

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 48, номер 6, 2022

---

---

Взрыв нейтронной звезды минимальной массы в рамках релятивистской гидродинамики <i>А. В. Юдин</i>	393
Околосветная оболочка и свечение предсверхновой SN 2020tff <i>Н. Н. Чугай, В. П. Утробин</i>	403
Широкополосный анализ ветровой системы X1908+075 по данным обсерватории NuSTAR <i>А. Е. Штыковский, В. А. Арефьев, А. А. Лутовинов</i>	413
Обобщенный метод треуголки и его применение для построения групповой пульсарной шкалы времени <i>А. Е. Родин, В. А. Федорова</i>	422
FG Sge: новая многоцветная фотометрия и кратковременное просветление пылевой оболочки в 2019 году <i>В. П. Архипова, Н. П. Иконникова, В. И. Шенаврин, М. А. Бурлак, А. М. Татарников, Д. Ю. Цветков, А. А. Белинский, Н. Н. Павлюк, С. Ю. Шугаров</i>	430
Пространственная структура запыленного ветра RW Aur A <i>Б. С. Сафонов, А. В. Додин</i>	445
Non-LTE Analysis of the Si II Lines in $\iota$ Her with Various Atomic Data Sets <i>L. Mashonkina, T. Sitnova, S. Korotin</i>	455
Столкновительная накачка мазеров H <sub>2</sub> O и CH <sub>3</sub> OH в ударных волнах С-типа <i>А. В. Нестерёнок</i>	457

---

---



# ВЗРЫВ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ МИНИМАЛЬНОЙ МАССЫ В РАМКАХ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

© 2022 г. А. В. Юдин<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>НИИЦ “Курчатовский Институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 03.04.2022 г.

После доработки 24.04.2022 г.; принята к публикации 05.05.2022 г.

Уравнения релятивистской гидродинамики адаптированы для сферически-симметричного случая и лагранжевой формы записи. С их помощью промоделирован процесс взрывного разрушения нейтронной звезды минимальной массы — ключевого ингредиента модели обдирания коротких гамма-всплесков. Изучен процесс выхода ударной волны на поверхность нейтронной звезды, сопровождающийся ускорением вещества до ультрарелятивистских скоростей. Проведено сопоставление с результатами ранее опубликованных нерелятивистских расчетов.

*Ключевые слова:* нейтронные звезды, релятивистская гидродинамика, ударные волны, гамма-всплески.

DOI: 10.31857/S0320010822060079

## ВВЕДЕНИЕ

17 августа 2017 г. на гравитационно-волновых антеннах LIGO и Virgo произошло событие GW170817 с параметрами, соответствующими сливающимся нейтронным звездам (Аббот и др., 2017). Кроме того, спутниками FERMI и INTEGRAL был практически одновременно задетектирован сопутствующий гамма-всплеск GRB170817A. Тем самым впервые была прямо подтверждена связь между процессом слияния нейтронных звезд (НЗ) и короткими гамма-всплесками (Блинников и др., 1984).

Однако этот гамма-всплеск оказался пекулярным, что возродило угасший было интерес к модели обдирания (stripping model) для коротких гамма-всплесков (Блинников и др., 2021). В противовес общепринятой модели слияния (merging) НЗ, в модели обдирания две нейтронные звезды, сблизившись из-за потерь на излучение гравитационных волн, не сливаются, а начинают обмениваться массой, причем более массивная поглощает (обдирает) своего менее массивного компаньона (Кларк, Эрдли, 1977). Последний, дойдя до конфигурации, отвечающей минимальной массе устойчивых НЗ (порядка  $0.1 M_{\odot}$ ), взрывается, производя гамма-всплеск.

Детали взрыва НЗ минимальной массы (НЗММ) впервые были рассчитаны в работе Блинникова и др. (1990) (см. также Сумиоши и др., 1998).

Здесь для нас важным является то, что скорости разлета вещества после взрыва составляют в среднем около 10% от скорости света. Кроме того, ударная волна от взрыва, выходя на поверхность, ускоряется при распространении по ниспадающему профилю плотности. Расчет этого процесса в рамках нерелятивистской гидродинамики с хорошим разрешением может привести и в действительности приводит, как мы покажем, к скоростям, превышающим скорость света. Поэтому актуальным является исследование этого процесса в рамках релятивистской гидродинамики. При этом гравитационное поле может считаться относительно слабым: НЗММ имеет массу раз в 10 меньше, а радиус в 10 раз больше, чем обычная НЗ, следовательно, эффекты Общей теории относительности (ОТО) для нее меньше раз в 100, чем для обычной НЗ. Наиболее адекватным подходом для исследования этой проблемы нам кажется приближение, предложенное в работе Хванга и Ноа (2016), которое мы и будем использовать.

## ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Запишем уравнения релятивистской гидродинамики, следуя работе Хванга и Ноа (2016). При этом гравитационное поле предполагается слабым (т.е. эффекты ОТО малы), однако скорости движения вещества и плотность энергии по сравнению с массой покоя малыми не считаются. Мы будем записывать исходные уравнения Хванга и Ноа (2016),

\*Электронный адрес: yudin@itep.ru

а затем преобразовывать их в форму, отвечающую нашим целям. А именно: в вид, предполагающий сферическую симметрию задачи и лагранжеву форму записи. Величины типа времени, радиальной координаты  $r$  и скорости вещества  $v$  определены в лабораторной системе отчета, а интенсивные величины типа плотности  $\rho_b$ , давления  $P$  и т.д. — в сопутствующей системе.

### Уравнение непрерывности

Исходное уравнение непрерывности имеет вид

$$\frac{d\rho_b}{dt} + \rho_b \left( \operatorname{div} \mathbf{v} + \frac{d \ln \gamma}{dt} \right) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\rho_b$  — барионная плотность вещества,  $\mathbf{v}$  — его скорость, а  $\gamma$  — лоренц-фактор:

$$\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость света. Полная производная по времени есть

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla). \quad (3)$$

Мы перепишем уравнение (1) в виде

$$\frac{d \ln(\rho_b \gamma)}{dt} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 v)}{\partial r} = 0, \quad (4)$$

где  $r$  — радиус (эйлерова координата), а дивергенция записана для случая сферической симметрии. Введем теперь естественное определение для лагранжевой (массовой) координаты  $m_b$  (барионной массы):

$$\frac{\partial m_b}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho_b \gamma, \quad (5)$$

где появляется дополнительный по сравнению с нерелятивистским случаем фактор  $\gamma$  в правой части. Запишем это выражение в виде

$$\frac{1}{\rho_b \gamma} = \frac{4\pi}{3} \frac{\partial r^3}{\partial m_b}. \quad (6)$$

Покажем, что это — другая форма записи уравнения непрерывности (4). Для этого продифференцируем его по времени:

$$-\frac{1}{(\rho_b \gamma)^2} \frac{d(\rho_b \gamma)}{dt} = 4\pi \frac{\partial(r^2)}{\partial m_b}, \quad (7)$$

где мы использовали, что  $v \equiv dr/dt$ . Подставив сюда  $\partial m_b/\partial r$  из (5), получим в точности (4). Будем использовать (6) как основную лагранжеву форму записи уравнения непрерывности, а  $m_b$  как лагранжеву координату.

### Уравнение энергии

Уравнение энергии в работе Хванга и Ноа (2016) записано в виде

$$\frac{d\rho}{dt} + (\rho + P/c^2) \left( \operatorname{div} \mathbf{v} + \frac{d \ln \gamma}{dt} \right) = R_E, \quad (8)$$

где  $P$  — давление вещества,  $\rho = \rho_b(1 + E/c^2)$  — полная плотность массы–энергии, а  $E$  — внутренняя энергия вещества на единицу массы. Выражение для правой части  $R_E$  записывается через пространственную часть  $\Pi_{ij}$  анизотропного тензора энергии–импульса  $\pi_{\alpha\beta}$ , который связан с полным тензором энергии–импульса материи  $T_{\alpha\beta}$  соотношением

$$T_{\alpha\beta} = (\rho c^2 + P)u_\alpha u_\beta + P g_{\alpha\beta} + \pi_{\alpha\beta}, \quad (9)$$

где  $u_\alpha$  — 4-скорость,  $g_{\alpha\beta}$  — метрический тензор с сигнатурой  $(-, +, +, +)$ . Здесь и далее мы принимаем условие, что греческие индексы пробегают значения  $(0 \div 3)$ , латинские  $(1 \div 3)$ . Конкретный вид  $R_E$  мы выпишем ниже.

Вычтя из (8) уравнение непрерывности (1), после несложных преобразований легко получить уравнение энергии в виде

$$\frac{dE}{dt} + P \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho_b} \right) = \frac{R_E c^2}{\rho_b}. \quad (10)$$

### Уравнение движения

Уравнение движения имеет вид

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{a}_G - \frac{\nabla P + \mathbf{v} \dot{P}/c^2 + \mathbf{R}_V}{\gamma^2(\rho + P/c^2)}, \quad (11)$$

где  $\mathbf{a}_G = -\nabla\varphi$  — гравитационное ускорение, а  $\varphi$  — гравитационный потенциал, уравнение для которого приведено ниже. Точкой в  $\dot{P}$  обозначена частная производная по времени, а  $\mathbf{R}_V$  — часть ускорения, зависящая от  $\Pi_{ik}$ , явную форму которой мы обсудим позже.

### ФИКТИВНАЯ ВЯЗКОСТЬ

Чтобы записать полную систему уравнений релятивистской гидродинамики в окончательном виде, осталось определить конкретный вид тензора  $\Pi_{ij}$ . Мы рассмотрим здесь вклад в него только от фиктивной вязкости, необходимой для расчета ударных волн. Будем следовать работе Либендорфера и др. (2001), в которой было предложено следующее общерелятивистское выражение для тензора вязкости  $Q_{\alpha\beta}$ :

$$Q_{\alpha\beta} = \Delta l^2 \rho_b u_{;\mu}^\mu \left[ \varepsilon_{\alpha\beta} - \frac{1}{3} u_{;\mu}^\mu P_{\alpha\beta} \right], \quad (12)$$

которое справедливо при  $u_{;\mu}^{\mu} < 0$ , в противном случае оно равно нулю. Здесь  $\Delta l$  — характерная ширина “размазывания” ударного фронта,  $P_{\alpha\beta} = u_{\alpha}u_{\beta} + g_{\alpha\beta}$  и

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left( u_{\alpha;\mu} P_{\beta}^{\mu} + u_{\beta;\mu} P_{\alpha}^{\mu} \right). \quad (13)$$

Производную  $u_{;\mu}^{\mu}$  с помощью уравнения непрерывности (1) можно представить в виде

$$u_{;\mu}^{\mu} = \frac{1}{c} \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\gamma v_i}{c} \right) = -\frac{\gamma}{c} \frac{d \ln \rho_b}{dt}. \quad (14)$$

Отсюда видно, что фиктивная вязкость (12) действительно “работает” только при сжатии вещества. Чтобы рассчитать оставшиеся величины, воспользуемся сферической симметрией задачи. Скорость запишем в виде  $\mathbf{v} = v\mathbf{r}/r$ , а 4-скорость выразим через  $\gamma$  в виде  $u^{\alpha} = (\gamma, \frac{\mathbf{r}}{r} \sqrt{\gamma^2 - 1})$ . Мы также воспользуемся определением (3) и, как следствие, тем, что для любого скаляра  $a$

$$u^{\mu} a_{;\mu} = \frac{\gamma}{c} \frac{da}{dt}. \quad (15)$$

Кроме того, воспользуемся следующей из (4) зависимостью между полными производными по времени от  $\rho_b$  и  $\gamma$  и частной производной  $\partial v / \partial r$ . Итоговое выражение запишется как (напомним, что для тензора  $\Pi_{ij}$  нам нужны только пространственные компоненты)

$$Q_{ij} = \Delta l^2 \rho_b \frac{\gamma^2}{3} \frac{d \ln \rho_b}{dt} \left( \frac{d \ln \rho_b}{dt} + \frac{3v}{r} \right) \times \left[ (2\gamma^2 + 1) \frac{r_i r_j}{r^2} - \delta_{ij} \right]. \quad (16)$$

Поскольку мы работаем в лагранжевых переменных, удобно характерную длину  $\Delta l$  заменить через характерную барионную массу  $\Delta m_b$ , используя (5). Окончательно запишем

$$\Pi_{ij} = Q_{ij} = \frac{Q}{2} \left[ (2\gamma^2 + 1) \frac{r_i r_j}{r^2} - \delta_{ij} \right], \quad (17)$$

где множитель  $1/2$  введен для удобства, и  $Q$  есть обычная фиктивная вязкость, после некоторых преобразований принимающая вид

$$Q = -\frac{2}{3} \left( \frac{\Delta m_b}{4\pi r^2} \right)^2 \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho_b} \right) \frac{d}{dt} \left( \ln(\rho_b r^3) \right) \quad (18)$$

для  $Q > 0$ , в противном случае  $Q = 0$ . Это выражение обладает отмеченной в работе Либендорфера и др. (2001) особенностью: оно обращается в нуль не только при расширении вещества (первый множитель с  $d/dt$ ), но и при гомологическом сжатии (т.е. при  $v \propto r$ , второй множитель), что позволяет избежать нефизичного перегрева вещества.

