2012), приводят к идентичным спектрам в области максимума гамма-спектра. Данное обстоятельство связано с тем, что при одинаковой массе и энергии взрыва, и практически полном перемешивании  $^{56}\text{Ni}$  в оболочке



**Рис. 2.** (а) — Спектр гамма-излучения SN Ia и SN II в системе координат покоя, рассчитанный на одно ядро  $^{56}\text{Ni}$  и суммированный за период 600 дней после взрыва. (б) — Спектры фотонной яркости фона в системе наблюдателя для SN Ia с энергией 1.3 В (красная линия) и 1 В (синяя линия), а также SN II (черная линия), с учетом вклада SN Ia (80%) и SN II (20%) и в предположении современного среднего содержания железа в барионном веществе  $X(\text{Fe}) = 0.15X(\text{Fe})_{\odot}$ .

во всех моделях получаются близкие величины лучевой концентрации для данной эпохи.

Сказанное выше дает основание рассматривать относительно простую модель SN Ia, а именно, гомологически расширяющуюся оболочку однородной плотности и химического состава. Принятые ниже для SN Ia масса  $1.4 M_{\odot}$  и энергия  $1.3 \times 10^{51}$  эр (или 1.3 В) соответствуют модели W7. Для “средней” сверхновой SN II используется масса оболочки  $13 M_{\odot}$ , соответствующая начальной массе звезды  $15 M_{\odot}$ , кинетическая энергия 1 В и перемешивание  $^{56}\text{Ni}$  во внутренней зоне с массой  $2.8 M_{\odot}$ . Вариация этого параметра не приводит к заметным изменениям гамма-спектра в области максимума интенсивности.

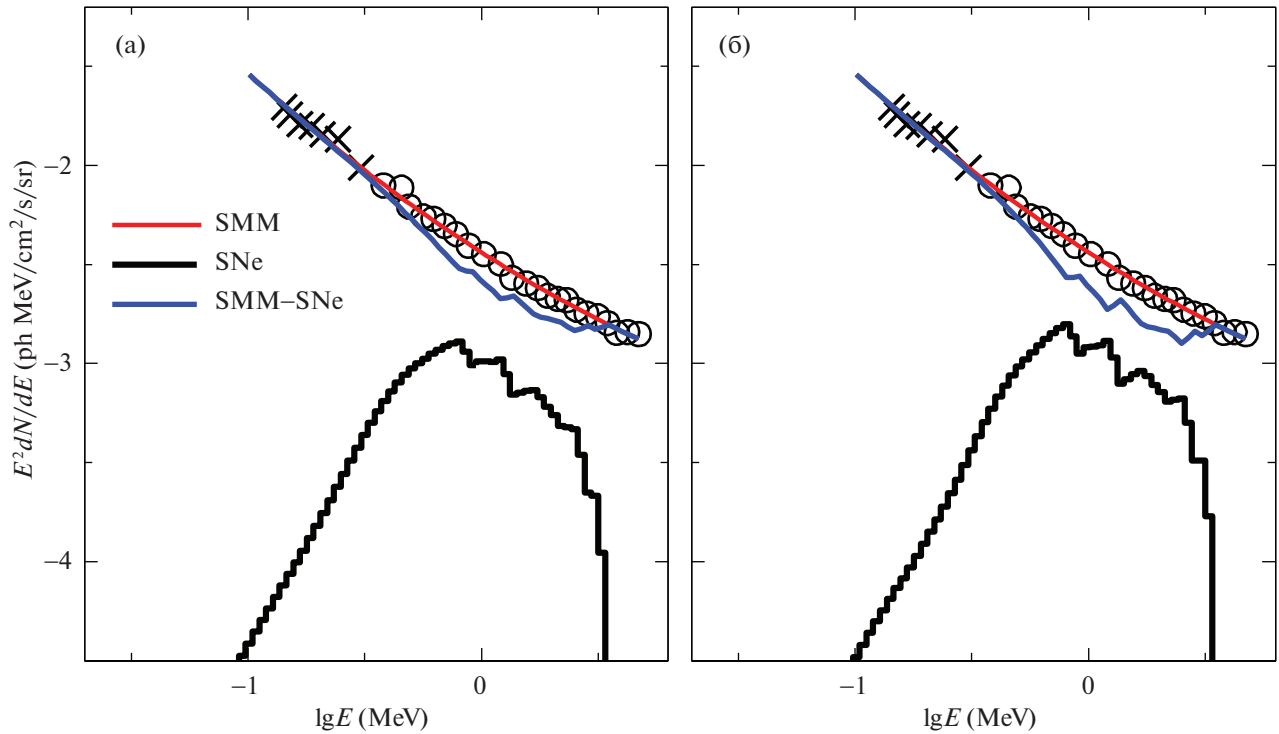
### Моделирование гамма-фона

Спектр выходящего гамма-излучения от распада  $^{56}\text{Ni}$ — $^{56}\text{Co}$ — $^{56}\text{Fe}$  в системе координат покоя рассчитывается методом Монте-Карло для каждого момента времени с шагом 6 дней и затем суммируется в общий спектр излученный сверхновой за 600 дней. Энергия фотонов и их вероятности излучения приняты согласно работе (Надёжин, 1994).

Излученный при распаде фотон испытывает комптоновское рассеяние с дифференциальным сечением Клейна—Нишины и может выйти из оболочки с потерей значительной доли энергии или поглотиться, в основном в К-полосе металлов.

Коэффициенты поглощения взяты из базы NIST. Химический состав вещества SN Ia представлен равными долями Fe и Si. Различия в коэффициенте поглощения между Fe, Ni и Co относительно малы и позволяют пренебречь изменением химического состава из-за распада. В случае SN II учитывается поглощение элементами O, Mg, Si, Fe при массе железа  $0.044 M_{\odot}$  в соответствии со средней массой  $^{56}\text{Ni}$  в SN II (Андерсон, 2019) и с массами O, Mg, Si, равными 0.68, 0.027 и  $0.11 M_{\odot}$ , соответственно, в согласии с данными нуклеосинтеза в модели s15A (Вусли, Уивер, 1995). Указанные массы были увеличены на величину массы этих элементов в водородной оболочке предсверхновой при солнечном содержании.

Рассчитанный спектр для SN Ia и SN II в системе координат покоя на одно ядро  $^{56}\text{Ni}$  представлен на рис. 2а. Спектры качественно согласуются со спектрами, рассчитанными Ватанабе и др. (1999) и Ивабучи и Кумагаи (2001). Спектры фотонной яркости фона обусловленного SN Ia (80%) и SN II (20%) в предположении современного среднего содержания железа в барионном веществе  $X(\text{Fe}) = 0.15X(\text{Fe})_{\odot}$  показаны на рис. 2б. В случае SN Ia представлены два варианта с энергией 1.3 В и 1 В. При фиксированной массе энергия определяет время просветления оболочки для гамма-квантов  $t \propto 1/\sqrt{E}$ . Рисунок демонстрирует слабую зависимость спектра фотонной яркости фона от энергии и, следовательно, от выбора доминирующей



**Рис. 3.** (а) — Фотонный спектр фона от SN Ia (80%) и SN II (20%) в предположении современного среднего содержания железа в барионном веществе  $X(\text{Fe}) = 0.15X(\text{Fe})_{\odot}$  для случая  $\tau_0 = 10^8$  лет в сравнении с наблюдаемой фотонной яркостью фона по данным SMM (круги) и HEAO-1 (кресты). Пунктир показывает аппроксимацию фона полиномом второго порядка, а красная линия показывает разность между наблюдаемым фоном и вычисленным фоном от распада  $^{56}\text{Ni}$  (гистограмма). (б) — То же, что и на рис. 3а, но для случая  $\tau_0 = 5 \times 10^8$  лет.

модели SN Ia. Используются соответствующие зависимости темпа производства  $^{56}\text{Ni}$  от красного смещения, представленные на рис. 1, причем темп вспышек SN Ia соответствует случаю  $\tau_0 = 10^8$  лет. Сверхновые SN II, как следует из рис. 2, вносят незначительный вклад в гамма-фон по сравнению со сверхновыми SN Ia. Это обусловлено двумя причинами: малым вкладом SN II в синтез  $^{56}\text{Ni}$  и малой долей МэВ-ных гамма-квантов, покидающих оболочку.

Интегральный спектр фотонной яркости, рассчитанный для современного содержания железа в барионном веществе  $X(\text{Fe}) = 0.15X(\text{Fe})_{\odot}$  для двух случаев эволюции темпа вспышек SN Ia ( $\tau_0 = 10^8$  лет и  $5 \times 10^8$  лет), сравнивается с МэВ-ным диффузным фоном по данным SMM (Ватанабе и др., 1997) и HEAO-1 (Кинзер и др., 1997) (рис. 3). Оценка вклада сверхновых в наблюдаемый фон является по сути некорректной задачей в отсутствие детального знания о всех компонентах, составляющих наблюдаемый фон. По этой причине мы свели проблему оценки вклада сверхновых к вычислению фона в отсутствие вклада сверхновых, символически:  $bgr_0 = bgr_{\text{obs}} - bgr_{\text{sn}}$ . Спектр наблюдаемого фона аппроксимирован полиномом

второго порядка  $bgr_{\text{obs}}$  со среднеквадратичным отклонением данных в  $\sim 2\%$ .

Восстановленный “наблюдаемый” фон  $bgr_0$  без вклада сверхновых в случае  $X(\text{Fe}) = 0.15X(\text{Fe})_{\odot}$  показывает отчетливую депрессию ( $\chi^2/\text{dof} \approx 10$ ) в диапазоне энергий фона от сверхновых. При  $\tau_0 = 5 \times 10^8$  лет депрессия глубже, поскольку максимум темпа вспышек SN Ia приходится на меньшие красные смещения (рис. 1). Восстановленный фон  $bgr_0$  выглядит так, как будто разные источники фона “договорились” образовать депрессию там, где должен присутствовать основной вклад сверхновых. Такая возможность крайне маловероятна и ее следует отвергнуть. Это означает, что современное среднее космическое содержание железа в барионном веществе составляет заведомо менее 15% от солнечного.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью работы был ответ на вопрос, каков верхний предел современного содержания железа в барионном веществе, которое не противоречит наблюдаемому МэВ-ному диффузному фону. Основной результат состоит в том, что космический



**Таблица 1.** Основные компоненты барионного вещества

| Компонент                                   | $\Omega_i/\Omega_b$ | $Z/Z_\odot$ |
|---------------------------------------------|---------------------|-------------|
| <b>Галактики:</b>                           |                     |             |
| Звезды                                      | 0.07                | $1^a$       |
| Холодный газ                                | 0.017               | $0.5^b$     |
| Горячий газ                                 | 0.05                | 0.5         |
| <b>Межгалактический газ:</b>                |                     |             |
| Горячий газ скоплений                       | 0.04                | $0.4^c$     |
| L $\alpha$ лес                              | 0.28                | $0.15^d$    |
| WHIM $T < 5 \times 10^5$ K                  | 0.15                | $0.1-0.2^e$ |
| WHIM $T > 5 \times 10^5$ K                  | 0.39                | $0.1-0.2^e$ |
| $\langle Z/Z_\odot \rangle = 0.24 \pm 0.03$ |                     |             |

<sup>a</sup> Галлацци и др. (2008), <sup>b</sup> Де Чиа и др. (2021), <sup>c</sup> Балестра и др. (2007), <sup>d</sup> Рафельски и др. (2012), <sup>e</sup> Никастро и др. (2018).

гамма-фон, порождаемый распадом  $^{56}\text{Ni}$ , согласуется с диффузным фоном, если современное содержание железа в барионном веществе составляет менее 15% от солнечного. Примечательно, что результат нечувствителен к энергии взрыва SN Ia.

Интересно сравнить найденный верхний предел с имеющимися оценками металличности барионного вещества (табл. 1). В таблице приведены доли основных компонентов  $\Omega_i/\Omega_b$  (Никастро и др., 2018) и оценки их металличности. Для газа скоплений галактик и L $\alpha$  леса, приведенные оценки металличности соответствуют минимальным красным смещениям в представленных данных (Балестра и др., 2007; Рафельски и др., 2012 соответственно). В случае “тепло-горячей межгалактической среды” (английская аббревиатура WHIM), доля ее горячей фракции ( $T > 5 \times 10^5$  K) оценивается в диапазоне 9–40% (Никастро и др., 2018). В таблице указана доля WHIM  $\Omega_i/\Omega_b = 0.39$ , полученная из условия нормировки суммы долей всех компонентов на единицу. В последней строке таблицы указана средняя металличность барионного вещества  $\langle Z_b/Z_\odot \rangle = \Sigma(\Omega_i/\Omega_b)(Z/Z_\odot) \sim 0.24 \pm 0.03$ . Нижний и верхний предел здесь определяются диапазоном металличности WHIM.

При сравнении содержания железа в барионном веществе с основными компонентами (L $\alpha$ -лес и WHIM) следует учитывать, что металличность последних оценивается по спектрам  $\alpha$ -элементов, тогда как металличность на основе железа [Fe/H] может заметно отличаться от металличности [ $\alpha$ /H] на основе  $\alpha$ -элементов. В самом деле, в нашей

Галактике при [Fe/H] =  $-0.8$ , что соответствует отношению  $(\text{Fe}/\text{H}) = 0.15(\text{Fe}/\text{H})_\odot$ , избытки содержания элементов с  $\alpha$ -частичными ядрами C, O, Mg, Si составляют  $[\text{element}/\text{Fe}] = 0.15, 0.4, 0.25$  и  $0.25$  соответственно (Жао и др., 2016). Это правило имеет место и для L $\alpha$  леса: в интервале металличностей  $-2.7 < [\text{metals}/\text{H}] < -0.2$  различие в содержании составляет  $[\alpha/\text{H}] - [\text{Fe}/\text{H}] \approx 0.3$  (Рафельски и др., 2012). Приведенные выше аргументы означают, что содержание железа в основных компонентах барионного вещества составляет около 10% от солнечного, в согласии с полученным нами верхним пределом 15%.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андерсон (J.P. Anderson), *Astron. Astrophys.* **628**, A7 (2019).
- Арнетт (W.D. Arnett, D.N. Schramm, and J.W. Truran), *Astrophys. J.* **339**, L25 (1989).
- Балестра и др. (I. Balestra, P. Tozzi, S. Ettori, P. Rosati, S. Borgani, V. Mainieri, C. Norman, and M. Viola), *Astron. Astrophys.* **462**, 429 (2007).
- Ватанабе и др. (K. Watanabe, D.H. Hartmann, M.D. Leising, L.S. The, G.H. Share, and R.L. Kinzer), *Fourth Compton Symp. AIP Conf. Proceed.* **410**, 1223 (1997).
- Ватанабе и др. (K. Watanabe, D.H. Hartman, M.D. Leising, and L.S. The), *Astrophys. J.* **516**, 285 (1999).
- Вусли, Уивер (S.E. Woosley and T.A. Weaver), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **101**, 181 (1995).
- Галлацци и др. (A. Gallazzi, J. Brinchmann, S. Charlot, and S.D.M. White), *MNRAS* **383**, 1439 (2008).
- Жао и др. (G. Zhao, L. Mashonkina, H.L. Yan, S. Alexeeva, C. Kobayashi, Yu. Pakhomov, J.R. Shi, T. Sitnova, et al.), *Astrophys. J.* **833**, 225 (2016).
- Ивабучи, Кумагай (K. Iwabuchi and S. Kumagai), *Publ. Astron. Soc. Japan* **53**, 669 (2001).
- Кинзер и др. (R.L. Kinzer, G.V. Jung, D.E. Gruber, J.L. Matteson, and L.E. Peterson), *Astrophys. J.* **475**, 361 (1997).
- Клэйтон, Силк (D.D. Clayton and J. Silk), *Astrophys. J.* **158**, L43 (1999).
- Клэйтон, Вард (D.D. Clayton and R.A. Ward), *Astrophys. J.* **198**, 241 (1975).
- Кобаяши и др. (C. Kobayashi, A.I. Karakas, and M. Lugaro), *Astrophys. J.* **900**, 179 (2020).
- Лаки и др. (B.C. Lacki, C. Brian, S. Horiuchi, and J.F. Beacom), *Astrophys. J.* **786**, 40 (2014).
- Мадау, Дикинсон (P. Madau and M. Dickinson), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **52**, 415 (2014).
- Мац и др. (S.M. Matz, G.H. Share, and E.L. Chupp), *AIP Conf. Proceed.* **170**, 51 (1988).
- Надёжин (D.K. Nadyozhin), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **92**, 527 (1994).

18. Никастро и др. (F. Nicastro, J. Kaastra, Y. Krongold, S. Borgani, E. Branchini, R. Cen, M. Dadina, C.M. Danforth, et al.), *Nature* **558**, 406 (2018).
19. Номото (K. Nomoto, F.-K. Thielemann, and K. Yokoi), *Astrophys. J.* **286**, 644 (1984).
20. Пакмор и др. (R. Pakmor, M. Kromer, S. Taubenberger, S.A. Sim, F.K. Ropke, and W. Hillebrandt), *Astrophys. J.* **747**, L10 (2012).
21. Пиблс (P.J.E. Peebles), *Principles of physical cosmology* (Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1993).
22. Рафельски (M. Rafelski, A.M. Wolfe, J.X. Prochaska, M. Neeleman, and A.J. Mendez), *Astrophys. J.* **755**, 89 (2012).
23. Рёпке и др. (F.K. Röpke, M. Kromer, I.R. Seitenzahl, R. Pakmor, S.A. Sim, S. Taubenberger, F. Ciaraldi-Schoolmann, W. Hillebrandt, et al.), *Astrophys. J.* **750**, L19 (2012).
24. Руиз-Лапуенте и др. (P. Ruiz-Lapuente1, L.-S. The, and D.H. Hartmann), *Astrophys. J.* **812**, 142 (2016).
25. Ситнова Т.М., Машонкина Л.И., Письма в Астрон. журн. **44**, 450 (2018) [T.M. Sitnova and L.I. Mashonkina, *Astron. Lett.* **44**, 411 (2018)].
26. Сюняев и др. (R. Sunyaev, F. Kaniovsky, V. Efremov, M. Gilfanov, E. Churazov, S. Grebenev, et al.), *Nature* **330**, 227 (1987).
27. Тилеманн и др. (K.-F. Thielemann, D. Argast, F. Brachwitz, et al.), *Astrophys. Space Sci.* **281**, 25 (2002). Тутуков, Юнгельсон (A.V. Tutukov and L.R. Yungelson), *MNRAS* **268**, 871 (1994).
28. Фромайер и др. (C. Frohmaier, M. Sullivan, P.E. Nugent, et al.), *MNRAS* **486**, 2308 (2019).
29. Хориучи, Биком (S. Horiuchi1 and J.F. Beacom), *Astrophys. J.* **723**, 329 (2010).
30. Де Чиа и др. (A. De Cia, E.B. Jenkins, A.J. Fox, C. Ledoux, T. Ramburuth-Hurt, Ch. Konstantopoulou, P. Petitjean, and J.-K. Krogager), *Nature* **597**, 206 (2021).
31. Чуразов и др. (E. Churazov, R. Sunyaev, J. Isern, J. Knodlseder, P. Jean, F. Lebrun, N. Chugai, S. Grebenev, E. Bravo, S. Sazonov, and M. Renaud), *Nature* **512**, 406 (2014).
32. Юнгельсон Л.Р., Письма в Астрон. журн. **36**, 832 (2010) [L.R. Yungelson, *Astron. Lett.* **36**, 780 (2010)].

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ BL Lac В ПЕРИОД ИЮЛЬ–НОЯБРЬ 2021 г.

© 2023 г. Л. С. Уголькова<sup>1\*</sup>, М. С. Пширков<sup>1,2</sup>, В. П. Горанский<sup>1,3</sup>, Н. П. Иконникова<sup>1</sup>,  
Б. С. Сафонов<sup>1</sup>, А. М. Татарников<sup>1</sup>, Е. В. Шимановская<sup>1</sup>, М. А. Бурлак<sup>1</sup>, М. Д. Афонина<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ  
ФИАН, Пушкино, Россия

<sup>3</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Поступила в редакцию 15.11.2022 г.

После доработки 19.05.2023 г.; принята к публикации 02.06.2023 г.

Источник BL Lac демонстрировал повышенную активность с августа 2020 до июля 2022 г. Максимум этой активности пришелся на период июль–август 2021 г. В этот период источник достиг исторических максимумов яркости в различных энергетических диапазонах. Наблюдения этого нестандартного максимума проводились сотрудниками ГАИШ Крымской станции ГАИШ и на телескопах Кавказской горной обсерватории (КГО ГАИШ МГУ). Были получены данные фотометрических наблюдений в оптическом диапазоне и ближней инфракрасной области, а также поляризметрические данные в оптике. При исследовании корреляции оптического и гамма-излучения, оптического и ИК-излучения подтвердилась ее высокая степень с почти нулевым запаздыванием — это значит, что области излучения пространственно совпадают либо расположены очень близко друг от друга. Степень линейной поляризации в исследуемый период менялась в широких пределах, достигая значения 20%, причем наблюдалась антикорреляция степени линейной поляризации с яркостью объекта. Подобный характер изменения наблюдался и в предшествующие вспышки этого объекта. Изменения направления вектора напряженности электрического поля (EVP) показывают зависимость от скорости изменения яркости объекта. Угол вектора напряженности электрического поля сильно менялся при вспышках, а в моменты медленного изменения интенсивности менялся медленно.

**Ключевые слова:** блазары, лацертиды, поляризация, джет, аккреция.

**DOI:** 10.31857/S0320010823050078, **EDN:** GNKVZV

### ВВЕДЕНИЕ

BL Lac является объектом-прототипом для лацертид — одного из подклассов блазаров. Этот источник расположен сравнительно близко,  $z = 0.069$ ,  $D = 300$  Мпк, в его центре находится сверхмассивная черная дыра с массой около  $10^8 M_{\odot}$ . Во время вспышек полная светимость джета достигает  $10^{46}$  эрг/с (Саакян, Джиомми, 2022). Блазары — это разновидность активных ядер галактик (АЯГ), характеризующаяся наличием релятивистского джета, ориентированного под малым углом к лучу зрения наблюдателя  $< 20^\circ$  (Урри, Падовани, 1995). Считается, что релятивистские эффекты играют определяющую роль в наблюдаемых свойствах блазаров (Блэндфорд, Рис,

1978; Блэндфорд, Пэйн, 1982). В современных теоретических моделях предполагается, что джет образуется вблизи центральной черной дыры, за счет энергии ее вращения, или энергии, выделяющейся при аккреции вещества (Блэндфорд, Знайек, 1977). В обоих случаях подразумевается существование связи между светимостью джета и темпом аккреции вещества на черную дыру (ЧД). Распределение энергии в спектре лацертид имеет характерный двугорбый вид. Источником излучения лацертид от радио- до оптического диапазона (а в некоторых случаях и рентгеновского), соответствующего области первого максимума, является синхротронное излучение в джете блазара (Брегман и др., 1981; Урри, Мушоцкий, 1982). Наиболее популярна так называемая лептонная модель, где рентгеновское и гамма-излучение второго максимума вызваны обратным комптоновским рассеянием фотонов фона

\*Электронный адрес: lsu1@mail.ru

на популяции электронов, задействованных в синхротронном излучении (см., например, Самбруна и др., 1996; Ботчер, 2007).

В альтернативной модели высокоэнергичные фотоны образуются при синхротронном излучении протонов. Это так называемая адронная модель, описанная, например, в работе (Мюке, Протеро, 2001).

Блазары образуют самый многочисленный класс объектов, отождествленных с источниками гамма излучения (Хартман и др., 1999; Абдо и др., 2010), их активно исследуют с высоким угловым разрешением с использованием методов радиоинтерферометрии на VLBA (Very Long Baseline Array) (см., например, Джорстед и др., 2017) и на космическом радиотелескопе Радиоастрон (Ковалев и др., 2020а).

Многочисленные наблюдения в радиодиапазоне показывают, что джет представляет собой узкоколлимированный выброс из центральной области АЯГ. Наиболее вероятная причина происхождения джета связана с вращением магнитных полей на больших масштабах (Сикора и др., 2005). Ударные волны в джете разгоняют электроны до энергий, достигающих  $10^{12}$  эВ. Эти электроны излучают низкочастотное синхротронное излучение. Синхротронная компонента спектра приходится на область электромагнитного спектра от радио до мягкого рентгена, пиковая частота этого излучения может находиться в довольно широком диапазоне частот от  $10^{12}$  до  $10^{18}$  Гц (обычно в ИК/оптике). Многочисленные работы в оптике, используя многоволновые наблюдения лацертид, представляют их спектральное распределение энергии. Максимумы потоков низкочастотного и высокочастотного находятся на одном уровне.

Синхротронное происхождение оптического излучения объясняет наблюдаемую сравнительно высокую степень поляризации в оптическом излучении блазаров. Положение вектора напряженности электрического поля (ЕVPA) и степень поляризации ( $p$ ) нестабильны (см., например, Уемура и др., 2010; Маршер и др., 2008; Гаген-Торн и др., 2002а; Раитери и др., 2013; Уивер и др., 2020; Джорстед и др., 2022). Часто наблюдается корреляция между потоком от блазара и степенью поляризации, которая, однако, может нарушаться. Одной из причин этого является присутствие других поляризованных компонент. Существуют и другие причины (см. раздел “Обсуждение”). Особенно важны поляриметрические измерения в разных областях спектра, которые позволяют детально изучить структуру джета и область, в которой он формируется.

В настоящей работе сделана попытка проанализировать данные по BL Lac в момент максимума его

активности и найти некоторые закономерности и особенности с использованием данных наблюдений в оптическом, ближнем ИК- и гамма-диапазонах излучения.

## НАБЛЮДЕНИЯ

### Оптический и ИК-диапазоны

Наблюдения в этот период активности BL Lac проводились с помощью 60-см телескопа Кавказской горной обсерватории Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова (КГО), оснащенного CCD-камерой Andor iKON-L ( $2048 \times 2048$  пикселей, размер пикселя 13.5 мкм, масштаб 0.67 угл. сек на пиксель, датчик с задней подсветкой) в фотометрических диапазонах  $BVR_{cI}$  системы Джонсона–Казинса. Поле зрения фотометрического телескопа с установленной камерой составляет  $22 \times 22$  угл. мин (Бердников и др., 2020). Размер типичного FWHM изображений варьировался от ночи к ночи от 1.2 до 2.5 сек. дуги в зависимости от состояния атмосферы. Для одного измерения получалось по три кадра с экспозициями 60, 20, 10 и 10 с в  $B$ ,  $V$ ,  $R_c$  и  $I_c$ -полосах соответственно. В данной статье анализируются данные, полученные в  $R_c$ -полосе. Редукция кадров включала в себя исправление за нулевой уровень, темновой ток и плоское поле, снятое по сумеречному небу. Наблюдения и редукция проводились с помощью программы Maxim DL6. В качестве звезд сравнения использовались три объекта из архива Виртуальной обсерватории СПбГУ, участника международного проекта WEBT (Whole Earth Blazar Telescope). Небольшая часть данных получена на телескопе Цейсс-600 Крымской станции ГАИШ (диаметр зеркала 600 мм, фокусное расстояние 7.5 м, прибор — UBVR<sub>I</sub>-фотометр на основе матрицы FLI PL 16803) и на телескопе Цейсс-1000 обсерватории CAO РАН (диаметр зеркала 1016 мм, фокусное расстояние 13.3 м, приборами-CCD UBVR<sub>I</sub>-фотометр с матрицей EEV 42-40) (см. табл. 1).

Наблюдения и их обработка проводились аналогично наблюдениям на телескопе КГО. Можно отметить очень хорошее совпадение (в пределах

**Таблица 1.** Инструменты, которые использовались в наблюдениях

| Период наблюдений     | Обсерватория | Инструмент |
|-----------------------|--------------|------------|
| 27.04.2021–30.12.2021 | КГО ГАИШ МГУ | RC-600     |
| 02.08.2021–14.08.2021 | КрСт ГАИШ    | Цейсс-600  |
| 19.06.2021–07.11.2021 | CAO РАН      | Цейсс-1000 |

ошибок) наших результатов и результатов группы СПбГУ в пересекающиеся эпохи наблюдений. Ошибка фотометрических наблюдений и обработки составляет 0.01–0.02 зв. величин для наших наблюдений на всех телескопах.

*ЖНК*-фотометрия BL Lac была выполнена с помощью инфракрасной камеры ASTRONIRCAM (Наджиб и др., 2017), установленной на 2.5-м телескопе КГО. Наблюдения проводились с использованием дизеринга — небольших смещений телескопа между отдельными короткими экспозициями (от 0.5 до 3 с в зависимости от блеска объекта и фотометрической полосы). Одно наблюдение включало в себя от 8 до 20 кадров в каждой полосе. Каждый кадр корректировался за нелинейность и плоское поле. Обработка производилась покадрово методом апертурной фотометрии со звездой 2MASS J22024541+4216354 в качестве стандарта. Звездные величины стандарта были взяты из каталога 2MASS (Скрутски и др., 2006) и преобразованы в систему МКО в соответствии с калибровкой (Леггет и др., 2006):  $J(\text{МКО}) = 9.761$ ,  $H(\text{МКО}) = 8.991$ ,  $K(\text{МКО}) = 8.807$ . Ошибка полученных результатов не превышает 0.02 зв. величины.

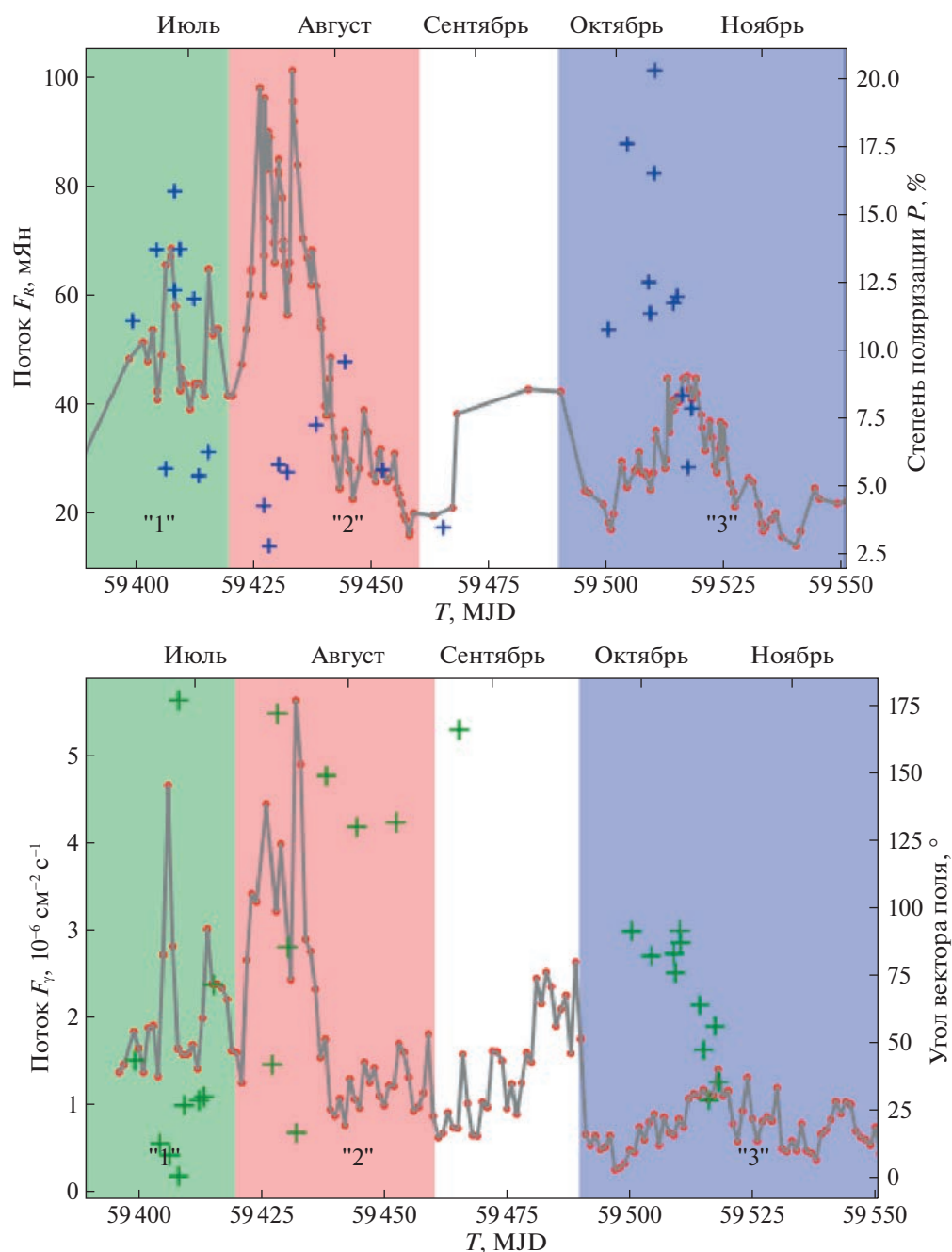
### Поляриметрия

Спекл-поляриметр — это двухлучевой поляриметр, в котором используется ПЗС-матрица с электронным усилением Andor iXon 897 в качестве детектора. В качестве светоделителя используется призма Волластона, детектор получает изображения, соответствующие двум ортогональным направлениям поляризации одновременно. Модулятор — полуволновая пластина — устанавливается на входе прибора. Это позволяет получить полную информацию о линейной поляризации и применить метод двойной разности для устранения большинства нежелательных эффектов поляризации, возникающих в приборе. BL Lac наблюдался с использованием режима быстрой поляриметрии. В этом режиме детектор непрерывно получает серию кадров. В то же время полуволновая пластина вращается с постоянной скоростью. Для BL Lac продолжительность серии составляла 2000–3000 кадров, экспозиция одного кадра составляла 0.15 с. Промежутки между кадрами незначительны благодаря технологии кадрового переноса. Скорость вращения полуволновой пластины составляла 60 градусов в секунду. Поле зрения спекл-поляриметра составляет  $5 \times 10$  угл. сек, следовательно, одна серия содержала данные только для BL Lac. Мы использовали стандартный фильтр  $R_c$ . Прибор установлен в фокусе Нэсмита

2.5-м телескопа КГО. Поправка за инструментальную поляризацию была применена путем умножения расчетного вектора Стокса на обратную матрицу Мюллера телескопа. Точность поляриметрии при наблюдениях в фокусе Нэсмита после коррекции за инструментальную поляризацию составляет 0.05% для звезд с собственной поляризацией  $p < 1\%$ . Для значительно поляризованных звезд погрешность возрастает: она составляет 0.046 от доли поляризации (см. Сафонов и др., 2017). Для более поляризованных объектов точность ограничивается эффектом двулучепреломления в призмах компенсатора атмосферной дисперсии, а также качеством коррекции за инструментальную поляризацию (в тех случаях, когда наблюдения выполняются в фокусе Нэсмита). Компенсатор дисперсии приводит к появлению дополнительной относительной погрешности определения доли поляризации в размере 0.057 и дополнительной абсолютной погрешности определения угла поляризации  $0.79^\circ$ . Атмосфера не обладает дихроизмом и двулучепреломлением и не деполяризует излучение, по крайней мере, до точностей 0.01% (см. раздел 7 в Кларк и др., 2010). Таким образом, ее влиянием в нашем случае можно пренебречь. Все наши наблюдения проводились только при высокой прозрачности атмосферы (Сафонов и др., 2017).

### Гамма-излучение

Использовались данные гамма-телескопа Fermi LAT (Large Area Telescope) (Атвуд и др., 2009), усредненные за сутки в разные периоды наблюдений, в максимуме активности усреднение выполнялось в 6-ч интервалах. Для анализа мы выбрали фотоны класса SOURCE с направлениями прихода в радиусе  $15^\circ$  от блазара ( $\alpha_{J2000} = 330.68$ ,  $\delta_{J2000} = 42.28$ ) в диапазоне энергий 0.1–100 ГэВ. Из рассмотрения были исключены фотоны, у которых направление прихода имеет зенитный угол более  $90^\circ$ . Анализ проводился стандартными средствами, реализованными в пакете *fermitools*. Модели источников были взяты из каталога 4FGL (Абдоллахи и др., 2020). В качестве моделей для галактического и изотропного фона выбраны соответственно модели *gll\_iem\_v07.fits* и *iso\_P8R3\_SOURCE\_V2\_v1.txt* (<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>). Все характеристики остальных объектов в области анализа, за исключением фонов, были зафиксированы на их значениях, взятых из каталога. Для источника BL Lac общая нормализация и спектральный индекс были оставлены свободными. Яркость вспышки была настолько велика, что поток выше 100 МэВ достиг значения  $10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , что позволило достичь значимого обнаружения.



**Рис. 1.** Верхний график представляет оптические изменения интенсивности и степени поляризации за весь период наблюдения июль–ноябрь 2021 г. Красные точки и серые линии — это поток в фильтре  $R$  в мЯн, синие кресты — степень линейной оптической поляризации (шкала — справа от 0 до 20 %). Нижний график — гамма-излучение за тот же период, усредненное посуточно в единицах  $10^{-6}$  фот  $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$ , зеленые кресты — угол вектора напряженности электрического поля. Различные области активности ("1" — предмаксимум, "2" — максимум, "3" — спад) выделены цветом.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

### Оптический и ИК-диапазоны

С августа 2020 и до июля 2022 г. наблюдалась исключительно высокая активность источника BL Lac. Она проявлялась в многочисленных вспышках на всех длинах волн на разных масштабах переменности — от месяца до внутрисуточ-

ной. По данным в оптическом и гамма-диапазоне повышенная активность лацертиды продолжалась на протяжении 2.5 лет. Максимальный поток вспышек этого периода в оптике был на 1.5–1.8 зв. величин ярче самых ярких вспышек с 2002 г. В гамма-диапазоне наблюдалась та же картина: поток BL Lac во время максимума активности 2021 г.