## УРАВНЕНИЕ ПУАССОНА

Обобщение уравнения Пуассона для гравитационного потенциала записывается как (Хванг, Ноа, 2016)

$$\Delta \varphi = 4\pi G \left( \rho + 3P/c^2 + \frac{2}{c^2} [\gamma^2 v^2 (\rho + P/c^2) + \Pi_i^i] \right). \quad (19)$$

Воспользовавшись явным видом (17) тензора  $\Pi_{ij}$ , можно найти его свертку:  $\Pi_i^i = (\gamma^2 - 1)Q$ . Тогда уравнение для гравитационного ускорения  $a_G = -\partial \varphi / \partial r$  записывается в виде:

$$\gamma \frac{\partial (r^2 a_G)}{\partial m_b} = -G \left( 2\gamma^2 - 1 + \frac{(2\gamma^2 - 1)E}{c^2} + \frac{(2\gamma^2 + 1)P}{\rho_b c^2} + \frac{2(\gamma^2 - 1)Q}{\rho_b c^2} \right), \quad (20)$$

где мы учли сферическую симметрию задачи.

## ПРАВАЯ ЧАСТЬ УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Выражение для правой части уравнения энергии  $R_E$  имеет вид

$$R_E = -\frac{1}{c^2} \left[ \Pi_i^j \nabla_j v^i + \Pi_{ij} \frac{v^i \dot{v}^j}{c^2} \right], \quad (21)$$

где точкой вновь обозначена частная производная по времени. Записав скорость в виде  $\mathbf{v} = v\mathbf{r}/r$  и используя выражение (17) для тензора  $\Pi_{ij}$ , нетрудно получить

$$R_E = \frac{Q}{c^2} \left[ \frac{v}{r} - \gamma^2 \left( \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v \dot{v}}{c^2} \right) \right]. \quad (22)$$

Выражение в квадратных скобках преобразовывается с использованием уравнения непрерывности (4) в

$$\frac{d \ln \rho_b}{dt} + \frac{3v}{r} = \frac{d}{dt} \left( \ln(\rho_b r^3) \right). \quad (23)$$

Тогда уравнение баланса энергии (10) окончательно запишется в виде

$$\frac{dE}{dt} + P \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho_b} \right) = \frac{Q}{\rho_b} \frac{d}{dt} \left( \ln(\rho_b r^3) \right). \quad (24)$$

Замечательно, что в правой части (24) появился тот же множитель с полной производной по времени от  $\rho_b r^3$ , что и в определении фиктивной вязкости (18).

## ПРАВАЯ ЧАСТЬ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Величина  $\mathbf{R}_V$  в правой части уравнения движения (11) выглядит следующим образом<sup>1</sup>:

$$(R_V)_i = \Pi_{i,j}^j - \frac{1}{c^2} \left[ v_i (\Pi_j^k v^j)_{,k} - (\Pi_{ij} v^j) \cdot \right] - \frac{v_i}{c^4} (\Pi_{jk} v^j v^k). \quad (25)$$

Учитывая сферическую симметрию задачи и явный вид (17) для тензора  $\Pi_{ij}$ , получим ряд соотношений:

$$\Pi_{ij} v^j = \frac{r_i}{r} v \gamma^2 Q, \quad (26)$$

$$\Pi_{ij} v^j v^j = v^2 \gamma^2 Q = (\gamma^2 - 1) Q c^2. \quad (27)$$

Первый член в (25) есть

$$\Pi_{i,j}^j = \frac{r_i}{r} \left[ \gamma^2 \frac{\partial Q}{\partial r} + \left( \frac{2\gamma^2 + 1}{r} + \frac{\partial \gamma^2}{\partial r} \right) Q \right]. \quad (28)$$

Фактор, стоящий при  $v_i$  в первом члене в квадратных скобках (25), есть

$$(\Pi_j^k v^j)_{,k} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (v \gamma^2 r^2 Q). \quad (29)$$

Собрав все члены, окончательно можно записать

$$(R_V)_i = \frac{r_i}{r} \left[ \frac{\partial Q}{\partial r} + \frac{3Q}{r} + \gamma^2 \frac{dv}{dt} \frac{Q}{c^2} + \frac{v}{c^2} \frac{\partial Q}{\partial t} \right]. \quad (30)$$

Подставив это выражение в (11), после некоторых преобразований с использованием, в частности, уравнения энергии (24), получим уравнение движения в виде

$$\frac{d}{dt} \left( \gamma v \left[ 1 + \frac{E + (P + Q)/\rho_b}{c^2} \right] \right) = \quad (31)$$

$$= \gamma^3 \left( 1 + \frac{E + P/\rho_b}{c^2} \right) a_G - 4\pi r^2 \frac{\partial(P + Q)}{\partial m_b} - \frac{3Q}{\gamma r \rho_b}.$$

## БЕЗРАЗМЕРНЫЙ ВИД УРАВНЕНИЙ

Для численного расчета гидродинамических процессов в звезде удобно иметь вышеприведенные уравнения в безразмерном виде. Мы будем использовать систему единиц, основанную на полной массе  $M_s$  и начальном радиусе  $R_s$  звезды. Единицы измерения времени, скорости, плотности, энергии на единицу массы и давления есть

$$[t] = \sqrt{\frac{R_s^3}{GM_s}}, \quad (32)$$

$$[v] = \sqrt{\frac{GM_s}{R_s}}, \quad (33)$$

$$[\rho] = \frac{M_s}{4\pi R_s^3}, \quad (34)$$

$$[E] = \frac{GM_s}{R_s}, \quad (35)$$

$$[P] = \frac{GM_s^2}{4\pi R_s^4}. \quad (36)$$

Также удобно ввести релятивистский параметр  $r_g$ :

$$r_g = \frac{GM_s}{R_s c^2}. \quad (37)$$

Тогда параметр  $\gamma$  есть

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - r_g \hat{v}^2}}, \quad (38)$$

где  $\hat{v}$  — безразмерная скорость. Уравнение непрерывности (6) в безразмерных переменных принимает вид

$$\frac{3}{\hat{\rho}_b \gamma} = \frac{\partial \hat{r}^3}{\partial m}, \quad (39)$$

где  $\hat{\rho}_b$ ,  $\hat{r}$  и  $m$  — безразмерные плотность, радиус и массовая координата.

Для дальнейшего нам будет удобно ввести следующие безразмерные величины:  $\epsilon$  для внутренней энергии  $E$ ,  $p$  для отношения  $P/\rho_b$  и  $q$  для  $Q/\rho_b$ .

Тогда выражение для фиктивной вязкости (18) запишется как

$$q = -\frac{(\Delta m)^2}{3\hat{r}^4} \frac{d}{d\tau} \left( \frac{1}{\hat{\rho}_b^2} \right) \frac{d}{d\tau} \left( \ln(\hat{\rho}_b \hat{r}^3) \right), \quad (40)$$

где  $\tau$  — безразмерное время.

Уравнение энергии (24) примет вид

$$\frac{d\epsilon}{d\tau} - p \frac{d \ln \hat{\rho}_b}{d\tau} = q \frac{d}{d\tau} \left( \ln(\hat{\rho}_b \hat{r}^3) \right). \quad (41)$$

Уравнение (20) для гравитационного ускорения запишется как

$$-\gamma \frac{\partial(\hat{r}^2 \hat{a}_G)}{\partial m} = 2\gamma^2 - 1 + r_g \left[ (2\gamma^2 - 1)\epsilon + (2\gamma^2 + 1)p + 2(\gamma^2 - 1)q \right]. \quad (42)$$

И, наконец, уравнение движения (31) примет вид

$$\frac{d}{d\tau} \left( \gamma \hat{v} \left[ 1 + r_g (\epsilon + p + q) \right] \right) = \quad (43)$$

$$= \gamma^3 \left( 1 + r_g (\epsilon + p) \right) \hat{a}_G - \hat{r}^2 \frac{\partial((p + q)\hat{\rho}_b)}{\partial m} - \frac{3q}{\gamma \hat{r}}.$$

Уравнения (39), (41) и (43) совместно с определениями (38), (40) и (42) (а также равенством  $\hat{v} = d\hat{r}/d\tau$ ) составляют полную систему уравнений идеальной релятивистской гидродинамики.

<sup>1</sup>Здесь исправлена опечатка в оригинальной статье Хванга и Ноа (2016), содержащей лишний фактор  $1/\gamma^2$  при втором члене в квадратных скобках в (25).

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О ВЗРЫВЕ

В постановке начальных условий в задаче о взрыве нейтронной звезды минимальной массы (НЗММ) мы во многом будем следовать работе Блинникова и др. (1990).

Для уравнения состояния (УрС) вещества мы используем общепринятый, хотя и значительно упрощенный подход: термодинамические величины, такие как давление и внутренняя энергия, представляются суммами

$$P = P_0(\rho_b) + \frac{\rho_b k T}{m_u} + \frac{a T^4}{3}, \quad (44)$$

$$E = E_0(\rho_b) + \frac{3kT}{2m_u} + \frac{aT^4}{\rho_b}, \quad (45)$$

где  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана,  $m_u$  — атомная единица массы, а  $a = 8\pi^5 k^4 / 15 (hc)^3$  — постоянная плотности излучения. Второй и третий члены в (44), (45) представляют вклад идеального газа и излучения соответственно. Для членов  $P_0$  и  $E_0$  мы используем аппроксимации, предложенные в работе Хензеля и Потехина (2004). Они описывают свойства вещества НЗ при температуре  $T = 0$  в широком диапазоне плотностей. Для наших вычислений мы выбрали аппроксимацию BSk22. Естественно, выражения (44), (45) очень грубо описывают температурную часть термодинамики вещества и могут рассматриваться лишь как первое приближение к реальности.

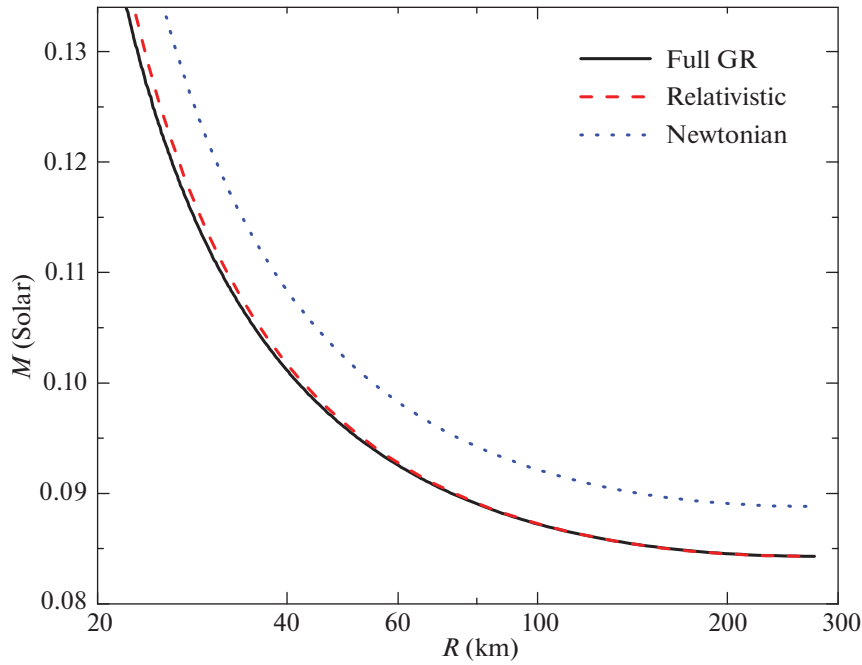
Теперь необходимо определить параметры НЗММ: для этого строится последовательность моделей НЗ, параметризуемая убывающей центральной плотностью (см., например, Хензель и др., 2007), и находится НЗ с минимальной массой в последовательности. При этом температура вещества НЗ считается равной нулю. На рис. 1 показана нижняя часть диаграммы Масса–Радиус НЗ, рассчитанная в рамках нескольких подходов. Синим пунктиром показан нерелятивистский случай. Черной сплошной линией — решение уравнений Толмана–Опенгеймера–Волкова (см., например, Вайнберг, 2000). Красной штриховой — наш подход. При уменьшении плотности в центре масса звезды падает, а радиус ее растет. Каждая кривая, приведенная на рисунке, заканчивается НЗММ-конфигурацией: устойчивых конфигураций НЗ с меньшей массой не существует. Как видно, наш подход, основанный на совместном решении уравнения равновесия (31) и уравнения Пуассона (20) при  $v = 0$  и  $Q = 0$ , очень близок к результату ОТО, а ньютоновский дает чуть большее значение массы НЗММ при практически том же радиусе.