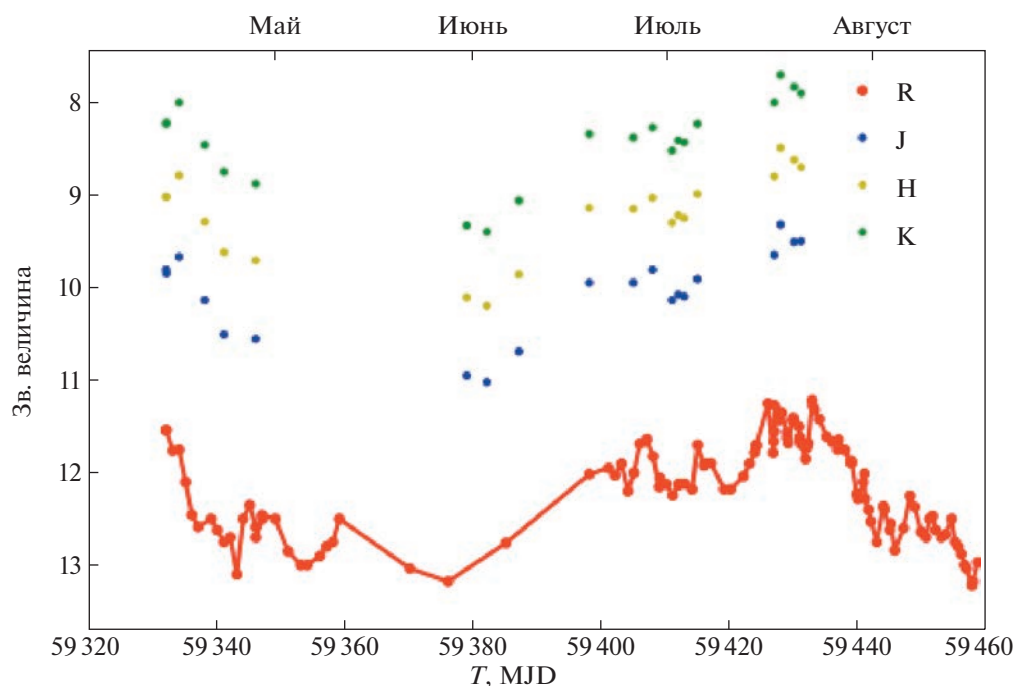


Рис. 2. Кривые блеска в оптическом и ближнем ИК-диапазонах.

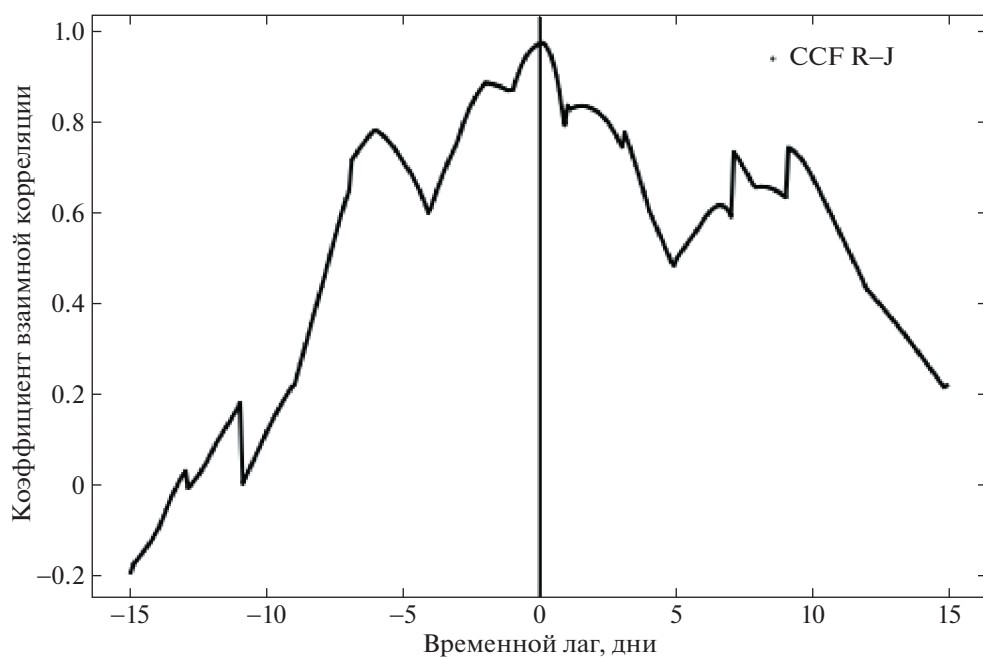
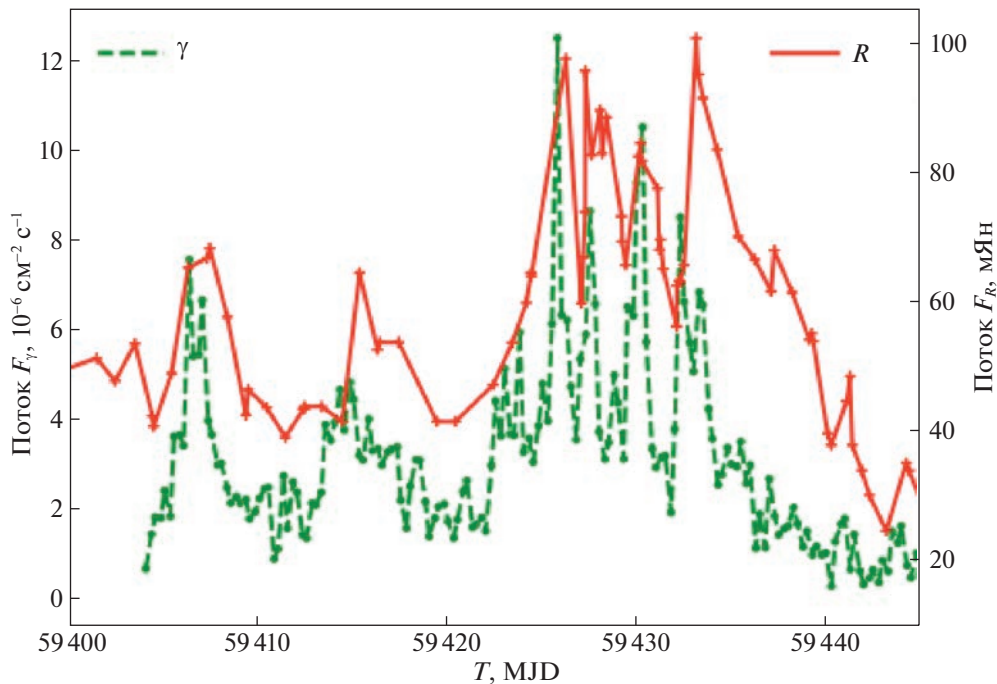


Рис. 3. Результаты взаимной корреляции между оптическим (фильтр  $R$ ) и ИК-излучениями (фильтр  $J$ ).

был почти на порядок выше, чем во время максимума вспышек прежних лет. Максимум вспышечной активности BL Лас пришелся на конец июля—начало августа 2021 г., в интервале 28.07.2021—11.08.2021 (MJD 59420—59438) яркость источника достигала 11.22 зв. величин в фильтре  $R$ . Этот максимум продолжался около 15 сут и представлял со-

бой серию более мелких и быстрых вспышек в оптическом и гамма-диапазоне с изменением яркости от 0.2 до 0.5 зв. величин за сутки в оптике и от  $0.4 \times 10^{-5}$  фот  $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$  до  $1.25 \times 10^{-5}$  фот  $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$  за сутки в диапазоне высоких энергий  $E > 100$  МэВ. Как следует из рис. 1 и рис. 4, все вспышки в оптике и гамма-диапазонах практически совпадают



**Рис. 4.** Кривые блеска BL Лас в оптическом ( $R$ ) и гамма-диапазонах в июле–августе 2021 г. Красные линии и точки — данные в фильтре  $R$  в мЯн, зеленая штрихованная линия — усредненное в интервалах 6 ч гамма-излучение в единицах  $10^{-6}$  фот  $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$ .

по времени. На рис. 1 представлены оптические данные и данные наблюдений степени линейной оптической поляризации за период июль–ноябрь 2021 г. (верхний график), гамма-наблюдения и наблюдения угла положения плоскости поляризации за тот же период (нижний график).

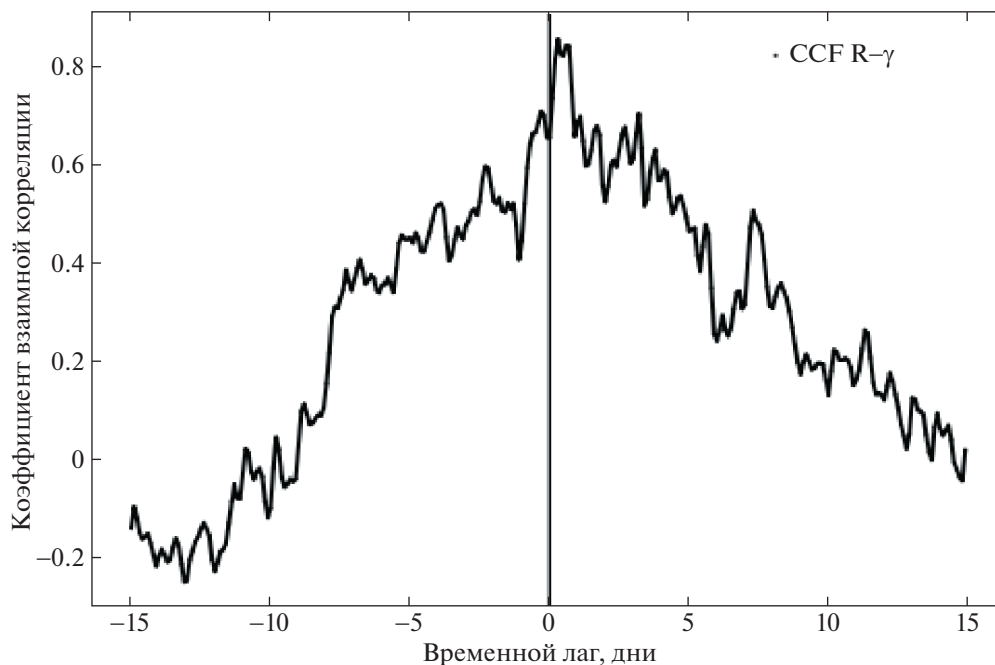
На протяжении почти всего периода повышенной активности проводились наблюдения в ИК-диапазоне. На рис. 2 представлены кривые блеска в фильтрах  $JHK$  в области, где наблюдения были максимально частыми, и оптические наблюдения в фильтре  $R$ . Этот временной участок охватывает период, когда активность источника была максимальной, и непосредственно предшествующий ему. По этим данным были построены кросс-корреляционные функции (рис. 3). Используя метод Гаскела–Петерсона–Спарка (Гаскел и др., 1986; Гаскел и др., 1987), вычислены функции взаимной корреляции (CCF). Этот метод был модифицирован в работе (Окнянский, 1993) и опробован в работах (Шимановская и др., 2015; Уголькова и др., 2017). С его помощью можно рассчитать коэффициент корреляции  $K$  и задержку  $D$  оптического потока относительно потока в  $J$ -фильтре. Для фильтров  $R$  и  $J$  максимум функции взаимной корреляции достигает высокого значения ( $K = 0.98$ ) при нулевом запаздывании,  $D = 0$ . Для других фильтров  $H$  и  $K$  картина корреляции аналогична.

При использовании статистического метода Монте-Карло для расчета ошибок в определении величины запаздывания ИК-излучения относительно оптического была получена погрешность в  $\sim 2$  сут, так как не было возможности использовать более плотный ряд значений и больший интервал наблюдений. Анализ публикаций, посвященных поиску запаздывания между переменностью блеска в разных диапазонах, показывает, что, когда данные в принципе позволяют оценить запаздывание двух кривых блеска, времена запаздывания, вычисленные разным методом (DCF — Discrete Correlation Function, MCCF — Modified Cross-Correlation Function, ICCF — Interpolated Cross-Correlation Function, ZDCF — Z-transformed Discrete Correlation Function), в пределах ошибок совпадают (МакХарди и др., 2014; Окнянский и др., 2017; Ковачевич и др., 2014). Используемый нами метод MCCF (Окнянский, 1993) является промежуточным между ICCF и DCF, его преимуществом является ограничение интервала интерполяции кривых блеска.

### Гамма-излучение

Полученные кривые блеска в период максимальной активности (июль–август 2021 г.) и результаты взаимной корреляции между оптическим и гамма-излучением в этот период представлены на





**Рис. 5.** Результаты взаимной корреляции между оптическим (фильтр  $R$ ) и гамма-излучением в период июль—август 2021 г.

рис. 4 и 5. Для этой области максимальной активности максимальное значение функции взаимной корреляции оптического и гамма-излучения также достаточно велико ( $K = 0.86$ ) при запаздывании излучения в оптическом диапазоне относительно гамма-излучения  $D = 0.5$  сут. Несмотря на исключительную яркость источника по меркам гамма-астрономии, количество наблюдаемых фотонов не слишком велико, поэтому кривая блеска получается с использованием потока, усредненного в различных интервалах. В нашем случае мы провели сравнение при использовании разбиения на интервалы в 6 ч. Кривые блеска в обоих диапазонах (рис. 4) повторяют друг друга — так, в самом максимуме пяти сильных всплесков интенсивности в диапазоне высоких энергий отражены и в оптическом диапазоне, с возможным некоторым запаздыванием последнего. Выбор сравнительно мелкого шага усреднения данных наблюдений в области высоких энергий дал возможность более точно изучить корреляцию между кривыми блеска (рис. 5). Мы нашли общую корреляцию с запаздыванием  $0.5 \pm 1$  сут. Высокая степень корреляции (0.86 для гамма и 0.98 для ИК-диапазона) говорит об одинаковом механизме, ответственном за вспышки. Также запаздывание, совместное с нулевым, свидетельствует о том, что оптическое, ИК- и гамма-излучения формируются в очень компактной области, линейные размеры которой меньше, чем наблюдаемая задержка.

### Поляризация в оптике

В результате наблюдений линейной поляризации оптического излучения (фильтр  $R$ ) были определены степень поляризации ( $P$ ) и положение вектора напряженности электрического поля, которые представлены на графиках рис. 1 и в табл. 2. Поляриметрические наблюдения на 2.5-м телескопе КГО проводились только в фильтре  $R_c$ , который имеет наилучшее отношение сигнал-шум. Представляет интерес рассмотреть три области, для которых получена линейная поляризация в фильтре  $R$ : “1” — область перед основным максимумом активности, MJD 59397–59420 (01.07.2021–23.07.2021) “2” — область с максимумом активности, MJD 59420–59465 (24.07.2021–07.09.2021) и “3” — более слабая вспышка в области спада активности, MJD 59490–59550 (02.10.2021–30.11.2021).

Из рис. 1 следует, что в самом максимуме интенсивности (область “2”) плотность потока  $F_R$  менялась от 30 до 105 мЯн и наблюдались наименьшие значения степени поляризации  $2.5\% < p < 10\%$ , причем минимальная степень поляризации совпала с моментом сильнейшей вспышки. Область “1” представляет две более слабые вспышки, поток  $F_R$  в среднем меньше, значения меняются от  $\sim 40$  мЯн до  $F_R \sim 65$  мЯн, и наблюдается увеличение степени поляризации в интервале от  $5\% < p < 15.7\%$ . Область “3” представляет еще более слабую вспышку с  $F_R < 40$  мЯн, и в максимуме ей соответствует

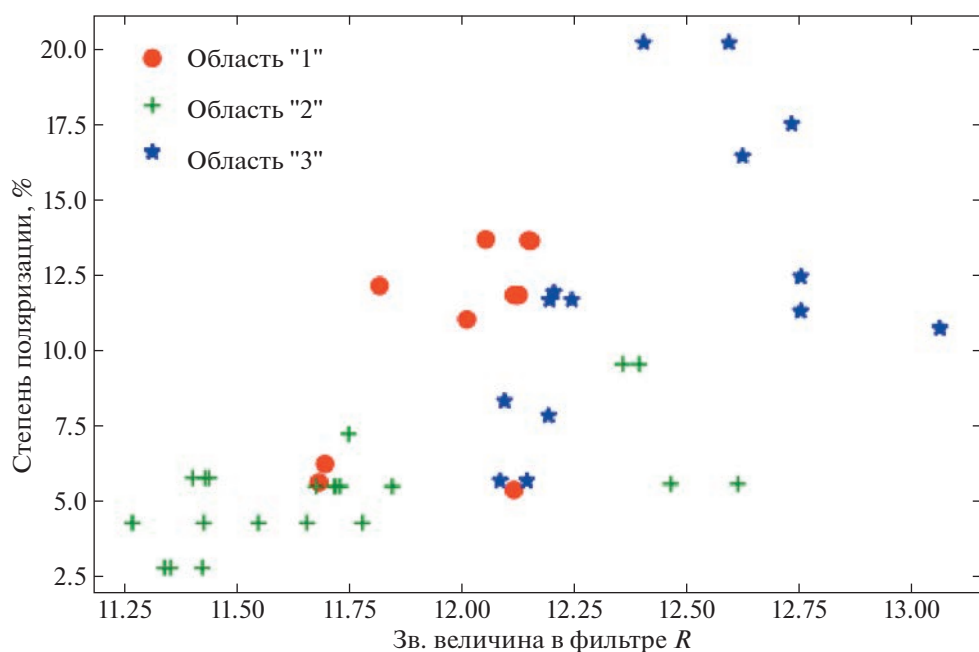
**Таблица 2.** Данные по поляризации в отдельных сеансах

| JD          | Месяц | Число | $P$ , % | EVPA, град. | №  |
|-------------|-------|-------|---------|-------------|----|
| 2459338.412 | 05    | 04    | 1.78    | 72.0        | 1  |
| 2459354.408 | 05    | 20    | 9.58    | 76.5        | 2  |
| 2459399.261 | 07    | 03    | 11.05   | 43.9        | 3  |
| 2459404.359 | 07    | 08    | 13.65   | 13.2        | 4  |
| 2459406.325 | 07    | 10    | 5.65    | 8.9         | 5  |
| 2459408.175 | 07    | 12    | 12.16   | 176.7       | 6  |
| 2459408.321 | 07    | 12    | 15.78   | 1.2         | 7  |
| 2459409.323 | 07    | 13    | 13.67   | 27.3        | 8  |
| 2459412.317 | 07    | 16    | 11.85   | 29.1        | 9  |
| 2459413.304 | 07    | 17    | 5.39    | 30.5        | 10 |
| 2459415.295 | 07    | 19    | 6.26    | 71.8        | 11 |
| 2459427.204 | 07    | 31    | 4.30    | 42.3        | 12 |
| 2459428.262 | 08    | 01    | 2.82    | 171.8       | 13 |
| 2459430.328 | 08    | 03    | 5.80    | 85.7        | 14 |
| 2459432.153 | 08    | 05    | 5.51    | 17.2        | 15 |
| 2459438.247 | 08    | 11    | 7.25    | 148.9       | 16 |
| 2459444.424 | 08    | 18    | 9.56    | 130.0       | 17 |
| 2459452.409 | 08    | 26    | 5.60    | 131.7       | 18 |
| 2459465.277 | 09    | 07    | 3.49    | 165.8       | 19 |
| 2459500.443 | 10    | 12    | 10.75   | 91.6        | 20 |
| 2459504.385 | 10    | 16    | 17.52   | 82.4        | 21 |
| 2459509.039 | 10    | 21    | 12.46   | 83.2        | 22 |
| 2459509.331 | 10    | 21    | 11.32   | 76.2        | 23 |
| 2459510.161 | 10    | 22    | 16.45   | 91.8        | 24 |
| 2459510.326 | 10    | 22    | 20.21   | 87.4        | 25 |
| 2459514.286 | 10    | 26    | 11.69   | 64.3        | 26 |
| 2459515.060 | 10    | 27    | 11.94   | 47.8        | 27 |
| 2459516.100 | 10    | 28    | 8.34    | 29.2        | 28 |
| 2459517.400 | 10    | 29    | 5.70    | 56.5        | 29 |
| 2459518.100 | 10    | 30    | 7.86    | 35.9        | 30 |

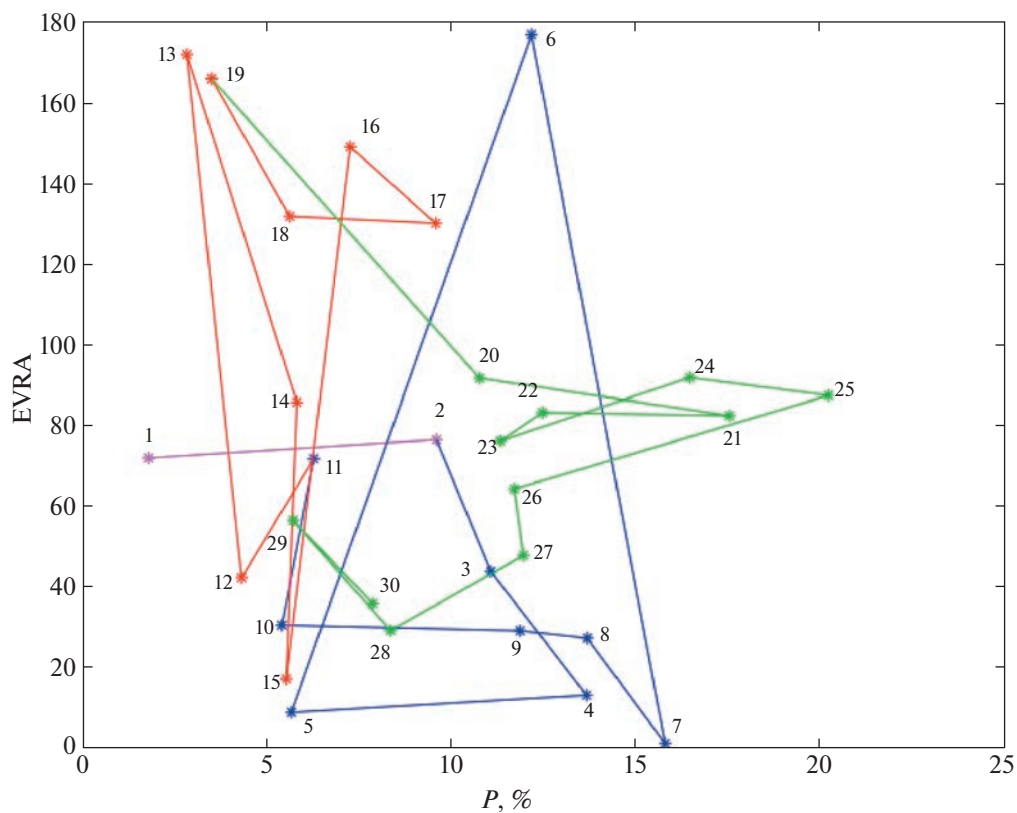
еще большая степень поляризации  $p = 20\%$ . Минимальная степень поляризации совпала с моментом максимума сильнейшей вспышки “2”, а максимальная пришлась на самую слабую вспышку области “3”, т.е. проявилась обратная зависимость — чем сильнее излучение, тем меньше степень поляризации и наоборот. Эта закономерность представлена на графике рис. 6.

Вспышки этого объекта до 2000, 2005 и 2011—2012 гг. также показывают эту закономерность, что отражено в работах (Гаген-Торн и др., 20026; Маршер и др., 2008; Раитери и др., 2013). Для других блазаров наблюдалась как прямая, так и обратная зависимость поток — степень поляризации.

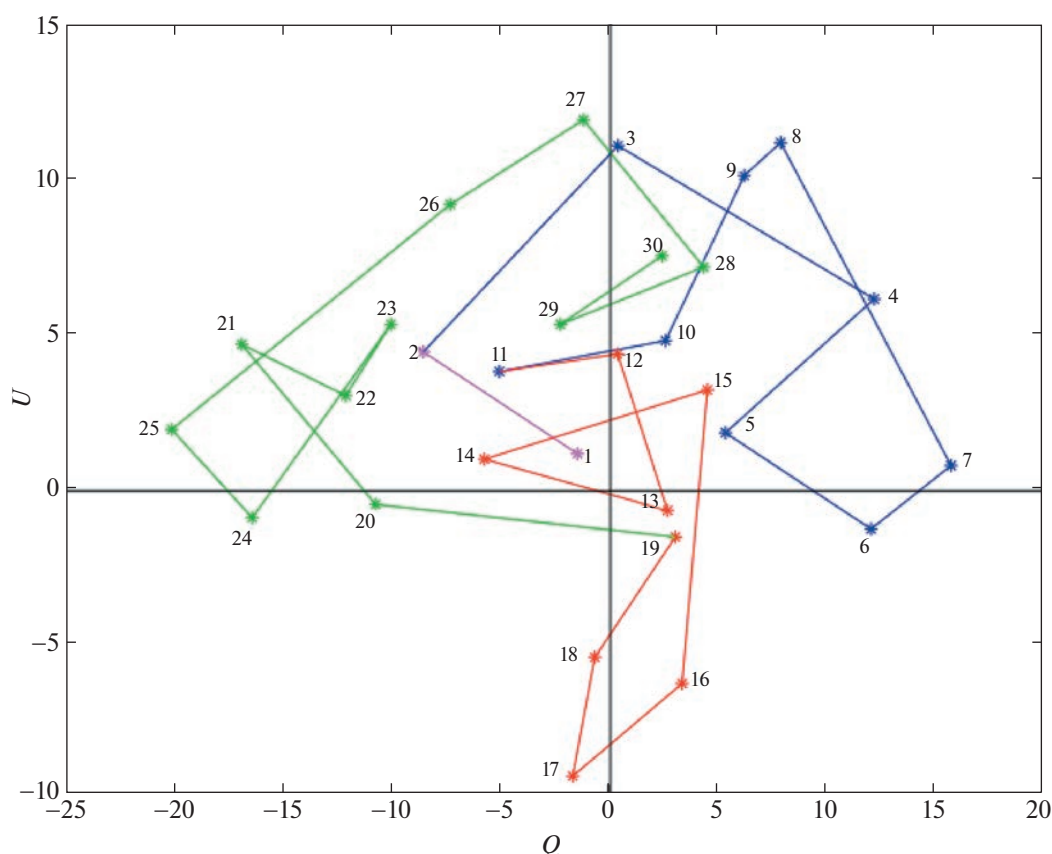
Наши данные по наблюдению положения вектора напряженности электрического поля, представленные на рис. 1, показывают, что положение вектора сильно меняется при быстром изменении интенсивности оптического и гамма-излучений. В моменты сильных вспышек угол меняется на величину, превышающую  $90^\circ$ . При медленном же изменении потока угол также меняется медленно. Это наблюдается в области “3” слабой вспышки на спаде активности. Таким образом, можно утверждать, что скорость изменения угла зависит от скорости изменения потока. Такой же эффект наблюдается и в других блазарах, например, в 3C 279 (Кельман и др., 2021). Более наглядно представлены изменения параметров оптической линейной поляризации на рис. 7 и 8. На рис. 7 представлена зависимость угла вектора напряженности электрического поля (EVPA) от степени поляризации по трем выделенным временным интервалам (“1”, “2”, “3”). Видно, что значения параметров поляризации группируются по каждому интервалу. Синие звездочки — это область “1” (точки 3—11 в табл. 2) — соответствуют средней области значений степени поляризации  $p$ : от 5 до 15 %, при этом угол меняется в пределах от  $0^\circ$  до  $40^\circ$ , кроме одной точки 6. Это тот самый уникальный случай, когда за 3.5 ч значение угла могло измениться от  $176.7^\circ$  до  $1.2^\circ$ . Мы не можем подтвердить эту интерпретацию непосредственно из-за имеющейся врожденной неопределенности поляриметрических измерений  $\pm 180^\circ$ , т.е. мы не можем различить положение вектора  $0^\circ$  и  $180^\circ$ , но косвенным указанием в ее пользу может служить совпадение с пиком активности в оптике и в гамма в это же время (см. рис. 1 и 4). Увеличение значение угла при росте активности часто наблюдалось в источнике, например, во время вспышки 2005 г., когда за 4 ч произошел поворот почти на  $190^\circ$ . Аналогично в области, содержащей максимум вспышки (точки 12—19), сконцентрированы степени поляризации от 6.26 до 7.25%, изменение угла представляет пять больших, разделенных меньшими значениями



**Рис. 6.** Зависимость степени поляризации от зв. величины (фильтр  $R$ ). Зеленые крестики относятся к самой яркой области (максимум вспышечной активности “2”), красные кружки соответствуют более слабому предмаксимуму (область “1”), синие звездочки показывают наибольшее значение степени поляризации при слабой вспышке (область “3”).



**Рис. 7.** Зависимость угла вектора напряженности электрического поля от степени поляризации. Синие звездочки — это область “1”, красные — это область “2” и зеленые — это область “3”. Цифры — номер измерения из табл. 2. Точки 1 и 2 относятся к эпохе, непосредственно предшествовавшей “1”.



**Рис. 8.** Параметры Стокса  $U$  и  $Q$  для различных сеансов наблюдений (см. табл. 2). Цвета и нумерация аналогичны рис. 7. Все значения в правой нижней части соответствуют изменению угла  $>90^\circ$ . Они совпадают с резкими изменениями яркости источника как в оптическом, так и в гамма-диапазонах и находятся в “1” и “2” областях, т.е. в период предмаксимума вспышки и в самом ее максимуме. Область “3” — вспышка на нисходящей активности представляет плавное изменение параметров поляризации, где представлен ряд более плотных по времени данных.

угла, совпадающих с нестандартной переменностью в максимуме, которая продолжается 15 сут и представляет такую же переменность в оптике и гамма из пяти мелких вспышек. Таким образом, изменение угла поляризации повторяет изменение активности источника в оптике и гамма. В области “3” вспышка на спаде активности (точки 20–30) группируется в области степени поляризации до 20% с уменьшением угла от  $91^\circ$  до  $29^\circ$ . К сожалению, не вся вспышка охвачена наблюдениями поляризации, но даже сейчас можно видеть особенности изменения параметров, т.е. в случае “3” наблюдается медленное изменение угла. Подтверждается, что на спаде активности наблюдается самая большая степень поляризации, самая маленькая — в области “2” с наибольшей яркостью излучения, область “1” является промежуточной. Таким образом, по рис. 7 также можно увидеть отмеченную выше антикорреляцию.

На рис. 8 представлено поведение параметров Стокса  $U$  и  $Q$ , значение параметров связано со степенью поляризации  $p$  и положением вектора поляризации  $\phi$  обычным образом:  $U = p \cos 2\phi$ ,  $Q =$

$= p \sin 2\phi$ . Все значения в правой нижней части соответствуют изменению угла  $>90^\circ$ . Они совпадают с резкими изменениями яркости источника как в оптическом, так и в гамма-диапазонах и находятся в “1” и “2” областях, т.е. в период предмаксимума вспышки и в самом ее максимуме. Область “3” — вспышка на нисходящей активности представляет плавное изменение параметров поляризации, где представлен ряд более плотных по времени данных. По длительным мониторингам угол поляризации оптического электрического вектора показывает предпочтительную ориентацию около  $15^\circ$ – $22^\circ$  (Гаген-Торн и др., 2002б), почти выровненную с углом поляризации в радио и среднем направлением струи. Колебания угла относительно этого значения усиливаются в течение максимума активности.

Представленные на рис. 1 значения были получены с использованием условий минимизации изменений положения вектора между соседними измерениями, т.е. описанная выше переменность положения вектора является нижней оценкой.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Количество поляриметрических наблюдений лацертид значительно увеличилось с 2013 г. с начала работы проекта RoboPol. Оптические поляриметрические наблюдения помогают изучать именно малоизученную область джета, которая не доступна для исследований в радиодиапазоне. Плоскость оптической поляризации некоторых блазаров иногда демонстрирует повороты в сто и больше градусов, при этом они могут происходить за короткое время, порядка суток. Существует несколько теоретических моделей, предложенных для объяснения этих вращений (см., например, Блинов, Павлиду, 2019). Большинство из этих моделей успешно воспроизводят общие свойства вращений вектора напряженности электрического поля, такие как продолжительность и амплитуду (Кельман и др., 2017; Пирсон, Романи, 2019; Коэн, Саволайнен, 2020). В случае вспышки BL Lac наблюдаются некоторые закономерности.

Степень поляризации в данной области увеличивается с уменьшением интенсивности излучения и, наоборот, уменьшается с его увеличением. Аналогично многие вспышки BL Lac — вспышки до 2000, 2005, 2011–2012 гг. показывают такого рода антикорреляцию (Гаген-Торн и др., 2002б; Маршер и др., 2008; Раитери и др., 2013). Надо отметить, что для различных блазаров наблюдается как прямая корреляция между яркостью и коэффициентом поляризации, так и обратная в разные периоды активности, причина этого различия пока не объяснена.

Одной из причин возникновения этой антикорреляции может быть суперпозиция излучения от двух областей — сравнительно постоянного джета и переменного распространяющегося возмущения в нем (Маршер и др., 2008; Уемура и др., 2010). Существование двух таких регионов поляризованного излучения не противоречит последним многочисленным работам по выявлению сложной структуры джета. Например, в (Имазава и др., 2023) была исследована микропеременность лацертиды во временных масштабах от нескольких минут до нескольких часов, что предполагает компактную область выброса, и представляет трудность для объяснения в рамках однозонной модели ударной волны в струе. Наблюдаемые временные масштабы и зависимость степени поляризации от длины волны и угла поляризации предполагают существование сложных областей множественного излучения. Существуют и альтернативные объяснения этого явления. В (Донг и др., 2020) при моделировании излучения, возникающего в результате неустойчивости излома джета, был обнаружен аналогичный эффект — степень поляризации антикоррелирует с плотностью потока во время вспышек.

Наши наблюдения согласуются с интерпретацией работ (Гаген-торн и др., 2002б; Блинов, Гаген-Торн, 2009), что в BL Lac имеется постоянный источник поляризованного излучения, на который накладываются источники со случайно распределенными направлениями.

Положение вектора напряженности электрического поля сильно меняется при быстром изменении интенсивности оптического и гамма-излучения — это видно из поворотов на углы, которые достигают значений, превышающих  $90^\circ$  в областях “1” и “2”, совпадая с периодами повышенной яркости в оптике и гамма, и уменьшаются при быстром падении, повторяя их переменность.

Наблюдения проекта RoboPol большой выборки блазаров показали, что по крайней мере ежедневные наблюдения необходимы для правильного измерения  $>96\%$  оптической переменности положения вектора напряженности, а для измерения самых быстрых вращений необходимы внутрисуточные наблюдения Angelakis2016, Blinov2016.

В работе (Маршер и др., 2008) на основании исследования радиоизображений высокого разрешения и измерений оптической поляризации BL Lac была построена модель, объясняющая его вспышечную активность 2005 г. Возмущение зарождается вблизи ЧД в области ускорения и коллимации джета еще до радиоядра — области постоянного яркого радиоизлучения. Излучающее возмущение движется по спиральным линиям магнитного поля, что вызывает наблюдаемое вращение вектора напряженности поля, самая мощная вспышка происходит на последнем витке, когда узел возмущения достигает максимальной скорости и направление его движения максимально близко к лучу зрения, что усиливает наблюдаемую яркость из-за релятивистских эффектов. Такой сценарий согласуется с предсказаниями магнитогидродинамических моделей формирования, ускорения и коллимации сильнорелятивистских струй (см., например, Лобанов, 1998; Ковалев и др., 2002б; Агиляр-Руис и др., 2022).

Необходимо отметить, что в нашем случае скважность наблюдений недостаточна, чтобы детектировать изменения угла на величину, близкую к  $180^\circ$  за столь короткое время, поэтому нельзя исключить, что переменность положения угла в эпоху наибольшей активности в июле–августе 2021 г. была еще более сильная, чем представленная на рис. 1. Модель (Маршер и др., 2008) может удовлетворительно описать поведение угла и в предмаксимуме активности (вспышка июля 2021 г., область “1” — 12.07.2021, MJD=59408, когда произошло резкое изменение угла с  $176.7^\circ$  до  $1.2^\circ$  за 3.5 ч. Аналогичная ситуация наблюдалась во время вспышки 2005 г., только мониторинг на протяжении трех часов был практически

непрерывным, и итоговая непрерывная кривая из 18 точек продемонстрировала изменение угла на  $190^\circ$  (Маршер и др., 2008). Предложена модель внутренней струи BL Lac, обнаруженной при вспышке радио- и рентгеновского излучения, где ударная волна распространяется по джету по спиральной траектории.

В максимуме активности (август 2021 г.) наблюдается сложная картина поведения угла. Быстрые изменения угла на протяжении 15 сут, совпадающие с областью также очень сильных (рис. 1) всплесков в оптике и гамма-диапазоне требуют дальнейшего изучения. Плавное изменение положения вектора к значению, которое наблюдается в период “3” активности, может быть объяснено постепенным спадом излучения от дополнительной компоненты из-за потери энергии при распространении — остается вклад только от постоянной компоненты джета (Коэн, Саволайнен, 2020).

## ВЫВОДЫ

1. Были проведены наблюдения в оптическом и гамма-диапазонах за исследуемый период исторического максимума активности BL Lac. Этот период делится на область предмаксимума “1”, область “2”, содержащую максимум активности и, для сравнения, область “3” — всплески на спаде активности.

2. Высокая временная корреляция излучения в гамма-, ИК- и оптическом диапазонах в исследуемом временном интервале с практически нулевым запаздыванием говорит о единой области излучения и популяции электронов, синхротронное излучение от которых наблюдается в оптике и ИК, а обратное комптоновское — в гамма.

3. Длительный максимум в оптическом диапазоне 28.07.2021–11.08.2021 (MJD 59420–59438) обладает структурой на меньших масштабах и состоит из пяти всплесков с изменением зв. величины в пределах  $11 < m < 12$ , совпадающих с выбросами в гамма-диапазоне.

4. В периодах “1” и “2” наблюдались быстрые изменения значения угла напряженности электрического поля в моменты резкого изменения интенсивности излучения в оптике и гамма, повторяя их переменность. В период “3”, на спаде активности лацертиды, положение этого угла плавно уменьшалось (см. рис. 7 и 8).

5. Подтвердилось существование обратной зависимости степени поляризации от величины потока излучения BL Lac, которая наблюдалась также в предыдущих всплесках BL Lac до 2000, 2005, 2011–2012 гг. Это можно объяснить существованием двух и более различных областей — источников поляризованного излучения (Ковалев и др., 2020б).

Таким образом, многочастотные и долговременные наблюдения блазаров являются важной и неотъемлемой составляющей в изучении феномена АЯГ. Особенно важны многоволновые поляризметрические измерения, которые позволяют детально изучить область, в которой запускается джет, и физику его поведения, структуру и особенности переменности блазаров.

Настоящее исследование было проведено с использованием приобретенного и сконструированного сотрудниками ГАИШ оборудования за счет средств Программы развития Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Ведущая научная школа “Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”, а также авторы благодарят Междисциплинарную научно-образовательную школу МГУ “Фундаментальные и прикладные космические исследования” за поддержку. Работа МП была поддержана Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта “Наука” (грант 075-15-2020-778).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдо и др. (A.A. Abdo, M. Ackermann, I. Agudo, M. Ajello, H.D. Aller, M. Aller, E. Angelakis, A. Arkharov, et al.), *Astrophys. J.* **716**, 30 (2010).
2. Абдоллахи и др. (S. Abdollahi, F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello, W.B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**, 33 (2020).
3. Агиляр-Пуиз и др. (E. Aguilar-Ruiz, N. Fraija, A. Galvan-Gomez, and E. Benitez), *MNRAS* **512**, 1557A (2022).
4. Ангелакис и др. (E. Angelakis, T. Hovatta, D. Blinov, V. Pavlidou, S. Kiehlmann, I. Myserlis, M. Bottcher, P. Mao, et al.), *MNRAS* **463**, 3365 (2016).
5. Атвуд и др. (W.B. Atwood, A.A. Abdo, M. Ackermann, W. Althouse, B. Anderson, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, et al.), *Astrophys. J.* **697**, 1071 (2009).
6. Бердников Л.Н., Белинский А.А., Шатский Н.И. и др., *Астрон. журн.* **97**, 284 (2020).
7. Блинов, Геген-Торн (D.A. Blinov and V.A. Hagen-Thorn), *Astron. Astrophys.* **503**, 103 (2009).
8. Блинов, Павлиду (D. Blinov and V. Pavlidou), *Galaxies* **7**, 46 (2019).
9. Блинов и др. (D. Blinov, V. Pavlidou, I. Papadakis, S. Kiehlmann, I. Liodakis, G.V. Panopoulou, T.J. Pearson, E. Angelakis, et al.), *MNRAS* **462**, 1775 (2016).
10. Блинов и др. (D. Blinov, G. Jorstad, V.M. Larionov, N.R. MacDonald, T. Grishina, E. Kopatskaya, E. Larionova, L. Larionova, et al.), *MNRAS* **505**, 4616 (2021).
11. Блэндфорд, Знаек (R.D. Blandford and R.L. Znajek), *MNRAS* **179**, 433 (1977).

12. Блэндфорд, Пэйн (R.D. Blandford and D.G. Payne), *MNRAS* **199**, 883 (1982).
13. Блэндфорд, Рис (R.D. Blandford and M.J. Rees), in A.M. Wolfe (ed.), *BL Lac Objects*, p. 328 (1978).
14. Ботчер (M. Bottcher), *Astrophys. Space Sci.* **309**, 95 (2007).
15. Брегман (J.N. Bregman, M.J. Lebofsky, and M. Aller), *Nature* **293**, 714 (1981).
16. Вейве и др. (Z.R. Weaver, K.E. Williamson, S.G. Jorstad, A.P. Marscher, V.M. Larionov, C.M. Raiteri, M. Villata, J.A. Acosta-Pulido, et al.), *Astrophys. J.* **900**, 137W (2020).
17. Геген-Торн и др. (V.A. Hagen-Thorn, V.M. Larionov, S.G. Jorstad, and E.G. Larionova), *Astron. J.* **124**, 3031 (2002a).
18. Геген-Торн и др. (V.A. Hagen-Thorn, E.G. Larionova, S.G. Jorstad, C.-I. Bjornsson, and V.M. Larionov), *Astron. Astrophys.* **385**, 55 (2002b).
19. Гаскел и др. (C.M. Gaskell and L.S. Sparke), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **305**, 175 (1986).
20. Гаскел и др. (C.M. Gaskell, B.M. Peterson, and M. Bradley), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **65**, 1 (1987).
21. Джорстед и др. (S.G. Jorstad, A.P. Marscher, D.A. Morozova, I.S. Troitsky, I. Agudo, C. Casadio, A. Foord, J.L. Gomes, et al.), *Astrophys. J.* **846**, 98 (2017).
22. Джорстед и др. (S.G. Jorstad, A.P. Marscher, C.M. Raiteri, M. Villata, Z.R. Weaver, H. Zhang, et al.), *Nature* **609**, 265 (2022).
23. Донг и др. (L. Dong, H. Zhang, and D. Giannios), *MNRAS* **494**, 1817 (2020).
24. Зенсус и др. (J.A. Zensus, G.B. Taylor, and J.M. Wrobel) *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. **144**, p. 25 (1998).
25. Имазава и др. (R. Imazawa, M. Sasada, N. Hazama, Y. Fukazawa, K.S. Kawabata, T. Nakaoka, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **75**(1), 1 (2023).
26. Кельман и др. (S. Kiehlmann, D. Blinov, I. Liodakis, V. Pavlidou, A.C.S. Readhead, E. Angelakis, C. Casadio, T. Hovatta, et al.), *MNRAS* **507**, 225 (2021).
27. Кельман и др. (S. Kiehlmann, D. Blinov, T.J. Pearson, and I. Liodakis), *MNRAS* **472**, 3589 (2017).
28. Кларк (D. Clarke), *Stellar Polarimetry*, Wiley-VCH (2010).
29. Ковалев и др. (Y.Y. Kovalev, N.S. Kardashev, K.V. Sokolovsky, P.A. Voitsik, T. An, J.M. Anderson, A.S. Andrianov, V.Yu. Avdeev, et al.), *Adv. Space Res.* **65**, 705 (2020a).
30. Ковалев и др. (Y.Y. Kovalev, A.B. Pushkarev, E.E. Nokhrina, A.V. Plavin, V.S. Beskin, A.V. Chernoglazov, M.V. Lister, and T. Savolainen), *MNRAS* **495**, 3576 (2020b).
31. Ковачевич и др. (A. Kovacevic, L.C. Popovic, A.I. Shapovalova, D. Ilic, A.N. Burenkov, and V.H. Chavushyan), *Adv. Space Res.* **54**, 1414 (2014).
32. Коэн, Саволайнен (M.H. Cohen and T. Savolainen), *Astron. Astrophys.* **636**, A79 (2020).
33. Леррет и др. (S.K. Leggett, M.J. Currie, W.P. Varicatt, T.G. Hawarden, A.J. Adamson, J. Buckle, T. Carroll, J.K. Davies, et al.), *MNRAS* **373**, 781 (2006).
34. Лиодакис и др. (I. Liodakis, D. Blinov, S.G. Jorstad, A.A. Arkharov, A. Di Paola, N.V. Efimova, T.S. Grishina, S. Kiehlmann, et al.), *Astrophys. J.* **902**, 61 (2020).
35. Лобанов (A.P. Lobanov), *Astron. Astrophys.* **330**, 79 (1998).
36. МакХарди и др. (I.M. McHardy, D.T. Cameron, T. Dwelly, S. Connolly, P. Lira, D. Emmanoulopoulos, J. Gelbord, E. Breedt, P. Arevalo, and P. Uttley), *MNRAS* **444**, 1469 (2014).
37. Маршер и др. (A.P. Marscher, S.G. Jorstad, F.D. D'Arcangelo, P.S. Smith, G.G. Williams, V.M. Larionov, H. Oh, A.R. Olmstead, et al.), *Nature* **452**, 966 (2008).
38. Маршер, Джорстед (A.P. Marscher and S.G. Jorstad), *Galaxies* **9**, 27 (2021).
39. Наджип А.Э., Татарников А.М., Туми Д. и др., *Астрофиз. бюлл.* **72**, 382 (2017) [A.M. Nadjip, D.W. Tatarnikov, D. Toomey, et al., *Astrophys. Bull.* **72**, 349 (2017)].
40. Окнянский и др. (V.L. Oknyansky, C.M. Gaskell, N.A. Huseynov, V.M. Lipunov, et al.), *MNRAS* **467**, 1496 (2017).
41. Окнянский В.Л., *Письма в Астрон. журн.* **19**, 1021 (1993) [V.L. Oknyanskii, *Astron. Lett.* **19**, 416 (1993)].
42. Пирсон, Романи (A.L. Peirson and R.W. Romani), *Astrophys. J.* **885**, 76 (2019).
43. Райтери и др. (C.M. Raiteri, M. Villata, L. Bruschini, A. Capetti, O.M. Kurtanidze, V.M. Larionov, P. Romano, S. Vercellone, et al.), *Astron. Astrophys.* **524**, A43 (2010).
44. Райтери и др. (C.M. Raiteri, M. Villata, F. D'Ammando, V.M. Larionov, M.A. Gurwell, D.O. Mirzaqulov, P.S. Smith, J.A. Acosta-Pulido, et al.), *MNRAS* **436**, 1530 (2013).
45. Саакян, Джюмми (N. Sahakyan and P. Giommi), *MNRAS* **513**, 4645 (2022).
46. Самбуна и др. (R.M. Sambruna, L. Maraschi, and C. M. Urry), *Astrophys. J.* **463**, 444 (1996).
47. Сафонов Б.С., Лысенко П.А., Додин А.В., *Письма в Астрон. журн.* **43**, 383 (2017) [B.S. Safonov, P.A. Lysenko, and A.V. Dodin, *Astron. Lett.* **43**, 344 (2017)].
48. Сикора и др. (M.C. Sikora, M.C. Begelman, G.M. Madejski, and J.-P. Lacosta), *Astrophys. J.* **625**, 72 (2005).

49. Скрутски и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, M.D. Weinberg, S. Schneider, J.M. Carpenter, C. Beichman, et al.), *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
50. Уголькова Л.С., Артамонов Б.П., Шимановская Е.В. и др., *Письма в Астрон. журн.* **43**, 269 (2017) [L.S. Ugol'kova, B.P. Artamonov, E.V. Shimanovskaya, V.V. Bruevich, O. Burkhonov, Sh. A. Egamberdiev, and N.V. Metlova, *Astron. Lett.* **43**, 233 (2017)].
51. Уемура и др. (M. Uemura, M. Sasada, R. Itoh, et al.), in *The First Year of MAXI: Monitoring Variable X-ray Sources*, p. 45 (2010).
52. Урри, Мушоцкий (C.M. Urry and R.F. Mushotzky), *Astrophys. J.* **253**, 38 (1982).
53. Урри, Падовани (C.M. Urry and P. Padovani), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **107**, 803 (1995).
54. Хартман и др. (R.C. Hartman, D.L. Bertsch, S.D. Bloom, A.W. Chen, P. Deines-Jones, J.A. Esposito, C.E. Fichtel, D.P. Friedlander, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **123**, 79 (1999).
55. Шимановская и др. (E.V. Shimanovskaya, V.L. Oknyanskii, and B.P. Artamonov), *Astron. Rep.* **59**, 12 (2015).



# Can Observations of 511 keV Line From the M31 Galaxy Shed Light on the AGN Jet Composition?<sup>1</sup>

© 2023 г. B. A. Nizamov<sup>1\*</sup>, M. S. Pshirkov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences (INR RAS), Lebedev Physical Institute, Pushchino Radio Astronomy Observatory, Pushchino, Russia*

<sup>2</sup>*Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Universitetsky pr., 13, Moscow, 119234, Russia*

Received 07.12.2022

In final form, 14.02.2023; accepted 14.02.2023

Positron annihilation line at 511 keV is a known component of the gamma-ray diffuse emission. It is believed to be produced in the Galaxy, but there could be possible extragalactic contribution as well. E.g., positrons can be produced in jets of active galactic nuclei (AGN) and after that accumulate and gradually annihilate in hot gaseous halos around galaxies. In this work we test this hypothesis in application to an individual object — the Andromeda galaxy (M31) which is close and has a supermassive black hole in its center, which powered an AGN before. We compute the growth history of the supermassive black hole in M31, relate it to the evolution of jet luminosity and estimate the positron content in its halo. We calculate the 511 keV photon flux due to positron annihilation which should be observed at Earth and find the value of around  $10^{-4}$  photon  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . It is very close to the observational limits ( $< 10^{-4}$  photon  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) set by the INTEGRAL/SPI in the assumption of the point source, so further observations would be able to constrain leptonic models of the jets and propagation of cosmic rays in the circumgalactic medium of large spiral galaxies.

*Key words:* astroparticle physics, galaxies: active, galaxies: jets, gamma-rays: galaxies.

**DOI:** 10.31857/S0320010823050029, **EDN:** CWDSNS

## REFERENCES

1. S. Heinz and R. Sunyaev, *Astron. Astrophys.* **390**, 751 (2002).
2. Th. Siegert, R. Diehl, J. Greiner, M.G.H. Krause, A.M. Beloborodov, M.C. Bel, F. Guglielmetti, J. Rodriguez, et al., *Nature* **531**, 341 (2016).
3. A.A. Zdziarski, B. You, Micha-l Szanecki, Xiao-Bo Li, and M. Ge, *Astrophys. J.* **928**, 11 (2022a).
4. A.A. Zdziarski and E. Egron, *Astrophys. J. Lett.* **935**, L4 (2022).
5. A.A. Zdziarski, D.G. Phuravhathu, M. Sikora, M. Bottcher, and J.O. Chibueze, *Astrophys. J. Lett.* **928**, L9 (2022b).
6. M. Sikora, *Galaxies* **4**, 12 (2016).
7. P. Pjanka, A.A. Zdziarski, and M. Sikora, *MNRAS* **465**, 3506 (2017).
8. G. Ghisellini, *MNRAS* **424**, L26 (2012).
9. A. Vecchio, A.C. Vincent, J. Miralda-Escude, and C. Pena-Garay, arXiv e-prints, page arXiv:1304.0324 (2013).
10. J. Tumlinson, M.S. Peebles, and J.K. Werk, *ARAA* **55**, 389 (2017).
11. J.F. Beacom and H. Yüksel, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 071102 (2006).
12. R.M. Crocker and F. Aharonian, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 101102 (2011).
13. R. Feldmann, D. Hooper, and N.Y. Gnedin, *Astrophys. J.* **763**, 21 (2013).
14. B.C. Lacki, *MNRAS* **448**, L20 (2015).
15. Ph.F. Hopkins, T.K. Chan, Sh. Garrison-Kimmel, S. Ji, K.-Y. Su, C.B. Hummels, D. Kereš, E. Quataert, and C.-A. Faucher-Giguère, *MNRAS* **492**, 3465 (2020).
16. St.R. Furlanetto and A. Loeb, *Astrophys. J.* **572**, 796 (2002).
17. T. Totani, *PASJ* **58**, 965 (2006).
18. P. Jean, N. Guessoum, and K. Ferrière, *Multi-Messenger Astrophysics of the Galactic Centre* **322**, 172 (2017).
19. A. Soltan, *MNRAS* **200**, 115 (1982).
20. A. Marconi, G. Risaliti, R. Gilli, L.K. Hunt, R. Maiolino, and M. Salvati, *MNRAS* **351**, 169 (2004).
21. Y. Ueda, M. Akiyama, K. Ohta, and T. Miyaji, *Astrophys. J.* **598**, 886 (2003).

<sup>1</sup>Полная версия статьи в английском номере журнала (*Astronomy Letters*, V. 49, No. 1, 2023).

\*Электронный адрес: [tattaluban@yandex.ru](mailto:tattaluban@yandex.ru)

22. A.M. Ghez, S. Salim, N.N. Weinberg, J.R. Lu, T. Do, J.K. Dunn, K. Matthews, M.R. Morris, et al., *Astrophys. J.* **689**, 1044 (2008).
23. R. Bender, J. Kormendy, G. Bower, R. Green, J. Thomas, A.C. Danks, Th. Gull, J.B. Hutchings, et al., *Astrophys. J.* **631**, 280 (2005).
24. N. Neumayer, *PASA* **27**, 449 (2010).
25. R.B. Menezes, J.E. Steiner, and T.V. Ricci, *Astrophys. J. Lett.* **762**, L29 (2013).
26. G. Ghisellini, F. Tavecchio, L. Maraschi, A. Celotti, and T. Sbarrato, *Nature* **515**, 376 (2014).
27. G. Ghisellini and F. Tavecchio, *MNRAS* **397**, 985 (2009).
28. N. Prantzos, C. Boehm, A.M. Bykov, R. Diehl, K. Ferrière, N. Guessoum, P. Jean, J. Knoedlseder, et al., *Rev. Modern Phys.* **83**, 1001 (2011).
29. R.J. Gould, *Astrophys. J.* **344**, 232 (1989).
30. M. Tucci and M. Volonteri, *Astron. Astrophys.* **600**, A64 (2017).
31. S.D.M. White and M. J. Rees, *MNRAS* **183**, 341 (1978).
32. J.-T. Li, J.N. Bregman, Q.D. Wang, R.A. Crain, M.E. Anderson, and Sh. Zhang, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **233**, 20 (2017).
33. M.S. Mirakhor, S.A. Walker, J. Bagchi, A.C. Fabian, A.J. Barth, F. Combes, P. Dabhade, L.C. Ho, and M.B. Pandge, *MNRAS* **500**, 2503 (2021).
34. B. Otte and J. Bregman, In *Am. Astron. Soc. Meet. Abstracts*, V. 211 of *Am. Astron. Soc. Meet. Abstracts*, p. 139.01, December 2007.
35. T. Westmeier, R. Braun, and D. Thilker, *Astron. Astrophys.* **436**, 101 (2005).
36. N. Lehner, J.Ch. Howk, and B.P. Wakker, *Astrophys. J.* **804**, 79 (2015).
37. A. de Angelis, V. Tatischeff, I.A. Grenier, J. McEnery, M. Mallamaci, M. Tavani, U. Oberlack, L. Hanlon, et al., *J. High Energy Astrophys.* **19**, 1 (2018).

## ПРОТИВОВРАЩАЮЩИЙСЯ ГАЗОВЫЙ ДИСК И ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ В S0 ГАЛАКТИКЕ NGC 934

© 2023 г. О. К. Сильченко<sup>1\*</sup>, А. В. Моисеев<sup>2,1</sup>,  
Д. В. Опарин<sup>2</sup>, Д. В. Злыднева<sup>1</sup>, Д. В. Козлова<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

<sup>3</sup>Астрофизический институт имени Лейбница, Потсдам, Германия

Поступила в редакцию 10.04.2023 г.

После доработки 02.06.2023 г.; принята к публикации 02.06.2023 г.

С помощью длиннощелевой и панорамной спектроскопии на 6-метровом телескопе САО РАН, а также путем картирования эмиссионных линий в узкой полосе пропускания 13 Å с прибором MaNGaL на 2.5-метровом телескопе КГО ГАИШ, исследована газовая компонента гигантской линзовидной галактики NGC 934. Кинематика газа в галактике оказалась совершенно рассогласована с кинематикой звезд, что свидетельствует о недавней аккреции большого количества холодного газа галактикой. В аккрецированном газе на периферии галактики идет слабое звездообразование, главным образом в кольце радиусом 26 кпк, что может обещать надстройку гигантского звездного диска низкой поверхностной яркости в этой галактике раннего типа. Металличность газа в кольце звездообразования близка к солнечной: источником аккреции, скорее всего, является поглощение массивного спутника, богатого газом.

**Ключевые слова:** диски галактик, структура галактик, эволюция галактик.

**DOI:** 10.31857/S0320010823050054, **EDN:** GMST0B

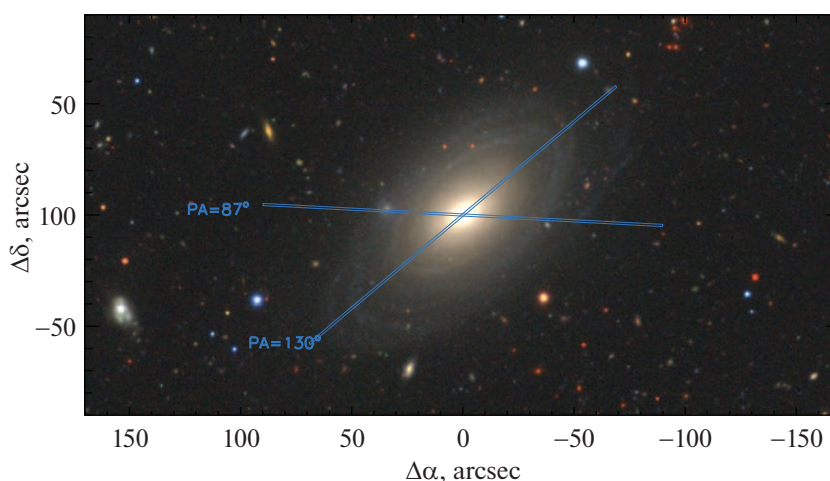
### ВВЕДЕНИЕ

Звездообразование в кольцевых структурах линзовидных галактик — слабо исследованный феномен, который, тем не менее, является ключом к происхождению хаббловских морфологических типов галактик. Действительно, спиральные и линзовидные галактики имеют идентичную структуру: они содержат два крупномасштабных компонента, протяженный звездный диск и центрально-концентрированный балдж с весьма разным вкладом в общую звездную массу галактики. И те, и другие также обладают протяженным газовым диском (S0-галактики в четверти всех случаев, Серра и др., 2012, 2014). Тем не менее в дисках спиральных галактик идет весьма заметное звездообразование в спиральных ветвях, и звездные диски спиральных галактик растут ‘inside-out’: более эффективно звездообразование протекает в центральных плотных областях дисков и раньше полностью заканчивается, а со временем “основные события” перемещаются на

периферию дисков, обеспечивая эволюционный рост размеров дисков спиральных галактик. В дисках линзовидных галактик звездообразование, если и встречается, то на один-два порядка слабее, и оно сконцентрировано в кольцевых структурах. Растут ли при этом диски линзовидных галактик на большой временной шкале — вопрос, на который пока нет наблюдательного ответа.

Если галактики имеют одинаковую структуру, массу и находятся в сходном окружении, а большинство как спиральных, так и линзовидных галактик ближней Вселенной принадлежат группам (Макаров, Караченцев, 2011), странно, что они могут испытывать статистически разную эволюцию. В современной парадигме эволюция спиральных галактик сопровождается непрерывным натеканием газа извне (см., например, Таккони и др., 2020), и это натекание питает плавный ход звездообразования в дисках спиральных галактик. Естественно предположить, что на соседнюю линзовидную галактику внешний газ тоже должен стекать; почему же в них подавлено звездообразование? Мы (Сильченко и др., 2019) предположили, что различие может определяться разным направле-

\*Электронный адрес: olga@sai.msu.su



**Рис. 1.** Изображение NGC 934 в комбинированных цветах из обзора DECaLS. Показано положение щелей спектрографов SCORPIO и SCORPIO-2.

нием втекающих потоков (которые из общих соображений должны быть распределены среди всех галактик изотропно). В линзовидных галактиках часто наблюдается рассогласование в ориентации плоскостей вращения газа и звезд (Кюйкен и др., 1996; Дэвис и др., 2011; Катков и др., 2014; Сильченко и др., 2019); может быть, все дело в том, что в линзовидные галактики внешний газовый поток приходит под значительным углом? Ударные волны, формирующиеся при вхождении наклонного газового потока в потенциальную яму звездного диска, способны нагреть газ и лишить его способности формировать звезды.

Мы продолжаем исследование направления прихода газа в линзовидные галактики. В настоящей работе представлены результаты по галактике NGC 934. Это гигантская ( $M_B = -20.7$ , LEDA<sup>1</sup>,  $\log M_* = 10.9$ , Эккерт и др., 2015) линзовидная (Бута, 2019) галактика, которая на рис. 1, представляющем ее изображение в оптических лучах в комбинированных цветах, выглядит как классическая галактика раннего типа. И действительно, ее интегральный цвет  $u - r = 2.7$  (SDSS<sup>2</sup>) позволяет отнести галактику к “красной последовательности”. Однако фотометрические наблюдения в ультрафиолете космического телескопа GALEX (Хиль де Пас и др., 2007) обнаружили у галактики заметное в далеком ультрафиолетовом диапазоне FUV однородное кольцо с радиусом около 20 кпк (рис. 2, правый). Его цвет  $FUV - r = 4.71$  позволил Лемониас и др. (2011) классифицировать внешние области NGC 934 как XUV-диск, т.е. протяженный диск с текущим звездообразованием, радиус которого существенно превышает радиус

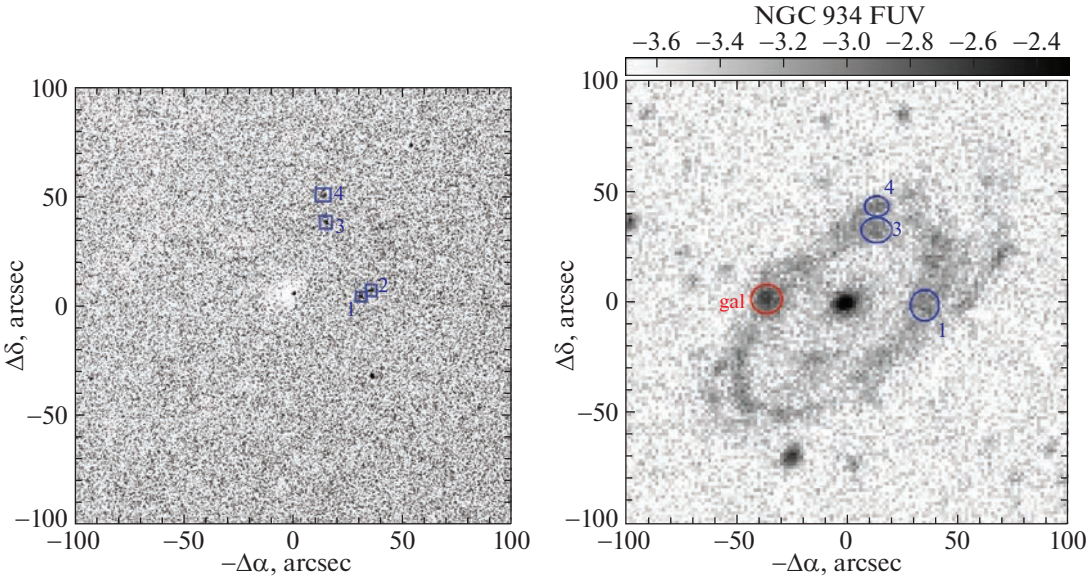
диска старых звезд. Вдобавок, у галактики довольно много газа — масса нейтрального водорода, оцененная по линии 21 см в работе Старк и др. (2016), с учетом расстояния до галактики 96 Мпк (Саулдер и др., 2016), достигает 3–5 млрд солнечных масс. (Линейный масштаб при таком принятом расстоянии составляет 465 пк в угл. сек.) Похоже, эта линзовидная галактика именно сейчас строит свой звездный диск ‘inside-out’ на больших масштабах. Пикантности ситуации добавляет то, что NGC 934 выглядит достаточно изолированной галактикой: до ближайшего соседа 0.226 Мпк (Худ и др., 2018).

## НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Спектральные наблюдения галактики NGC 934 на 6-м телескопе CAO РАН с длинной щелью осуществлялись дважды. В 2017 г., 13/14 октября, на редукторе светосилы SCORPIO (Афанасьев, Моисеев, 2005) с гризмой VPHG2300G в течение 1.5 ч экспонировался диапазон 4800–5500 Å со спектральным разрешением около 2 Å; качество изображений было умеренным: 2.9 угл. сек. В 2021 г., 9/10 октября, наблюдения были проведены в течение 2 ч с помощью редуктора прямого фокуса SCORPIO-2 (Афанасьев, Моисеев, 2011), с гризмой VPHG1200@540 (диапазон 3700–7100 Å) и спектральным разрешением 5 Å; качество изображений составляло 1.8 угл. сек. В обоих случаях щель шириной 1'' и длиной около 6' позволяла брать фон неба для вычитания с краев щели. Щель в 2017 г. была сориентирована вдоль большой оси изофот галактики в  $PA = 130$  deg, а в 2021 г. — через спутник, проецирующийся на кольцо галактики прямо на восток от ядра в  $PA = 87$  deg. Спутник

<sup>1</sup><http://leda.univ-lyon1.fr>, Макаров и др., 2014

<sup>2</sup><http://skyserver.sdss.org/dr12>



**Рис. 2.** Звездообразование в кольце: карта в эмиссионной линии  $H\alpha$  (слева) и в ультрафиолетовой полосе FUV (справа). На картах синим пронумерованы области звездообразования, для которых рассчитаны отношения потоков сильных эмиссионных линий и оценен механизм возбуждения. Красным кружком обведена галактика заднего фона, проецирующаяся на кольцо.

оказался объектом фона: его красное смещение,  $z = 0.04$ , в 2 раза больше, чем у NGC 934. Лучевая скорость этой галактики заднего фона, отмеченной красным кружком на рис. 2, измеренная по трем эмиссионным линиям,  $H\alpha$ ,  $[OIII]\lambda 5007$  и  $H\beta$ , оказалась равна  $V_r = 12\,407\text{ км с}^{-1} \pm 15\text{ км с}^{-1}$ . Измерения лучевых скоростей звездной компоненты проводились с помощью кросс-корреляции поэлементных спектров, взятых вдоль щели на разных расстояниях от центра галактики, либо со спектром звезды спектрального класса поздний G–ранний K, либо со спектром утреннего неба, снятым в ту же ночь с той же аппаратурой. Лучевые скорости газовой компоненты измерялись по эмиссионной линии  $[OIII]\lambda 5007$ , наиболее однородно покрывающей центральную область галактики. Интенсивности в линиях для расчета отношений потоков сильных эмиссионных линий вычислялись путем гаусс-анализа бленды эмиссионных линий  $H\alpha + [NII]\lambda\lambda 6548, 6583$  и абсорбционной линии  $H\alpha$ , а также бленд  $[OIII]\lambda 5007 + TiI 5000 + 5007 + 5015$  и  $H\beta(emis) + H\beta(abs)$ .

Также были проведены наблюдения на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ (Шатский и др., 2020) с картировщиком узких эмиссионных линий MaNGaL (Mapper of Narrow Galaxy Lines, Моисеев и др., 2020). MaNGaL является фотометром с перестраиваемым фильтром на базе сканирующего интерферометра Фабри–Перо с шириной инструментального контура (FWHM)  $13\text{ \AA}$ . Детектор — низкошумящая ПЗС-камера iKon-M934

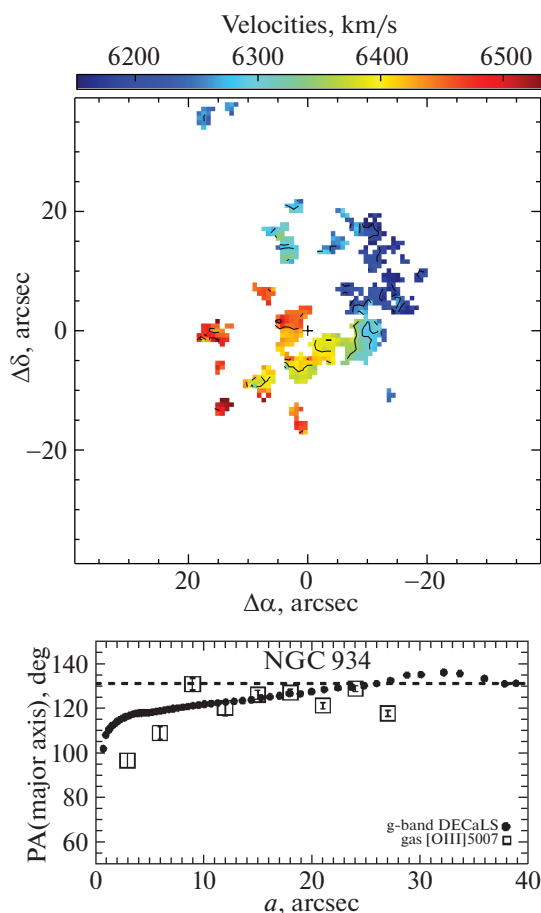
форматом  $1024 \times 1024$  пикселя. Масштаб составлял  $0.325''/\text{пиксель}$ . Во время наблюдений последовательно выполнялись короткие накопления изображений при настройке полосы фильтра на эмиссионные линии  $H\alpha$ ,  $[NII]\lambda 6583$  и  $[OIII]\lambda 5007$  (с учетом средней скорости галактики и гелиоцентрической поправки) и на континуум, смещенный

**Таблица 1.** Отношения потоков эмиссионных линий по данным SCORPIO-2 в ориентации  $PA = 87^\circ$

| $R''$ | $\log([NII]\lambda 6583/H\alpha)$ | $\log([OIII]\lambda 5007/H\beta)$ |
|-------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| −39.0 | $−0.71 \pm 0.26$                  | —                                 |
| −31.0 | $−0.54 \pm 0.04$                  | $−0.02 \pm 0.18$                  |
| +18.5 | $−0.41 \pm 0.18$                  | —                                 |

**Таблица 2.** Отношения потоков эмиссионных линий по данным MaNGaL

| Номер области | $\log([NII]\lambda 6583/H\alpha)$ | $\log([OIII]\lambda 5007/H\beta)$ |
|---------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| 1             | $−0.58 \pm 0.09$                  | $+0.35 \pm 0.17$                  |
| 2             | $−0.33 \pm 0.07$                  | $−0.11 \pm 0.25$                  |
| 3             | $−0.18 \pm 0.08$                  | $−0.11 \pm 0.29$                  |
| 4             | $−0.42 \pm 0.08$                  | $+0.23 \pm 0.19$                  |



**Рис. 3.** Поле скоростей ионизованного газа по данным Фабри–Перо (вверху) и сравнение кинематической линии узлов плоскости вращения газа с ориентацией большой оси изофот (линией узлов звездного диска) (внизу). Квадраты на нижнем рисунке показывают результаты анализа поля скоростей газа (линию узлов газового диска), черные точки — результаты фотометрии (ориентацию большой оси изофот звездного населения), в том числе штрихованная линия относится к ориентации большой оси самых внешних изофот, т.е. к линии узлов звездного диска.

в сторону от линии. Такие серии экспозиций позволяют усреднить вклад от вариаций атмосферной прозрачности и качества изображений. Наблюдения выполнялись в две ночи, 7 и 8 ноября 2021 г., с суммарными экспозициями 1500 с в  $H\alpha$ , 3000 с в  $[\text{NII}]\lambda 6583$  и 3600 с в  $[\text{OIII}]\lambda 5007$ ; качество изображений при наблюдениях было  $1.2''$ . Обработка данных MaNGaL мало отличается от методики работы с обычными прямыми снимками с узкими фильтрами и описана в статье Моисеева и др. (2020). После вычитания континуума мы получили карты полного поля галактики в эмиссионных линиях  $H\alpha$ ,  $[\text{NII}]\lambda 6583$  и  $[\text{OIII}]\lambda 5007$ . Распределение яркости в линии  $H\alpha$  показано на рис. 2. Такое картирование позволило не только изучить морфологию ионизованного газа, но и оценить отношения сильных эмиссионных линий в областях звездообразования по всему диску галактики; с помощью этих измерений можно ограничить механизм возбуждения ионизованного газа и определить содержание кислорода в газе там, где он возбуждается

молодыми звездами. Вычисление отношения близких эмиссионных линий  $H\alpha$  и  $[\text{NII}]\lambda 6583$  корректировалось за вклад крыльев соседней линии по калибровке, описанной Моисеевым и др. (2020).