## РАСЧЕТ ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ НЗММ

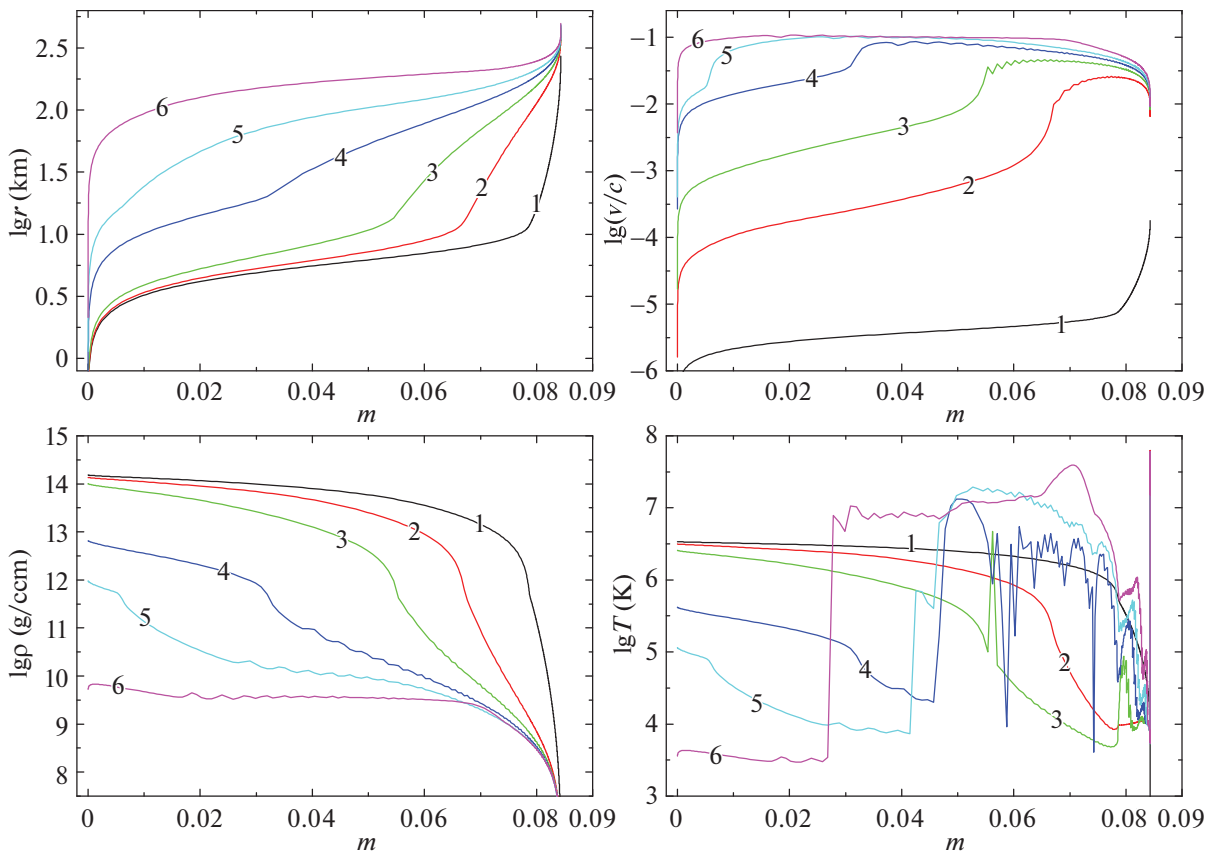
Инициировать “взрыв” НЗ минимальной массы можно двумя способами: или убрать часть массы с поверхности звезды, или чуть “подтолкнуть” ее наружу, задав начальное малое возмущение скорости, например, в виде  $v \propto r$ . В работе Блинникова и др. (1990) показано, что оба способа, фактически, эквивалентны в отношении конечного результата — параметров взрыва НЗММ. Мы, однако, предпочли второй вариант. Оболочка НЗММ очень протяженная и разряженная, и убирая даже малую долю массы с поверхности, мы тем самым сильно меняем начальный радиус звезды. Кроме того, как будет видно из дальнейшего, процесс “выбегания” и ускорения ударной волны на поверхности звезды сильно зависит от профиля плотности в оболочке. Расчет этого процесса может быть искажен искусственным убиением части оболочки или недостаточным численным разрешением ее в расчете.

Для лучшего представления полученных результатов численного счета мы разбили иллюстрацию процесса взрыва НЗММ на три периода. Первый длится от момента потери устойчивости звездой до образования ударного фронта во внешней части оболочки. Далее, во втором периоде, подробно показан процесс выхода ударной волны на поверхность звезды, при котором и происходит значительное ускорение части выбрасываемого вещества. Последний, третий период, показывает разлет вещества и установление окончательного распределения скорости выброса.

Развитие взрыва в первом периоде показано на рис. 2. На нем отражено распределение радиуса  $r$ , отношения  $v/c$ , плотности  $\rho$  и температуры  $T$  как функций массовой координаты  $m [M_\odot]$  для шести моментов времени (индексы при кривых). На графиках со второго по четвертый нумерация кривых сплошная, соответствующие индексам моменты времени приведены в табл. 1. Начальное малое возмущение скорости (момент 1) отвечает зависимости  $v \propto r$ . Как видно, эволюция на протяжении моментов 1–6 приводит к уплощению распределений плотности и скорости. При этом генерируются гидродинамические возмущения (волны), отчетливо видимые, например, на графиках скорости в моменты 3 и 4 и на распределениях плотности 4–6. Распространяясь наружу по ниспадающему профилю плотности, эти возмущения переходят в слабые ударные волны и приводят к нагреву оболочки, отчетливо видимому на панели температуры. А к моменту 6 при значении массовой координаты  $m \approx 0.07$  на графиках скорости и особенно температуры можно увидеть признаки зарождения



**Рис. 1.** Диаграмма Масса–Радиус нейтронных звезд в районе минимальной массы. Синий пунктир — нерелятивистский случай, черная сплошная линия — результат решения уравнений ОТО. Красная штриховая — наш подход.



**Рис. 2.** Первый период взрыва НЗММ: от равновесной конфигурации (индекс 1) к моменту зарождения ударной волны (индекс 6). Показаны как функции массовой координаты  $m$ : логарифмы эйлеровой координаты  $r$  (сверху слева), отношения  $v/c$  (сверху справа), плотности (внизу слева) и температуры (внизу справа).



**Таблица 1.** Значения моментов времени для индексов с 1 по 12 на рисунках 2–4

Индекс	Время (сек)
1	0.0
2	0.3110
3	0.3161
4	0.3191
5	0.3210
6	0.3236
7	0.3252
8	0.3267
9	0.3292
10	0.3307
11	0.3573
12	0.6214

**Таблица 2.** Сравнение результатов расчетов для нескольких подходов

	Blinn	non-rel	rel
$M_{\min}, M_{\odot}$	0.095	0.089	0.084
$N_{\text{zone}}$	151	2609	3899
$E_{\text{exp}}, 10^{50}$ эрг	8.8	9.1	8.7

сильной ударной волны, к рассмотрению которой мы переходим ниже.

Генерация и выход ударной волны на поверхность звезды показаны на рис. 3. Ударный фронт и его продвижение отчетливо видны на панели скорости (слева). Прохождение ударной волны по оболочке приводит к росту ее температуры более чем на два порядка (справа), достигая значений  $T \sim 10^{10}$  К (т.е. порядка 1 МэВ). Кроме того, в момент выхода ударной волны на поверхность вследствие эффекта кумуляции происходит ускорение самых внешних слоев оболочки до ультрарелятивистских скоростей (момент 10 на графике скорости). Впрочем, доля массы, ускоренной до значений  $v/c \sim 1$ , крайне мала (см. ниже рис. 5 и его обсуждение).

Третий период взрыва от выхода ударной волны на поверхность до перехода к свободному разлету проиллюстрирован на рис. 4. Как видно, расширение звезды происходит практически при одно-

родной по  $m$  плотности. Скорость довольно быстро приходит к своему конечному распределению (момент 12). Температура монотонно падает практически во всем объеме звезды, за исключением ее внутренней части, где слабые ударные волны приводят к некоторому дополнительному нагреву.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Параметры взрыва НЗММ, приведенные выше, полезно сравнить как с оригинальным расчетом из статьи Блинникова и др. (1990), так и с расчетом, в котором полностью аналогичная задача решается в рамках обычной ньютоновской гидродинамики. Таблица 2 содержит некоторое сопоставление, где Blinn — результаты из упомянутой работы 1990 г., non-rel — нерелятивистский случай и rel — релятивистский.

Первая строка  $M_{\min}$  — значение массы взрывающейся НЗ. Отличия нашего ньютоновского расчета от расчета Блинникова и др. (1990) вызваны использованием разных аппроксимаций для  $P_0(\rho)$  и  $E_0(\rho)$  (см. уравнения (44) и (45)). Отличие non-rel от rel — в использовании ньютоновских/релятивистских уравнений равновесия звезды.

Число зон  $N_{\text{zone}}$  в расчете Blinn более чем на порядок меньше, чем у нас. Это не позволило обеспечить хорошее разрешение протяженной оболочки НЗ и правильно рассчитать кумуляцию ударной волны при ее выходе на поверхность. Вот почему в этом расчете не столкнулись с проблемой  $v/c > 1$ , обсуждаемой ниже.

Наконец, в последней строчке таблицы приведено значение кинетической энергии  $E_{\text{kin}}$  выброса на момент окончания расчета. Видно, что все три значения очень близки, а отличия rel от non-rel вызваны в основном отличием в полных массах (см. также рис. 5 ниже). В целом же все три расчета показывают очень близкую картину развития процесса взрыва.

Перейдем теперь к проблеме, и вызвавшей появление данной работы. На рис. 5 показано распределение скорости вещества выброса в последний момент расчетов. Как видно, в нерелятивистском случае часть вещества (правда, очень малая) ускорена до значений  $v/c > 1$ . В остальном же распределения удивительно схожи.

Правая панель рис. 5 показывает распределение величины  $m^>$  в зависимости от параметра  $v/c$ . По определению, величина  $m^>(v/c)$  — это масса выброса (в единицах массы Солнца), которая имеет скорость, большую чем  $v/c$  в последний момент расчета. Например, масса вещества, ускоренного до скоростей  $v/c > 0.1$ , примерно равна  $m^> \approx 0.047$  (т.е. практически половина

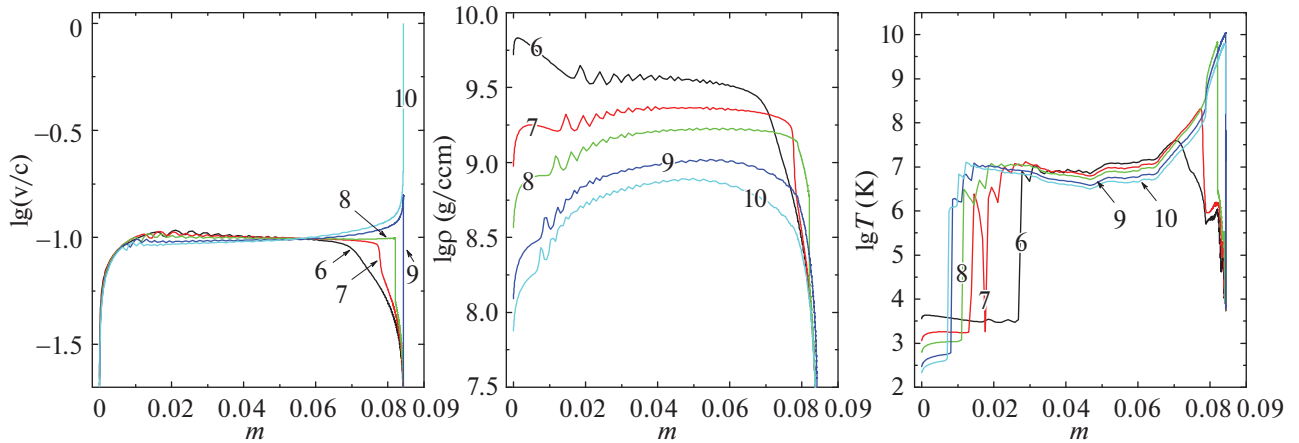


Рис. 3. Второй период взрыва НЗММ: выход ударной волны на поверхность. Показаны скорость  $v$ , плотность  $\rho$  и температура  $T$  вещества как функции массовой координаты  $m$ .