И, наконец, 12/13 октября 2021 г. для NGC 934 было получено полное двумерное поле скоростей ионизованного газа. Галактика наблюдалась на БТА со сканирующим интерферометром Фабри–Перо в составе редуктора SCORPIO-2. Этот прибор позволяет осуществлять панорамную спектроскопию кинематики ионизованного газа на большом поле зрения — в данном случае 6 угл. мин. Сканируется спектр в узком диапазоне, ограниченный интерференционным фильтром с шириной полосы  $FWHM = 15\text{--}30 \text{ \AA}$ . Для сканирования NGC 934 была выбрана эмиссионная линия  $[\text{OIII}]\lambda 5007$ , яркость которой, как было отмечено выше, равномерно распределена в центральной области галактики. Использование эталона Фабри–Перо 186-го порядка обеспечивало спектральное



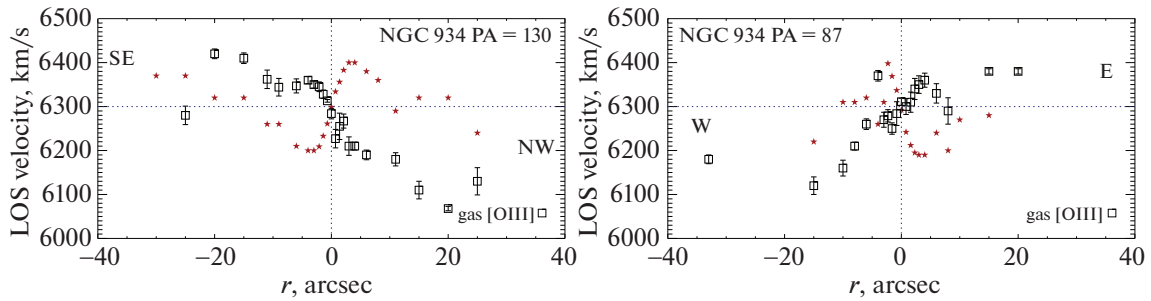


Рис. 4. Профили лучевых скоростей газа и звезд в разрезах с длинной щелью в  $PA = 130^\circ$  (слева) и  $PA = 87^\circ$  (справа). Красные звездочки характеризуют звездную кинематику, черные квадраты — газовую.

разрешение  $FWHM = 2.0 \text{ \AA}$  ( $\sim 120 \text{ км с}^{-1}$ ) в спектральном диапазоне  $\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$  вокруг линии. Всего было получено 30 интерферограмм с меняющимся зазором между пластинами эталона Фабри–Перо; экспозиция каждой интерферограммы была 3 мин. Наихудшее пространственное разрешение во время наблюдений, к которому были приведены все интерферограммы, составляло 2.8 сек. дуги. Обработка данных наблюдений выполнялась стандартным образом, как это описано в обзоре Моисеева (2021). В результате подгонки спектров эмиссионной линии профилем Фойхта были получены полные карты галактики в зеленом континууме и в эмиссионной линии  $[OIII]\lambda 5007$ , поле лучевых скоростей ионизованного газа и распределение дисперсии лучевых скоростей по телу галактики. Поле скоростей представлено на рис. 3.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

### Ориентация осей вращения газа и звезд

Имея двумерное поле лучевых скоростей, которые являются проекциями полных скоростей газовых облаков на наш луч зрения, в предположении, что газ вращается по круговым орбитам, восстановить ориентацию в пространстве плоскости его вращения — или направление спина, перпендикулярного этой плоскости. Мы используем для этого метод наклонных колец со скользящим радиусом, реализованный в программе DETKA (Моисеев и др., 2004). Беглый взгляд на поле скоростей ионизованного газа, построенного по измерениям линии  $[OIII]\lambda 5007$  с помощью сканирующего интерферометра Фабри–Перо (рис. 3), обнаруживает разворот кинематической большой оси — линии узлов плоскости вращения. И действительно, результаты анализа поля скоростей с программой DETKA показывают скачок позиционного угла линии узлов (рис. 3): в центре  $PA_0 < 100^\circ$ , а на радиусах больше  $10''$  —  $PA_0 = 128^\circ \pm 5^\circ$ . На этом рис. 3 мы также нанесли ориентацию фотометрической большой оси по результатам изотопного анализа изображения NGC 934 в полосе  $g$  из обзора DECaLS

(Дей и др., 2019). В случае круглой формы диска галактики, если мы наблюдаем его под некоторым углом к плоскости, большая ось эллиптических изотоп проекции диска на картинную плоскость будет совпадать с линией узлов. Также с линией узлов будет совпадать и направление максимального наблюдаемого градиента лучевой скорости в случае вращения по круговым орбитам. Мы видим на рис. 3, что плоскость вращения газа может совпадать с плоскостью звездного диска, начиная с радиуса примерно  $12''$ . Околоядерная же часть газового диска, если мы предполагаем его плоское круговое вращение, наклонена к экваториальной плоскости галактики.

На рис. 4 показаны профили лучевых скоростей газа и звезд в двух позиционных углах,  $PA = 130^\circ$  (слева) и  $PA = 87^\circ$  (справа), полученные в результате спектральных наблюдений с длинной щелью. Мы видим, что кинематика газа и звезд совершенно не совпадает. В то время как на внутреннем краю диска,  $R = 12''$ – $15''$ , газ и звезды вероятно лежат в одной плоскости, учитывая одинаковую ориентацию их линий узлов (рис. 3), хотя и вращаются навстречу друг другу, около центра газ и звезды скорее вращаются примерно в полярных или в сильно наклоненных плоскостях по отношению к ориентации внешнего галактического диска, если мы предполагаем их круговое вращение. Что касается радиусов  $R > 15''$ , то здесь мы видим нулевую проекцию скорости звезд на луч зрения; это может быть связано с наличием двух звездных подсистем: одной, связанной с газом, а другой, являющейся продолжением центрального звездного компонента и противовращающейся по отношению к газу. Однако это предположение требует дальнейшего исследования со спектрами более высокого разрешения.

Положение кинематической оси внутренних областей звездного диска мы определили по измерениям центральных градиентов лучевых скоростей в двух разрезах:

$$\frac{dv_r}{dr_{\text{proj}}} = \frac{dV_{\text{rot}}}{dR} \sin i \cos(PA - PA_0),$$

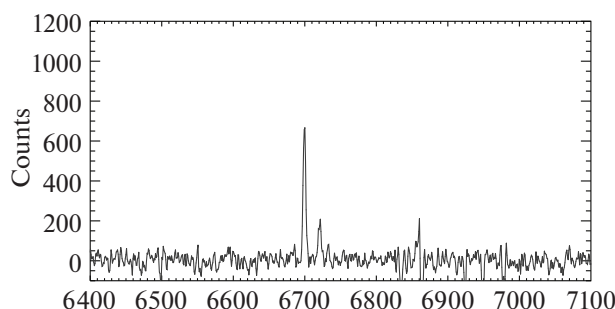


Рис. 5. Красная часть длиннощелевого спектра SCORPIO-2/БТА эмиссионной области 1, в центре — эмиссионные линии  $H\alpha$  и  $[\text{NII}]\lambda 6583$ .

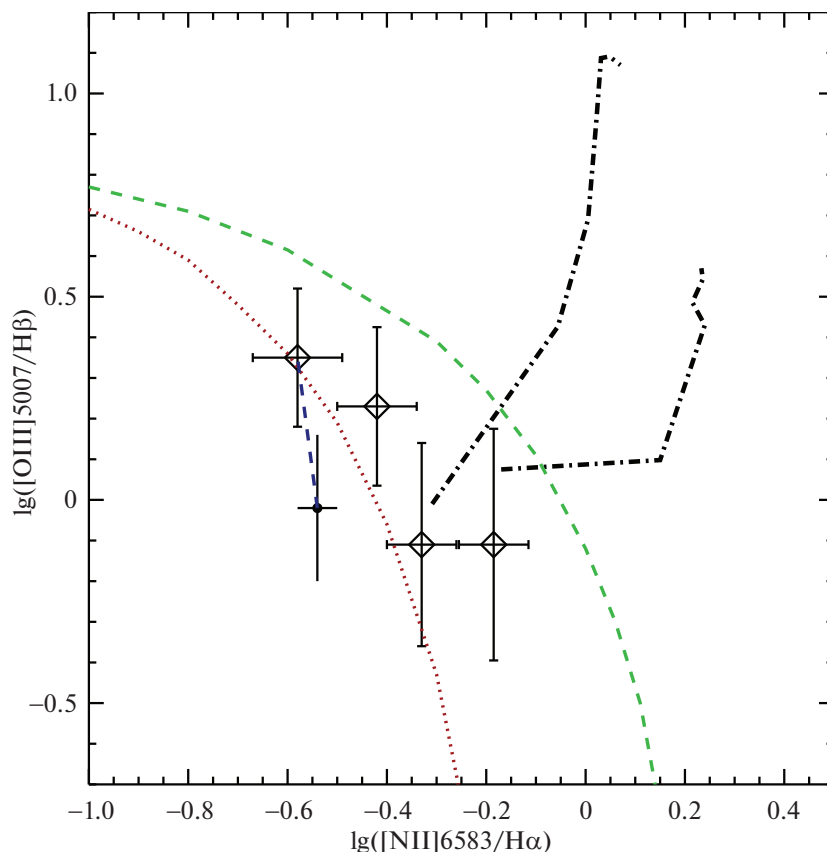
где в левой части формулы стоят измеряемые по наблюдаемому профилю лучевых скоростей величины, а в правой — центральный градиент скорости твердотельного вращения и тригонометрические функции от угла наклона плоскости вращения к лучу зрения и от разницы между ориентацией разреза и линией узлов. Считая на  $R < 2''$  вращение твердотельным и измерив наблюдаемые вдоль двух разных  $PA$  градиенты  $dv_r/dr_{\text{proj}}$  ( $43.6 \pm 1.3 \text{ км с}^{-1}$  на угловую секунду в позиционном угле  $130^\circ$  и  $-50 \pm 2 \text{ км с}^{-1}$  на угловую секунду в позиционном угле  $87^\circ$ ), мы получили, что в центре галактики кинематическая ось вращения звездного компонента соответствует  $PA_0 = 99^\circ \pm 5^\circ$ , т.е. сильно наклонена относительно линии узлов внешнего звездного диска.

#### Возбуждение и химический состав газа в кольце

На рис. 2 (слева) отмечены четыре компактные эмиссионные области, хорошо видимые на карте эмиссии  $H\alpha$ . Самая яркая из этих областей, номер 1, попала также на цель спектрографа при наблюдениях с длинной щелью в ориентации  $PA = 87^\circ$  (спектр в красной области представлен на рис. 5). На картах NGC 934 в эмиссионных линиях, построенных с MaNGaL, мы установили круглые апертуры радиусом  $3''$ , центрированные на эмиссионные линии, детектированные на карте  $H\alpha$ , и измерили потоки в каждой линии. Поток в линии  $H\beta$  был определен по потоку в  $H\alpha$  делением на бальмеровский декремент. Напрямую бальмеровский декремент в кольце звездообразования мы смогли измерить только в области 1, для которой получен спектр с длинной щелью, а интенсивности эмиссионных линий измерены гаусс-анализом, с учетом подлежащих абсорбционных линий. Он оказался равен  $H\alpha/H\beta = 4.47 \pm 1.03$ . Именно это значение мы использовали для расчета потоков в эмиссионной линии  $H\beta$  для данных MaNGaL. Надо отметить, что для потоков по данным MaNGaL поправки за подлежащие абсорбционные линии звездного компонента не вводились.

Отношения потоков высоковозбужденной линии  $[\text{OIII}]\lambda 5007$  к  $H\beta$  и низковозбужденной линии  $[\text{NII}]\lambda 6583$  к  $H\alpha$  мы нанесли на классическую ВРТ-диаграмму (Болдуин и др., 1981) для определения характера возбуждения ионизованного газа (рис. 6). Компактное расположение измеренных по данным MaNGaL эмиссионных областей на ВРТ-диаграмме говорит о смешанном типе возбуждения: к возбуждению ультрафиолетовым излучением молодых звезд примешивается эффект ударных волн, очевидно связанных со сложной кинематикой газа. Пожалуй, только самая яркая область номер 1 может с натяжкой считаться стандартной NII-областью, поскольку отношения потоков в линиях, рассчитанные для нее по спектру с длинной щелью, уверенно попадают в область возбуждения газа молодыми звездами. Для всей совокупности эмиссионных областей в кольце NGC 934 можно определить металличность газа, используя индикатор  $\text{O3N2} \equiv \log([\text{OIII}]\lambda 5007/H\beta) - \log([\text{NII}]\lambda 6583/H\alpha)$ , который, согласно Кумари и др. (2019), корректно отражает обилие кислорода в ионизованном газе даже в присутствии смешанного типа возбуждения. По оценкам индикаторов  $\text{N2} \equiv \log([\text{NII}]\lambda 6583/H\alpha)$  и  $\text{O3N2}$  для области номер 1, сделанным по спектру с длинной щелью, согласно Петтини и Пэйджелу (2004), получается обилие кислорода  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.58$ , а калибровка Марино и др. (2013) дает  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.46 \pm 0.08$ . Если взять индикатор  $\text{O3N2}$ , средний по всем четырем областям, по данным MaNGaL,  $0.47 \pm 0.20$ , то получится по калибровке Петтини и Пэйджел (2004)  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.58 \pm 0.06$ , а по калибровке Марино и др. (2013) —  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.40 \pm 0.05$  (это статистическая точность, не учитывающая возможной систематики калибровок). В целом мы приходим к металличности примерно  $[Z/\text{H}] = -0.2$ , если ориентироваться на солнечное обилие кислорода 8.69 (Асплунд и др., 2009), что полностью согласуется со средней металличностью ионизованного газа во внешних кольцах





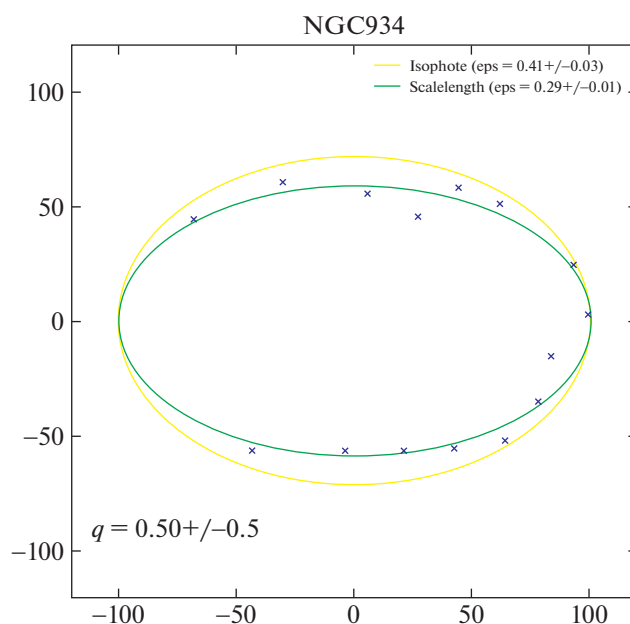
**Рис. 6.** Диагностическая BPT-диаграмма для определения характера возбуждения ионизованного газа в четырех областях звездообразования NGC 934, измеренных в данных MaNGaL (ромбы), и одной из них, области номер 1, — с длинной щелью (черный кружок). Измерения с длинной щелью поправлены за покраснение приведением измеренного бальмеровского декремента, 4.47, к стандартному для HII-областей, 2.85, по методике Изотова и др. (1994), и соединены штриховой синей линией с измерениями MaNGaL для той же области. Красная пунктирная и зеленая штриховая линии разграничивают положения эмиссионных областей, возбужденных молодыми звездами (слева и снизу от линии), от других механизмов возбуждения, согласно Кауффманн и др. (2003) и Кьюли и др. (2001) соответственно. Штрихпунктирными линиями показаны модели возбуждения газа ударной волной — газа с солнечной металличностью и стандартной электронной плотностью  $n = 1 \text{ см}^{-3}$  — из работы Аллен и др. (2008). Вдоль каждой ломаной снизу вверх растет скорость ударной волны, от 200 до  $1000 \text{ км с}^{-1}$ ; из двух ломаных правая соответствует ударной волне, распространяющейся в окружении низкой плотности, а левая — в уже возбужденном плотном газе (модель ударной волны вместе с прекурсором).

линзовидных галактик  $[Z/H] = -0.15$ , найденной нами ранее (Сильченко и др., 2019) для выборки внешних колец звездообразования в линзовидных галактиках с протяженными газовыми дисками.

#### ОБСУЖДЕНИЕ: СТРУКТУРА NGC 934 И ПРИРОДА ЕЕ КОЛЬЦА

Структура NGC 934 не совсем обычна для линзовидных галактик. Если ориентироваться на профиль поверхностной яркости, осредненной по азимуту (рис. 8, в центре), то экспоненциальный диск начинает доминировать в поверхностной яркости примерно на  $R = 20''$ , т.е. в 8 кпк в от центра. Это говорит об очень крупном балдже, возможно — триаксиальном, о чем свидетельствует разворот ориентации большой оси изофот в

центре галактики, заметный на рис. 3. Экспоненциальный диск, который описывается формулой  $\mu_g = 22.6 + 1.086R''/20''$ , имеет аномально большой, по сравнению со средними характеристиками звездных дисков галактик ближней Вселенной (Фати, 2010), экспоненциальный масштаб, 8 кпк, и довольно низкую центральную поверхностную яркость: если ориентироваться на характеристики диска, то это гигантская галактика низкой поверхностной яркости. Если привлечь еще и кинематические характеристики — профиль звездной дисперсии скоростей вдоль большой оси (рис. 8, верхний), то звездный диск NGC 934, возможно, начинает быть заметным в измерениях чуть ближе к центру, на радиусах от  $12''$ – $15''$ , т.е. примерно с 5–6 кпк; и он является довольно горячим динамически, с дисперсией скоростей звезд около  $100 \text{ км с}^{-1}$ .



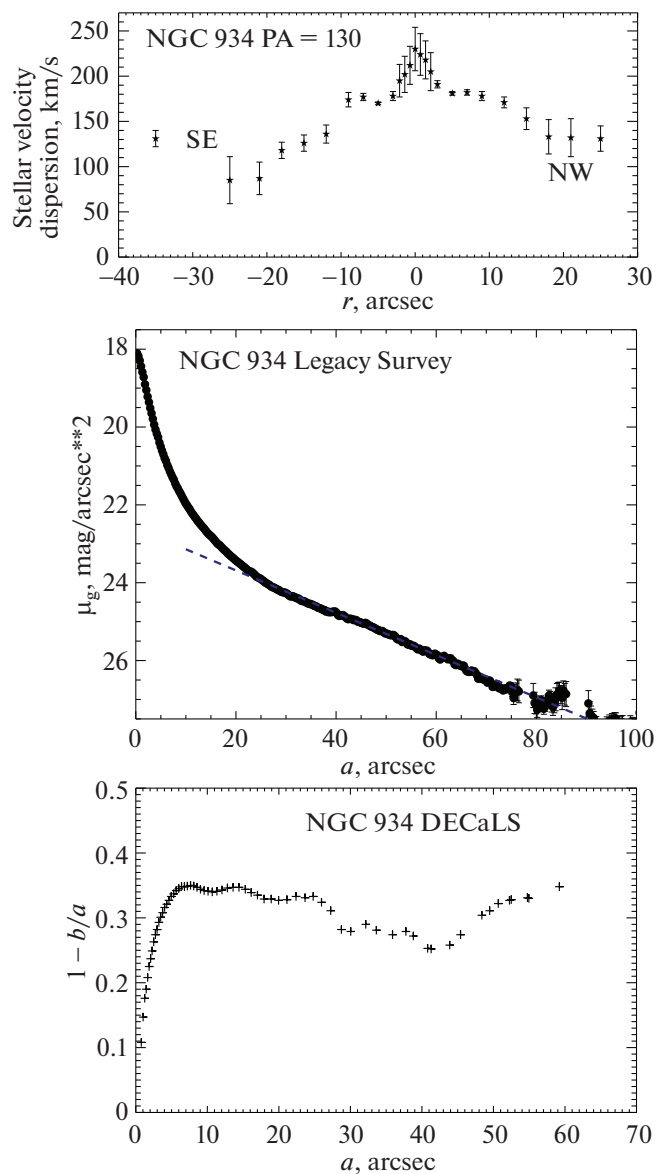
**Рис. 7.** Сравнение эллиптичности изофоты и углового распределения экспоненциального масштаба диска в ходе определения толщины внутреннего звездного диска.

По методике Чудаковой и Сильченко (2014), которая использует экспоненциальный масштаб профиля поверхностной яркости звездного диска, измеренный в разных позиционных углах (т.е. в разных проекциях), как стандартную линейку (рис. 7), мы рассчитали относительную толщину звездного диска на внутреннем участке экспоненциального сегмента профиля поверхностной яркости. Она оказалась равной  $q_0 = 0.50 \pm 0.05$ ; толщина диска в данном случае определяется в терминах Хаббла (1926), т.е. является отношением характерных масштабов распределения поверхностной яркости по вертикали и вдоль радиуса — например, отношением вертикального и радиального экспоненциальных масштабов. Таким образом, диск NGC 934 действительно очень толстый, как мы и ожидали, исходя из его кинематических характеристик.

Основываясь на результатах изофотного анализа, конкретно, измерениях эллиптичности изофот  $e \equiv 1 - b/a$  (рис. 8, нижний), в рамках нашей методики оценки толщины звездного диска, для внутреннего звездного диска получается его наклон к лучу зрения по известной формуле  $\sin i = \sqrt{(2e - e^2)/(1 - q_0^2)}$  (Найстейн и др., 1999), равным  $i_* = 54.5^\circ$ . Очевидно, ультрафиолетовое кольцо, отражающее распределение недавно образованных из газа звезд, должно быть как-то связано с газовым диском. Его эллиптичность,  $e_{uv} = 0.47$ , намекает на наклон к лучу зрения (в случае круглой внутренней формы кольца)  $62^\circ$ . Таким образом, *больше* наклона старого внутреннего звездного диска. Возможно, внешний диск слегка наклонен к

экваториальной плоскости галактики протяженного газового диска, т.е. испытывает так называемый вагр.

Поскольку кинематика газа не согласуется с кинематикой звезд NGC 934, особенно в центре галактики, очевидно, что газ натек на галактику со стороны, с направления, лежащего вне экваториальной плоскости старого звездного диска. Получился протяженный аккрецированный газовый диск, и во внешних областях галактики этот газ недавно участвовал в звездообразовании. Согласно Лемониас и др. (2011), внешний звездный диск низкой поверхностной яркости в NGC 934 является еще и XUV-диском (протяженным диском, ярким в ультрафиолете); т.е. можно констатировать, что звездный диск NGC 934 формируется прямо сейчас и, поскольку он имеет низкую поверхностную яркость, возможно, он начал формироваться совсем недавно вокруг массивного сфероид. Логично связать начало формирования внешнего диска с моментом аккреции большого объема холодного газа. Кольцо на радиусе около 22 кпк обозначает место самого интенсивного недавнего звездообразования. Причем характерное время звездообразования на этом радиусе было коротким. На это намекает клочковатость эмиссии  $H\alpha$  в кольце — индикатора звездообразования на временной шкале  $10^7$  лет — по сравнению с довольно гладким распределением ультрафиолетового излучения в фильтре FUV — индикатора звездообразования на временной шкале  $10^8$  лет. Если измерить поверхностную яркость ультрафиолетового излучения в фильтре FUV вдоль кольца, то она



**Рис. 8.** Радиальная структура диска, сверху вниз: профиль дисперсии скоростей звезд в разрезе вдоль большой оси, в  $PA = 130^\circ$ , азимутально усредненный профиль поверхностной яркости с вписанным экспоненциальным законом  $\mu_g = 22.6 + 1.086R''/20''$  и радиальная зависимость эллиптичности изофот по данным DECaLS.

меняется в пределах 10–20%, тогда как излучение в эмиссии  $H\alpha$  на южной оконечности кольца, в  $PA = 130^\circ$ , вдоль которого был сделан спектральный разрез с длинной щелью, отсутствует полностью. Имея в виду разные временные шкалы темпов звездообразования, определяемых по ультрафиолету и по эмиссии  $H\alpha$ , мы можем заключить, что скорее всего событие аккреции газа произошло порядка 100 млн лет назад и привело к вспышке звездообразования в кольце. Постепенное превращение кольца звездообразования в звездный диск низкой поверхностной яркости путем динамической радиальной диффузии молодых звезд действительно

реально, такая эволюция рассмотрена в динамических моделях Мапелли и др. (2008).

Кинематическая конфигурация, когда газ вращается в центре в наклонной плоскости, а на больших расстояниях от центра ложится в плоскость галактики, причем так, что противовращается звездам, уже встречалась в нашей практике. В частности, такое поведение газа зафиксировано нами у линзовидной галактики с небольшим баром NGC 7280 (Афанасьев, Сильченко, 2000; Сильченко, 2005). Динамическое моделирование галактик также может давать такие конфигурации. Так, Ван Альбада и др. (1982) исследовали поведение газа, натекающего на вращающуюся триаксиль-

ную фигуру перпендикулярно ее самой длинной оси; образующийся при такой аккреции газовый диск искривляется во внешних областях и приходит в равновесие перпендикулярно самой короткой оси фигуры, причем в этих внешних областях противовращается звездам триаксиальной фигуры. С другой стороны, Фридли и Бенц (1993) прослеживали эволюцию газового диска спиральной галактики, который изначально противовращался звездам в плоскости галактики, а потом начинал стекать к центру вдоль бара, отнимающего момент у газа; финальная стадия эволюции этой модели тоже показала центральный полярный газовый диск внутри бара. Поэтому, рассматривая только кинематику сегодняшнего дня, мы не можем отождествить направление прихода газа в галактику — на периферию близко к плоскости или в центр под большим углом к плоскости.

### ВЫВОДЫ

В работе представлены комплексные спектральные данные и данные узкополосной фотометрии в эмиссионных линиях для линзовидной галактики с ультрафиолетовым кольцом NGC 934. Показано, что кинематика ионизованного газа совершенно не согласуется с кинематикой звезд, и, следовательно, газ был недавно аккрецирован извне. Металличность ионизованного газа в областях звездообразования лишь немного ниже солнечной, и это позволяет ограничить предположения об источнике внешнего газа: скорее всего, это поглощение богатого газом спутника. Во внешних областях аккрецированного газового диска наблюдается вялое звездообразование, и мы делаем вывод, что в NGC 934 продолжается надстройка внешнего звездного диска низкой поверхностной яркости.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00080. 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 университеты”. Мы благодарим Е.А. Малыгина и Е.С. Шабловинскую, выполнивших спектральные наблюдения со SCORPIO-2. В работе мы пользовались данными Базы внегалактических данных NED (NASA/IPAC), которая управляется Лабораторией реактивного движения и Калифорнийским технологическим институтом, по контракту с НАСА, и данными Лион-Медонской базы HyperLEDA (Макаров и др., 2014). Для анализа структуры NGC 934 использовались фотометрические данные обзора DECaLS (Дей и др., 2019), предоставленные ресурсом legacysurvey.org. Также мы привлекали для нашего анализа данные космического

телескопа GALEX. Данные миссии NASA GALEX были взяты из Архива Микульски для космических телескопов (MAST).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аллен и др. (M.G. Allen, B.A. Groves, M.A. Dopita, R.S. Sutherland, and L.J. Kewley), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **178**, 20 (2008).
2. Асплунд и др. (M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, and P. Scott), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 481 (2009).
3. Афанасьев, Сильченко (V.L. Afanasiev and O.K. Sil'chenko), *Astron. J.* **119**, 126 (2000).
4. Афанасьев В.Л., Моисеев А.В., Письма в Астрон. журн. **31**, 214 (2005) [V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev, *Astron. Lett.* **31**, 194 (2005)].
5. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic Astron.* **20**, 363 (2011).
6. Болдуин и др. (J.A. Baldwin, M.M. Phillips, and R. Terlevich), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **93**, 5 (1981).
7. Бута (R.J. Buta), *MNRAS* **488**, 590 (2019).
8. Ван Альбада и др. (T.S. Van Albada, C.G. Kotanyi, and M. Schwarzschild), *MNRAS* **198**, 303 (1982).
9. Дей и др. (A. Dey, D.J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, K. Burleigh, X. Fan, J.R. Findlay, D. Finkbeiner, et al.), *Astron. J.* **157**, A168 (2019).
10. Дэвис и др. (T.A. Davis, K. Alatalo, M. Sarzi, M. Bureau, L.M. Young, L. Blitz, P. Serra, A.F. Crocker, et al.), *MNRAS* **417**, 882 (2011).
11. Изотов и др. (Yu.I. Izotov, T.X. Thuan, and V.A. Lipovetsky), *Astrophys. J.* **435**, 647 (1994).
12. Катков и др. (I.Yu. Katkov, O.K. Sil'chenko, and V.L. Afanasiev), *MNRAS* **438**, 2798 (2014).
13. Кауффман и др. (G. Kauffmann, T.M. Heckman, Ch. Tremonti, J. Brinchmann, S. Charlot, S.D.M. White, S.E. Ridgway, J. Brinkmann, et al.), *MNRAS* **346**, 1055 (2003).
14. Кьюли и др. (L.J. Kewley, M.A. Dopita, R.S. Sutherland, C.A. Heisler, and J. Trevena), *Astrophys. J.* **556**, 121 (2001).
15. Куйкен и др. (K. Kuijken, D. Fisher, and M.R. Merrifield), *MNRAS* **283**, 543 (1996).
16. Лемониас и др. (J.J. Lemonias, D. Schiminovich, D. Thilker, T.K. Wyder, D.Ch. Martin, M. Seibert, M.A. Treyer, L. Bianchi, et al.), *Astrophys. J.* **733**, 74 (2011).
17. Макаров, Караченцев (D. Makarov and I. Karachentsev), *MNRAS* **412**, 2498 (2011).
18. Макаров и др. (D. Makarov, Ph. Prugniel, N. Terekhova, H. Courtois, and I. Vauglin), *Astron. Astrophys.* **570**, A13 (2014).
19. Мапелли и др. (M. Mapelli, B. Moore, E. Ripamonti, L. Mayer, M. Colpi, and L. Giordano), *MNRAS* **383**, 1223 (2008).
20. Марино и др. (R.A. Marino, F.F. Rosales-Ortega, S.F. Sánchez, A. Gil de Paz, J. Vilchez, D. Miralles-Caballero, C. Kehrig, E. Pérez-Montero, et al.), *Astron. Astrophys.* **559**, A114 (2013).
21. Моисеев (A.V. Moiseev), *Bull. Special Astrophys. Observ.* **76**, 316 (2021).

22. Моисеев и др. (A.V. Moiseev, J.R. Valdés, and V.H. Chavushyan), *Astron. Astrophys.* **421**, 433 (2004).
23. Моисеев и др. (A. Moiseev, A. Perepelitsyn, and D. Oparin), *Experiment. Astron.* **50**, 199 (2020).
24. Найстейн и др. (E. Neistein, D. Maoz, H.-W. Rix, and J.L. Tonry), *Astron. J.* **117**, 2666 (1999).
25. Петтини, Пэйджел (M. Pettini and B.E.J. Pagel), *MNRAS* **348**, L59 (2004).
26. Саулдер и др. (Ch. Saulder, E. van Kampen, I.V. Chilingarian, S. Mieske, and W.W. Zeilinger), *Astron. Astrophys.* **596**, A14 (2016).
27. Серра и др. (P. Serra, T. Oosterloo, R. Morganti, K. Alatalo, L. Blitz, M. Bois, F. Bournaud, M. Bureau, et al.), *MNRAS* **422**, 1835 (2012).
28. Серра и др. (P. Serra, L. Oser, D. Krajnovic, Th. Naab, T. Oosterloo, R. Morganti, M. Cappellari, E. Emsellem, et al.), *MNRAS* **444**, 3388 (2014).
29. Сильченко О.К., Письма в Астрон. журн. **31**, 250 (2005) [O.K. Sil'chenko, *Astron. Lett.* **31**, 227 (2005)].
30. Сильченко и др. (O.K. Sil'chenko, A.V. Moiseev, and O.V. Egorov), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **244**, A16 (2019).
31. Старк и др. (D.V. Stark, S.J. Kannappan, K.D. Eckert, J. Florez, K.R. Hall, L.C. Watson, E.A. Hoversten, J.N. Burchett, et al.), *Astrophys. J.* **832**, A126 (2016).
32. Таккони и др. (L.J. Tacconi, R. Genzel, and A. Sternberg), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **58**, 157 (2020).
33. Фати (K. Fathi), *Astrophys. J.* **722**, L120 (2010).
34. Фридли, Бенц (D. Friedli and W. Benz), *Astron. Astrophys.* **268**, 65 (1993).
35. Хаббл (E.P. Hubble), *Astrophys. J.* **64**, 321 (1926).
36. Хиль де Пас и др. (A. Gil de Paz, S. Boissier, B.F. Madore, M. Seibert, Y.H. Joe, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **173**, 185 (2007).
37. Худ и др. (C.E. Hood, S. Kannappan, D.V. Stark, I.P. Dell'Antonio, A.J. Moffett, K.D. Eckert, M.A. Norris, and D. Hendel), *Astrophys. J.* **857**, A144 (2018).
38. Чудакова, Сильченко (E.M. Chudakova and O.K. Sil'chenko), *Astron. Rep.* **58**, 281 (2014).
39. Шатский и др. (N. Shatsky, A. Belinski, A. Dodin, S. Zheltoukhov, V. Kornilov, K. Postnov, S. Potanin, B. Safonov, A. Tatarnikov, and A. Cherepashchuk), In: *Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century*, p. 127 (2020).
40. Эккерт и др. (K.D. Eckert, S. Kannappan, D.V. Stark, A.J. Moffett, M.A. Norris, E.M. Snyder, and E.A. Hoversten), *Astrophys. J.* **810**, A166 (2015).

## РЕНТГЕНОВСКОЕ ГАЛО ПУЛЬСАРА 4U 1538–52 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ SRG

© 2023 г. А. Е. Штыковский<sup>1,2\*</sup>, А. А. Лутовинов<sup>1</sup>, Р. А. Кривонос<sup>1</sup>, М. Р. Гильфанов<sup>1,3</sup>,  
П. С. Медведев<sup>1</sup>, И. А. Мереминский<sup>1</sup>, В. А. Арефьев<sup>1</sup>, С. В. Мольков<sup>1</sup>, Р. А. Сюняев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, 117997 Россия

<sup>2</sup>НИУ “Высшая школа экономики”, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000 Россия

<sup>3</sup>Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

Поступила в редакцию 14.09.2022 г.

После доработки 02.06.2023 г.; принята к публикации 02.06.2023 г.

Представлены первые результаты наблюдения области пульсара 4U 1538–52 обсерваторией SRG по данным телескопов ART-XC и eROSITA. В диапазоне энергий 0.5–8 кэВ вокруг источника регистрируется протяженное излучение в виде гало. Проведенное моделирование показало, что распределение его поверхностной яркости может быть описано двухкомпонентной моделью, составленной из плоского диска радиусом  $\sim 250''$  и  $\beta$ -модели с характерным размером  $\sim 480''$ . Построен широкополосный спектр 4U 1538–52 в диапазоне энергий 0.5–30 кэВ, который может быть хорошо описан слабо поглощенным ( $N_H \simeq 0.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ ) степенным законом с завалом на высоких энергиях. Кроме того, в спектре пульсара регистрируются эмиссионные линии железа в области энергий 6–7 кэВ. Показано, что наблюдаемый спектр гало существенно мягче (показатель степенного закона  $\simeq 2.8$ ) спектра пульсара (показатель степенного закона  $\simeq 0.9$ ), что согласуется с предсказаниями теоретических моделей рассеяния излучения на пыли.

**Ключевые слова:** рентгеновские пульсары, нейтронные звезды, 4U 1538–52.

**DOI:** 10.31857/S0320010823050042, **EDN:** GMSHNT

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Массивная рентгеновская двойная система 4U 1538–52 (также известная как 4U 1538–522) была открыта по данным обсерватории Uhuru (Джаккони и др., 1974). Пульсации в рентгеновском диапазоне были открыты в работах Дэвидсон (1977) и Бекер и др. (1977). Также по данным обсерватории Uhuru был обнаружен затменный характер системы (Коминский, Мораес, 1991), свидетельствующий о ее большом наклонении.

Двойная система состоит из нейтронной звезды, вращающейся вокруг оптического В-сверхгиганта QV Norma (Рейнольдс и др., 1992). Период орбитального обращения составляет  $\sim 3.73$  дня (см. Фаланга и др., 2015, и ссылки там), а период собственного вращения пульсара  $\sim 526$  с (см. Малакария и др., 2020, и ссылки там). Расстояние до системы в  $\sim 6.5$  кпк было оценено еще в ранних работах (см., например, Иловайский и др., 1979; Рейнольдс и

др., 1992), что недавно было подтверждено измерением параллакса по данным обсерватории Gaia  $6.6^{+2.2}_{-1.5}$  кпк (Байлер-Джонс и др., 2018).

Спектральные и временные характеристики 4U 1538–52 изучались рядом рентгеновских обсерваторий в различных диапазонах энергий. Полученные результаты свидетельствуют о том, что аккреция вещества на нейтронную звезду происходит из звездного ветра, истекающего со звезды-компаньона. Рентгеновский спектр в широком диапазоне энергий описывается моделью поглощенного степенного континуума с завалом на высоких энергиях (Родес-Рока и др., 2011; Хемпхилл и др., 2019). В спектре присутствует комплекс флуоресцентных линий железа на энергиях 6.4–6.7 кэВ (Родес-Рока и др., 2011). Помимо флуоресцентных линий, по данным обсерватории XMM-Newton было показано наличие в спектре источника линии поглощения на энергии  $\sim 2.1$  кэВ (Родес-Рока и др., 2011). Эта линия не связана с циклотронным поглощением, так как ранее циклотронная линия поглощения была зарегистрирована на энергии  $\sim 22$  кэВ (Кларк и др., 1990; Робба

\*Электронный адрес: a.shtykovsky@cosmos.ru

и др., 2001; Хемпхилл и др., 2019) вместе с ее первой гармоникой на энергии  $\sim 47$  кэВ (Родес-Рока и др., 2009), что дает оценку магнитного поля на поверхности нейтронной звезды  $B \simeq 2.4 \times 10^{12}$  Гс. Светимость системы в диапазоне энергий 3–100 кэВ варьируется в диапазоне  $\sim (2-9) \times 10^{36}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  в предположении изотропного характера излучения и расстояния до системы 6.5 кпк (Рейнольдс и др., 1992).

Данные рентгеновских наблюдений показывают, что поглощение в системе сильно зависит от орбитальной фазы  $N_H \sim (1-16) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  (Кларк и др., 1994; Робба и др., 2001; Кларк, 2004). Интересно отметить, что во время затмения толщина колонки поглощения оказывается наименьшей (Афтаб и др., 2019) и согласуется со значением поглощения, определяемым по покраснению оптического компаньона (см. Валенчик, Смит, 2015, и ссылки там). Поглощение в направлении на источник, измеренное по распределению Галактического нейтрального водорода в линии 21 см, имеет сходное значение  $N_{H \text{ Gal}} \simeq 7.3 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$  (Группа HI4PI, 2016).

Рассеяние рентгеновского излучения на пыли межзвездной среды может приводить к образованию рентгеновских гало вокруг источников. Теория формирования таких гало в применении к астрофизическим источникам была впервые предложена Овербеком (1965) и в дальнейшем развита в работах ряда авторов (см., например, Мошэ, Горенштейн, 1986; Мэтис, Ли, 1991; Предель, Шмитт, 1995; Смит, Двек, 1998; Дрейн, 2003). Рентгеновское гало вокруг пульсара 4U 1538–52 было впервые описано в работе Ву и др. (1992). В работах Нагасе и др. (2001) и Кларка (2004) по данным обсерваторий ASCA и Chandra были построены радиальные профили гало 4U 1538–52 и проведен спектральный анализ рентгеновского излучения пульсара. В частности, в работе Кларка (2004) по данным обсерватории Chandra профили рентгеновского гало были описаны моделью рассеяния рентгеновского излучения 4U 1538–52 на трех отдельных пылевых облаках, расположенных на луче зрения. Отметим, что в более современной работе Валенчика, Смита (2015) по данным обсерваторий XMM-Newton и Chandra этот результат воспроизвести не удалось.

В настоящей работе мы провели пространственный и спектральный анализы источника 4U 1538–52 по данным обсерватории СРГ, полученным во время фазы калибровочных наблюдений. В разделе “Наблюдения и обработка данных” описаны использованные наблюдения и обработка данных. В разделе “Анализ изображения” представлен пространственный анализ, в разделе “Спектральный

анализ” — анализ спектра пульсара. Выводы кратко представлены в разделе “Заключение”.

## НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Обсерватория Спектр–Рентген–Гамма (СРГ) (Сюняев и др., 2021), запущенная 13 июля 2019 г. с космодрома Байконур, имеет на борту два телескопа с рентгеновской оптикой косого падения: еРОЗИТА, работающий в диапазоне энергий 0.2–8 кэВ (Предель и др., 2021), и ART-XC им. М.Н. Павлинского с рабочим диапазоном энергий 4–30 кэВ (Павлинский и др., 2021).

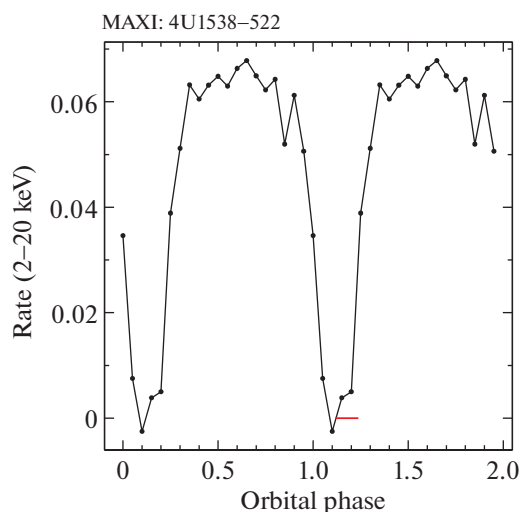
Телескоп СРГ/еРОЗИТА состоит из семи модулей рентгеновских телескопов (ТМ1–ТМ7) с общей эффективной площадью  $\sim 2700 \text{ см}^2$  на энергии 1.5 кэВ, энергетическим разрешением 138 эВ на 6 кэВ и временным разрешением  $\sim 50$  мс. Поле зрения еРОЗИТА составляет  $\sim 0.8$  кв. град, угловое разрешение  $\sim 16$  угл. сек (Предель и др., 2021). Первичная обработка и калибровка данных телескопа еРОЗИТА проводились с помощью программного обеспечения, разработанного в ИКИ РАН с использованием компонент системы eSASS, созданной в Институте внеземной физики Общества им. Макса Планка (Германия, Брюннер и др., 2022). При калибровке данных использовались результаты наземных калибровок, а также полетных калибровок, полученных в октябре–ноябре 2019 г.

Телескоп СРГ/ART-XC им. М.Н. Павлинского также состоит из семи модулей рентгеновских телескопов (Т1–Т7) с общей эффективной площадью  $\sim 450 \text{ см}^2$  на энергии 6 кэВ, энергетическим разрешением 1.4 кэВ на 6 кэВ и временным разрешением  $\sim 23$  мкс. Поле зрения ART-XC составляет  $\sim 0.3$  кв. град, пространственное разрешение  $\sim 50$  угл. сек (Павлинский и др., 2021). Для обработки данных СРГ/ART-XC использовалось программное обеспечение artpipeline версии 1.0 и CALDB версии 20220908.

В работе анализируются данные, полученные во время калибровочной фазы (CalPV) обсерватории СРГ. В рамках этой программы было проведено точечное наблюдение пульсара 4U 1538–52 (OBSID 11910027001, MJD = 58745.8) длительностью  $\sim 23$  кс в период с 19 по 20 сентября 2019 г. Во время наблюдения работали все семь модулей ART-XC и один модуль еРОЗИТА (ТМ6).

Используя эфемериды из работы Хемпхилл и др. (2019) по данным монитора MAXI/GSC, полученные на временном интервале MJD от 58545 до 58945, методом наложения эпох была построена свертка кривой блеска 4U 1538–52 на интервале одного орбитального периода (см. рис. 1). Красной линией на рисунке показан интервал орбитальных





**Рис. 1.** Свертка кривой блеска 4U 1538–52 в одном орбитальном периоде по данным монитора MAXI/GSC (MJD от 58545 до 58945); красным цветом показан интервал наблюдений СРГ.

фаз, соответствующий наблюдению обсерватории СРГ, показывающий что оно попало на орбитальное затмение.

Исходные события извлекались в круговой области, центрированной на положении источника ( $RA = 235.597^\circ$ ,  $Dec = -52.385^\circ$ ). Для еРОЗИТА использовалась круговая область радиусом  $60''$ , для ART-XC —  $150''$ . Фоновые события извлекались в круговых областях радиусом  $300''$ , расположенных в стороне от источника (фоновые области еРОЗИТА и ART-XC центрировались на координатах  $RA = 235.414^\circ$ ,  $Dec = -52.223^\circ$  и  $RA = 235.862^\circ$ ,  $Dec = -52.289^\circ$  соответственно).

Спектральные данные еРОЗИТА группировались таким образом, чтобы в каждом бине было не менее одного отсчета. Для оценки качества аппроксимации использовалась статистика Кэша (Кэш, 1979). Группирование каналов осуществлялось с помощью стандартной процедуры GRPPHA из состава программ пакета HEASOFT (HEASARC, 2014). Анализ энергетических спектров источника проводился в пакете XSPEC версии 12.11.0 (Арно, 1996). Все доверительные интервалы приведены на уровне  $1\sigma$ , если не указано иное.

При аппроксимации спектров использовалась модель поглощения рентгеновских лучей в межзвездной среде Вилмс и др. (2000), и модель сечений взаимодействия Вернер и др. (1996).

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

### *Анализ изображений*

Изображения области пространства, полученные за все время наблюдения, в полных рабочих диапазонах энергий представлены на рис. 2. На

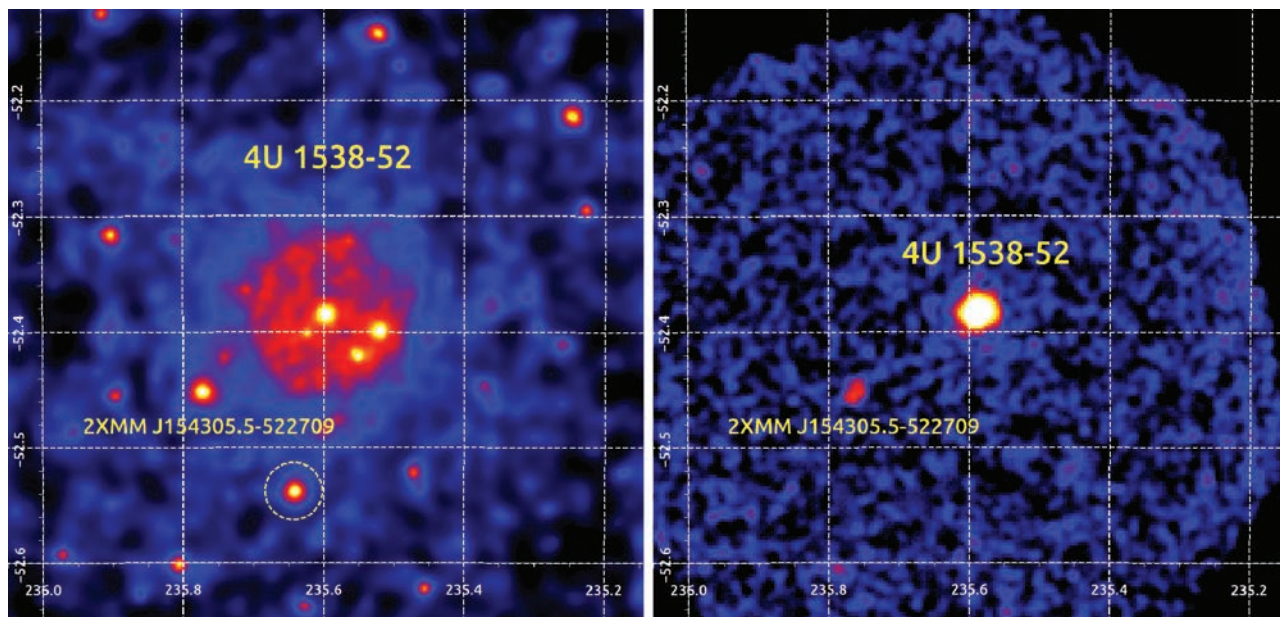
левой панели представлено изображение, полученное еРОЗИТА по данным модуля ТМ6 в диапазоне энергий 0.5–8 кэВ. На правой — изображение, полученное ART-XC по данным модулей Т1–Т7 в диапазоне энергий 4–30 кэВ.

В поле зрения телескопа еРОЗИТА, помимо исследуемого, регистрируется еще 55 рентгеновских источников. В поле зрения телескопа ART-XC — один слабый источник 2XMM J154305.5–522709 с координатами  $RA = 235.7728^\circ$ ,  $Dec = -52.4517^\circ$ , который также регистрируется телескопом еРОЗИТА. Положения точечных источников на небе, регистрируемых одновременно по данным телескопов еРОЗИТА и ART-XC, совпадают с точностью до 5 угл. сек.

Хорошо видно, что на изображении, полученном телескопом еРОЗИТА, присутствует рентгеновское гало радиусом несколько угловых минут. На более высоких энергиях, в данных телескопа ART-XC, гало не наблюдается.

### *Анализ протяженного изображения*

Для исследования структуры рентгеновского гало вокруг источника 4U 1538–52 по данным телескопа еРОЗИТА был использован метод моделирования пространственных компонент с учетом углового отклика рентгеновских зеркал. В основе метода лежит свертка двумерной пространственной модели с Функцией Размытия Точечного Источника (ФРТИ) телескопа, полученной из калибровочной базы данных. Результат свертки сравнивается с наблюдаемым изображением для нахождения наиболее оптимальных параметров модели. Оптимизация параметров



**Рис. 2.** Левая панель: изображение области неба вблизи пульсара 4U 1538–52 в экваториальной системе координат по данным СРГ/еРОЗИТА, диапазон энергий 0.5–8 кэВ. Пунктирным кругом показан рентгеновский источник, использованный для проверки качества работы ФРТИ-моделирования. Правая панель: изображение того же участка неба по данным СРГ/ART-XC, диапазон энергий 4–30 кэВ. Изображения были сглажены функцией Гаусса для лучшего отображения.

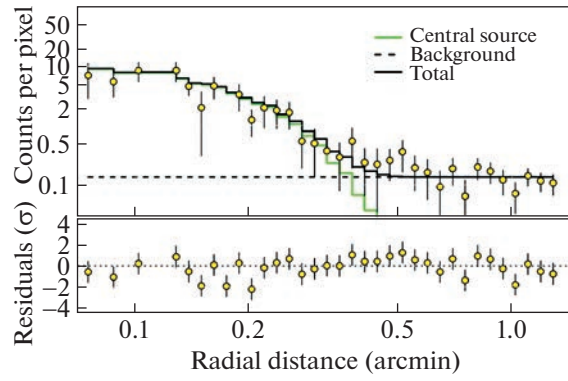
была проведена методом максимального правдоподобия в режиме Пуассоновской статистики. Для работы была построена карта экспозиции без учета эффекта виньетирования, в соответствии с подходом, изложенным в статье Кривонос и др. (2014). Точечные источники рентгеновского излучения, кроме центрального объекта, были исключены из анализа областей с радиусом  $32''$ . Данная процедура ФРТИ-моделирования была реализована с помощью пакета математического обеспечения Sherpa/CIAO-4.15 (Фриман и др., 2001; Фрусчione и др., 2006).

Для проверки работы процедуры ФРТИ-моделирования был проведен пространственный анализ точечного источника, обозначенного пунктирным кругом на рис. 2 (слева). Данный источник находится на угловом расстоянии  $\sim 6'$  от оптической оси, что немного дальше, чем 4U 1538–52 ( $\sim 3'$ ). Отметим, что для моделирования использовалась одна и та же ФРТИ телескопа, измеренная на оптической оси. Согласно калибровочным измерениям, ФРТИ телескопа еРОЗИТА для всех модулей не имеет значимых угловых деформаций на расстояниях до  $\sim 10'$  (Предел и др., 2021). Для моделирования точечного источника была использована функция Гаусса `gauss2d`:  $A_{\text{norm}} \exp(-4 \log(2) r^2 / \text{FWHM}^2)$ , где  $A_{\text{norm}}$  — значение в центре,  $r$  — расстояние до центра и FWHM (Full Width Half Maximum) — ширина на

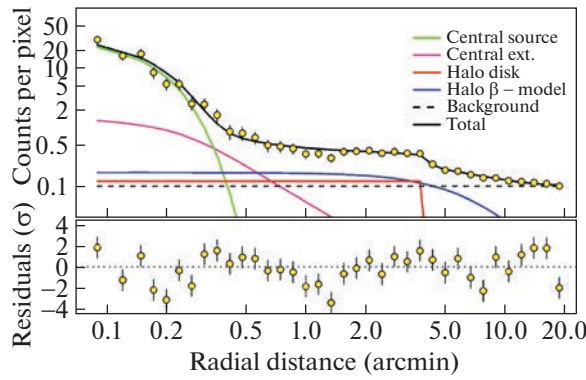
полувысоте,  $\text{FWHM} = \sigma \sqrt{8 \log(2)} = 4''$ . Отметим, что использование  $\delta$ -функции в качестве приближения точечного источника приводит к численной неустойчивости ФРТИ-моделирования, поэтому применяется функция Гаусса с характерной шириной элемента изображения. В результате была получена хорошая аппроксимация точечного источника ФРТИ-моделированием с Пуассоновской статистикой, приведенной на количество степеней свободы  $C/\text{d.o.f.} = 0.63$ . Как видно из радиального профиля точечного источника, показанного на рис. 3, используемая ФРТИ телескопа и процедура ФРТИ-моделирования в целом, хорошо описывают наблюдаемую форму тестового источника и могут быть использованы для моделирования рентгеновского гало 4U 1538–52.

Для описания точечного центрального источника и рентгеновского гало в качестве модели были рассмотрены различные комбинации двумерных функций: функции Гаусса, описанной выше (`gauss2d`); `beta2d`:  $\beta$ -модель  $A_{\text{norm}}/(1 + r^2/R_c^2)$ , где  $R_c^2$  — размер ядра; `disk2d`: дисковая модель, описываемая радиусом и высотой; а также `const2d`: постоянная компонента суммы инструментального и астрофизического фона.

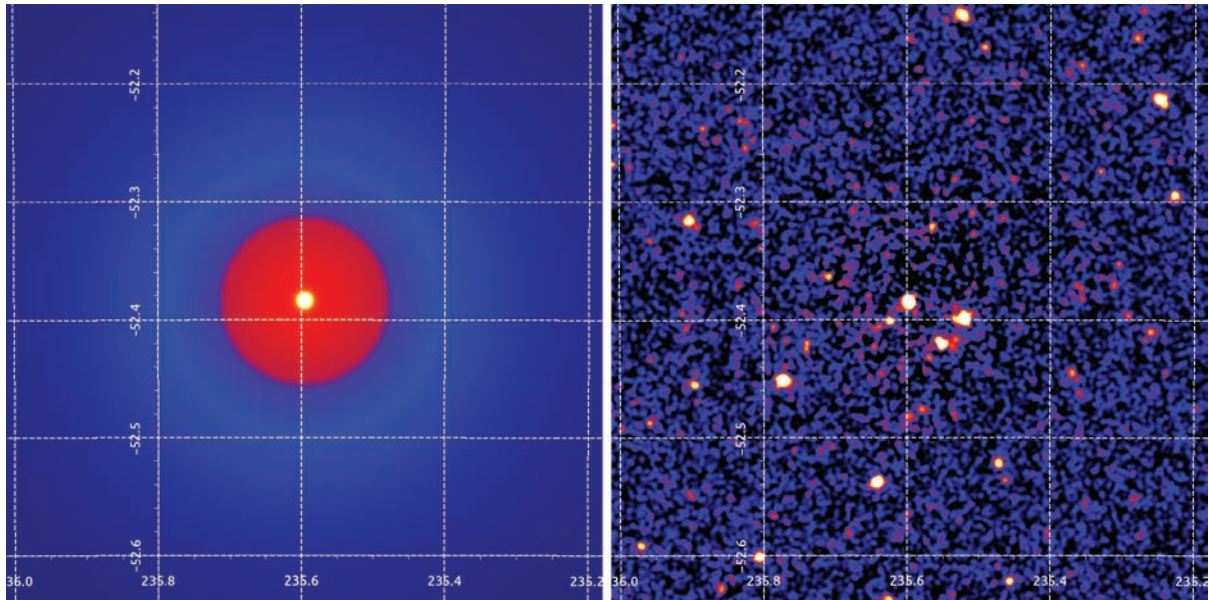
В процессе ФРТИ-моделирования было обнаружено, что 1) пространственная форма пульсара 4U 1538–52 не описывается приближением точечного источника, и требуется ввести небольшую протяженную структуру в виде  $\beta$ -модели;



**Рис. 3.** Радиальный профиль точечного рентгеновского источника (см. рис. 2) в единицах отсчетов на элемент изображения по данным СРГ/еРОЗИТА, диапазон энергий 0.5–8 кэВ.



**Рис. 4.** Радиальный профиль гало 4U 1538–52 в единицах отсчетов на элемент изображения по данным СРГ/еРОЗИТА, диапазон энергий 0.5–8 кэВ.



**Рис. 5.** Левая панель: составная модель поверхностной яркости области неба вблизи пульсара 4U 1538–52 в диапазоне энергий 0.5–8 кэВ по данным СРГ/еРОЗИТА (см. табл. 1). Правая панель: результат вычитания полной модели из изображения СРГ/еРОЗИТА (рис. 2, слева) за исключением компоненты центрального источника.



2) рентгеновское гало плохо моделируется одной  $\beta$ -функцией из-за достаточно резкой наблюдаемой границы радиальной структуры, для описания которой потребовалось добавить модель диска **disk2d**. Итоговое качество аппроксимации, описываемое приведенной Пуассоновской статистикой, составило  $C/d.o.f. = 0.55$ . Оптимальные параметры модели приведены в табл. 1. Необходимо подчеркнуть, что хотя данная модель хорошо описывает распределение поверхностной яркости рентгеновского гало 4U 1538–52, эта модель является феноменологической и не описывает физику наблюдаемого явления. Радиальный профиль центрального источника и рентгеновского гало продемонстрирован на рис. 4. На рис. 5 слева показано изображение составной пространственной модели в логарифмической шкале, а справа показано соответствующее вычитание модели из рентгеновского изображения (см. рис. 2, слева). Следует отметить, что модель центрального источника не вычиталась, поэтому он присутствует на карте остатков. В целом из рисунка видно, что крупномасштабная составная компонента рентгеновского гало (сумма  $\beta$ -модели и диска) была полностью вычтена из данных, что говорит о достаточно высоком качестве ФРТИ-моделирования.

### Спектральный анализ

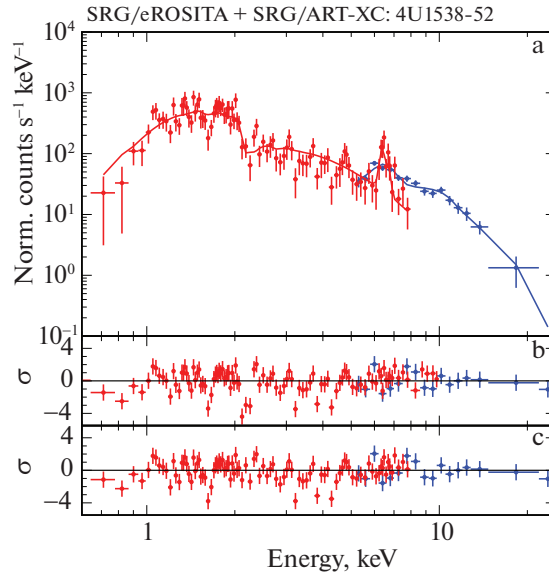
Спектральный континуум источника 4U 1538–52 по данным телескопа ePOZITA описывается поглощенным степенным законом (модель **tbabs**  $\times$  **powerlaw** из пакета XSPEC). В спектре (см. рис. 6, панель (а)) также присутствуют избыток в излучении на энергиях 6–7 кэВ. Формально он может быть описан широкой ( $\sim 0.23$  кэВ) гауссианой с энергией  $\sim 6.53$  кэВ, которая может быть интерпретирована как линия железа, уширенная, например, за счет эффекта Доплера. С другой стороны, из наблюдений обсерватории XMM-Newton известно, что в спектре 4U 1538–52 регистрируются узкие линии нейтрального Fe  $K_\alpha$  ( $E_1 \sim 6.4$  кэВ) и ионизированного Fe XXV ( $E_2 \sim 6.7$  кэВ) железа (Родес-Рока и др., 2011; Афтаб и др., 2019). Поэтому для описания наблюдаемого избытка в излучении в модель поглощенного степенного закона были добавлены две соответствующие компоненты в форме гауссиан (**gauss**). Принимая во внимание конечное энергетическое разрешение телескопа ePOZITA и ограниченную статистику в рассматриваемом наблюдении, ширины обеих линий были зафиксированы на 0. Помимо линий железа, по данным обсерватории XMM-Newton (см. Родес-Рока и др., 2014) в спектре пульсара была также зарегистрирована узкая линия поглощения на энергии  $E_{abs} \sim 2.1$  кэВ. В спектре 4U 1538–52, полученном по данным обсерватории SRG, подобная особенность

**Таблица 1.** Параметры наилучшей аппроксимации составной пространственной модели излучения области 4U 1538–52 по данным телескопа ePOZITA в диапазоне 0.5–8 кэВ. Нормировки моделей даны с учетом размера пикселя изображения 4 угл. сек. Потоки соответствующих компонент были получены интегрированием модели по всему изображению. Ошибки измерения параметров модели показаны на уровне значимости 68%

| Параметр                                               | Значение                              | Единицы           |
|--------------------------------------------------------|---------------------------------------|-------------------|
| Центральный источник (Гауссиана <b>gauss2d</b> )       |                                       |                   |
| FWHM                                                   | 4 (фикс.)                             | угл. сек          |
| $A_{\text{norm}}$                                      | $(2.3^{+0.2}_{-0.3}) \times 10^{-2}$  | отсч. сек $^{-1}$ |
| Поток                                                  | $(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-2}$        | отсч. сек $^{-1}$ |
| Центральное уширение ( $\beta$ -модель <b>beta2d</b> ) |                                       |                   |
| $R_{\text{core}}$                                      | $8.7^{+5.0}_{-8.7}$                   | угл. сек          |
| $A_{\text{norm}}$                                      | $(1.1^{+5.3}_{-0.6}) \times 10^{-4}$  | отсч. сек $^{-1}$ |
| Поток                                                  | $(1.0 \pm 0.6) \times 10^{-3}$        | отсч. сек $^{-1}$ |
| Гало (диск <b>disk2d</b> )                             |                                       |                   |
| Радиус                                                 | $248^{+2}_{-5}$                       | угл. сек          |
| Высота                                                 | $5.20^{+0.85}_{-0.30} \times 10^{-6}$ | отсч. сек $^{-1}$ |
| Поток                                                  | $(6.3 \pm 0.17) \times 10^{-2}$       | отсч. сек $^{-1}$ |
| Гало ( $\beta$ -модель <b>beta2d</b> )                 |                                       |                   |
| $R_{\text{core}}$                                      | $480^{+160}_{-10}$                    | угл. сек          |
| $A_{\text{norm}}$                                      | $7.25^{+0.40}_{-0.25} \times 10^{-6}$ | отсч. сек $^{-1}$ |
| Поток                                                  | $(2.40 \pm 0.03) \times 10^{-1}$      | отсч. сек $^{-1}$ |
| Фон ( <b>const2d</b> )                                 |                                       |                   |
| $A_{\text{norm}}$                                      | $(4.26 \pm 0.02) \times 10^{-6}$      | отсч. сек $^{-1}$ |

также присутствует (см. рис. 6). Добавление в модель еще одной компоненты в виде гауссианы с отрицательной нормировкой улучшает качество аппроксимации с  $C = 427$  (428 степеней свободы) до  $C = 409$  (425 степеней свободы).

Для исключения возможности возникновения этой линии поглощения в результате инструментального эффекта, нами был проведен спектральный анализ излучения рентгеновского источника 2XMM J154305.5–522709 (зарегистрированного телескопом ePOZITA во время наблюдения



**Рис. 6.** (а) — Спектр пульсара 4U 1538–52 в диапазоне энергий 0.5–30 кэВ по данным телескопов еРОЗИТА (0.5–8 кэВ) и ART-ХС (5–30 кэВ). Отклонения измеренного спектра от аппроксимирующей модели без учета (b) и с учетом (с) линии поглощения на энергии  $\sim 2.17$  кэВ.

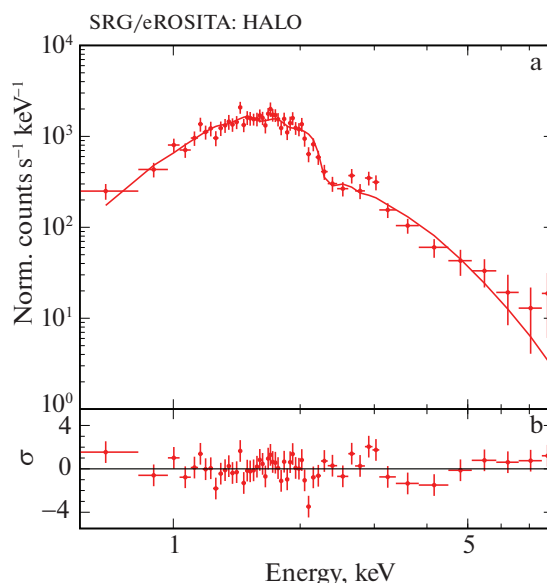
4U 1538–52, см. рис. 2). Полученный спектр в диапазоне энергий 0.5–8 кэВ хорошо описывается поглощенной степенной моделью. Добавление к этой модели компоненты линии поглощения в форме гауссианы (параметры энергии и ширины линии были зафиксированы на значениях для 4U 1538–52 из табл. 2) дает значение нормировки, совместимое с нулем  $A_{\text{abs, tst}} = (-2.1^{+13.5}_{-11.9}) \times 10^{-7}$  фот.  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ , в то время как значение нормировки линии поглощения в спектре 4U 1538–52 составляет  $A_{\text{abs, psr}} = (-1.00^{+0.25}_{-0.32}) \times 10^{-5}$  фот.  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Это позволяет сделать вывод о том, что зарегистрированная в спектре 4U 1538–52 линия поглощения, скорее всего, не является приборной, а связана с физическими процессами, протекающими в исследуемом объекте. Одним из возможных объяснений наблюдаемой особенности, предложенной Родес-Рока и др. (2014), является ее связь с атомарными переходами в кислороде или неоне, находящимися в атмосфере нейтронной звезды в сильном магнитном поле, или в водородо- и гелиеподобных ионах железа или кремния, образованных в звездном ветре нормального компаньона. Тем не менее для окончательных выводов о природе регистрируемой линии поглощения необходимо провести дополнительные исследования и моделирования отклика зеркальных систем телескопа еРОЗИТА в области энергий 2.0–2.2 кэВ, где присутствует резкое изменение их эффективной площади (Предел и др., 2021).

Для исследования широкополосного спектра 4U 1538–52 данные модуля ТМ6 телескопа еРОЗИТА (в диапазоне энергий 0.5–8 кэВ) и

модулей Т1–Т7 телескопа ART-ХС (в диапазоне энергий 5–30 кэВ) аппроксимировались совместно. На энергиях ниже 5 кэВ отклик ART-ХС тре-

**Таблица 2.** Параметры наилучшей аппроксимации широкополосного спектра 4U 1538–52 по данным ART-ХС и еРОЗИТА

| Параметр                        | Значение                | Единицы          |
|---------------------------------|-------------------------|------------------|
| $N_{\text{H}} [\times 10^{22}]$ | $0.69^{+0.08}_{-0.06}$  | $\text{см}^{-2}$ |
| $\Gamma$                        | $0.85^{+0.09}_{-0.08}$  |                  |
| $E_{\text{cut}}$                | $13.57^{+3.20}_{-2.04}$ | кэВ              |
| $E_{\text{fold}}$               | $5.02^{+6.70}_{-2.85}$  | кэВ              |
| $E_1$                           | $6.40^{+0.01}_{-0.01}$  | кэВ              |
| $EW_1$                          | $524^{+188}_{-128}$     | эВ               |
| $E_2$                           | $6.68^{+0.03}_{-0.02}$  | кэВ              |
| $EW_2$                          | $277^{+117}_{-74}$      | эВ               |
| $E_{\text{abs}}$                | $2.17^{+0.03}_{-0.02}$  | кэВ              |
| $\sigma_{\text{abs}}$           | $0.05^{+0.02}_{-0.02}$  | кэВ              |
| $EW_{\text{abs}}$               | $-111^{+46}_{-35}$      | эВ               |
| C (d.o.f.)                      | 590.79 (584)            |                  |



**Рис. 7.** (а) — Спектр гало пульсара 4U 1538–52 по данным телескопа eРОЗИТА (0.5–8 кэВ). (b) — Отклонения измеренного спектра от аппроксимирующей модели.

бует более тщательной калибровки, в связи с чем эта область не использовалась для спектрального анализа. Для учета разности калибровок модулей в модель были введены соответствующие нормировочные коэффициенты. Все прочие параметры фиксировались между наборами данных. Для учета экспоненциального завала на высоких энергиях, характерного для спектров рентгеновских пульсаров, в модель поглощенного степенного закона была добавлена соответствующая компонента (*highcut* из пакета XSPEC с параметрами  $E_{\text{cut}}$  и  $E_{\text{fold}}$ ). Итоговая модель обеспечивает хорошее качество аппроксимации со значением  $C = 590.79$  для 584 степеней свободы. Параметры наилучшей аппроксимации широкополосного спектра 4U 1538–52 представлены в табл. 2; здесь EW означает эквивалентную ширину указанных выше эмиссионных линий и линии поглощения. В целом они хорошо согласуются с оценками, полученными ранее по данным других рентгеновских обсерваторий, а значение поглощения примерно соответствует галактическому (см. Введение).

Нами также был построен спектр рентгеновского гало вокруг источника (рис. 7). Он извлекался в кольцевой области с радиусами от  $R_1 = 80''$  до  $R_2 = 250''$ . Спектр описывается степенной моделью с поглощением со следующими параметрами:  $\Gamma = 2.81^{+0.26}_{-0.22}$ ,  $N_{\text{H}} = (1.70 \pm 0.25) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ , при этом качество аппроксимации составило  $C = 577.71$  для 577 степеней свободы. Следует отметить, что в спектре, в области энергий ниже  $\sim 1$  кэВ, присутствует избыток фотонов, для описания которого нами была использована

модель черного тела с характерной температурой  $kT = 0.07 \pm 0.01$  кэВ.

Сечение рассеяния рентгеновских фотонов на пылинках межзвездного вещества пропорционально  $E^{-2}$ , где  $E$  — энергия фотона (см. Дрейн, 2003, и ссылки там). Следовательно, можно ожидать, что наблюдаемый спектр гало будет мягче спектра источника. Предполагая, что средний спектр исходного источника степенной с показателем  $\Gamma \approx 1$  (см. табл. 2, а также Хемпхилл и др., 2016), можно ожидать, что спектр гало будет иметь показатель  $\Gamma \approx 3$ , что близко к измеренному значению  $\Gamma \simeq 2.8$ . В свою очередь, наблюдаемый избыток фотонов на энергиях ниже 1 кэВ может быть объяснен вкладом множественных рассеяний (Мэтис, Ли, 1991).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены первые результаты наблюдений пульсара 4U 1538–52 обсерваторией СРГ по данным телескопов ART-XC и eРОЗИТА. В частности, построен широкополосный спектр в диапазоне энергий 0.5–30 кэВ, который может быть хорошо аппроксимирован степенным законом с поглощением на низких энергиях и экспоненциальным завалом на высоких энергиях, что типично для рентгеновских пульсаров. Интересно отметить низкое значение поглощения, измеренное в спектре источника и сравнимое со значением галактического поглощения в его направлении. Столь низкая величина поглощения оказывается характерной для этого объекта во время орбитального затмения, на которое и пришлось наблюдение обсерватории СРГ. В спектре

пульсара были зарегистрированы эмиссионные линии нейтрального и ионизованного железа, а также было независимо подтверждено наличие линии поглощения на энергии  $\sim 2.17$  кэВ, природа которой окончательно не установлена.

Благодаря широкому полю зрения и высокой чувствительности телескопа еРОЗИТА удалось получить подробную карту гало вокруг 4U 1538–52 в диапазоне энергий 0.5–8 кэВ до радиуса примерно  $8'$ . Было показано, что рентгеновское гало содержит несколько крупномасштабных компонент, которые формально описываются композитной феноменологической моделью плоского диска ( $\sim 250''$ ) и  $\beta$ -модели ( $\sim 480''$ ). Измеренный спектр гало оказывается существенно мягче спектра пульсара, что согласуется с предсказаниями теоретических моделей рассеяния излучения на пыли.

Для более детального пространственного и спектрального анализа гало и физического моделирования его структуры и параметров необходимо улучшение статистики, которое может быть достигнуто в результате возможных дополнительных наблюдений исследуемого объекта.

В этом исследовании использованы данные наблюдений телескопов ART-XC и еРОЗИТА обсерватории СРГ. Обсерватория СРГ изготовлена Роскосмосом в интересах Российской академии наук в лице Института космических исследований в рамках Федеральной космической программы России с участием Германского центра авиации и космонавтики (DLR). Космический аппарат СРГ спроектирован, изготовлен, запущен и управляется комплексом антенн дальней космической связи в Медвежьих озерах, Уссурийске и Байконуре и финансируется Роскосмосом. Команда телескопа ART-XC им. М.Н. Павлинского благодарит госкорпорацию “Роскосмос”, Российскую академию наук и госкорпорацию “Росатом” за поддержку работ по разработке и изготовлению телескопа. Рентгеновский телескоп еРОЗИТА изготовлен консорциумом германских институтов во главе с Институтом внеземной астрофизики Общества им. Макса Планка при поддержке DLR. Использованные в настоящей работе данные телескопа еРОЗИТА обработаны с помощью программного обеспечения eSASS, разработанного германским консорциумом еРОЗИТА, и программного обеспечения для обработки и анализа данных, разработанного российским консорциумом телескопа еРОЗИТА. АШ благодарит за поддержку грант РФФИ 20-32-90242.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арно (K.A. Arnaud), *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **101**, 17 (1996).