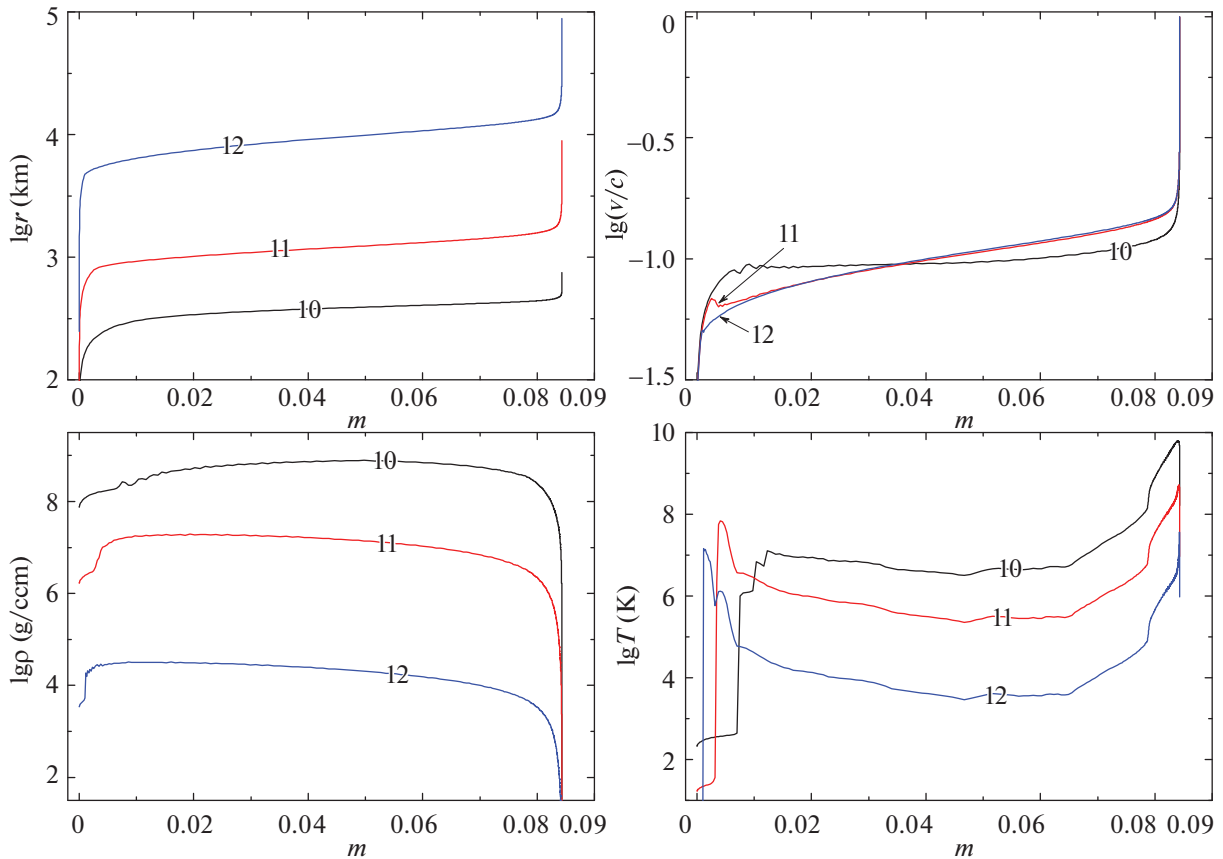


Рис. 4. Третий период взрыва НЗММ: от выхода ударной волны на поверхность к свободному разлету. Обозначения те же, что на рис. 2.

всей массы звезды), а величина массы, ускоренной до  $v/c > 0.2$ , — уже только  $3 \times 10^{-4}$ . На этом же графике видно, что масса, ускоренная до значений  $v/c > 1$  в нерелятивистском расчете, по порядку величины равна  $3 \times 10^{-9}$ . Заметим, что распределение вещества выброса по скорости может быть

важно для сравнения с результатами наблюдений, в частности, определения свойств так называемых красной и голубой килоновых для GRB170817A (Сигель, 2019).

В заключение отметим, что в целом параметры взрыва НЗММ, полученные Д.К. Надёжиным в

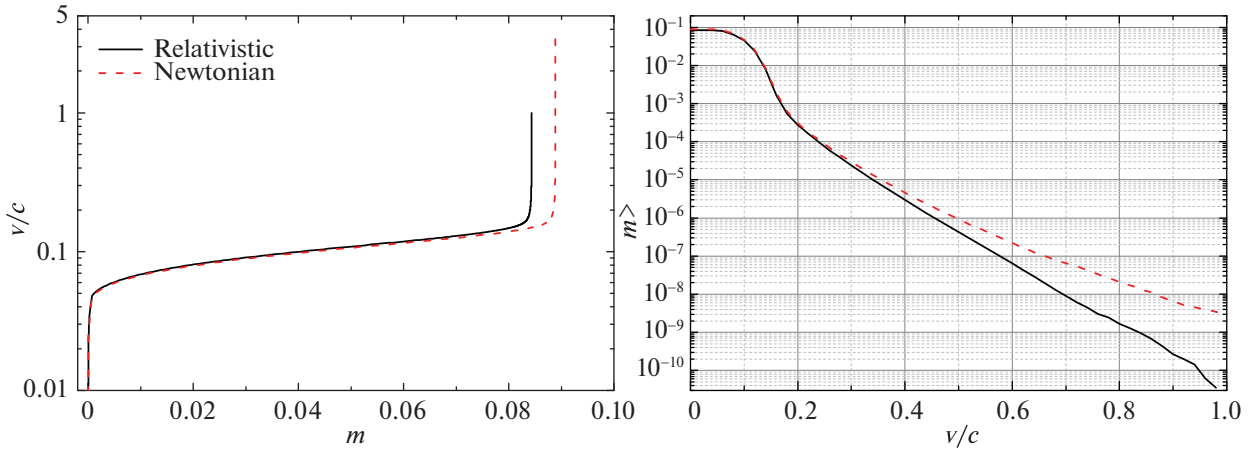


Рис. 5. Сравнение релятивистского и ньютоновского расчетов. Слева — распределение скорости как функция  $m$  в последний момент времени. Справа — распределение  $m^>(v/c)$ , подробнее см. текст.

1990 г. (Блинников и др., 1990), в рамках нерелятивистского подхода хорошо совпадают как с нашими результатами в том же приближении, так и с полностью релятивистским расчетом (см., например, табл. 2 и левую панель рис. 5). В то же время подчеркнем, что в наших вычислениях было опущено несколько важных моментов, учет которых может повлиять на полученные результаты. Во-первых, в области, нагреваемой ударным фронтом, с температурой порядка  $T \sim 10^{10}$  К, становятся важны потери энергии на излучение нейтрино, например, от аннигиляции электрон-позитронных пар. Данные потери могут снизить эффект кумуляции и соответственно скорость вещества. Это явление планируется исследовать в ближайшем будущем.

Во-вторых, в процессе разрушения НЗММ ее вещество испытывает взрывную декомпрессию, которая будет сопровождаться многочисленными процессами захвата нейтронов и бета-распадов (г-процесс), приводящих к существенному изменению ядерного состава вещества. При этом также излучаются нейтрино, но и выделяется энергия соответствующих ядерных преобразований. Наши предварительные off-line расчеты (Панов, Юдин, 2020) на фиксированных треках показывают перспективность и потенциальную важность этих процессов, которые, безусловно, также нужно будет подробно исследовать в будущем.

В-третьих, следует помнить об известной идеализированности нашей постановки задачи. В реальности НЗ малой массы входит в состав двойной системы. В результате перетекания вещества она не только теряет массу, но и нагревается вследствие приливного взаимодействия с компаньоном. Кроме того, как показывают наши предварительные расчеты, устойчивость процесса перетекания теряется не при  $M_2 = M_{\min} \sim 0.1M_{\odot}$ , а при  $M_2 \sim 0.2M_{\odot}$ . Остаток массы звезда теряет на быст-

ром гидродинамическом масштабе времени, и начальная конфигурация для взрыва НЗММ может заметно отличаться от сферически-симметричной уже вследствие влияния гравитации массивного компаньона (Мануковский, 2010). Расчет взрыва НЗММ в указанной постановке представляет собой сложную трехмерную задачу, имеющую важное самостоятельное значение.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 18-29-21019мк). Автор благодарен анонимным рецензентам, чьи замечания существенно способствовали улучшению данной статьи.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### СОХРАНЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ЗВЕЗДЕ

Полученные нами релятивистские уравнения выглядят необычно в отношении того, как в них входят члены с фиктивной вязкостью  $Q$ . Обычно введение последней сводится фактически к аддитивной добавке к давлению:  $P \rightarrow P + Q$ . Однако в нашем случае есть также дополнительный вклад в уравнение движения (последний член в (31)). Кроме того, правая часть уравнения энергии (24) не сводится к виду  $Q/\rho_b^2(d\rho_b/dt)$  из-за члена  $r^3$  под логарифмом. Продемонстрируем, что, тем не менее, наши формулы вполне самосогласованны. Будем работать в нерелятивистском пределе. Умножим уравнение (31) на  $v$  и проинтегрируем по  $m_b$  по всей звезде. Справа получим член

$$\frac{1}{2} \int \frac{dv^2}{dt} dm_b = \frac{dE_{\text{kin}}}{dt}, \quad (1)$$

т.е. полную производную по времени от кинетической энергии. Гравитационное ускорение (20)

в рассматриваемом пределе есть просто  $a_G = -Gm_b/r^2$ . Его интеграл есть

$$-\int \frac{vGm_b dm_b}{r^2} = \int \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{r} \right) Gm_b dm_b = -\frac{dE_{\text{grav}}}{dt}, \quad (2)$$

где  $E_{\text{grav}}$  — гравитационная энергия. Следующий член в (31) интегрируем по частям:

$$\begin{aligned} -\int 4\pi r^2 v \frac{\partial(P+Q)}{\partial m_b} dm_b &= \\ &= \int (P+Q) \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho_b} \right) dm_b. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнение энергии (24) может быть переписано в эквивалентном виде

$$(P+Q) \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho_b} \right) = -\frac{dE}{dt} + \frac{3Qv}{r\rho_b}. \quad (4)$$

Подставив это выражение в (3), получим, что второй член справа в (4) сокращается с последним членом в уравнении движения (31) при интегрировании. Остается только полная производная от внутренней энергии звезды  $E_{\text{int}} = \int E dm_b$ . Таким образом, мы получили закон сохранения полной энергии звезды в виде  $dE_{\text{tot}}/dt = 0$ , где  $E_{\text{tot}} = E_{\text{kin}} + E_{\text{grav}} + E_{\text{int}}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аббот и др. (B.P. Abbott, et al.), *Astrophys. J. Lett.* **848**, L:12 (2017).
2. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984).
3. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, V.S. Imshennik, D.K. Nadyozhin, I.D. Novikov, T.V. Perevodchikova, and A.G. Polnarev), *Sov. Astron.* **34**, 595 (1990).
4. Блинников С.И., Надёжин Д.К., Крамарев Н.И., Юдин А.В., *Астрон. журн.* **98**, 379 (2021).
5. Вайнберг 2000 (S. Weinberg), *Гравитация и Космология* (Изд-во: ПЛАТОН, 2000).
6. Кларк, Эрдли (J.P.A. Clark and D.M. Eardley), *Astrophys. J.* **215**, 311 (1977).
7. Либендорфер и др. (M. Liebenoerfer, A. Mezzacappa, and K.-F. Thielemann), *Phys. Rev. D* **63**, 104003 (2001).
8. Мануковский К.В., *Письма в Астрон. журн.* **36**, №3 (2010) [K.V. Manukovskii, *Astron. Lett.* **36**, 191 (2010)].
9. Панов И.В., Юдин А.В., *Письма в Астрон. журн.* **46**, 552 (2020) [I.V. Panov, A.V. Yudin, *Astron. Lett.* **46**, 518 (2020)].
10. Сигель (D.M. Siegel), *Euror. Phys. J. A* **55**, 203 (2019).
11. Сумиоши и др. (K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt), *Astron. Astrophys.* **334**, 159 (1998).
12. Хванг, Ноа (J. Hwang and H. Noh), *Astrophys. J.* **833**, 180 (2016).
13. П. Хензель и др. (P. Haensel, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev), *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure* (Springer, New York, 2007).
14. Хензель, Потехин (P. Haensel, A.Y. Potekhin), *Astron. Astrophys.* **428**, 191 (2004).