2. Афтаб и др. (N. Aftab, B. Paul, and P. Kretschmar), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 29 (2019).
3. Байлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, G. Mantelet, and R. Andrae), *Astron. J.* **156**, 58 (2018).
4. Бекер и др. (R.H. Becker, J.H. Swank, E.A. Boldt, S.S. Holt, S.H. Pravdo, J.R. Saba, and P.J. Serlemitsos), *Astrophys. J. (Lett.)* **216**, L11 (1977).
5. Брюннер и др. (H. Brunner, T. Liu, G. Lamer, A. Georgakakis, and A. Merloni, et al.), *Astron. Astrophys.* **661**, A1 (2022).
6. Дэвидсон (P.J.N. Davison), *MNRAS.* **179**, 35 (1977).
7. Валенчич, Смит (L.A. Valencic and R.K. Smith), *Astrophys. J.* **809**, 66 (2015).
8. Вернер и др. (D.A. Verner, G.J. Ferland, K.T. Korista, and D.G. Yakovlev), *Astrophys. J.* **465**, 487 (1996).
9. Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
10. Ву и др. (J.W. Woo, G.W. Clark, and F. Nagase), *Am. Astron. Soc. Meet. Abstracts* **180**, 44 (1992).
11. Группа HI4PI (HI4PI Collaboration and N. Ben Bekhti, L. Flöer, R. Keller, J. Kerp, D. Lenz, B. Winkel, J. Bailin, M.R. Calabretta, et al.), *Astron. Astrophys.* **594** (2016).
12. Джаккони и др. (R. Giacconi, S. Murray, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, T. Matilsky, D. Koch, and H. Tananbaum), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **27**, 37 (1974).
13. Дрейн (B.T. Draine), *Astrophys. J.* **598**, 1026 (2003).
14. Иловайский и др. (S.A. Ilovaisky, C. Chevalier, and C. Motch), *Astron. Astrophys.* **71**, L17 (1979).
15. Кларк (G.W. Clark), *Astrophys. J.* **610**, 956 (2004).
16. Кларк и др. (G.W. Clark, J.W. Woo, F. Nagase, K. Makishima, and T. Sakao), *Astrophys. J.* **353**, 274 (1990).
17. Кларк и др. (G.W. Clark, J.W. Woo, and F. Nagase), *Astrophys. J.* **422**, 336 (1994).
18. Коминский, Мораес (L.R. Cominsky and F. Moraes), *Astrophys. J.* **370**, 670 (1991).
19. Кривонос и др. (R.A. Krivonos, J.A. Tomsick, F.E. Bauer, F.K. Baganoff, N.M. Barriere, et al.), *Astrophys. J.* **781**, 107 (2014).
20. Кэш (W. Cash), *Astrophys. J.* **228**, 939 (1979).
21. Малакария и др. (C. Malacaria, P. Jenke, O.J. Roberts, C.A. Wilson-Hodge, W.H. Cleveland, B. Mailyan, and GBM Accreting Pulsars Program Team), *Astrophys. J.* **896**, 90 (2020).
22. Мошэ, Горенштейн (C.W. Mauche and P. Gorenstein), *Astrophys. J.* **302**, 371 (1986).
23. Мэτισ, Ли (J.S. Mathis and C.-W. Lee), *Astrophys. J.* **376**, 490 (1991).
24. Нараче и др. (F. Nagase, T. Dotani, T. Endo, H. Ozawa, S. Uno, T. Kotani, and T. Mihara), *Am. Inst. Phys. Conf. Ser.* **599**, 794 (2001).
25. HEASARC (Nasa High Energy Astrophysics Science Archive Research Center), *HEASoft: Unified Release of FTOOLS and XANADU* (2014).
26. Овербек (J.W. Overbeck), *Astrophys. J.* **141**, 864 (1965).



27. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, Yu. Bodnar, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
28. Предель, Шмитт (P. Predehl and J.H.M.M. Schmitt), *Astron. Astrophys.* **293**, 889 (1995).
29. Предель и др. (P. Predehl, R. Andritschke, V. Arefiev, V. Babyshkin, O. Batanov, W. Becker, H. Böhringer, A. Bogomolov, et al.), *Astron. Astrophys.* **647**, A1 (2021).
30. Рейнольдс и др. (A.P. Reynolds, S.A. Bell, and R.W. Hilditch), *MNRAS*. **256**, 631 (1992).
31. Робба и др. (N.R. Robba, L. Burderi, T. Di Salvo, R. Iaria, and G. Cusumano), *Astrophys. J.* **562**, 950 (2001).
32. Родес-Рока и др. (J.J. Rodes-Roca, J.M. Torrejón, I. Kreykenbohm, S. Martínez Núñez, A. Camero-Arranz, and G. Bernabéu), *Astron. Astrophys.* **508**, 395 (2009).
33. Родес-Рока и др. (J.J. Rodes-Roca, K.L. Page, J.M. Torrejón, J.P. Osborne, and G. Bernabéu), *Astron. Astrophys.* **526**, A64 (2011).
34. Родес-Рока и др. (J.J. Rodes-Roca, J.M. Torrejón, S. Martínez-Núñez, A. Giménez-García, and G. Bernabéu), *Astronomische Nachrichten* **225**, 804 (2014).
35. Смит, Двек (R.K. Smith and E. Dwek), *Astrophys. J.* **503**, 831 (1998).
36. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, H. Brunner, R. Burenin, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
37. Фаланга и др. (M. Falanga, E. Bozzo, A. Lutovinov, J.M. Bonnet-Bidaud, Y. Fetisova, and J. Puls), *Astron. Astrophys.* **809**, 66 (2015).
38. Фриман и др. (P. Freeman, St. Doe, and A. Siemiginowska), *Proceedings of the SPIE* **4477**, 76 (2001).
39. Фрусчоне и др. (A. Fruscione, J.C. McDowell, G.E. Allen, N.S. Brickhouse, D.J. Burke, et al.), *Proceedings of the SPIE* **6270** (2006).
40. Хемпхилл и др. (P.B. Hemphill, R.E. Rothschild, F. Fürst, V. Grinberg, D. Klochkov, P. Kretschmar, et al.), *Astrophys. J.* **458**, 2745 (2016).
41. Хемпхилл и др. (P.B. Hemphill, R.E. Rothschild, D.M. Cheatham, F. Fürst, P. Kretschmar, et al.), *Astrophys. J.* **873**, 62 (2019).

# СПЕКТРАЛЬНЫЙ И ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ БЫСТРОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ТРАНЗИЕНТА IGR J16195–4945 ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ СРГ/ART-XC

© 2023 г. М. Н. Сатыбалдиев<sup>1,2\*</sup>, И. А. Мереминский<sup>1</sup>,  
А. А. Лутовинов<sup>1</sup>, Д. И. Карасев<sup>1</sup>, А. Н. Семена<sup>1</sup>, А. Е. Штыковский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область, Россия

Поступила в редакцию 28.03.2003 г.

После доработки 19.05.2003 г.; принята к публикации 02.06.2003 г.

Представлены результаты временного и спектрального анализа данных, полученных телескопом ART-XC им. М.Н. Павлинского обсерватории СРГ во время наблюдений IGR J16195–4945 — быстрого рентгеновского транзиента в системе со звездой-сверхгигантом — в марте 2021 г. На кривой блеска источника регистрируются шесть ярких вспышек, при этом значимого изменения жесткости излучения во время этих вспышек не наблюдается. Спектр источника хорошо аппроксимируется моделью степенного закона с экспоненциальным завалом и сильным поглощением:  $N_H = (12 \pm 2) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ ,  $\Gamma = 0.56 \pm 0.15$ ,  $E_{\text{cut}} = 13 \pm 2 \text{ кэВ}$ . С помощью байесового блочного разложения кривой блеска были определены характеристики наблюдаемых вспышек (длительность, время нарастания и ожидания, выделенная энергия и светимость перед вспышкой), которые согласуются с моделью “оседающей” аккреции. Получена оценка скорости звездного ветра сверхгиганта:  $v_w \approx 500 \text{ км с}^{-1}$ . Также у источника была обнаружена необычная переменность в ближнем ИК-диапазоне.

**Ключевые слова:** рентгеновские двойные системы, пульсары.

**DOI:** 10.31857/S0320010823050030, **EDN:** GMIPRE

## ВВЕДЕНИЕ

Быстрые рентгеновские транзиенты в системах со звездами-сверхгигантами (SFXT, Supergiant Fast X-ray Transients) являются подклассом (Сгуэра и др., 2005; Негуруэла и др., 2006; Смит и др., 2006; ин’т Занд и др., 2004; Гребенев, 2010; Сидоли, 2017) массивных рентгеновских двойных систем (НМХВ, High-Mass X-ray Binaries), в которых происходит аккреция неоднородного звездного ветра спутника (сверхгиганта О/В класса) на компактный релятивистский объект (нейтронную звезду или черную дыру). Отличительной чертой таких систем является их рентгеновская переменность — они демонстрируют короткие иррегулярные вспышки продолжительностью  $\sim 10^3$ – $10^4$  с, в ходе которых рентгеновская светимость превышает  $10^{35}$  эрг с<sup>–1</sup>, а в некоторых случаях достигает и до  $10^{37}$  эрг с<sup>–1</sup>. При этом между вспышками средняя рентгеновская светимость составляет  $10^{32}$ – $10^{34}$  эрг с<sup>–1</sup>.

Основными предлагаемыми моделями для объяснения подобной переменности являются: аккреция плотных сгустков звездного ветра (ин’т Занд, 2005; Уолтер, Зурита Херас, 2007), центробежная и/или магнитная блокировка аккреции и ее спорадически происходящее снятие, производящее тем самым наблюдаемые всплески (Гребенев, Сюняев, 2007; Боццо и др., 2008), аккреция асимметричного звездного ветра в системе с сильно-эллиптической орбитой (Сидоли и др., 2007), квазисферическая дозвуковая оседающая аккреция (Шакура и др., 2014).

Транзиентный рентгеновский источник IGR J16195–4945 был обнаружен телескопом IBIS/ISGRI (Лебран и др., 2003), находящимся на борту обсерватории INTEGRAL (Винклер и др., 2003; Куулкерс и др., 2021), 26 сентября 2003 г. во время яркой вспышки длительностью  $\sim 1.5$  ч со средним потоком  $\sim 35$  мКраб в диапазоне энергий 20–40 кэВ (Сгуэра и др., 2006). Подобная всплывающая активность сразу же сделала IGR J16195–4945 кандидатом в SFXT. Компаньон источника в

\*Электронный адрес: maksatsatybaldiev@gmail.com

более мягком диапазоне был обнаружен в архивных наблюдениях обсерватории ASCA (Сидоли и др., 2005).

По результатам наблюдения обсерватории Chandra, проведенного 29 апреля 2005 г., удалось уточнить положение источника  $RA = 16^h 19^m 32.20^s$ ,  $Dec = -49^\circ 44' 30.7''$  (J2000) с точностью  $0.6''$  (Томсик и др., 2006). Это позволило отождествить объект с источниками ближнего и среднего инфракрасного диапазонов каталогов 2MASS (2MASS J16193220–4944305) и GLIMPSE (G333.5571 + 00.3390) соответственно. По данным спектроскопии в ближнем ИК-диапазоне, Колейро и др. (2013) определили, что звездой донором в системе является голубой сверхгигант типа ON9.7Iab.

В работе Моррис и др. (2009) было проанализировано наблюдение IGR J16195–4945 обсерваторией Suzaku в 2006 г. Во время этого наблюдения объект продемонстрировал яркую вспышку длительностью  $\sim 5000$  с с увеличением потока в  $\sim 10$  раз, что еще раз подтвердило его принадлежность к классу SFXT. Проведенный спектральный анализ указал на значительную толщину межзвездного вещества в направлении на систему ( $N_H \simeq 1.1 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$ ) и отсутствие в спектре сильной эмиссионной линии нейтрального железа ( $EW < 43 \text{ эВ}$ ).

Используя данные обзоров телескопа Swift/BAT с декабря 2004 по март 2015 г. и данные наблюдений телескопа Swift/XRT, Кусумано и др. (2016) показали, что двойная система является затменной с орбитальным периодом 3.945 дня и длительностью затмения  $\sim 3.5\%$  орбитального периода.

В настоящей работе приведены результаты временного и спектрального анализа длительного наблюдения IGR J16195–4945 телескопом ART-XC им. М.Н. Павлинского. Наблюдаемая вспыхивающая переменность источника была интерпретирована в рамках модели “оседающей” аккреции. Кроме того, у источника была обнаружена иррегулярная переменность в ближнем ИК-диапазоне, с характерной амплитудой в 0.1 зв. величину в  $K$ -фильтре.

## НАБЛЮДЕНИЯ

IGR J16195–4945 наблюдался телескопом ART-XC им. М.Н. Павлинского (Павлинский и др., 2021) обсерватории СРГ (Сюняев и др., 2021) 3 марта 2021 г. в течение суток. Данные ART-XC были обработаны с использованием пакета программного обеспечения ARTPRODUCTS v1.0 и версии калибровочной базы данных v20220908. Спектры и кривые блеска были извлечены из круглой области радиуса  $R = 135''$  с центром в положении источника. Для построения кривых

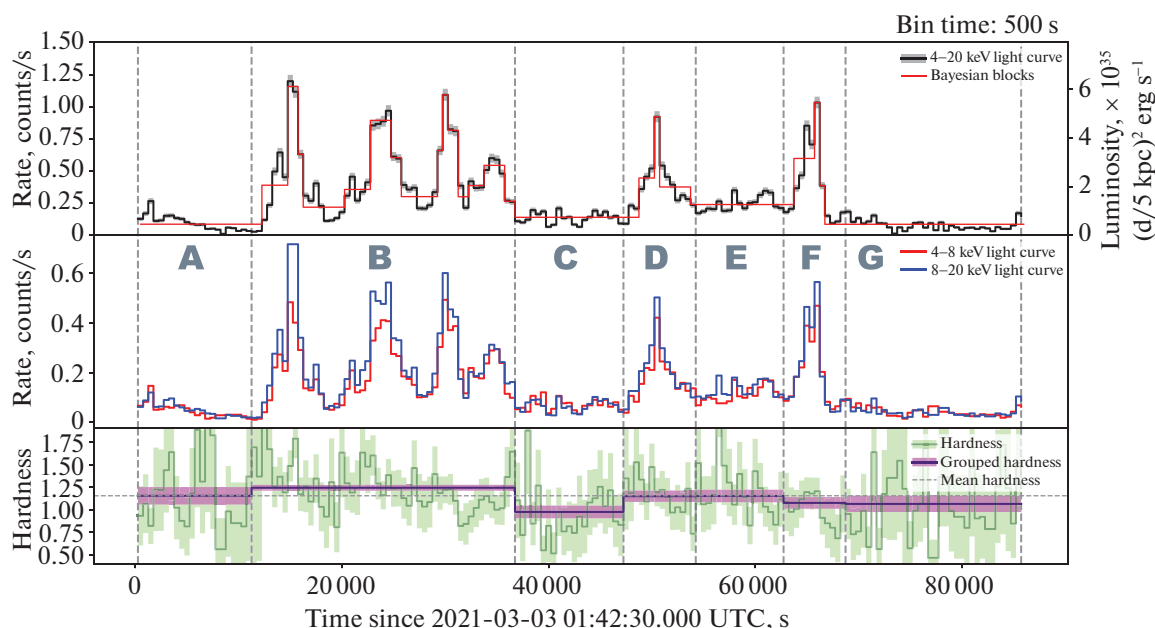
блеска мы использовали широкий диапазон энергий 4–20 кэВ, а также два поддиапазона: 4–8 и 8–20 кэВ, в то время как для спектрального анализа был использован диапазон 5–25 кэВ. На энергиях ниже 5 кэВ отклик прибора требует более тщательной калибровки, в связи с чем эта область была исключена из спектрального анализа.

## ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ

На рис. 1 приведена кривая блеска источника с временным разрешением 500 с в энергетическом диапазоне 4–20 кэВ. В кривой блеска хорошо видны характерные для SFXT вспышки продолжительностью в несколько килосекунд. Для дальнейшего анализа мы выделили периоды времени, в течение которых источник находился в “низком” (A, C, G), “промежуточном” (E) или “вспыхивающем” (B, D, F) состояниях. К сожалению, из-за большой неопределенности эфемерид двойной системы (Кусумано и др., 2016) нельзя точно указать, каким орбитальным фазам соответствует наблюдение, однако затмение (с ожидаемой продолжительностью в 12 кс) в наблюдение не попало. Динамический диапазон переменности (отношение темпа счета в максимумах вспышек к среднему темпу счета в “низком” состоянии) составляет  $\sim 11$ .

Мы также построили кривые блеска в мягком (4–8 кэВ) и жестком (8–20 кэВ) диапазонах энергий. Поскольку нейтронная звезда в SFXT погружена в плотный комковатый ветер оптического компаньона-сверхгиганта, то можно ожидать, что при прохождении плотных сгустков звездного ветра между нейтронной звездой и наблюдателем будет значительно изменяться наблюдаемое поглощение (Оскинова и др., 2012), модулируя в первую очередь наблюдаемый поток в мягком рентгеновском диапазоне. Однако мягкая и жесткая кривые блеска оказались подобными, без очевидных эпизодов изменения жесткости. Для более детального изучения этого вопроса нами были также рассчитаны жесткости (отношения темпа счета в жестком диапазоне к темпу счета в мягком), усредненные по указанным выше периодам времени разной интенсивности. Заметно, что во вспышках излучение становится немного жестче, однако в целом можно заключить, что источник демонстрирует “бесцветную” переменность, которая также наблюдается в других SFXT-системах (см., например, Сидоли и др., 2020).

В некоторых SFXT наблюдаются периодические модуляции рентгеновского потока, вызванные вращением НЗ с характерными периодами  $\sim 10$ –1000 с (Уолтер и др., 2015). Нами был проведен поиск периодического сигнала в диапазоне энергий 4–20 кэВ методом наложения эпох (Лихи и др., 1083). На периодах до  $\sim 300$  с на уровне  $4.5\sigma$



**Рис. 1.** На верхней панели изображена кривая блеска источника в диапазоне энергий 4–20 кэВ с временным разрешением 500 с вместе с ее байесовой блочной сегментацией, разделением на интервалы со статистически значимым различием темпа счета фотонов. На средней панели показаны кривые блеска в мягком (4–8 кэВ) и жестком (8–20 кэВ) энергетических диапазонах. На нижней панели изображены полная и усредненная по сегментам кривые жесткости (отношения потока в жестком диапазоне к потоку в мягком).

значимого сигнала выявлено не было. На периодах 300–1000 с в периодограмме наблюдается сигнал, связанный, однако, не с вращением НЗ, а с наблюдаемыми всплесками, с характерными длительностями  $\sim 1000$  с.

## СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Длительное наблюдение, выполненное ART-XC, позволило получить качественный спектр, покрывающий диапазон энергий 5–25 кэВ. Для описания спектра мы выбрали простую модель степенного закона с экспоненциальным завалом и поглощением на низких энергиях, `tbabs*cutoffpl`, которая хорошо описывает спектры SFXT (см., например, Романо, 2015). Аппроксимация спектральной моделью выполнялась с использованием пакета `XSPEC v12.12.1`; спектры всех семи модулей телескопа ART-XC рассматривались независимо, для согласования нормировок использовался мультипликативный фактор. Все погрешности приведены в 90% доверительном интервале. Оценка величины и погрешности непоглощенного потока проводилась при помощи процедуры `cflux`.

Измеренные параметры — наклон степенного фотонного спектра и характерная энергия экспоненциального завала — оказались близкими к значениям, определенным по совместному спектру,

полученному по данным Swift/XRT и BAT, которые не являются одновременными с ART-XC (Кусумано и др., 2016). Однако из-за недостаточного покрытия в области низких энергий точно измерить поглощение только по данным телескопа ART-XC не удастся. Полученные параметры приведены в табл. 1.

Чтобы построить широкополосный спектр, мы добавили к данным телескопа ART-XC спектр по данным инструмента Swift/XRT, для получения которого были усреднены все наблюдения, в которых темп счета фотонов от источника был выше  $5 \times 10^{-2}$  отс/с (наблюдения 1, 2, 4, 5, 21, 22 из табл. 1 Кусумано и др., 2016), и средний спектр источника по данным 105-месячного каталога Swift/BAT (Ох и др., 2018). Полученный спектр и невязки приведены на рис. 2. Расширение энергетического диапазона позволило надежно измерить поглощение  $N_H = (12 \pm 2) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  и характерную энергию экспоненциального завала  $E_{\text{cut}} = 13 \pm 2 \text{ кэВ}$ . Кросс-нормировочные коэффициенты оказались равны 1.991 и 1.073 для XRT и BAT соответственно.

Чтобы пересчитать полученную в предыдущей части кривую блеска из отсч/с в физические величины, мы аппроксимировали средний спектр, полученный телескопом ART-XC, зафиксировав по-

**Таблица 1.** Параметры наилучшей аппроксимации спектров IGR J16195–4945

| Сегмент                                          | $N_{\text{H}},$<br>$10^{22} \text{ см}^{-2}$ | $\Gamma$               | $E_{\text{cut}}, \text{кэВ}$ | $\chi^2/\text{d.o.f.}$ | $F[4\text{--}20 \text{ кэВ}],$<br>$\text{эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ |
|--------------------------------------------------|----------------------------------------------|------------------------|------------------------------|------------------------|-----------------------------------------------------------------------|
| ART-XC + XRT + BAT                               | $12 \pm 2$                                   | $0.56 \pm 0.15$        | $13 \pm 2$                   | 231.29/185             | $(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-11}$                                       |
| ART-XC                                           | $31 \pm 15$                                  | $1.09 \pm 0.41$        | $19_{-7}^{+28}$              | 191.15/157             | $(2.9_{-0.2}^{+0.4}) \times 10^{-11}$                                 |
| ART-XC ( $N_{\text{H}}$ фикс.)                   | 12                                           | $0.67 \pm 0.27$        | $15_{-5}^{+12}$              | 196.49/158             | $(2.4 \pm 0.3) \times 10^{-11}$                                       |
| “Низкое состояние” (ACG, $N_{\text{H}}$ , фикс.) | 12                                           | $0.58_{-0.97}^{+0.84}$ | $10_{-5}^{+88}$              | 187.16/158             | $(0.9 \pm 0.1) \times 10^{-11}$                                       |
| “Только вспышки” (BDF, $N_{\text{H}}$ фикс.)     | 12                                           | $0.59 \pm 0.27$        | $15_{-5}^{+9}$               | 184.15/158             | $(4.1 \pm 0.2) \times 10^{-11}$                                       |

глощение на величине  $N_{\text{H}} = 12 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ . Таким образом, был получен коэффициент пересчета наблюдаемого темпа счета в полную непоглощенную светимость источника в диапазоне энергий 0.1–100 кэВ  $K_{\text{bol}} = 5.3 \times 10^{35} \text{ эрг отсч}^{-1}$  в предположении, что расстояние до источника 5 кпк (Томсик и др., 2006), который мы далее использовали для построения кривой болометрической светимости (рис. 1), считая что основное энерговыделение системы находится в рентгеновском диапазоне. Кроме того, мы отдельно набрали спектры во вспышках (интервалы В, D, F) и в “низком” состоянии (интервалы А, С, G) и аппроксимировали их такой же моделью. Несмотря на то что средние потоки в этих состояниях отличаются в 4 раза, значимых отличий в спектральных параметрах мы не обнаружили, что подтверждает “бесцветность” наблюдаемой переменности.

### ХАРАКТЕРИСТИКА ВСПЛЕСКОВ

Средняя болометрическая светимость IGR J16195–4945 во время наблюдения составила  $L_{\text{mean}} = (1.38 \pm 0.05) \times 10^{35} (d/5 \text{ кпк})^2 \text{ эрг с}^{-1}$ . Таким образом, для диапазона возможных расстояний до системы (5–15 кпк, Томсик и др., 2006) средняя светимость оказывается меньше критического значения  $L_{\text{crit}} \approx 4 \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$  (Шакура и др., 2015), следовательно, в системе может протекать “оседающая” аккреция материала из плотного ветра сверхгиганта.

В работе Сидоли и др. (2019) обсуждались вспышки, происходящие в случае, когда порции плазмы из горячей оболочки проникают в магнитосферу за счет Релей-Тейлоровской неустойчивости (RTI). Серии таких вспышек могут возникать из-за флуктуаций плотности или скорости звездного ветра, например, из-за прихода сгустка ветра. Для подобных всплесков были получены зависимости

между их параметрами, такими как полное энерговыделение, время ожидания всплеска, светимость перед всплеском и другими. Эти соотношения имеют вид зависимостей

1) времени ожидания всплеска  $\Delta T$  от светимости до него ( $L_{\text{X, pre}}$ , pre-flare)

$$\Delta T \approx 130 [\text{с}] \left( \frac{\alpha}{0.03} \right) A \zeta^{2/9} \mu_{30}^{2/3} \dot{M}_{16}^{-1};$$

2) энергии, выделенной во время всплеска,  $\Delta E$  от длительности всплеска  $\Delta t$

$$\Delta E \approx 3 \times 10^{35} [\text{эрг с}^{-1}] \left( \frac{\alpha}{0.03} \right) A \zeta^{2/9} \mu_{30}^{2/3} v_8^3 \Delta t;$$

3) времени нарастания всплеска  $\delta t_{\text{rise}}$  от светимости перед всплеском  $L_{\text{X, pre}}$

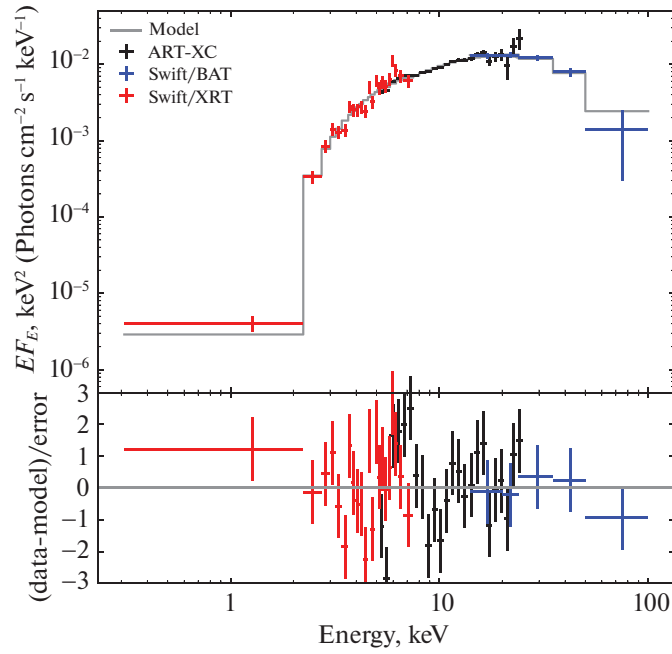
$$\delta t_{\text{rise}} \simeq 30 [\text{с}] \zeta^{4/27} \mu_{30}^{7/9} \dot{M}_{16}^{-2/3};$$

4) выделенной энергии от времени ожидания всплеска  $\Delta E/\Delta T$

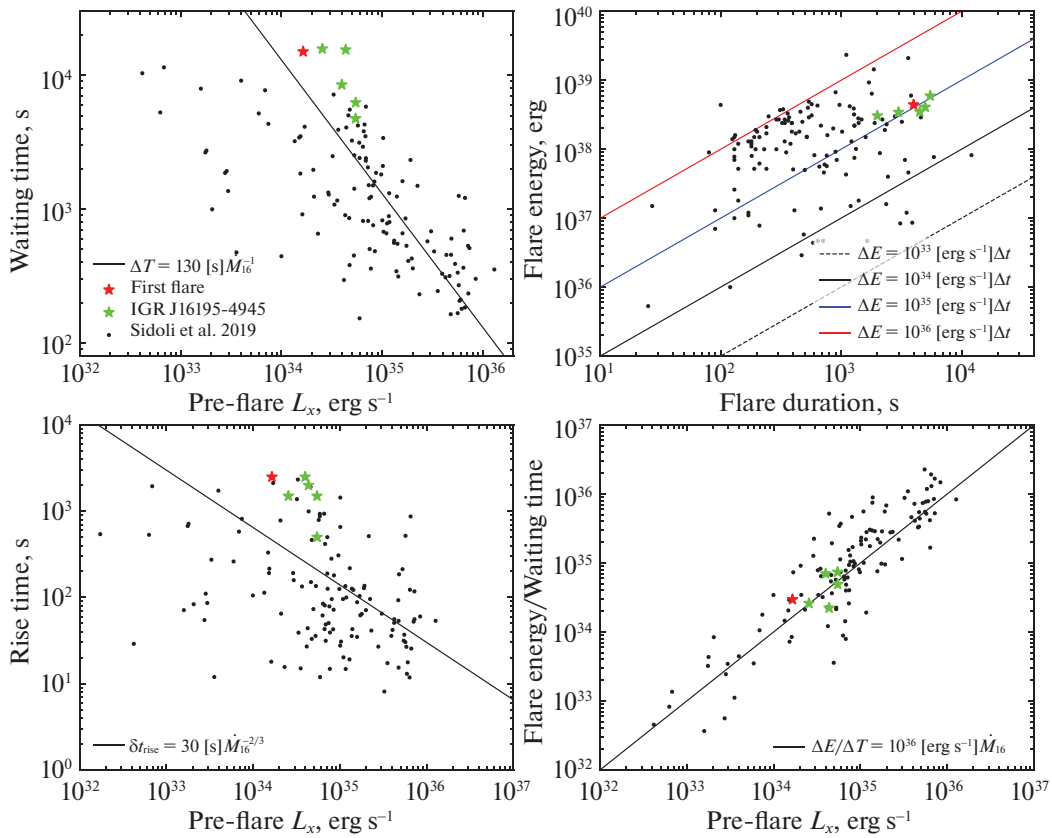
$$\frac{\Delta E}{\Delta T} = 10^{36} [\text{эрг с}^{-1}] \dot{M}_{16}.$$

Здесь темп аккреции, измеренный до всплеска,  $\dot{M}_{\text{X}} = 10^{16} [\text{г с}^{-1}] \dot{M}_{16}$  связан со светимостью как  $L_{\text{X, pre}} = 0.1 \dot{M}_{\text{X}} c^2$ ,  $\alpha \sim 0.03$  — безразмерный параметр, определяющий скорость роста зоны перемешивания на нелинейной стадии,  $A \lesssim 1$  — число Этвуда,  $\zeta \lesssim 1$  — безразмерный параметр, характеризующий размер зоны, в которой развивается RTI, в единицах радиусов магнитосферы  $R_m$ ,  $\mu = 10^{30} [\text{Гс см}^3] \mu_{30}$  — магнитный момент нейтронной звезды,  $v = 10^8 [\text{см с}^{-1}] v_8$  — скорость звездного ветра.

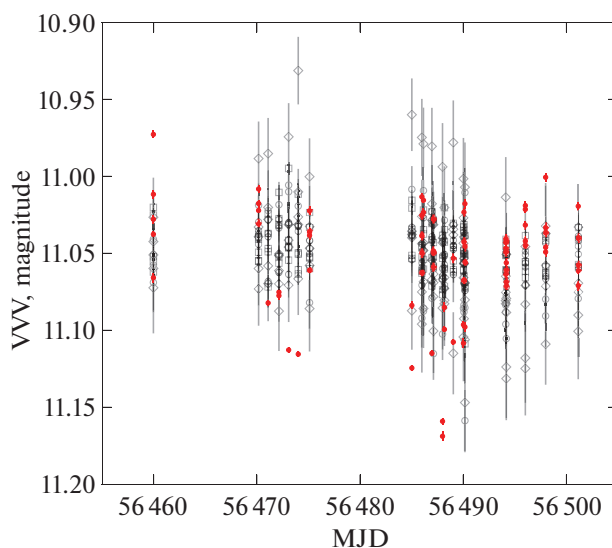
На рис. 3 приведены ожидаемые соотношения между параметрами вспышек, а также показаны



**Рис. 2.** Энергетический спектр источника IGR J16195–4945 по данным телескопов Swift/XRT (красные точки), СРГ/АТ-ХС (черные точки) и Swift/BAT (синие точки). Сплошной серой линией показана модель наилучшей аппроксимации.



**Рис. 3.** Характеристики всплесков IGR J16195–4945 и зависимости, описываемые моделью “оседающей” аккреции.



**Рис. 4.** Кривая блеска IGR J16195–4945 в  $Ks$ -фильтре (красные точки) по данным обзора VVV. Черными незакрашенными символами показаны измерения блеска звезд сравнения, нормированные на средний блеск IGR J16195–4945.

измеренные в работе Сидоли и др. (2019) параметры отдельных вспышек для девяти известных SFXT, наблюдавшихся обсерваторией XMM-Newton.

Мы повторили анализ из работы Сидоли и др. (2019), используя байесовское разбиение (Скаргл и др., 2013) кривой блеска, чтобы выделить отдельные вспышки и измерить их параметры (рис. 1). Полученные значения полного энерговыделения, продолжительности, времени нарастания и проч. приведены в табл. 2. Для первого всплеска за время ожидания было принято время, прошедшее от начала наблюдения. Чтобы сравнить вспышки IGR J16195–4945 с данными по другим SFXT, все наблюдаемые характеристики были пересчитаны в более мягкий энергетический диапазон 1–10 кэВ. Для этого был использован средний спектр источника за все наблюдение, поскольку ранее было показано, что он значимо не изменяется с интенсивностью.

В целом вспышки от IGR J16195–4945 следуют предсказаниям теории “оседающей” аккреции. Вместе с тем необходимо напомнить, что точное расстояние до системы неизвестно, и приведенные светимости могут быть систематически занижены на фактор вплоть до  $\approx 10$ , если система на самом деле расположена дальше, на расстоянии в 15 кпк. На диаграмме “светимость перед вспышкой — время ожидания” вспышки IGR J16195–4945 лежат выше линии  $\Delta T \approx 130 \text{ [с]} \dot{M}_{16}^{-1}$ , что может указывать на большее значение фактора  $(\alpha/0.03) A \zeta^{2/9} \mu_{30}^{2/3}$ . Характерные продолжительности вспышек позволяют оценить скорость

звездного ветра сверхгиганта. Из формулы  $\Delta t \approx 400 \text{ [с]} (v_w/1000 \text{ [км с}^{-1}])^{-3}$  из работы Сидоли и др. (2019) следует, что для IGR J16195–4945  $v_w \approx 500 \text{ км с}^{-1}$ , что типично для НМХВ (Мартинес-Нунез и др., 2017).

## ИНФРАКРАСНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ

IGR J16195–4945 расположен в Галактической плоскости ( $l, b = 333.56^\circ, 0.34^\circ$ ) в области неба, покрытой обзором VISTA Variables in the Via Lactea (VVV) (Миннити и др., 2010) в ближнем инфракрасном диапазоне. Из каталога VVV DR5 мы отобрали все надежные (флаг  $errBits \leq 16$ ) значения звездной величины источника в  $Ks$ -фильтре, измеренные в апертуре радиусом  $2''$  ( $aperMag5$ ). Всего было отобрано 190 измерений за период времени с 2010 по 2015 г. Для сравнения мы использовали измерения блеска нескольких достаточно ярких соседних звезд в том же поле (ближе  $40''$ ).

Из кривой блеска (рис. 4) хорошо видно, что источник демонстрирует быструю инфракрасную переменность, изменяя свой блеск на 0.1–0.15 величины за несколько дней. Такая переменность не характерна для одиночных голубых сверхгигантов, амплитуда переменности которых обычно составляет 0.02–0.04 величины в оптическом диапазоне (Бюскар и др., 2015; Аэртс и др., 2017).

Подобные быстрые изменения светимости, на десятки процентов за несколько дней, не могут быть связаны с собственной переменностью звезды-супергиганта. Переработка рентгеновского



Таблица 2. Измеренные характеристики всплесков

| $N$ | Полное энергосвечение,<br>$10^{38}$ эрг (1–10 кэВ) | Время<br>ожидания, с | Продолжи-<br>тельность, с | Время<br>роста, с | Светимость до вспышки<br>$L_x$ , $10^{34}$ эрг $\text{с}^{-1}$ (1–10 кэВ) |
|-----|----------------------------------------------------|----------------------|---------------------------|-------------------|---------------------------------------------------------------------------|
| 1   | $4.4 \pm 0.2$                                      | 15 000(*)            | 4000                      | 2500              | $1.6 \pm 0.1$                                                             |
| 2   | $5.9 \pm 0.3$                                      | 8500                 | 5500                      | 2500              | $4.0 \pm 0.2$                                                             |
| 3   | $3.1 \pm 0.3$                                      | 6250                 | 2000                      | 500               | $5.5 \pm 0.3$                                                             |
| 4   | $3.5 \pm 0.2$                                      | 4750                 | 4500                      | 1500              | $5.4 \pm 0.4$                                                             |
| 5   | $4.1 \pm 0.2$                                      | 15 750               | 5000                      | 1500              | $2.6 \pm 0.1$                                                             |
| 6   | $3.4 \pm 0.2$                                      | 15 500               | 3000                      | 2000              | $4.3 \pm 0.2$                                                             |

излучения поверхностью супергиганта также не может обеспечить наблюдаемые быстрые изменения его блеска, так как даже для самых ярких наблюдавшихся вспышек полная болометрическая светимость составляет около  $10^{37}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , что на порядок меньше болометрической светимости голубых сверхгигантов ( $\gtrsim 10^5 L_\odot$ ).

Для определения природы наблюдаемой быстрой переменности необходимы дополнительные спектроскопические наблюдения в ближнем-ИК диапазоне, желательно совмещенные с рентгеновским мониторингом системы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря длительному непрерывному наблюдению IGR J16195–4945, проведенному телескопом ART-XC им. М.Н. Павлинского обсерватории СРГ в 2021 г., удалось исследовать переменность источника на масштабах 10–10 000 с. В кривой блеска обнаружено шесть характерных для SFXT вспышек продолжительностью в несколько тысяч секунд. Во время вспышек не происходит сильного изменения жесткости рентгеновского излучения. Значимого периодического сигнала обнаружено не было.

Широкополосный спектр, построенный по совокупным данным ART-XC и телескопов обсерватории Swift, хорошо описывается моделью степенного закона с экспоненциальным завалом на энергии  $\approx 13$  кэВ и существенным поглощением  $N_H \approx 10^{23} \text{ см}^{-2}$ .

Поскольку средняя светимость источника оказалась ниже критической, мы сравнили параметры наблюдавшихся вспышек в IGR J16195–4945 со вспышками в других SFXT и с предсказаниями модели “оседающей” аккреции (Шакура и др., 2012). Параметры вспышек от источника близки к таковым для других известных систем. У системы обнаружена значительная быстрая переменность

в ближнем инфракрасном диапазоне, которая не может быть объяснена в простых предположениях и требует дальнейшего исследования.

Авторы благодарят рецензентов за полезные замечания, позволившие улучшить статью. В работе использованы данные телескопа ART-XC им. М.Н. Павлинского обсерватории Спектр-Рентген-Гамма (СРГ). 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”. Работа поддержана грантом РНФ 19-12-00423.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аэртс и др. (C. Aerts, S. Simon-Díaz, S. Bloemen, J. Debosscher, P.I. Pápics, S. Bryson, et al.), *Astron. Astrophys.* **602**, A32 (2017).
2. Боццо и др. (E. Bozzo, M. Falanga, and L. Stella), *Astrophys. J.* **683**(2), 1031 (2008).
3. Бюскар и др. (B. Buyschaert, C. Aerts, S. Bloemen, J. Debosscher, C. Neiner, M. Briquet, et al.), *MNRAS* **453**(1), 89 (2015).
4. Винклер и др. (C. Winkler, T.J.L. Courvoisier, G. Di Cocco, N. Gehrels, A. Giménez, S. Grebenev, et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, L1 (2003).
5. Гребенев С.А., Сюняев Р.А., Письма в Астрон. журн. **33**, № 3 (2007) [S.A. Grebenev and R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **33**, 149 (2007)].
6. Гребенев (S.A. Grebenev), arXiv e-prints p. arXiv:1004.0293 (2010).

7. ин'т Занд и др. (J. in't Zand, J. Heise, P. Ubertini, A. Bazzano, and C. Markwardt), in V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler (eds.), 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe, Vol. 552 of ESA Special Publ., p. 427 (2004).
8. ин'т Занд (J.J.M. in't Zand), *Astron. Astrophys.* **441(1)**, L1 (2005).
9. Колейро и др. (A. Coleiro, S. Chaty, J.A. Zurita Heras, F. Rahoui, and J.A. Tomsick), *Astron. Astrophys.* **560**, A108 (2013).
10. Кусумано и др. (G. Cusumano, V. La Parola, A. Segreto, and A. D'Ai), *MNRAS* **456(3)**, 2717 (2016).
11. Куулкерс и др. (E. Kuulkers, C. Ferrigno, P. Kretschmar, J. Alfonso-Garzón, M. Baab, A. Bazzano, et al.), *New Astron. Rev.* **93**, 101629 (2021).
12. Лебран и др. (F. Lebrun, J.P. Leray, P. Lavocat, J. Crétolle, M. Arqu'ès, C. Blondel, et al.), *Astron. Astrophys.* **411**, L141 (2003).
13. Лихи и др. (D.A. Leahy, W. Darbro, R.F. Elsner, M.C. Weisskopf, P.G. Sutherland, S. Kahn, et al.), *Astrophys. J.* **266**, 160 (1983).
14. Мартинес-Нунез и др. (S. Martínez-Núñez, P. Kretschmar, E. Bozzo, L.M. Oskinova, J. Puls, L. Sidoli, et al.), *Space Sci. Rev.* **212(1-2)**, 59 (2017).
15. Миннити и др. (D. Minniti, P.W. Lucas, J.P. Emerson, R.K. Saito, M. Hempel, P. Pietrukowicz, et al.), *New Astron.* **15(5)**, 433 (2010).
16. Моррис и др. (D.C. Morris, R.K. Smith, C.B. Markwardt, R.F. Mushotzky, J. Tueller, T.R. Kallman, et al.), *Astrophys. J.* **699(1)**, 892 (2009).
17. Негуруэла и др. (I. Negueruela, D.M. Smith, P. Reig, S. Chaty, and J.M. Torrejón), in A. Wilson (ed.), *The X-ray Universe 2005*, Vol. 604 of ESA Special Publ., p. 165 (2006).
18. Оскинова и др. (L.M. Oskinova, A. Feldmeier, and P. Kretschmar), *MNRAS* **421(4)**, 2820 (2012).
19. Ох и др. (K. Oh, M. Koss, C.B. Markwardt, K. Schawinski, W.H. Baumgartner, S.D. Barthelmy, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **235(1)**, 4 (2018).
20. Павлинский и др. (M. Pavlinsky, A. Tkachenko, V. Levin, N. Alexandrovich, V. Arefiev, V. Babyshkin, et al.), *Astron. Astrophys.* **650**, A42 (2021).
21. Романо (P. Romano), *J. High Energy Astrophys.* **7**, 126 (2015).
22. Сгуэра и др. (V. Sguera, E.J. Barlow, A.J. Bird, D.J. Clark, A.J. Dean, A.B. Hill, et al.), *Astron. Astrophys.* **444(1)**, 221 (2005).
23. Сгуэра и др. (V. Sguera, A. Bazzano, A.J. Bird, J. Dean, P. Ubertini, E.J. Barlow, et al.), *Astrophys. J.* **646(1)**, 452 (2006).
24. Сидоли и др. (L. Sidoli, S. Vercellone, S. Mereghetti, and M. Tavani), *Astron. Astrophys.* **429**, L47 (2005).
25. Сидоли и др. (L. Sidoli, P. Romano, S. Mereghetti, A. Paizis, S. Vercellone, V. Mangano, et al.), *Astron. Astrophys.* **476(3)**, 1307 (2007).
26. Сидоли и др. (L. Sidoli, K.A. Postnov, A. Belfiore, M. Marelli, D. Salvetti, R. Salvaterra, et al.), *MNRAS* **487(1)**, 420 (2019).
27. Сидоли и др. (L. Sidoli, K. Postnov, A. Tiengo, P. Esposito, V. Sguera, A. Paizis, et al.), *Astron. Astrophys.* **638**, A71 (2020).
28. Сидоли (L. Sidoli), in XII Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources Workshop (MULTIF2017), p. 52 (2017).
29. Скаргл и др. (J.D. Scargle, J.P. Norris, B. Jackson, and J. Chiang), *Astrophys. J.* **764(2)**, 167 (2013).
30. Смит и др. (D.M. Smith, W.A. Heindl, C.B. Markwardt, J.H. Swank, I. Negueruela, T.E. Harrison, et al.), *Astrophys. J.* **638(2)**, 974 (2006).
31. Сюняев и др. (R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babyshkin, A. Bogomolov, K. Borisov, M. Buntov, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A132 (2021).
32. Томсик и др. (J.A. Tomsick, S. Chaty, J. Rodriguez, L. Foschini, R. Walter, and P. Kaaret), *Astrophys. J.* **647(2)**, 1309 (2006).
33. Уолтер, Зурита Херас (R. Walter and J. Zurita Heras), *Astron. Astrophys.* **476(1)**, 335 (2007).
34. Уолтер и др. (R. Walter, A.A. Lutovinov, E. Bozzo, and S.S. Tsygankov), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **23**, 2 (2015).
35. Шакура и др. (N. Shakura, K. Postnov, A. Kochetkova, and L. Hjalmarsdotter), *MNRAS* **420(1)**, 216 (2012).
36. Шакура и др. (N. Shakura, K. Postnov, L. Sidoli, and A. Paizis), *MNRAS* **442(3)**, 2325 (2014).
37. Шакура и др. (N.I. Shakura, K.A. Postnov, A.Y. Kochetkova, L. Hjalmarsdotter, L. Sidoli, and A. Paizis), *Astron. Rep.* **59(7)**, 645 (2015).

## ОСОБЕННОСТИ ВСПЫШЕЧНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В БЕССИЛОВЫХ МАГНИТНЫХ ЖГУТАХ

© 2023 г. А. А. Соловьев<sup>1\*</sup>, Е. А. Киричек<sup>1</sup>

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

Поступила в редакцию 11.04.2023 г.

После доработки 02.06.2023 г.; принята к публикации 02.06.2023 г.

Рассматривается прямой цилиндрический, электрически экранированный магнитный жгут, как верхняя часть слабо искривленной магнитной петли, основания которой закреплены в фотосфере. Все параметры жгута зависят от одной переменной — расстояния  $r$  от оси его симметрии. С выходом жгута в разреженную солнечную атмосферу внешнее давление, удерживающее жгут от бокового расширения, непрерывно падает. При некотором критическом его значении продольное магнитное поле жгута обращается в нуль на той магнитной поверхности, где продольный электрический ток меняет знак в соответствии с требованием экранированности полного тока. При этом азимутальный ток и бессиловый параметр вблизи этой поверхности неограниченно растут. Благодаря этому росту, дрейфовая скорость электронов в окрестности данной поверхности превышает скорость ионного звука, что ведет к возбуждению плазменной ионно-звуковой неустойчивости, как триггера вспышечного энерговыделения. Проводимость плазмы в области плазменной турбулентности падает на 7 порядков. Быстрая диссипация магнитной энергии на аномальном сопротивлении генерирует в плазме индуктивное электрическое поле, значительно превосходящее дрейсеровский предел. Этим объясняется эффективное ускорение частиц в той области, где магнитное поле быстро ослабевает.

**Ключевые слова:** Солнце, солнечная активность, волокна, магнитное поле, бессиловые магнитные жгуты, ускорение частиц.

DOI: 10.31857/S0320010823050066, EDN: GNK1TR

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Бессиловые магнитные конфигурации привлекали внимание исследователей Солнца еще с начала 50-х годов прошлого века (Лундквист, 1951; Люст, Шлютер, 1954; Вёлтзе, 1958а,б; Шлютер, Темесвари, 1958; Голд, Хойл, 1960; Шацман, 1965). Описание этих структур было включено в широко известные монографии и учебники (Паркер, 1979; Прист, 1982; Ландау, Лифшиц, 1984) и стало объектом многих теоретических исследований. Этот интерес обусловлен, в первую очередь тем, что в проблеме вспышечного энерговыделения на Солнце, для того чтобы обеспечить необходимый уровень энергии солнечной вспышки, необходимо предполагать наличие в той области, где происходит вспышка, достаточно сильных непотенциальных магнитных полей, обладающих запасом свободной (связанной с электрическими токами) магнитной энергии. Однако в условиях солнечной атмосферы ни гравитация, ни градиент газового давления не могут уравновесить магнитную силу

$(4\pi)^{-1} [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}]$ , если вектор магнитного поля и вектор тока не совпадают по направлению. Остается предполагать, что любое сильное магнитное поле в разреженной атмосфере Солнца является с высокой степенью точности бессиловым:  $[\nabla \times \mathbf{B}] = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B}$ , где  $\alpha(\mathbf{r})$  есть некоторая псевдоскалярная функция, такая что ее величина сохраняется вдоль магнитной силовой линии, что обеспечивает соленоидальный характер магнитного поля:  $\nabla \alpha(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{B} = 0$ .

Несмотря на значительные усилия теоретиков и наблюдателей ряд важных свойств бессиловых магнитных полей до настоящего времени остаются невыявленными (Соловьев, Киричек, 2021; Соловьев, 2022). В частности, нами было показано, что хорошо известное решение Лундквиста (1951) с постоянным бессиловым параметром  $\alpha = \text{const}$  сразу теряет силу при введении в него в качестве граничного условия внешнего магнитного давления, которое удерживает жгут от бокового расширения (Шафранов, 1963). В работе (Соловьев, 2022) впервые была показана возможность удержания на оси бессилового магнитного жгута

\*Электронный адрес: solov.a.a@mail.ru

суперсильного (до 100 кГс и более) магнитного поля.

В данной работе мы рассмотрим еще одно новое, ранее не исследованное бессилое волокно и обсудим некоторые особенности вспышечного энерговыделения в скрученных магнитных петлях.

Общепринятым механизмом вспышечного выделения считается пересоединение магнитных силовых линий в топологически сложных магнитных конфигурациях (Прист, Форбс, 2005). Мы в своих работах, ни в коей мере не отрицая механизм пересоединения магнитных линий как наиболее простой, наглядный и физически неизбежный при контакте полей разного знака, пытаемся расширить эти представления, показывая, что достаточно сильное энерговыделение может иметь место и в отдельных скрученных магнитных петлях (жгутах), когда плотность тока в них оказывается достаточно высокой для возбуждения плазменной неустойчивости и появления “аномального сопротивления”.

Существует большое количество наблюдений в радио, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах так называемых вспышечных петель, где наблюдательными средствами никаких признаков пересоединения магнитных силовых линий не фиксируется, но вспышечное энерговыделение в них, разумеется, имеет место (см., например, монографию Хуанг и др., 2016). Много раньше отдельные вспышечные петли обсуждались в известной монографии Брэй и др., 1991). Впечатляющий пример солнечной вспышки класса X, наблюдавшейся на 1.6-м New Solar Telescope, в одиночном сильно закрученном магнитном волокне, которое сформировалось в хромосфере, а затем быстро вышло в корону и взорвалось там в форме мощной рентгеновской вспышки, приведен в работе Ванг и др. (2015). Никаких признаков пересоединения в этом явлении не наблюдалось. Сильные вспышки классов M и X в одиночных магнитных петлях обсуждались, например, в работах Резникова и др. (2009) и Бакунина и др. (2022). Ярким примером сильной вспышки в одиночном магнитном волокне является также вспышка класса X1, зафиксированная Solar Dynamics Observatory 22 сентября 2011 г. Ее особенностью было необычайно длительное (около 12 ч) энерговыделение, которое объяснялось в работе (Соловьев, Муравски, 2014) непрерывным переносом азимутального поля со всей длины петли в область вспышечного энерговыделения, где достигалась критическая плотность тока. Подробнее этот эффект обсуждается ниже в разделе 5.

В подавляющем большинстве случаев многочисленные вспышечные петли, наблюдаемые в различных диапазонах солнечного спектра, имеют в своих вершинах правильную округлую форму без

каких-либо признаков ее искажений типа шлемовидных структур, обусловленных внешней инжекцией заряженных частиц или пересоединениями. Эти изображения вспышечных петель создают впечатление, что наблюдаемое в них выделение энергии обусловлено не каким-то внешним воздействием, не взаимодействием с полем другого знака, а внутренним запасом свободной магнитной энергии, накопленной в достаточно сильно скрученном магнитном поле самой петли

Структура настоящей работы следующая. В разделе 2 мы представим уравнения магнитной гидростатики и сформулируем соответствующую задачу о равновесии системы.

В разделе 3 описаны магнитная и токовая структуры одного из возможных магнитных жгутов, найдено новое точное бессилое решение и установлено условие его равновесия. В разделе 4 показано, как слабое поперечное поле вызывает вариации плотности газа в жгуте и может приводить к дефициту носителей электрического заряда в магнитном волокне.

В следующих разделах показано, как в бессилом магнитном жгуте может быть достигнута критическая плотность электрического тока, ведущая к возбуждению плазменной неустойчивости, аномальному сопротивлению и, как следствие, к вспышечному выделению магнитной энергии.

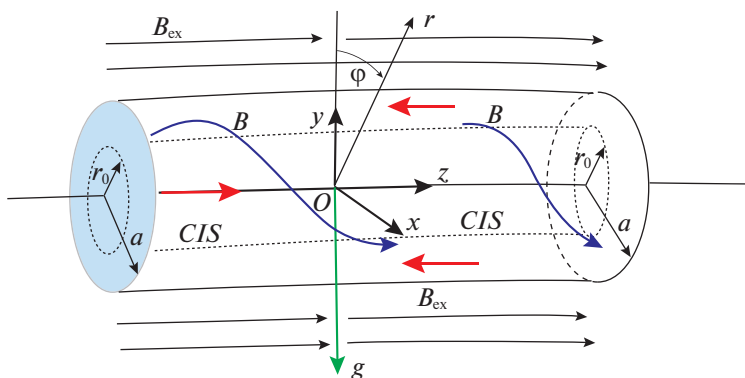
## 2. ГЕОМЕТРИЯ СИСТЕМЫ И УРАВНЕНИЯ МАГНИТНОЙ ГИДРОСТАТИКИ

Объект нашего рассмотрения — магнитное волокно кругового сечения, расположенное горизонтально в равновесии в гидростатической солнечной атмосфере в присутствии однородного поля сил тяжести  $g$  и однородного горизонтального внешнего магнитного поля. Предполагаем трансляционную симметрию — инвариантность параметров по отношению к произвольным смещениям вдоль одной из координат (оси волокна). Пусть это будет  $z$ -ось в декартовой системе координат  $x, y, z$ , как в модели Паркера (1979),  $x$ -ось направим поперек волокна, а  $y$ -ось вертикально вверх (рис. 1). Расстояния по оси  $y$  отсчитываем вверх от поверхности фотосферы ( $y = 0$ ), а высоту оси симметрии волокна над фотосферой обозначим как  $y_0$ . Сила гравитации равна  $\mathbf{F}_g = -\rho(y)g\mathbf{e}_y$ , где  $\rho$  — плотность газа. Уравнения магнитной гидростатики примут вид

$$(4\pi)^{-1} [[\nabla \times \mathbf{B}] \times \mathbf{B}] - \nabla P - \rho g \mathbf{e}_y = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$P = \rho \mathcal{R} T \mu^{-1}. \quad (3)$$



**Рис. 1.** Прямой горизонтальный магнитный цилиндр (flux горе) с двумя компонентами поля,  $B_z(r)B_\varphi(r)$ , как часть слабо изогнутой магнитной петли, вершина которой вышла в корону, а основания закреплены в фотосфере (модель Паркера, 1979). Благодаря экранированности полного продольного электрического тока  $I = \int_0^\infty 2\pi r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) dr = r B_\varphi|_0^\infty = 0$  внутри жгута всегда имеется поверхность радиуса  $r_0$ , на которой ток  $j_z$  меняет знак; CIS — current inversion surface.

Здесь  $\mathbf{B}$  есть индукция магнитного поля,  $P$  и  $T$  — давление и температура газа соответственно,  $\mu$  — средняя молярная масса частиц газа. Уравнение (1) дает баланс сил в системе, уравнение (2) задает соленоидальный характер магнитного поля и уравнение (3) есть уравнение состояния идеального газа. Система (1)–(3) недоопределена: в ней недостает уравнения переноса энергии, которое в солнечной атмосфере имеет крайне сложный и во многих отношениях неизвестный характер (Лоу, 1975). Если для высокой солнечной короны уравнение переноса еще как-то может быть представлено в относительно простой форме (Прист, 1984), то в условиях хромосферной плазмы это просто невозможно. Здесь при составлении теплового баланса необходимо было бы учесть лучистый перенос не только в континууме, но и линиях (для вспышечной конфигурации, представляющей из себя смесь крайне неоднородных тонких волокон, эта проблема представляется на сегодня неразрешимой). Далее необходимо было бы учесть не только продольную, но и поперечную электропроводность плазмы, волновой нагрев и охлаждение (поглощение, отражение и рассеяние акустических и различных МГД-волн). В области температурного минимума, где температура падает до 4500 К, надо было бы учесть и джоулев нагрев плазмы электрическими токами в тонких магнитных элементах.

Даже если бы мы смогли записать более или менее адекватные выражения для учета указанных эффектов, то, очевидно, не могло быть и речи о получении аналитического решения задачи: будет возможен только сложный численный счет. Но это — совершенно иная задача, имеющая свои серьезные ограничения и особенности.

Наш подход состоит в том, что для устойчиво существующего, долго живущего образования (солнечного пятна, поры, факела, протуберанца и

т.п.) мы находим стационарное распределение давления, плотности, температуры и течений плазмы, которые соответствуют той структуре магнитного поля, которую мы сами задаем предварительно, исходя из имеющихся у нас наблюдательных данных о магнитной структуре моделируемого объекта (Соловьев, Киричек, 2019). Если полученные таким образом термодинамические параметры объекта достаточно хорошо соответствуют его наблюдаемым свойствам, мы заключаем, что принятая нами его магнитная структура и рассчитанные именно для нее равновесные параметры достаточно правильно отражают физическую природу изучаемого образования, и условия переноса тепла в этом объекте (которые мы не умеем рассчитывать), очевидно таковы, что они не нарушают заметно полученное состояние. В противном случае вся построенная конфигурация плазмы и поля была бы разрушена в течение нескольких минут, чего на самом деле не происходит!

Более того, надо принять во внимание, что, если бы даже мы были в состоянии аккуратно решать уравнение переноса, мы все равно вынуждены были бы вначале установить, какова геометрия и тонкая структура объекта, поскольку приступить к решению проблемы переноса тепла, не имея представления о геометрических формах и хотя бы предварительных распределениях термодинамических параметров в объеме изучаемого объекта, попросту невозможно. Но геометрическая форма и внутренняя структура любого элемента солнечной активности формируются именно магнитным полем! Таким образом, мы опять приходим к необходимости априори задать магнитную структуру моделируемого объекта (на основании имеющихся наблюдательных данных) и найти для нее равновесное распределение термодинамических параметров — таков неизбежный этап исследования.

Магнитное поле волокна описывается функцией потока

$$A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx. \quad (4)$$

Компоненты магнитного поля задаются производными:

$$B_y = \frac{\partial A}{\partial x}, \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial y}, \quad (5)$$

и тогда закон (2) выполняется автоматически. Функция потока сохраняется вдоль магнитной силовой линии, поэтому геометрия магнитных силовых линий на плоскости  $(x, y)$  задается условием  $A(xy) = \text{const}$ . Использование функции потока позволяет свести уравнения магнитной гидростатики к следующей системе уравнений (Соловьев, 2022):

для плотности газа имеем

$$\rho(x, y) = -\frac{1}{g(y)} \frac{\partial P(A, y)}{\partial y} \quad (6)$$

и уравнение баланса сил принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial y^2} = \\ = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}. \end{aligned} \quad (7)$$

Кроме того, продольное поле зависит только от функции  $A$ :  $B_z = B_z(A)$ . Интегрирование уравнения (7) по функции  $A$  (фиксируя координату  $y$ ) от точки  $x^*$ , расположенной далеко от оси системы, до некоторой произвольно выбранной точки внутри конфигурации дает

$$\begin{aligned} P(x, y) = P_{ex}(y) - \frac{[B_z^2(A) - B_z^2(A^*)]}{8\pi} - \\ - \frac{1}{8\pi} \left[ \left( \frac{\partial A}{\partial x}(x) \right)^2 - \left( \frac{\partial A}{\partial x}(x^*) \right)^2 + 2 \int_{x^*}^x \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $P_{ex}(y) \equiv P(x^*, y)$  есть гидростатическое давление газа в солнечной атмосфере. Оно может быть взято из модели (Авретт, Лоезер, 2008). Для плотности газа из (6) и (8) имеем

$$\begin{aligned} \rho(x, y) = \rho_{ex}(y) + \frac{1}{8\pi g(y)} \times \\ \times \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int_{x^*}^x \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx \right) - 2 \frac{\partial A}{\partial y} \Delta A \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

### 3. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВОЛОКНА

В данной модели определим функцию магнитного потока в очень простой форме:

$$A(x, y) = \frac{B_0}{2nk} E(x, y) - B_0 b y. \quad (10)$$

Безразмерная функция  $E$  имеет вид экспоненты:

$$E(x, y) = \exp[-n(k^2 x^2 + k^2(y - y_0)^2)]. \quad (11)$$

В (10), (11)  $B_0$  есть мера индукции (напряженности) магнитного поля,  $k$  — масштабный фактор (обратная длина), вводимый для сохранения размерности,  $n$  — положительный коэффициент, изменяя который можно корректировать внутреннюю структуру жгута,  $bB_0$  — внешнее поперечное поле и  $b$  — малая по абсолютной величине (положительная или отрицательная) константа, определяющая силу поперечного горизонтального поля (направленного по оси  $x$ ). Для функции потока (10), (11) компоненты магнитного поля имеют вид

$$B_y = \frac{\partial A}{\partial x} = -B_0 k x E(x, y), \quad (12)$$

$$B_x = -\frac{\partial A}{\partial y} = B_0 k (y - y_0) E(x, y) - b B_0.$$

В выражениях (10), (11)  $y_0$  — высота магнитной оси волокна над фотосферой. При переходе к цилиндрическим координатам и при условии  $b = 0$  азимутальное магнитное поле выражается следующей простой формулой:

$$B_\varphi = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = B_0 k r \exp(-n k^2 r^2), \quad (13)$$

где  $kr = \sqrt{k^2 x^2 + k^2(y - y_0)^2}$  — радиальное расстояние от оси жгута до данной точки.

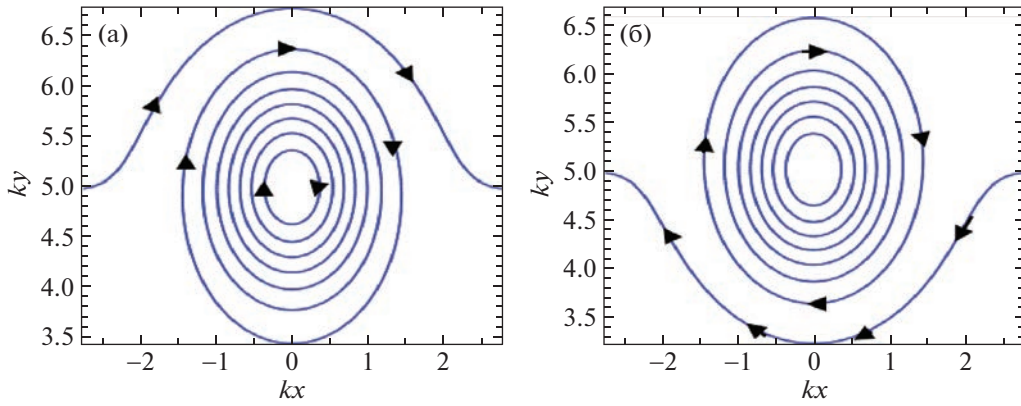
Геометрическая форма магнитных силовых линий в поперечном сечении волокна для различных направлений слабого внешнего горизонтального поля показана на рис. 2а, б.

Левая часть уравнения (7) после дифференцирования принимает вид

$$\begin{aligned} \Delta A = B_0 2k E (-\ln(E) - 1) = \\ = B_0 2k E (n k^2 r^2 - 1), \end{aligned} \quad (14)$$

где  $k^2 r^2 = k^2 x^2 + k^2(y - y_0)^2$  есть квадрат радиального расстояния от оси.

Если положить  $b = 0$ , то окажется, что (14) зависит только от функции потока  $A$  (или  $E$ ).



**Рис. 2.** Поперечное сечение волокна, описываемое функцией (10), (11) при  $k_y o = 5$ ,  $n = 1$  и положительной  $b$ :  $b = 0.025$ . Поперечное поле много слабее поля на оси  $Bo$ . На верхнем обходе волокна поперечное поле имеет то же направление, что и азимутальное поле жгута. (б) Поперечное сечение волокна, описываемое функцией (10), (11) при  $k_y o = 5$ ,  $n = 1$  и отрицательной  $b$ :  $b = -0.025$ . Поперечное поле совпадает по направлению с азимутальным полем жгута на нижнем обходе волокна, создавая магнитную подложку.

Для того чтобы вывести уравнение для бессилового поля, мы должны в уравнении (7) опустить член с газовым давлением:

$$B_0 2kE(-\ln(E) - 1) = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{d(\frac{B_0}{2nk}E)} \quad (15)$$

Отсюда имеем уравнение для квадрата продольного поля в изучаемой бессиловой структуре:

$$\frac{2}{n} B_0^2 E [1 + \ln(E)] = \frac{dB_z^2(E)}{dE}. \quad (16)$$

Интегрируем (16) по переменной  $E$ :

$$\frac{E^2}{2n} (1 - 2nk^2 r^2) + G = \frac{B_z^2(r)}{B_0^2}. \quad (17)$$

Здесь  $G$  – константа интегрирования, равная  $G = \frac{B_z^2(\infty)}{B_0^2} = \frac{B_{ex}^2}{B_0^2}$ , и  $B_z(\infty) \equiv B_{ex}$  есть напряженность продольного поля внешнего по отношению к магнитному жгуту и необходимого для его удержания от бокового расширения. Замечательно, что характеристика внешнего давления возникает здесь естественным образом как результат интегрирования. Таким образом,

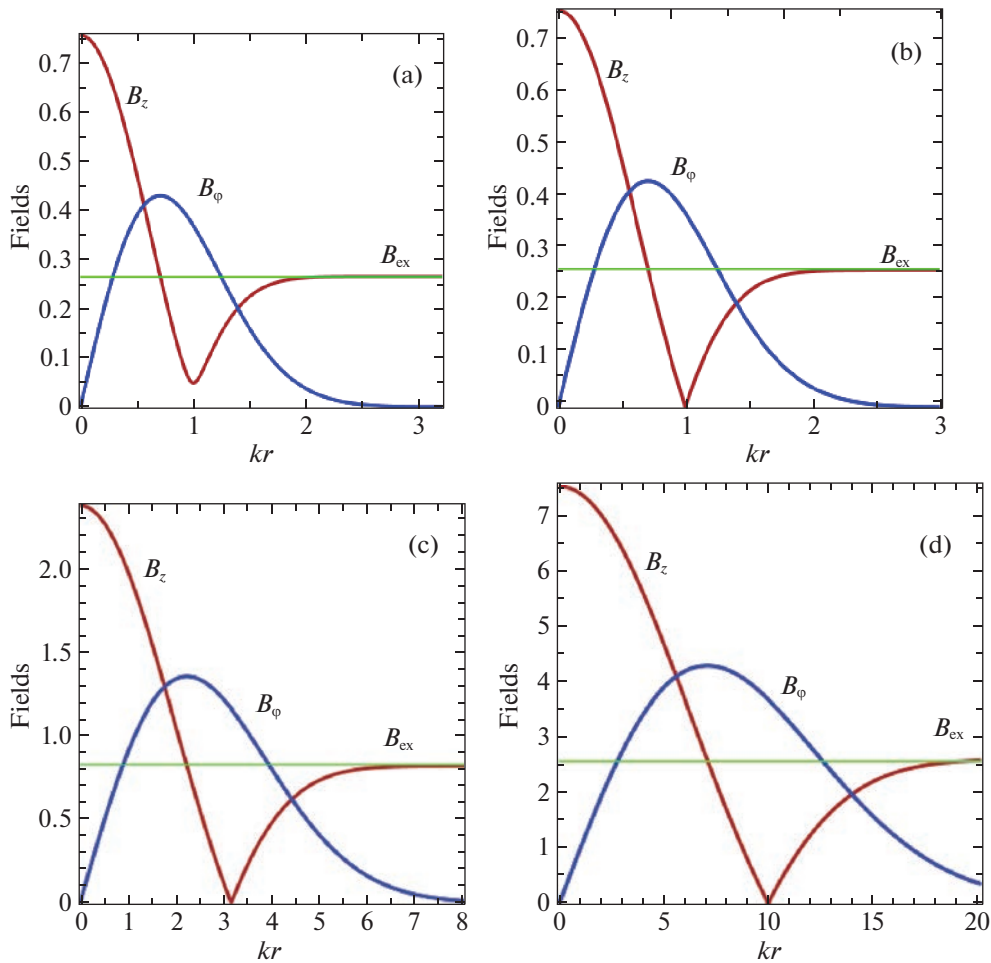
$$\frac{B_z(r)}{B_0} = \sqrt{G + \frac{E^2}{2n} (1 - 2nk^2 r^2)}. \quad (18)$$

Поведение функции (18) для  $n = 1$  и двух значений константы  $G$  показано на рис. 3а и 3б. Как видим, в согласии с результатами работы (Соловьев, Киричек, 2021), в которой бессиловые жгуты изучались по модели Паркера (1979), основанной на

понятии “генерирующей” функции  $F(r)$ , продольное магнитное поле резко уменьшается в области, где плотность продольного электрического тока меняет знак (см. формулу (17) и рис. 1и 3а); и далее  $B_z(r)$  обращается в нуль на  $CIS$ , когда внешнее давление опускается до определенного критического предела  $G_{cr} = 0.0676656239$  (рис. 3б). В этом случае при значении  $n = 1$ , напряженность магнитного поля на оси жгута примерно в три раза превышает напряженность внешнего продольного поля, предохраняющего жгут от бокового расширения. В работе (Соловьев, 2022) аналогичный свободный параметр  $n$ , будучи введен в иную потоковую функцию, позволил получить эффект значительного превышения магнитного поля на оси жгута над внешним полем. В той модели с уменьшением  $n$  отношение поля на оси к внешнему полю росло как  $1/n$ . Таким образом, было показано, что при достаточно малых значениях параметра  $n$  даже суперсильные магнитные поля могут быть равносильно удержаны на оси бессилового магнитного жгута определенной конфигурации.

В модели, которая рассмотрена в данной работе, эффект аккумуляции суперсильного поля на оси жгута отсутствует: рис. 3с, 3д показывают, что с уменьшением параметра  $n$  меняется (растет) только положение поверхности перемены знака тока ( $CIS$ ), но этот эффект не имеет особого значения для процесса энергосвободения в жгуте. Поэтому ниже при численных расчетах мы будем всюду для простоты полагать  $n = 1$ . В данной работе мы не ставим задачу получить эффект суперсильных полей в жгуте, и потому ограничим свое рассмотрение простейшей формой потоковой функции (10).





**Рис. 3.** (а) Принято  $n = 1$ ,  $G = 0.07 > G_{cr}$ . Функция  $B_z(r)$  сильно “проседает” вблизи  $CIS$ , недалеко от максимума азимутального поля  $B_\varphi(r)$ , но еще не обращается в нуль при  $kr = 1$ . (б) Здесь  $n = 1$ ,  $G = G_{cr} = 0.0676656239$ , и функция  $B_z(r)$  обращается в нуль на  $CIS$ , при  $kr = kr_0 = 1$ . Поле на оси  $B_z(0)$  превышает внешнее  $B_{ex}$  только в 2.8 раза:  $\frac{B_z(0)}{B_{ex}} = \frac{7.5}{2.62} = 2.82$ . (в) В этом случае  $n = 0.1$  и  $G_{cr} = 0.6767$ . Отношение поля на оси к внешнему полю равно 2.89. (д) Здесь  $n = 0.01$ ,  $G_{cr} = 6.766$ . Отношение поля на оси к внешнему полю практически то же самое: 2.92.

#### 4. МАЛЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ БЕССИЛОВОГО СОСТОЯНИЯ

Имеются две возможности слегка нарушить бессилевое состояние магнитного жгута. Во-первых, мы можем ввести внешнее горизонтальное поле слагаемым  $B_0 b y$  с малым коэффициентом  $b$  в потоковую функцию  $A$  в формуле (10). В этом случае магнитное поле жгута перестанет быть строго бессилевым и начнет оказывать воздействие на состояние плазмы, так что, подставив такую  $A$  в формулу (9), мы получим для плотности газа:

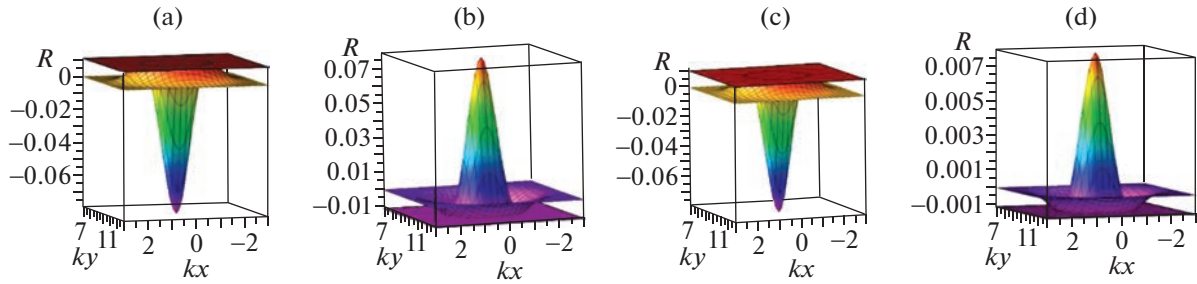
$$\rho(x, y) = \rho_{ex}(y) + \frac{B_0^2 k}{8\pi g} R(x, y), \quad (19)$$

где  $R(x, y)$  описывает ту добавку к атмосферной плотности газа, которую создает в волокне его магнитное поле. Громоздкое выражение для  $R(x, y)$

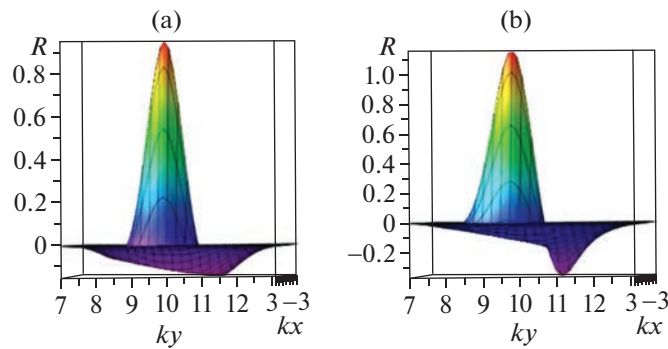
мы здесь не приводим. Профили плотности для различных значений параметра  $b$  приведены на рис. 4.

Вторая возможность ввести отклонения поля от бессилевого состояния заключается в том, чтобы изменить круговую форму магнитных поверхностей жгута.