# ОКОЛОЗВЕЗДНАЯ ОБОЛОЧКА И СВЕЧЕНИЕ ПРЕДСВЕРХНОВОЙ SN 2020tlf

© 2022 г. Н. Н. Чугай<sup>1\*</sup>, В. П. Утробин<sup>2,1</sup>

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

<sup>2</sup>НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия

Поступила в редакцию 21.04.2022 г.

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

Исследовано явление плотной околозвездной оболочки и мощного свечения предсверхновой SN 2020tlf (тип IIр). Моделирование линии  $H\alpha$  и ударного взаимодействия с околозвездным веществом предполагает радиус околозвездной оболочки  $\sim 10^{15}$  см и массу  $\sim 0.2 M_{\odot}$ , потерянную предсверхновой в течение  $\sim 6$  лет перед взрывом. Спектральные и фотометрические наблюдения сверхновой после взрыва не показывают явных признаков вещества, потерянного в период высокой светимости предсверхновой. Это вещество, однако, могло присутствовать во внутренней зоне околозвездной оболочки. Предлагается гидродинамическая модель последствий вспышки с энергией  $5 \times 10^{48}$  эрг в конвективной зоне ядерного горения. Модель предсказывает сброс внешних слоев предсверхновой (около  $0.1 M_{\odot}$ ) и свечение в течение сотен дней на уровне  $10^{40}$  эрг  $s^{-1}$  в согласии с наблюдаемой светимостью предсверхновой. Предлагается механизм Лайтхилла генерации акустических волн турбулентностью в конвективной зоне ядерного горения для объяснения явления компактных околозвездных оболочек в сверхновых, связанных с гравитационным коллапсом.

*Ключевые слова:* звезды — эволюция; звезды сверхновые — SN 2020tlf.

DOI: 10.31857/S032001082206002X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в физике сверхновых, обусловленных гравитационным коллапсом (CCSN), привлекает внимание проблема мощной потери массы предсверхновыми в течение последнего года—десятилетия перед взрывом. Не вызывает сомнений, что это явление как-то связано с интенсивным термоядерным горением на финальной стадии эволюции, но в деталях физическая связь пока не вполне ясна.

Признаки мощной потери массы предсверхновой проявляются в спектрах сверхновых на ранней стадии в виде характерных эмиссионных линий (узкое ядро и широкие крылья) водорода (если он есть), He II и N III. Такие линии впервые наблюдались в раннем спектре сверхновой III L SN 1998S (Фассия и др., 2001), и они обусловлены свечением компактной ( $\sim 10^{15}$  см) околозвездной оболочки с большой оптической толщиной по томсоновскому рассеянию (Чугай, 2001). Подобные компактные плотные оболочки обнаружены в сверхновых IIр (Ярон и др., 2017) и Ibп (Пасторелло и др., 2015).

В этом ряду находится сверхновая типа II SN 2020tlf, которую следует отнести к типу IIр, поскольку кривая блеска имеет плато с резким переходом на радиоактивный хвост после 100-го дня. Эта сверхновая интересна тем, что, помимо признаков компактной околозвездной оболочки в спектре на 10-й день после взрыва, в течение 130 дней до взрыва наблюдалось свечение предсверхновой со сверх-эддингтоновской светимостью на уровне  $\approx 10^{40}$  эрг  $s^{-1}$ , которое положительно связано с процессом формирования околозвездной оболочки (Джекобсон-Галан и др., 2022). Авторы приходят к выводу, что именно вещество, потерянное на стадии высокой светимости предсверхновой, наблюдалось на 10-й день в виде характерных эмиссионных линий. Моделирование кривой блеска и спектров предполагает, что околозвездная оболочка сформирована ветром с темпом потери массы  $0.01 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  и ограничена радиусом  $\sim 10^{15}$  см (Джекобсон-Галан и др., 2022).

Этот сценарий, однако, нуждается в некоторых оговорках. Гидродинамическое моделирование сброса оболочки в результате выделения энергии  $5 \times 10^{48}$  эрг в ядре предсверхновой показывает,

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

что сброшенное вещество красного сверхгиганта расширяется со скоростью около  $50 \text{ км с}^{-1}$  (Дессарт и др., 2010). С учетом радиуса предсверхновой радиус околозвездной оболочки за 130 дней должен достичь  $r \sim R_0 + (130 \text{ д}) \times (50 \text{ км с}^{-1}) \sim 10^{14} \text{ см}$ . Это означает, что после взрыва сверхновой данная оболочка сгребается внешней ударной волной со скоростью  $\sim 10^4 \text{ км с}^{-1}$  за время порядка одного дня. С другой стороны, интенсивные эмиссионные линии околозвездной оболочки наблюдались в спектре на 10-й день после взрыва, откуда следует, что излучающий околозвездный газ не связан с веществом, потерянным в период высокой светимости пресверхновой и вопрос о структуре и массе околозвездной оболочки в SN 2020tlf остается открытым.

Центральной все же является проблема механизма мощного свечения предсверхновой в течение 130 дней и величины массы, потерянной за этот период. Одно из объяснений усиленной потери массы перед взрывом основано на явлении генерации гравитационных гидродинамических волн в результате бурной конвекции в зоне горения C, O, Ne. Гравитационные волны предположительно конвертируются в акустические, которые диссипируют в оболочке предсверхновой, вызывая усиленную потерю массы (Кватаэрт, Шиоде 2012; Леунг и др., 2021). Альтернативный сценарий (Джекобсон-Галан и др., 2022) предполагает быстрое выделение во внутренней зоне звезды ядерной энергии порядка энергии связи вышележащей оболочки, которое порождает ударную волну и последующий сброс вещества. Такой механизм исследован ранее. Было показано, что сброс оболочки сопровождается длительным интенсивным свечением в течение сотен дней (Дессарт и др., 2010). Данный механизм, однако, не был исследован в приложении к SN 2020tlf.

Наша работа преследует две основные цели:

1) исследование структуры и параметров околозвездной оболочки на основе моделирования линии  $\text{H}\alpha$  в спектре на 10-й день в сочетании с моделированием кривой блеска, обусловленной взаимодействием сверхновой с околозвездным газом;

2) моделирование сброса массы предсверхновой и длительного свечения в результате выделения энергии в зоне ядерного горения.

В соответствии с поставленными задачами в разделе 2 описаны методы моделирования, в разделе 3 приведены результаты моделирования, которые будут обсуждены в последнем разделе.

## 2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МОДЕЛИ

Анализ наблюдательных данных и получение результатов основаны на применении трех различных моделей: (i) модель формирования линии  $\text{H}\alpha$ , излучаемой в расширяющейся околозвездной оболочке с большой томсоновской оптической толщиной; (ii) модель ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным веществом; (iii) гидродинамическая модель выброса массы и ее высвечения в результате выделения энергии в центральной зоне предсверхновой.

### 2.1. Два компонента околозвездной оболочки

Предшествующее моделирование болометрической кривой блеска (Джекобсон-Галан и др., 2022) предполагает, что предсверхновая SN 2020tlf была красным сверхгигантом с начальной массой около  $12 M_{\odot}$  и радиусом  $R_0 \sim 500\text{--}1100 R_{\odot}$ . Вещество, потерянное предсверхновой в период мощной светимости (130 дней), к моменту взрыва занимало область  $r \lesssim r_1 = R_0 + (130 \text{ дней}) \times (50 \text{ км/с}) \sim 10^{14} \text{ см}$ , тогда как газ, который наблюдался в эмиссионных линиях на 10-й день после взрыва, занимал зону радиуса  $r_2 = (10^4 \text{ км/с}) \times (10 \text{ дней}) \sim 10^{15} \text{ см}$ .

Приведенные оценки указывают на то, что околозвездная оболочка SN 2020tlf имеет двухкомпонентную структуру, которая характеризуется наличием “ядра” радиусом  $r_1 \sim 10^{14} \text{ см}$ , предположительно связанного со сбросом оболочки ударной волной, и “гало” радиусом  $r_2 \sim 10^{15} \text{ см}$ , которое предположительно является ветром, истекавшим до вспышки предсверхновой. В модели кривой блеска сверхновой предполагается, что ядро имеет однородную плотность в пределах  $r < r_1$ , тогда как распределение плотности в гало  $r_1 < r < r_2$  соответствует стационарному ветру  $\rho = Ar^{-2}$ . На самом деле, детали распределения вещества в ядре околозвездной оболочки не существенны, поскольку это вещество сгребается сверхновой после взрыва в течение 1–2 дней и практически не проявляется в наблюдениях.

### 2.2. Моделирование $\text{H}\alpha$

Линия  $\text{H}\alpha$  на 10-й день после взрыва сверхновой формируется перед внешней ударной волной. Из-за сильного высвечивания внешняя ударная волна практически совпадает с холодной плотной оболочкой (ХПО), которая формируется между внешней и обратной ударными волнами. На рассматриваемой стадии оптическая толщина ХПО велика, так что фотосфера совпадает с ХПО. В принятой нами модели область формирования  $\text{H}\alpha$

представляет собой ветер ( $\rho = Ar^{-2}$ ) между фотосферой и внешним радиусом ( $r_p < r < r_2$ ); радиус ХПО на 10-й день вычисляется в модели взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой.

На ранней стадии излучение сверхновой существенно ускоряет газ перед ударной волной, в результате чего к начальной скорости расширения околозвездного газа ( $u_0 \approx 50 \text{ км с}^{-1}$ ) прибавляется скорость, обусловленная ускорением газа излучением сверхновой

$$u_{ac} = \frac{kE_r}{4\pi r^2 c} = 90E_{r,49}r_{15}^{-2} \text{ км с}^{-1}, \quad (1)$$

где непрозрачность  $k = 0.34 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$  и  $c$  — скорость света. Скорость  $u_{ac}$  непосредственно перед ударной волной рассчитывается в модели взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой.

Спектр  $\text{H}\alpha$  моделируется методом Монте-Карло, в котором разыгрывается история фотона, излучаемого в оболочке в пределах локального теплового профиля. Фотон может покинуть оболочку после многократного томсоновского рассеяния на тепловых электронах расширяющейся оболочки, а может погибнуть при столкновении с фотосферой с вероятностью  $1 - \Omega$ , где  $\Omega$  — альbedo фотосферы. В процессе блуждания  $\text{H}\alpha$  кванта учитываются изменение частоты в сопутствующей системе и перераспределение частоты фотона при томсоновском рассеянии на тепловых электронах. Изменение частоты фотона при рассеянии разыгрывается в рамках усредненной по углам функции перераспределения частоты при рассеянии на тепловых электронах (Хаммер, Михалас, 1967) с поправкой на эффект комптонизации (обмен энергией между электронами и фотонами). Электронная температура предполагается постоянной вдоль радиуса. Оптимальные спектральная модель (SM) и гидродинамическая модель (HM) взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой являются результатом итеративного процесса  $\text{HM} \rightarrow \text{SM} \rightarrow \text{HM} \rightarrow \text{SM} \dots$

### 2.3. Взаимодействие сверхновой с околозвездным газом

Гидродинамика взаимодействия оболочки сверхновой с околозвездной оболочкой описывается в приближении тонкого слоя (Джулиани, 1981; Шевалье, 1982) с учетом ускорения внешней ударной волны в области крутого ( $\rho \propto r^{-\omega}$ ,  $r > r_2$ ,  $\omega > 3$ ) падения плотности околозвездной оболочки после перехода ударной волны к адиабатическому режиму. Подобная модель взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой использовалась ранее (Чугай, 2022), и потому ограничимся лишь кратким описанием.

Кинетическая светимость внешней ударной волны и обратной ударной волны конвертируется в рентгеновское излучение, которое, будучи поглощенным невозмущенной оболочкой сверхновой, веществом ХПО и околозвездным газом, перерабатывается в наблюдаемое оптическое излучение. Рентгеновская светимость ударной волны в момент  $t$  получается умножением кинетической светимости ударной волны на радиационную эффективность  $\eta = t/(t + t_c)$ , где  $t_c$  — время охлаждения горячего газа ударной волны с функцией охлаждения согласно Сазерлэнд и Дорита (1993). Поглощенная доля рентгеновской светимости определяется с использованием спектра тормозного излучения ударной волны и коэффициента поглощения  $k_X = 100(h\nu/1 \text{ кэВ})^{-8/3} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ .

Модельная болометрическая светимость в момент  $t$  предполагает мгновенную переработку поглощенного рентгеновского излучения в выходящее оптическое излучение. Однако на начальной стадии длительностью порядка времени диффузии фотонов в околозвездной оболочке  $t_{\text{dif}}$ , определяемого условием  $t_{\text{dif}} = t_{\text{esc}} = t$ , где  $t_{\text{esc}} = 0.5\tau r/c$  — среднее время выхода фотона из однородной сферы радиуса  $r$  и оптической толщиной  $\tau$  с центральным источником (Сюняев, Титарчук, 1980), диффузионную задержку выхода фотонов из околозвездной оболочки следует учитывать. Это сделано по упрощенной схеме: болометрическая светимость, рассчитанная без учета диффузии, умножается на сглаженную ступенчатую функцию от  $S(x) = x^9/(1 + x^9)$ , где  $x = t/t_{\text{dif}}$ . Модельная болометрическая кривая блеска является суперпозицией светимости, обусловленной ударным взаимодействием с околозвездным газом, и диффузионной светимости сверхновой, рассчитанной в рамках аналитической модели (Арнетт, 1980).

Модель взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой нацелена на описание начальной стадии ( $t < 100$  дней) болометрической кривой блеска и максимальной скорости невозмущенной оболочки сверхновой. Нижний предел этой скорости  $v_{\text{max}} = 5400 \pm 200 \text{ км с}^{-1}$  на 95-й день получен из максимальной лучевой скорости в синем крыле абсорбционной линии  $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$  (Джекобсон-Галан и др., 2022). Поскольку при данной плотности околозвездной оболочки кривая блеска и максимальная скорость сверхновой перед обратной ударной волной зависят от кинетической энергии и массы оболочки сверхновой, мы принимаем предельную величину энергии для нейтринного механизма  $2 \times 10^{51} \text{ эрг}$  (Янка, 2017), а массу считаем свободным параметром. Начальная модель сверхновой предполагает гомологическое расширение с распределением плотности  $\rho = \rho_0/[1 + (v/v_0)^n]$ ,

Таблица 1. Параметры модели  $\text{Na}\alpha$ 

Модель	$A$ (г/см)	$r_2$ (см)	$T_e$ (К)
A	3.2(16)	1.2(15)	10 000
B	3.2(16)	0.8(15)	10 000
C	1.6(16)	1.2(15)	10 000
D	3.2(16)	1.2(15)	20 000

Примечание. В скобках указана степень десяти.

Таблица 2. Параметры околозвездной оболочки

Параметр	Ядро	Гало
Радиус, см	2.7(14)	1.2(15)
Масса, $M_\odot$	0.14 $M_\odot$	0.22 $M_\odot$
Скорость расширения, км с <sup>-1</sup>	45	50

Примечание. Для радиуса в скобках указана степень десяти.

где  $v_0$  и  $\rho_0$  фиксируются массой и кинетической энергией оболочки при  $n = 8$ .

#### 2.4. Моделирование выброса массы и свечения предсверхновой

Исходной моделью предсверхновой является звезда с начальной массой  $12 M_\odot$  в гидростатическом равновесии на стадии, предшествующей коллапсу (Вусли и др., 2002). Выбор звезды с массой  $12 M_\odot$  продиктован предшествующим выводом о том, что прародителем SN 2020tlf была звезда с начальной массой  $10\text{--}12 M_\odot$  (Джекобсон-Галан и др., 2022).

В рамках радиационной гидродинамики с помощью кода CRAB (Утробин, 2007) рассчитывается эволюция возмущения, порождаемого мгновенным выделением внутренней энергии  $E_{\text{dep}}$  на уровне с массовой координатой  $m_{\text{dep}}$ . По аналогии с работой Дессарта и др. (2010), в которой исследованы эффекты выделения внутренней энергии на уровне  $m_{\text{dep}} = 1.8 M_\odot$ , мы не уточняем детали вспышки термоядерного горения C, O, Ne, а лишь заметим, что достаточно сгорания  $0.01 M_\odot$  C и/или O, чтобы обеспечить энергию  $E_{\text{dep}} \approx 2 \times 10^{49}$  эрг. Как увидим ниже, величина  $E_{\text{dep}}$  должна составлять некоторую существенную долю ( $q$ ) от энергии связи  $E_b$  вещества, лежащего выше уровня  $m_{\text{dep}}$ , для того чтобы гидродинамическое возмущение вызвало наблюдаемое свечение предсверхновой.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

#### 3.1. Параметры гало околозвездной оболочки

Ключевым параметром спектральной модели  $\text{Na}\alpha$  является оптическая толщина околозвездной оболочки по томсоновскому рассеянию  $\tau$ . Целесообразно, однако, вместо оптической толщины использовать внешний радиус однородной оболочки  $r_2$ , который определяется шириной начального пика кривой блеска, и параметр плотности ветра  $A$ .

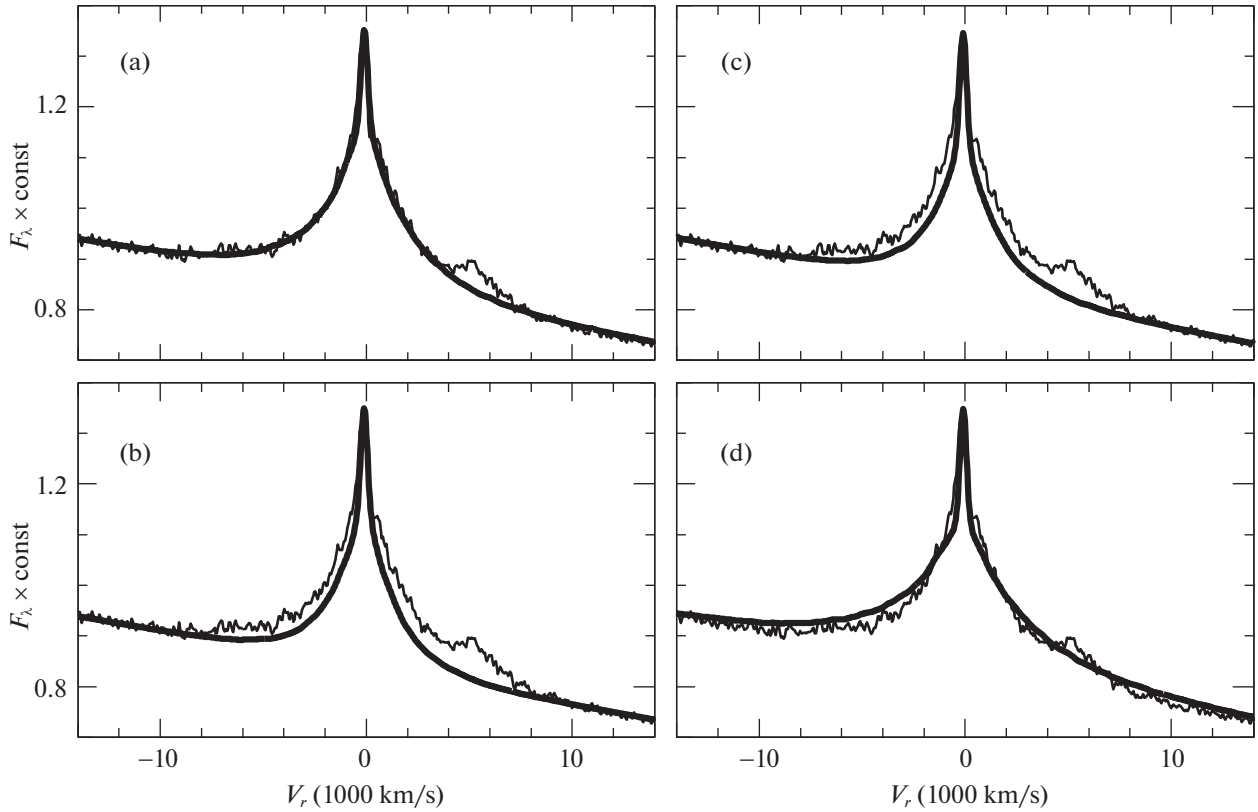
Для описания кривой блеска и скорости расширения в сочетании с  $\text{Na}\alpha$  предпочтительна величина  $r_2 = 1.2 \times 10^{15}$  см. На момент первого спектра (10-й день после взрыва) радиус ХПО (т.е. фотосферы) в модели взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой составляет  $r_p = 6.4 \times 10^{14}$  см. Фотосфера предполагается полностью поглощающей ( $\Omega = 0$ ).

Четыре модели  $\text{Na}\alpha$  на рис. 1 различаются плотностью, радиусом  $r_2$  и электронной температурой ( $T_e$ ) (табл. 1). Полная скорость расширения является суммой  $u = u_0 + u_{\text{ac}}$  с начальной скоростью газа  $u_0 = 50$  км с<sup>-1</sup>. На 10-й день скорость  $u_{\text{ac}}$ , обусловленная ускорением излучением сверхновой, согласно модели взаимодействия равна 270 км с<sup>-1</sup> на радиусе  $r_p$  и 80 км с<sup>-1</sup> на радиусе  $r_2$ . Между этими крайними значениями изменение скорости аппроксимируется линейным законом. Модели сравниваются с наблюдаемым спектром в системе покоя при красном смещении сверхновой 2369 км с<sup>-1</sup>, которое на 144 км с<sup>-1</sup> меньше красного смещения 2513 км с<sup>-1</sup> родительской галактики NGC 5731 (NED). Отличие красного смещения сверхновой от красного смещения родительской галактики предположительно обусловлено вкладом скорости вращения диска, поскольку галактика видна практически с ребра (угол наклона  $i = 82^\circ$ , NED), а смещение сверхновой относительно ядра составляет 9". К сожалению, данные о кривой вращения, которые могли бы подтвердить это объяснение, отсутствуют.

Стандартная модель A (табл. 1) наилучшим образом описывает наблюдаемый профиль. Модель B с меньшим радиусом гало отражает эффект уменьшения томсоновской оптической толщины оболочки. Модели C и D показывают довольно выраженные эффекты меньшей плотности оболочки и большей электронной температуры. Основные параметры гало околозвездной оболочки даны в табл. 2.

Приведенные параметры околозвездной оболочки используются в модели ударного взаимодействия сверхновой с околозвездным газом. Масса и радиус ядра околозвездной оболочки соответствуют модели свечения предсверхновой (см. ниже). Представленные две модели и стандартная модель





**Рис. 1.** Модельный спектр  $H\alpha$  в сравнении с наблюдаемым спектром (тонкая линия). Панели (a), (b), (c), (d) показывают соответственно модели A, B, C, D (табл. 1). Эмиссионная линия около  $+5000 \text{ км с}^{-1}$  принадлежит  $\text{He I } 6678\text{\AA}$ , которая отсутствует в модели.

(рис. 2) имеют массу оболочки сверхновой  $9 M_{\odot}$ , кинетическую энергию  $E = 2 \times 10^{51}$  эрг и радиус предсверхновой  $550 R_{\odot}$ . В этой модели масса ядра околозвездной оболочки составляет  $0.14 M_{\odot}$  и параметр плотности гало  $A = 3.2 \times 10^{16} \text{ г см}^{-1}$ . Во второй модели (рис. 3) ядро отсутствует и распределение плотности во всей оболочке  $\rho = Ar^{-2}$  с параметром  $A = 3.8 \times 10^{16} \text{ г см}^{-1}$ . Обе модели приводят к идентичному описанию кривой блеска и скорости расширения. Таким образом, существование ядра околозвездной оболочки и, следовательно, эпизода мощной потери массы, связанного с высокой светимостью предсверхновой, не сказывается значительно на кривой блеска сверхновой. Заметим, что при степенном распределении плотности внешних слоев оболочки сверхновой  $\rho \propto 1/v^n$  эффект взаимодействия оказывается неизменным, если  $M$  и  $E$  связаны соотношением  $E \propto M^{(n-5)/(n-3)}$ .