В реальности это искажение может быть вызвано тем, что магнитный жгут, всплывая из-под фотосферы, неизбежно сохраняет на нижних обходах своих винтовых магнитных линий некоторую часть плотного хромосферного вещества, которое не может стечь вниз. Это тяжелое вещество растягивает поперечное сечение жгута по вертикали, придавая ему эллипсоидальную форму. Для описания этого эффекта достаточно изменить входящее в потоковую функцию  $A$  выражение для  $E$  следующим



**Рис. 4.** Магнитная добавка к плотности  $R$  при  $b = 0.01$ ,  $k_{y0} = 10$ . Минимум плотности достигается на оси при  $x = 0$ . Вертикальный профиль  $R$  при отрицательном  $b$ :  $b = -0.01$ . Минимальная плотность с  $R = -0.01$  имеет место при  $kx = \pm 1.5$ . Добавка к плотности на той же высоте  $k_{y0} = 10$ , но с  $b$  меньшим на порядок:  $b = 0.001$ . Поперечное поле в 1000 раз слабее поля на оси  $B_0$ . (d) Та же фигура, что и на рис. 4b, но с другим, на порядок меньшим (по модулю),  $b$ :  $b = -0.001$ .



**Рис. 5.** (a) Перераспределение плотности по вертикали в жгуте с  $m1 = 0.9$ ,  $b = -0.1$ ,  $k_{y0} = 10$ . (b) Перераспределение плотности по вертикали в жгуте с  $m2 = 0.8$ ,  $b = -0.1$ ,  $k_{y0} = 10$ .

образом:

$$E(x, y) = \exp(-k^2 x^2 - m^2 k^2 (y - y_0)^2), \quad (20)$$

где  $m$  есть некоторый положительный коэффициент, немного меньший единицы. На рис. 5 представлены два примера того, как перераспределяется плотность плазмы в поперечном сечении жгута: верхняя часть жгута становится разреженной, а центральная и нижняя оказываются более плотными, чем окружающая среда.

Плотность плазмы в верхней части сечения волокна, где имеет место наибольшее разрежение, может упасть настолько, что дефицит носителей заряда приведет здесь к такому росту дрейфовой (токовой) скорости электронов, что она сравняется, а затем и превысит скорость ионного звука. Начнется джоулев разогрев разреженной среды и возникнет сильно неизотермическая плазма с горячими электронами и холодными ионами ( $T_e \gg T_i$ ). В результате в такой плазме будет возбуждена ионно-звуковая неустойчивость в форме интенсивных продольных электростатических колебаний. Эта неустойчивость способна на несколько

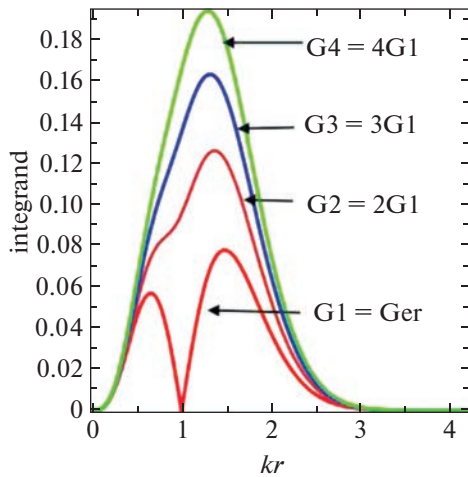
порядков уменьшить эффективную проводимость плазмы (Арцимович, Сагдеев, 1979), что необратимо приведет к бурному вспышечному энерговыделению в таком волокне.

## 5. ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ МОМЕНТ В МАГНИТНОМ ЖГУТЕ

В скрученной магнитной силовой трубке к каждому ее поперечному сечению приложен вращательный момент (torque), равный согласно (Голд, Хойл, 1960; Паркер, 1979):

$$W = \frac{1}{2} \int_0^a B_\varphi B_z r^2 dr. \quad (21)$$

Ниже будет показано, что состояние системы, при котором внешнее давление  $G$  достигает своего нижнего предела  $G_{cr}$ , и продольное поле обращается в нуль на  $CIS$ , является триггером процесса вспышечного энерговыделения. При этом момент



**Рис. 6.** Поведение подынтегральной функции  $B_z B_\phi r^2$  в интегральном выражении (21) в зависимости от величины внешнего давления  $G$ . Как видим, при  $G = G_{cr}$ , площадь под кривыми, т.е. интеграл  $2W$  принимает минимальное значение. Здесь для полей в подынтегральном выражении (21) использованы формулы (13) и (18).

вращения (torque), приложенный к данному поперечному сечению жгута, достигает своего минимального значения (рис. 6). Это означает, что в тех частях магнитной петли, которые находятся ниже ее вершины и где внешнее давление может быть выше, значение скручивающего момента может оказаться больше его величины в вершине петли. Но в состоянии равновесия скручивающий момент должен быть одним и тем же вдоль всей магнитной петли. На этом основании Паркер (1979) сделал важный вывод о том, что торсионные альвеновские волны, выравнивая скручивающий момент вдоль магнитной петли, должны переносить поток азимутального поля  $B_\phi$  от оснований в направлении ее вершины, где момент скручивания минимален. Это явление переноса азимутального поля вдоль оси жгута может играть важную роль в развитии вспыхивающего процесса в бессиловом магнитном жгуте. Оно способно обеспечить “выгорание” свободной магнитной энергии, накопленной во всей части магнитной петли, вышедшей в корону, за счет того, что в вершине петли при возбуждении в ней во время вспышки аномального сопротивления, скручивающий момент будет здесь резко уменьшен, и это приведет к тому, что возникший в этой области дефицит энергии  $B_\phi^2$  начнет восполняться переносом торсионными альвеновскими волнами (со скоростью  $v_A \approx 10^8$  см/с) азимутального поля из нижних частей магнитной петли к ее вершине, к области вспыхивающего энерговыделения. Это может значительно (до многих часов, как в случае, описанном в Соловьев, Муравски, 2014) увеличить время вспыхивающего процесса и общее количество

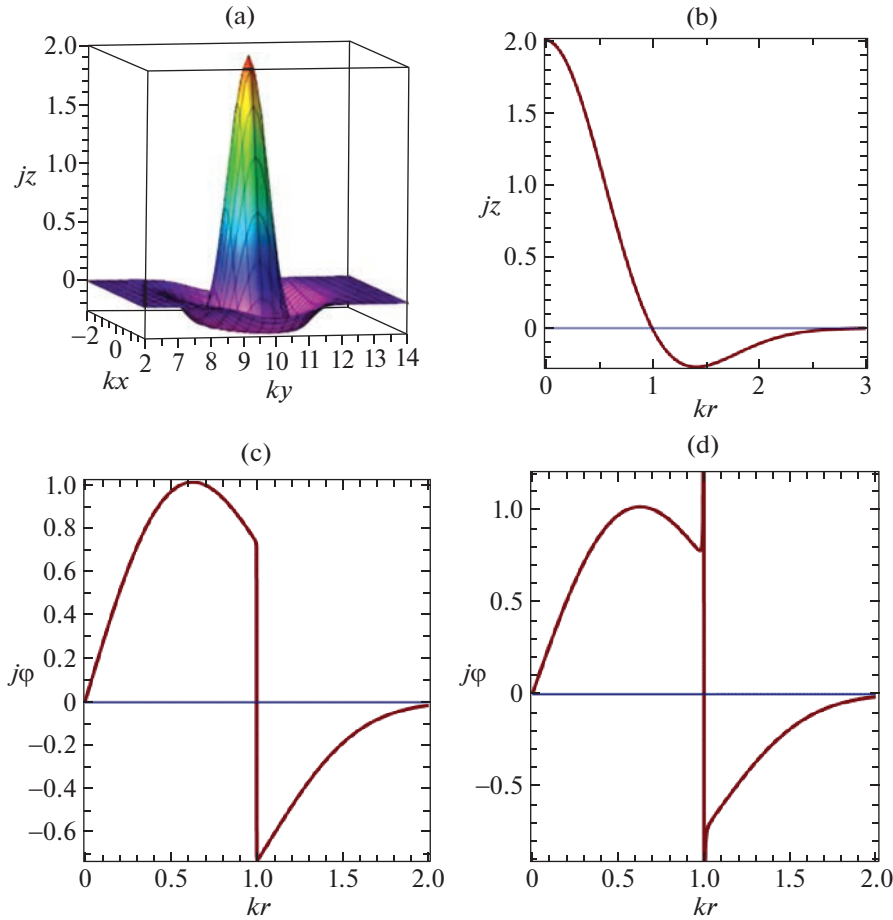
выделенной во вспышке магнитной энергии. Подробнее о величине свободной магнитной энергии в петле будет сказано в разделе 7.

## 6. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В ЖГУТЕ

Плотность продольного электрического тока в магнитном волокне представлена на рис. 7а в единицах  $ckB_0(4\pi)^{-1}$ :

$$\begin{aligned} j_z &= \frac{c}{4\pi} \left( \frac{\partial B_x}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial x} \right) = \\ &= -\frac{c}{4\pi} \left( \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \right) = \\ &= -\frac{c\Delta A}{4\pi} = -\frac{B_0 kc}{4\pi} [2E(r)(1 - nk^2 r^2)]. \end{aligned} \quad (22)$$

Ее максимальная величина в этих единицах равна 2, и на рис. 7а она достигается при  $kx = 0$ ,  $ky = kyo = 5$ ,  $n = 1$ . В одиночном уединенном жгуте, азимутальное поле которого достаточно быстро убывает с расстоянием от оси, продольный ток всегда экранирован и образует коаксиальную структуру, в которой ток на оси противоположен по направлению току на периферии, так что полный продольный ток (net\_current) через поперечное сечение жгута равен нулю (рис. 1). По этой причине в жгуте всегда имеется поверхность, на которой плотность продольного тока меняет знак (это “current inversion surface”, CIS). На рис. 1 радиус этой поверхности обозначен как  $r_0$ , а радиус сечения всего жгута как  $a$ . В области между  $r_0$  и  $a$ , азимутальное поле плавно обращается в нуль:  $B_\phi(a) \rightarrow 0$ , а продольное поле  $B_z(r)$  также плавно переходит во внешнее:  $B_z(a) \rightarrow B_{ex}$ . На рис. 7а–7с показано распределение продольного и азимутального токов в поперечном сечении жгута. На рис. 7д показано разрывное поведение азимутального тока на поверхности CIS, когда внешнее давление  $G$  достигает минимального (критического) значения. Этот разрыв обусловлен скачком производной  $j_\phi(kr) = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}$  на CIS (на рис. 3б этот скачок имеет место при  $kr = kro = 1$ ). Подчеркнем, что эффекты обращения продольного поля в нуль на CIS при падении внешнего давления до критического уровня и соответствующий ему разрыв азимутального тока не связаны с конкретным видом выбранной нами потоковой функции  $A$ . Это — общее свойство всех бессиловых магнитных жгутов. В работе (Соловьев, 2022) данный эффект получен для совершенно другой потоковой функции, а в статье (Соловьев, Киричек, 2021) он был подробно исследован для широкого набора различных производящих функций. Нетрудно получить его, например, при такой функции потока:  $A(r) = B_0(\exp(r^2 - r_0^2) + 1)^{-1}$ , но нет смысла повторять



**Рис. 7.** (а) Общий вид распределения плотности продольного тока жгута на плоскости  $(kx, ky)$  в единицах  $B_0kc(4\pi)^{-1}$ . Функция  $-2E(r)[1-n(kr)^2]$  дана здесь в переменных  $x, y$  при  $n = 1$ . (б) Радиальное распределение плотности продольного электрического тока в тех же единицах  $B_0kc(4\pi)^{-1}$ . Отчетливо выражен эффект экранированности продольного тока. (в) Плотность азимутального тока  $j_\phi(kr) = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}$  (в единицах  $B_0kc(4\pi)^{-1}$ ) вблизи CIS при  $G = 0.0676677 > G_{cr}$ ,  $G_{cr} = 0.067656239$ . (г) Разрыв азимутального тока  $j_\phi(kr)$  на поверхности  $kr = kr_0 = 1$ , вызванный скачком производной  $\frac{\partial B_z}{\partial r}$  на CIS (см. рис. 3б), который возникает, когда  $G = G_{cr}$ .

для нее все выкладки, поскольку картина явления будет аналогичной.

Распределение тока в жгуте, кроме параметра  $k$ , описывается и бессильным параметром  $\alpha(r)$ , который дается формулой (Соловьев, Киричек, 2021)

$$\alpha(r) = -\frac{3F' + rF''}{4B_\phi B_z}, \quad (22)$$

где  $F(r) = B_z^2 + B_\phi^2$ . Зависимость  $\alpha(r)$  при различных значениях  $G$  дана на рис. 8а, и полная плотность тока показана на рис. 8б. Мы видим, что на обеих сторонах поверхности CIS, при достижении  $G_{cr}$ , формируется очень тонкий слой, в котором азимутальный ток и бессильный параметр неограниченно нарастают.

## 7. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

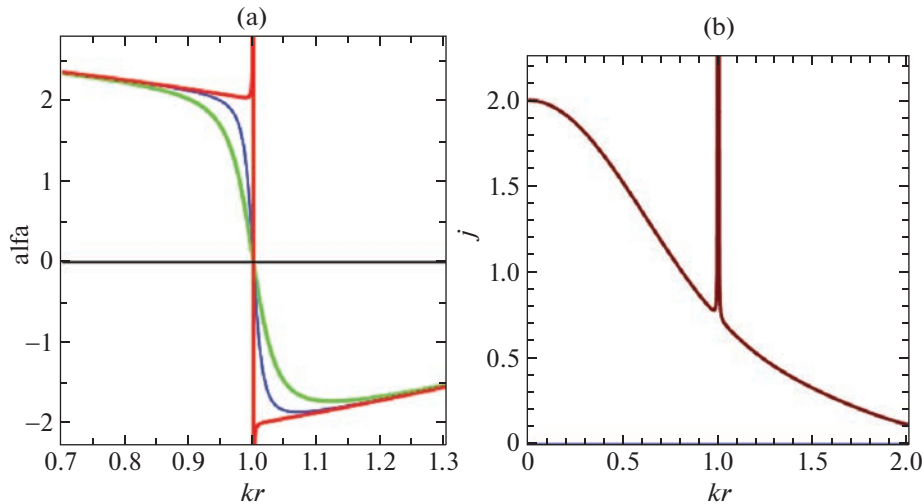
Плотности продольного и азимутального токов, рассчитанные по закону Ампера:

$$j = \frac{c}{4\pi} [\nabla \times \mathbf{B}], \quad (23)$$

представлены на рис. 7а–д в единицах  $cB_0k(4\pi)^{-1}$ . Вместо обратного масштаба  $k$  введем сам характерный масштаб  $\delta = \frac{1}{k}$ , определяющий ширину области диссипации тока. Тогда

$$j(kr) = s(kr) \frac{c}{4\pi} \frac{B_0}{\delta}, \quad (24)$$

где  $s(kr)$  — функция, представленная графически на рис. 8б. Согласно этому рисунку поверхность



**Рис. 8.** (а) Бессиловой параметр  $\alpha(r)$  при различных значениях  $G$ : зеленая линия —  $G = 0.0685$ , синяя —  $G = 0.0678$ , красная —  $G = 0.067667 \rightarrow G_{cr}$ . (б) Радиальная зависимость плотности полного тока  $j(r) = \sqrt{j_z^2 + j_\varphi^2}$  в тех же единицах  $B_0 kc(4\pi)^{-1}$ :  $j(r) = s(r) \frac{B_0 kc}{4\pi}$ .

$CIS$  находится на расстоянии от оси  $kr = kr_0 = r_0/\delta = 1$ , так что  $\delta = r_0$ . На этой поверхности функция  $s(r)$  имеет форму дираковской дельта-функции; экстремальное поведение этой функции в точке  $r = r_0 = \delta$  гарантирует достижение здесь критической плотности тока, необходимой для возбуждения плазменной неустойчивости (ионно-звуковой или даже бунемановской). По определению, плотность электрического тока равна:

$$j = n_e e V_{dr}, \quad (25)$$

где дрейфовая скорость  $V_{dr}$  есть скорость движения носителей заряда, электронов. Для возбуждения ионно-звуковой неустойчивости она должна превысить скорость ионного звука. Введем отношение дрейфовой скорости к скорости ионного звука:  $\gamma = V_{dr}/V_{is}$ , где  $V_{is} = \sqrt{k_B T_e / M}$  и  $M$  — средняя масса ионов. Пользуясь формулами (24), (25), получим

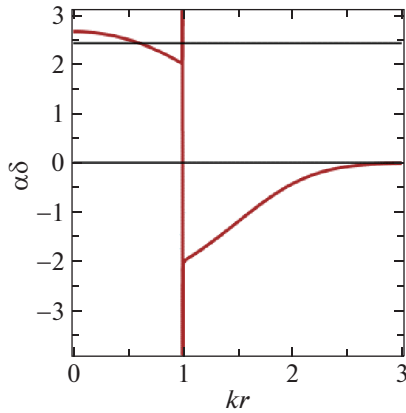
$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{B_0}{\delta} \frac{s(r) c \sqrt{M}}{4\pi e \sqrt{k_B} n_e \sqrt{T_e}} = \\ &= s(r) \frac{B_0}{\delta} \frac{0.658 \times 10^{15}}{n_e \sqrt{T_e}}. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь для численной оценки принят химический состав Солнца (по массе): 70% атомов водорода, 28% атомов гелия и 2% атомов “металлов”, имеющих в среднем атомный вес 35. Тогда  $M = m_p(0.7 + 0.07 \times 4 + 0.00057 \times 35)/(0.77057) = 1.298 m_p$ . Функция  $s(r)$  дана на рис 8б.

Пусть система имеет параметры:  $B_0 = 2000$  Гс,  $\delta = 10^7$  см,  $n_e = 10^{10}$  см $^{-3}$ ,  $T_e = 10^4$  К, тогда  $\gamma \approx 0.2s(r)$ . Этого недостаточно, чтобы возбудить

ионно-звуковую неустойчивость во всем теле жгута, но в узком слое вблизи  $CIS$ , благодаря дельта-образному выбросу плотности тока и бессилового параметра (рис. 7д и 8а,б), мы имеем  $\gamma = 0.2s(r)$ ,  $s(r) \gg 1$ . Следовательно, здесь, непосредственно в окрестности  $CIS$ , возбуждение плазменной неустойчивости (ионно-звуковой или бунемановской) произойдет неизбежно. Разумеется, благодаря очень малому объему того слоя, где имеет место дельта-выброс, выделение энергии на аномальном сопротивлении будет очень невелико (оно, видимо, будет заметно лишь в радиодиапазоне), и к тому же возбуждение плазменной турбулентности довольно скоро должно будет прекратиться по той причине, что параметр  $G = B_{ex}^2/B_0^2$  начнет расти с уменьшением напряженности азимутального поля и, соответственно, с падением величины  $B_0$ , за счет диссипации которого и выделяется энергия. Как следует из рис. 7с и 8а, даже очень небольшое (в четвертом знаке после запятой!) увеличение  $G$  уже возвращает величины  $j_\varphi$ ,  $\alpha$  из экстремального состояния в нормальное. Однако это прекращение аномального энерговыделения будет скомпенсировано переносом с альвеновской скоростью потока азимутального поля вдоль оси жгута к его вершине. Этим переносом первоначальное значение параметра  $G$  будет восстановлено, и плазменная неустойчивость вспыхнет снова! Этот процесс может повториться многократно. Каждый раз такая короткая вспышка плазменной неустойчивости будет приводить к ускорению и эвакуации из вершины петли некоторого количества электронов и, соответственно, к уменьшению их плотности в данной области. При заметном уменьшении  $n_e$  в (26), отношение дрейфовой скорости электронов к





**Рис. 9.** Зависимость бессилового параметра  $\alpha$  от радиального расстояния при  $n = 1$  и критическом значении внешнего давления  $G = G_{cr}$ . На интервале  $0-1$ , среднее значение  $\alpha$  равно  $2.45/\delta$

скорости ионного звука превысит единицу, и вслед за несколькими слабыми всплесками может последовать мощная вспышка со значительным выделением энергии в объеме всей магнитной петли.

Радиоастрономы уже неоднократно отмечали, что сильным вспышкам М и Х классов зачастую предшествует несколько повторяющихся всплесков микроволнового радиоизлучения (Абрамов-Максимов, Бакунина, 2020, 2022). Продолжительность этих повторяющихся всплесков сильно варьируется, от нескольких десятков секунд до нескольких минут. В рамках изложенных представлений это явление, очевидно, определяется тем, с какими скоростями и за какое время происходит восстановление магнитной структуры жгута вблизи *CIS* за счет переноса азимутального поля вдоль оси магнитной петли.

По мере выхода скрученной магнитной петли в разреженную солнечную корону падает не только внешнее давление, но и плотность плазмы в жгуте за счет стекания ее от вершины к основаниям, поэтому отношение  $\gamma$  может оказаться больше единицы к моменту, когда  $G = B_{ex}^2/B_0^2$  приближается к  $G_{cr}$ , и тогда плазменная неустойчивость возбуждается не только в узкой окрестности *CIS*, но и в объеме жгута, в слое от  $r = 0$  до  $r = r_0$ . Согласно свойству, дельта-функции интеграл от нее равен 1, поэтому мы можем принять для численной оценки в среднем  $\bar{s} \approx 2$ . Сейчас, если выбрать, например, следующие параметры плазмы:  $\delta = 10^7$  см,  $n_e = 10^9$  см $^{-3}$  и  $B_0 = 3 \times 10^3$  Гс,  $T_e = 4 \times 10^4$  К, то мы получим  $\gamma = 0.85\bar{s} = 1.7$ , и условие возбуждения ионно-звуковой неустойчивости в объеме жгута будет выполнено. Тот же результат мы получим для другой пары параметров, входящих в знаменатель (26):  $\delta = 10^8$  см,  $n_e = 10^8$  см $^{-3}$ .

Возникает вопрос: как выбрать численную оценку для масштаба области энерговыделения  $\delta$ ?

Благодаря пионерским работам группы Флейшмана (Флейшман и др., 2020, 2022), стало понятно, что выделение энергии в солнечной вспышке происходит за счет локального (in situ!) уменьшения напряженности магнитного поля волокна со скоростью порядка  $-5$  Гс/с. Для бессилового магнитного поля скорость джоулевой диссипации его энергии дается формулой  $dB^2/dt = -2\eta\alpha^2 B^2$ . Тогда

$$\frac{dB}{dt} = -\eta\alpha^2 B = -\frac{c^2\alpha^2}{4\pi\sigma_{eff}} B = -\frac{B}{\tau_d}, \quad (27)$$

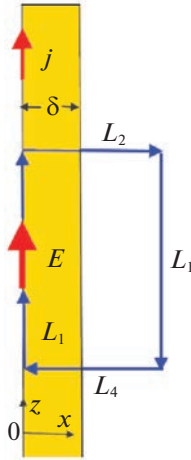
где  $\sigma_{eff}$  есть эффективная продольная проводимость плазмы для токов, текущих в бессиловых конфигурациях вдоль поля,  $\tau_d$  — время диссипации и  $\alpha$  — бессильный параметр, чья радиальная зависимость для модели (14) дана на рис. 9. На интервале  $kr = 0-1$ , мы будем иметь  $\alpha \approx 2.45/\delta$ . Следовательно, для времени диссипации поля получаем:  $\tau_d = 2\sigma_{eff}\delta^2/c^2$ . Численное значение для параметра  $\delta$  в этом выражении следует выбрать так, чтобы скорость спада магнитного поля в области диссипации совпадала с данными (Флейшман и др., 2020, 2022). Для этого мы должны знать эффективную проводимость плазмы для случая развитой ионно-звуковой турбулентности. В учебнике (Арцимович, Сагдеев, 1979), указано, что проводимость плазмы определяется формулой  $\sigma_{eff} = n_e e^2 / (m \nu_{eff})$ , где эффективная частота соударений токовых электронов с плазмонами равна:  $\nu_{eff} \approx 10^{-2} \omega_{pe} \gamma (T_e/T_i)$ . Если принять, что  $T_e$  составляет около  $10^7$  К, а  $T_i = 10^6$  К, т.е. положить  $T_e = 10T_i$ , то

$$\sigma_{eff} = \frac{10n_e e^2}{\gamma m \omega_{pe}} = \frac{10e\sqrt{n_e}}{\gamma \sqrt{4\pi m}} \approx \frac{4.5 \times 10^4}{\gamma} \sqrt{n_e}. \quad (28)$$

Если принять  $\gamma = 2$  и плотность электронов  $n_e = 10^9$  см $^{-3}$ , то проводимость окажется равна  $\sigma_{eff} = 7.1 \times 10^8$  (с $^{-1}$ ), и тогда при  $B_0 = 3000$  Гс,  $\delta = 0.25 \times 10^8$  см мы получим для скорости уменьшения магнитного поля в области его диссипации оценку, близкую к той, что дают Флейшман и др. (2020, 2022):

$$\begin{aligned} \frac{dB}{dt} &\approx -\frac{B_0}{\tau_d} = -\frac{B_0 c^2}{2\sigma_{eff} \delta^2} = \\ &= -\frac{3 \times 10^3 \times 10^{21}}{14.2 \times 10^8 \times 0.0625 \times 10^{16}} = -3.4 \text{ (Гс/с)}. \end{aligned} \quad (29)$$

Найденную оценку ширины (радиуса) слоя диссипации в несколько сотен км можем рассматривать в качестве хорошего приближения к реальности. Близкая оценка этой величины была получена нами ранее (Соловьев, Муравский, 2014) на основе анализа солнечной вспышки 22 сентября 2011 г. Поскольку радиус сечения всего жгута  $a$  обычно не сильно превосходит радиус *CIS*,  $r_0$ , то понятно,



**Рис. 10.** Вид сверху на магнитное волокно в проекции на горизонтальную плоскость на высоте  $y = y_0$ . Для расчета циркуляции вектора  $\mathbf{E}$  по замкнутому контуру в законе Фарадея (30) выбираем этот контур обхода в форме прямоугольника, в котором одна длинная сторона  $L_1$  лежит на оси жгута, на левой границе области толщиной  $\delta$ , а другая  $L_3$  находится вне волокна ( $L_1 = L_3 = L$ ), где продольный ток и электрическое поле равны нулю. Поперечные стороны контура не дают вклада в циркуляцию по нему электрического поля  $\mathbf{E}$ .

что свободной магнитной энергии, заключенной в жгуте с радиусом сечения порядка 500 км, может оказаться недостаточно для обеспечения энергетикой крупной солнечной вспышки.

Оценим запас свободной магнитной энергии в жгutowой петле, учитывая, что, как показано выше, перенос азимутального поля вдоль оси жгута может обеспечить вспышечное энерговыделение практически всей энергии этого поля, запасенной в объеме части петли, вышедшей в корону. Если представить эту магнитную петлю в виде полуокружности радиуса  $R$  и диаметром поперечного сечения  $a \approx 2r_0 \approx 0.5 \times 10^8$  см, то объем такой петли-жгута будет равен  $V \approx \pi R \pi a^2$  (см<sup>3</sup>), а запас свободной магнитной энергии в ней составит  $\Sigma = V \bar{B}_\varphi^2 (8\pi)^{-1}$ , где крышка означает среднюю по сечению величину. Если принять как достаточно типичные и умеренные значения указанных параметров:  $R = 10^{10}$  см,  $a = 0.5 \times 10^8$  см,  $\bar{B}_\varphi = 500$  Гс, то получим величину  $\Sigma = \pi^2 10^{10} \times 0.25 \times 10^{16} \times 10^4 = 2.5 \times 10^{30}$  эрг. При большей степени скрученности поля напряженность азимутального поля в жгуте будет расти, и эта величина энергии может быть еще больше. Но все же ее окажется недостаточно для обеспечения очень крупной вспышки, и тогда мы приходим к идее о том, что большая вспышечная магнитная конфигурация должна состоять из десятков тонкоструктурных магнитных элементов с такими характерными поперечными размерами, которые обеспечивают достаточно

быструю диссипацию магнитной энергии в них. Из наблюдений вспышечных событий на космических обсерваториях, а также с помощью крупных наземных телескопов, оснащенных адаптивной оптикой, хорошо известно, что вспышечные магнитные конфигурации, имеют, как правило, тонкую филаментарную структуру, они состоят из множества горячих, ярких, тонких токовых волоконцев. Примеры таких много-волоконных вспышечных структур и сопутствующих им выбросов можно найти в работах Ян и др. (2020) и Ванг и др. (2015).

В качестве комментария к приведенным выше количественным оценкам проводимости турбулентной плазмы следует указать, что теория Арцимовича и Сагдеева (1979), из которой взяты необходимые формулы для продольной проводимости плазмы, не учитывала наличия продольного по отношению к току магнитного поля, которое присутствует в бессиловой структуре. Вопрос, в какой мере наличие этого поля повлияет на величину аномального сопротивления, остается открытым. Дело в том, что волновые векторы ионно-звуковых плазмонов при наличии магнитного поля направлены не вдоль него, а составляют значительный угол по отношению к его направлению. Будут ли их квазипоперечные электрические поля столь же эффективно рассеивать токовые электроны, как и продольные — неизвестно, но из общих соображений можно предположить, что в целом, по порядку величины, эффект и величина аномального сопротивления при больших плотностях тока сохранятся и при наличии продольного магнитного поля. Косвенно в пользу такого предположения говорит то, что если воспользоваться формулой (29) на стр. 81 из книги Каплан, Пикельнер, Цытович, (1977), для проводимости плазмы при развитой ионно-звуковой турбулентности, то после подстановки в нее численных значений получится оценка, близкая к нашей (28), хотя теория аномального сопротивления, упомянутая в этой книге, развивалась для токовых слоев, где магнитное поле играет существенную роль.

## 8. ИНДУКТИВНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Напряженность электрического поля, возникающего в области локальной убыли силы магнитного поля, дается законом индукции Фарадея

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \iint_S \frac{d\mathbf{B}}{dt} d\mathbf{s}. \quad (30)$$

Привлекая закон Ома  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ , используя рис. 10 и формулу (10) для функции потока  $A$ , мы получаем для индуктивного электрического поля:

$$E_z(0)L = -L \frac{\delta \exp(-1)}{2c} \frac{dB_0}{dt}. \quad (31)$$



Для скорости убывающего магнитного поля берем формулу (29). Тогда:  $E_z(0) = \frac{cB_0}{10.87\sigma_{\text{eff}}\delta}$ . Подставив сюда выражение для  $\frac{B_0}{\delta}$  из (26) с  $\bar{s} = 2$ , получим

$$E(0) = \frac{10^{-15}cn_e\gamma\sqrt{T_e}}{\bar{s} \times 10.87\sigma_{\text{eff}}} = \quad (32)$$

$$= 1.38 \times 10^{-6}\gamma\frac{n_e\sqrt{T_e}}{\sigma_{\text{eff}}}.$$

Отметим, что здесь напряженность электрического поля не зависит напрямую от величины магнитного поля на оси жгута. Выразим напряженность полученного электрического поля в единицах поля Дрейсера:  $E_{Dr} = 4\pi\frac{en_e}{49T_e}(CGS)$ , при котором электрическая сила, ускоряющая заряженные частицы, уравнивается силой трения, обусловленной кулоновскими столкновениями (Дрейсер, 1959). В результате получим

$$\frac{E(0)}{E_{Dr}} = 1.12 \times 10^4\gamma\frac{T_e^{3/2}}{\sigma_{\text{eff}}}. \quad (33)$$

Если принять  $T_e = 10^7$  K,  $\gamma = 2$ , то при  $\sigma_{\text{eff}} = 7.1 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$ , будет:  $E(0) \approx 9 \times 10^5 E_{Dr}$  в согласии с данными Флейшман и др. (2020; 2022), и поле на оси жгута  $E(0) \approx 10^{-2}(CGSE)$ . В единицах СИ это соответствует напряженности электрического поля в 300 В/м.

Для определения энергии частиц, ускоренных в таком поле, необходимо найти работу, совершаемую этим полем на частицы, умножив ее заряд на величину поля  $E$  и на путь, пройденный этой частицей в данном поле. Примем для оценки, что этот путь равен  $L = 10^8$  см (это минимальная длина верхней части магнитной петли, вышедшей в корону), тогда получим:

$$\Sigma = eEL = 10^{-2}4.8 \times 10^{-10} \times 1 \times 10^8 = \quad (34)$$

$$= 4.8 \times 10^{-4} \text{ эрг}.$$

Переходя от эргов к электрон-вольтам, вводим соответствующий коэффициент:

$$\Sigma = ELe = 4.8 \times 10^{-4} (6.24 \times 10^{11}) = \quad (35)$$

$$= 300 \times 10^6 \text{ эВ} = 300 \text{ МэВ}.$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитные поля на Солнце, обеспечивающие выделение энергии во вспышках, имеют высокую напряженность. По этой причине их структура всегда очень близка к бессиловой. В отличие от

модели, описанной в Соловьев (2022), новая модель бессилового магнитного жгута, представленная в данной работе, не дает значительного превышения напряженности магнитного поля на оси по отношению к внешнему полю (их отношение равно примерно 3), но, тем не менее, индукционное электрическое поле, возникающее при возбуждении в жгуте плазменной неустойчивости, и в этой модели на 5 порядков превышает поле Дрейсера в согласии с данными Флейшман и др. (2020; 2022). Столь мощное электрическое поле способно ускорять значительную часть заряженных частиц в области быстрой диссипации магнитного поля до сотен МэВ.

Авторы благодарят рецензентов за полезные и стимулирующие замечания, которые помогли улучшить работу. Работа поддержана Министерством науки и Высшего Образования РФ (грант № 075-15-2020-780).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов-Максимов, Бакунина (V.E. Abramov-Maximov and I.A. Bakunina), *Geomagnetism and Aeronomy* **62**, 895 (2022).
2. Абрамов-Максимов, Бакунина (V.E. Abramov-Maximov and I.A. Bakunina), *Geomagnetism and Aeronomy* **60**, 846 (2022).
3. Аврент, Лоезер (E.H. Avrett and R. Loeser), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **175**, 229 (2008).
4. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З., *Физика плазмы для физиков* (М.: Атомиздат, 1979).
5. Бакунина и др. (I.A. Bakunina, V.F. Melnikov, A.V. Shain, and V.E. Abramov-Maximov), *Geomagnetism and Aeronomy* **62**, 1066 (2022).
6. Брэй и др. (R.J. Bray, L.E. Cram, C.J. Durrant, and R.E. Loughhead), *Plasma loops in the solar corona* (Cambridge Astrophys. Ser. Cambridge Univer. Press, 1991).
7. Ванг и др. (H. Wang, W. Cao, C. Liu, Y. Xu, R. Liu, Z. Zeng, J. Chae, and H. Ji), *Witnessing magnetic twist with high-resolution observation from the 1.6-m New Solar Telescope*. 2015. *NATURE COMMUNICATIONS* |6:7008 <https://doi.org/10.1038/ncomms8008>
8. Вёльтье (L. Wöltjer), *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **44**, 489 (1958a).
9. Вёльтье (L. Wöltjer), *Astrophys. J.* **128**, 384 (1958b).
10. Голд, Хойл (T. Gold and F. Hoyle), *MNRAS* **120**, 89 (1960).
11. Дрейсер (H. Dreicer), *Phys. Rev.* **115**, 238 (1959).
12. Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цытович В.Н., *Физика плазмы солнечной атмосферы* (М.: Наука, 1977).
13. Ландау, Лифшиц (L.D. Landau and E.M. Lifchitz), *Course of Theoretical Physics, V. 8: Electrodynamics of Continuous Media* (Nauka, Moscow, 1982; Pergamon, New York, 1984).
14. Лой (B.C. Low), *Astrophys. J.* **197**, 251 (1975).

15. Лундквист (S. Lundquist), *Ark. f. Fysik* **2**, 361 (1951).
16. Люст, Шлютер (Lüst and Schlüter), *Astrophys.* **34**, 263 (1954).
17. Паркер (E.N. Parker), *Cosmical Magnetic Fields. Part I* (Clarendon Press, Oxford, 1979).
18. Прист (E.R. Priest), *Solar Magnetohydrodynamics* (Reidel, London, 1982).
19. Прист, Форбс (E.R. Priest and T. Forbes), *Magnetic reconnection* (Cambridge Univer. Press, 2000); (русский перевод Прист Е., Форбс Т., *Магнитное пересоединение*. М.: Физматлит, 2005).
20. Резникова и др. (V.E. Reznikova, V.F. Melnikov, K. Shibasaki, S.P. Gorbikov, N.P. Pyatakov, I.N. Myagkova, and H. Ji), *Astrophys. J.* **679**, 735 (2009).
21. Соловьев, Муравский (A.A. Solov'ev and K. Murawski), *Astrophys. and Space Sci.* **350**, 11 (2014).
22. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), *MNRAS* **482**, 5290 (2019).
23. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), *MNRAS* **505**, 4406 (2021).
24. Соловьев (A.A. Solov'ev), *MNRAS* **515**, 4981 (2022).
25. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, E.G. Dale, B. Chen, et al.), *Science* **367**, 278 (2020).
26. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, G.M. Nita, B. Chen, et al.), *Nature* **606**, 674 (2022).
27. Хуанг и др. (G. Huang, V. Melnikov, H. Ji, and Z. Ning), *Solar Flare Loops: Observations and Interpretations* (Springer, Science Press Beijing, 2016).
28. Шафранов В.Д., *Равновесие плазмы в магнитном поле. Вопросы теории плазмы* (М.: Атомиздат, 1962), Вып. 2, С. 92–132.
29. Шлютер, Темесвари (A. Schlüter and St. Temesvary), *IAU Symp.* **6**, 269 (1958).
30. Шацман (E. Schatzman), *IAU Symp.* **22**, 337 (1965).
31. Ян и др. (X. Yan, Z. Xue, X. Cheng, et al.), *Astrophys. J.* **889**, 106 (2020).