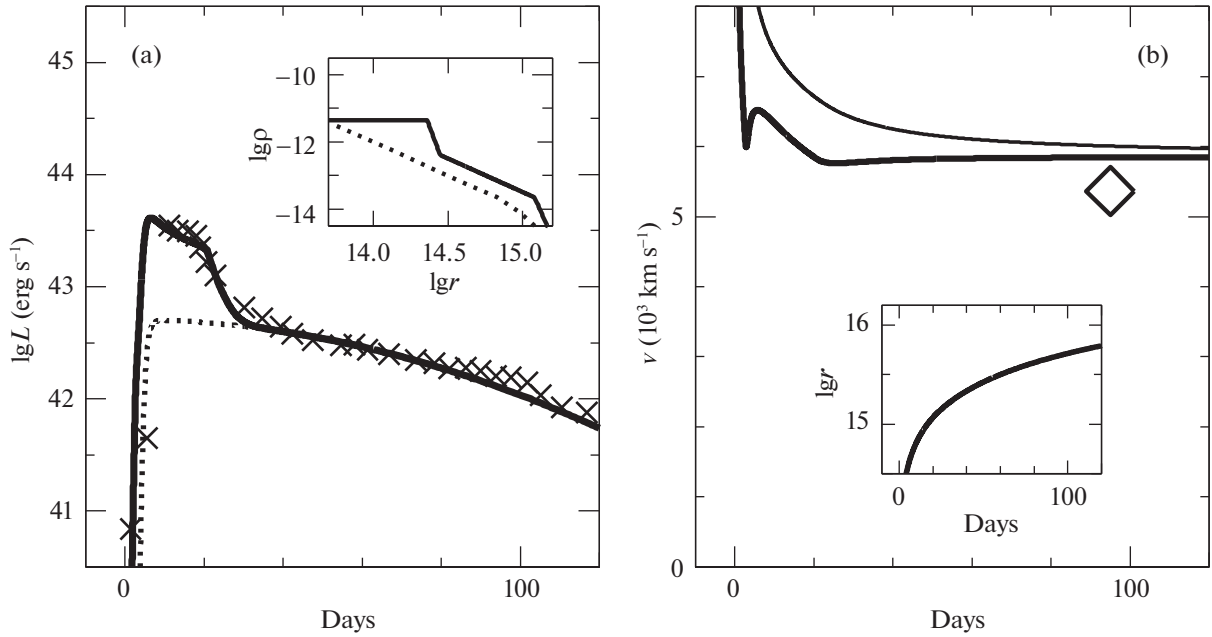
Максимум светимости в интервале  $0 \leq t < 27$  дней обусловлен ударным взаимодействием сверхновой с околозвездной оболочкой. При  $t \geq 27$  дней внешняя ударная волна становится адиабатиче-

ской и ее вклад в светимость значительно уменьшается. Полная ширина максимума светимости существенно зависит от радиуса гало околозвездной оболочки, что позволяет оценить  $r_2$ .

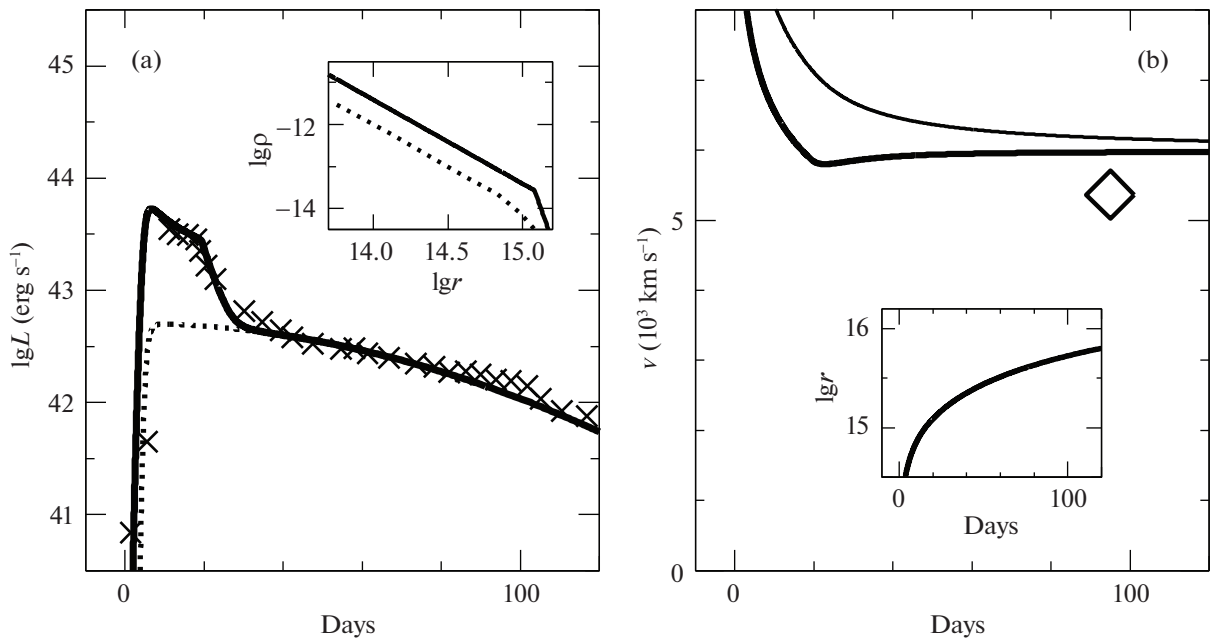
### 3.2. Вспышка предсверхновой

Моделирование гидродинамического эффекта выделения энергии в центральной зоне предсверхновой для широкого набора массовой координаты слоя вспышки  $m_{\text{dep}}$  и величины энергии вспышки  $E_{\text{dep}}$  показывает, что отношение  $q = E_{\text{dep}}/E_b$  должно находиться в диапазоне  $q \sim 0.2 \dots 0.3$  для того, чтобы объяснить светимость предсверхновой на уровне  $10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$  в течение нескольких сотен дней. Это обстоятельство иллюстрируют модели m2a и m1.4 с  $m_{\text{dep}} = 2 M_{\odot}$  и  $m_{\text{dep}} = 1.4 M_{\odot}$  соответственно (табл. 3). Обе модели имеют сходные кривые блеска и близкие значения  $q$  (0.23 и 0.255) при том, что величина  $E_{\text{dep}}$  отличается на порядок.

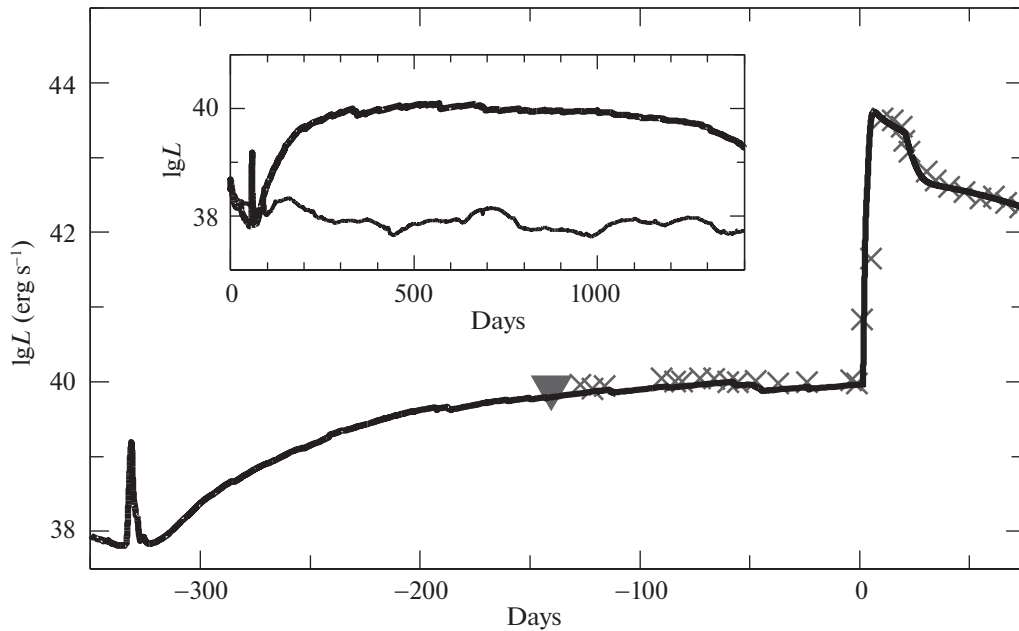
Модель m2a, принятая в качестве стандартной, описывает свечение предсверхновой (рис. 4), если вспышка произошла около 390 дней до взрыва



**Рис. 2.** (а) — Модельная болометрическая кривая блеска (толстая линия) в сравнении с наблюдательной кривой блеска (кресты). Диффузионная светимость сверхновой без учета взаимодействия с околозвездным веществом показана пунктиром. На вкладке показано распределение плотности в околозвездной оболочке (сплошная линия) в сравнении с распределением плотности из работы Джекобсона-Галан и др. (2022) (пунктир). (б) — Модельная скорость ХПО (толстая линия) и граничная скорость невозмущенной оболочки сверхновой (тонкая линия). Максимальная скорость, найденная по линии Ca II 8498 Å в спектре на 95-й день, показана ромбом. На вкладке представлена эволюция радиуса ХПО.



**Рис. 3.** То же, что и на рис. 2, но при распределении плотности в околозвездной оболочке  $\rho \propto r^{-2}$ . Эта модель также согласуется с наблюдаемыми ограничениями.



**Рис. 4.** Болومترическая кривая блеска предсверхновой в модели m2a (табл. 3) и модельная кривая блеска сверхновой в сравнении с данными наблюдений (треугольный символ — верхний предел). Момент выделения энергии в предсверхновой в данном случае соответствует 390 дням до коллапса. Вставка показывает кривые блеска предсверхновой в модели m2a (толстая линия) и в модели m2b (тонкая линия) (табл. 3), которые демонстрируют сильную зависимость наблюдаемого эффекта от вложенной энергии.

сверхновой. В действительности, если бы коллапс ядра не произошел, свечение на уровне  $10^{40}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  могло бы длиться около 1000 дней (рис. 4, вставка). Выделенная внутренняя энергия вспышки в этом случае соответствует сгоранию  $0.003 M_{\odot}$  смеси C/O. Выброшенная масса составляет  $0.13 M_{\odot}$  при средней квадратичной скорости  $v_{rms} = 45 \text{ км с}^{-1}$  и максимальной скорости  $v_{max} = 70 \text{ км с}^{-1}$ . За 390 дней внешний край оболочки с учетом радиуса предсверхновой достигает радиуса  $2.7 \times 10^{14}$  см. Это определяет радиус ядра околозвездной оболочки, что учтено в модели взаимодействия сверхновой с околозвездной оболочкой.

На рис. 4 показана и кривая блеска модели m2b, энергия вспышки которой в 2 раза меньше. В этом случае выброса массы не происходит, и энергия ударной волны вызвала только колебания с квазипериодом в сотни дней со средней светимостью, близкой к равновесной светимости красного сверхгиганта. Вместе с тем нельзя исключить, что увеличение внутренней энергии оболочки за счет диссипации слабой ударной волны может существенно увеличить темп потери массы предсверхновой. Однако для подтверждения такой возможности следует использовать более детальное моделирование самых внешних слоев, в которых акустические возмущения могут конвертироваться в ударные волны с высвечиванием и возможным

формированием пыли. Такое моделирование лежит за пределами данной работы.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ и моделирование фотометрических и спектральных данных наблюдений SN 2020tlf приводит к картине компактной плотной околозвездной оболочки (табл. 2), которая перед взрывом расширялась со скоростью около  $50 \text{ км с}^{-1}$  и затем была ускорена излучением сверхновой на 10-й день до  $320 \text{ км с}^{-1}$  перед ударной волной. Оболочка имеет радиус  $\sim 10^{15}$  см в согласии с ранней оценкой (Джекобсон-Галан и др., 2022) и сформирована потерей массы в течение  $\sim 6$  лет перед взрывом. Спектральные и фотометрические наблюдения сверхновой после взрыва не показывают явных признаков вещества, потерянного в период высокой светимости предсверхновой. Однако гидродинамическое моделирование высокой светимости предсверхновой в результате вспышки ядерного горения за  $\sim 400$  дней до коллапса предсказывает выброс  $\sim 0.1 M_{\odot}$  с характерной скоростью  $\approx 50 \text{ км с}^{-1}$ . Это вещество находилось перед взрывом сверхновой внутри радиуса  $3 \times 10^{14}$  см и было сгребено сверхновой за два дня после взрыва.

Возможность вспышки ядерного горения следует из наличия мощной конвекции в зоне горения

Таблица 3. Параметры моделей вспышки предсверхновой

Модель	$m_{\text{dep}}$	$E_b$	$E_{\text{dep}}$	$M_{\text{ej}}$	$E_{\text{kin}}$	$q$
m2a	2.0	2.4(49)	5.5(48)	0.124	2.5(45)	0.23
m2b	2.0	2.4(49)	2.75(48)	0	0	0.115
m1.4	1.4	2.1(50)	5.3(49)	0.236	5.5(49)	0.255

**Примечание.** Масса дается в солнечных единицах, энергия в эргах, в скобках указана степень десяти.

О и Ne на финальной стадии эволюции массивной предсверхновой (Арнетт, Микин, 2011; Моцак и др., 2018). В настоящее время 3D-моделирование ядерного горения с конвекцией ограничивается узким сферическим сектором, что не дает возможности проследить развитие крупномасштабной конвекции, которая неизбежно должна возникнуть в этом случае (Чандрасекар, 1961). Крупномасштабная конвекция должна приводить к расширению зоны горения, перемешиванию и вовлечению в зону горения свежей смеси углерода и кислорода из вышележащих слоев (Арнетт, Микин, 2011). Это может вызывать мощные вспышки ядерного горения с последующей генерацией акустических волн, эволюционирующих в ударные волны.

Два важных факта установлены в ходе моделирования эффектов вспышки:

1) светимость предсверхновой на уровне  $10^{40}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  имеет место при отношении  $q = E_{\text{dep}}/E_b \sim 0.2-0.3$ , т.е. при выделенной ядерной энергии существенно ниже энергии связи;

2) величина светимости резко падает при уменьшении  $q$ .

Последнее может объяснить, почему явление мощной светимости предсверхновой столь редко наблюдается среди SNe II. Как уже было отмечено выше (подраздел 3.2), сильное ослабление светимости при  $q < 0.2$  может, тем не менее, сопровождаться сильной потерей массы. В таком режиме, по-видимому, сформировалось гало околозвездной оболочки в SN 2020tlf. Менее массивные, но плотные компактные околозвездные оболочки, наблюдаемые у других сверхновых, как, например, в SN 2013fs (Ярон и др., 2017) и SN 1998S (Чугай, 2001), по-видимому, той же природы, что и в случае гало SN 2020tlf.

Усиленная потеря массы предсверхновыми посредством накачки в оболочку красного сверхгиганта энергии акустических волн (Кватаэрт, Шиоде, 2012) включает процесс возбуждения гравитационных гидродинамических волн в конвективной зоне горения. Заметим в этой связи, что турбулентная конвекция в зоне горения может непосредственно генерировать акустические волны посредством механизма Лайтхилла (1952). Модификация

механизма Лайтхилла для стратифицированной атмосферы (Стейн, 1967) дает величину темпа генерации акустических волн

$$L_w \approx \epsilon l^3 = C \rho c_s^3 l^2 M^8 \sim \sim 2.3 \times 10^{43} M_{0.1}^8 \text{ эрг с}^{-1}, \quad (2)$$

где приняты следующие значения величин для численной оценки: плотность  $\rho \sim 10^6 \text{ г см}^{-3}$ , глубина конвективной зоны горения  $l \sim r \sim 5 \times 10^8 \text{ см}$ , скорость звука  $c_s \sim 3 \times 10^8 \text{ см с}^{-1}$ , число Маха для конвективных движений  $M = v_{\text{conv}}/c_s = 0.1$ . Множитель  $C$  находится в пределах 180–450 для числа Маха в диапазоне 0.01–0.1 (Стейн, 1967) и здесь принят равным 300. На стадии горения Ne и O число Маха достигает  $\sim 0.1$  (Арнетт, Микин, 2011). При  $M = 0.07$  акустическая светимость составляет  $\sim 10^{42} \text{ эрг с}^{-1}$  и за время порядка  $10^6 \text{ с}$  в оболочку красного сверхгиганта вкладывается акустическая энергия  $\sim 10^{48} \text{ эрг}$ . Эта энергия может существенно усилить потерю массы, но физика этого процесса требует дополнительного исследования.

Сильная зависимость акустической светимости от  $M$  и увеличение числа Маха конвекции из-за возрастания мощности ядерного горения могут объяснить значительный рост темпа потери массы предсверхновой на финальной стадии эволюции, за год–десятилетие до коллапса ядра.

В табл. 4 представлены четыре CCSN с детально исследованными компактными околозвездными оболочками. Предыдущий список из трех объектов (Чугай, 2022) дополнен сверхновой SN 2020tlf. В таблице последовательно приведены: сверхновая, тип, скорость околозвездного газа, масса  $^{56}\text{Ni}$  в оболочке сверхновой и продолжительность периода сильной потери массы. Можно предположить, что масса потерянного вещества зависит от начальной массы предсверхновой, которая, в свою очередь, определяет темп термоядерного горения и конвекцию на заключительной стадии длительностью в год–десятилетие. Примечательно, что сверхновые типа II (SN 2013fs и SN 2020tlf) показывают большое различие в величине массы околозвездной оболочки ( $0.003 M_{\odot}$  против  $0.37 M_{\odot}$ ).

**Таблица 4.** Компактная околозвездная оболочка CCSN

Имя SN	Тип	$M_{cs}, M_{\odot}$	$u_{cs}, \text{км/с}$	$^{56}\text{Ni}, M_{\odot}$	$t_{cs}, \text{год}$
2013fs	IIp	0.003	50	0.05	10
1998S	IIl	0.1	40	0.15	10
2010al	Ibn	0.14	1000	<0.015	0.4
2020tlf	IIp	0.37*	50	0.03	6

\* Суммарная масса гало и ядра околозвездной оболочки.

Возможно, это связано с тем, что начальная масса предсверхновой SN 2013fs меньше по сравнению с SN 2020tlf.

Зависимость явления плотной компактной околозвездной оболочки от начальной массы предсверхновой подчеркивается тем фактом, что две близкие CCSN — SN 1993J (тип IIb) и SN 1987A (IIp) — не показывают признаков плотной околозвездной оболочки в ранних спектрах. В случае SN 1993J масса гелиевого ядра предсверхновой, полученная на основе гидродинамической модели кривой блеска и скорости расширения, составляет  $\approx 3 M_{\odot}$  (Утробин, 1994), что соответствует начальной массе предсверхновой  $12 M_{\odot}$  (Вусли и др., 2002). Таким образом, в области масс  $\sim 12 M_{\odot}$  отсутствуют условия для мощной потери массы предсверхновыми за год–десятилетие до коллапса. Для SN 1987A на сегодня наиболее надежная оценка начальной массы получена в рамках модели, предполагающей слияние двойной системы с начальными массами звезд  $15 M_{\odot} + 7 M_{\odot}$  на стадии загорания углерода в ядре (Утробин и др., 2021). Слияние не повлияло ни на формирование углеродного ядра, ни на последующую эволюцию ядра. Таким образом, отсутствие признаков компактной околозвездной оболочки у SN 1987A означает, что в звездах с начальной массой около  $15 M_{\odot}$  механизм усиленной потери массы перед коллапсом также не работает. Напрашивается вывод, что компактные плотные околозвездные оболочки возникают только у предсверхновых с начальными массами  $> 15 M_{\odot}$ , и, следовательно, начальная масса предсверхновых SN 2013fs и SN 2020tlf превышает  $15 M_{\odot}$ .

В пользу гипотезы о высоком темпе потери массы за год–десятилетие до взрыва предсверхновыми с относительно большими начальными массами свидетельствует SN 2010al (табл. 4). Она взорвалась будучи звездой WR класса WN (Чугай, 2022) и, следовательно, произошла от массивной звезды  $\gtrsim 25 M_{\odot}$  (Вусли и др., 2002). Большая начальная масса предсверхновой в данном случае находит

косвенное подтверждение в малой массе выброшенного  $^{56}\text{Ni}$  (если он вообще был в оболочке). Этот факт может означать, что практически весь  $^{56}\text{Ni}$  испытал обратное падение на нейтронную звезду, что предсказывается для достаточно массивных звезд  $\gtrsim 25 M_{\odot}$  (Вусли и др., 2002).

Если зависимость высокого темпа потери массы предсверхновой от начальной массы действительно имеет место, тогда возникает вопрос, какова в действительности начальная массы предсверхновой SN 2020tlf. Этот вопрос остается открытым, и моделирование вспышки предсверхновой в предположении начальной массы  $12 M_{\odot}$  для предсверхновой SN 2020tlf нужно рассматривать как иллюстрацию физики явления, которая остается справедливой и в случае более массивной предсверхновой. Заметим, что построение модели SN 2020tlf в рамках радиационной гидродинамики осложняется отсутствием спектров на стадии плато в интервале 10–95 дней, которые необходимы для определения скорости на уровне фотосферы, используемой наряду с кривой блеска для ограничения параметров модели.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кривая блеска и спектры SN 2020tlf указывают на существование компактной плотной околозвездной оболочки с радиусом  $\sim 10^{15}$  см, которая сформирована потерей  $\sim 0.2 M_{\odot}$  в течение  $\sim 6$  лет перед взрывом.

Мощное свечение предсверхновой объясняется вспышкой в конвективной зоне ядерного горения за  $\sim 400$  дней до коллапса. Ударная волна, порожденная выделением энергии, инициировала выброс около  $0.1 M_{\odot}$  вещества оболочки предсверхновой со средней скоростью около  $50 \text{ км с}^{-1}$ . Это вещество, однако, не проявилось в наблюдениях после взрыва сверхновой, поскольку было сгребено ударной волной за два дня после взрыва.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 19-12-00229 и РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта 21-52-12032.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арнетт (W.D. Arnett), *Astrophys. J.* **237**, 541 (1980).
2. Арнетт, Микин (W.D. Arnett and C. Meakin), *Astrophys. J.* **733**, 78 (2011).
3. Леунг и др. (Shing-Chi Leung, S. Wu, and J. Fuller), *Astrophys. J.* **923**, 41L (2021).
4. Вусли и др. (S.E. Woosley, A. Heger, and T.A. Weaver), *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015 (2002).

5. Дессарт и др. (L. Dessart, E. Livne, and R. Waldman), *MNRAS* **405**, 2113 (2010).
6. Джекобсон-Галан и др. (W.V. Jacobson-Galán, L. Dessart, D.O. Jones, et al.), *Astrophys. J.* **924**, 15 (2022).
7. Джулиани (J.L. Giuliani), *Astrophys. J.* **245**, 903 (1981).
8. Кватаэрт, Шиоде (E. Quataert and J. Shiode), *MNRAS* **423**, L92 (2012).
9. Лайтхилл (M.J. Lighthill), *Proc. Royal Soc. Ser. A* **211**, 564 (1952).
10. Моцак и др. (M. Močák, C. Meakin, S.W. Campbell, et al.), *MNRAS* **481**, 2918 (2018).
11. Пасторелло и др. (A. Pastorello, S. Benetti, P.J. Brown, et al.), *MNRAS* **449**, 1921 (2015).
12. Сазерлэнд, Допита (R.S. Sutherland and M.A. Dopita), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **88**, 253 (1993).
13. Стейн (R.F. Stein), *Solar Phys.* **2**, 385 (1967).
14. Суняев, Титарчук (R.A. Sunyaev and L.G. Titarchuk), *Astron. Astrophys.* **86**, 121 (1980).
15. Утробин (V.P. Utrobin), *Astron. Astrophys.* **461**, 233 (2007).
16. Утробин (V.P. Utrobin), *Astron. Astrophys.* **281**, L89 (1994).
17. Утробин и др. (V.P. Utrobin, A. Wongwathanarat, H.-Th. Janka, E. Müller, T. Ertl, A. Menon, and A. Heger), *Astrophys. J.* **914**, 4 (2021).
18. Фассиа и др. (A. Fassia, W.P.S. Meikle, W.D. Vacca, et al.), *MNRAS* **318**, 1093 (2000).
19. Хаммер, Михалас (D.G. Hummer and D. Mihalas), *Astrophys. J.* **150**, L57 (1967).
20. Чандрасекар (S. Chandrasekhar), *Hydrodynamic and hydromagnetic stability* (Oxford: Clarendon, 1961).
21. Чугай (N.N. Chugai), eprint arXiv:2203.02717 (2022).
22. Чугай (N.N. Chugai), *MNRAS* **326**, 1448 (2001).
23. Шевалье (R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **259**, 302 (1982).
24. Янка (H.-Th. Janka), *Handbook of Supernovae* (Springer, Inter. Publ. AG, p. 1575, 2017).
25. Ярон и др. (O. Yaron, D.A. Perley, A. Gal-Yam, et al.), *Nature Phys.* **13**, 510 (2017).

# ШИРОКОПОЛОСНЫЙ АНАЛИЗ ВЕТРОВОЙ СИСТЕМЫ X1908+075 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ NuSTAR

© 2022 г. А. Е. Штыковский<sup>1\*</sup>, В. А. Арефьев<sup>1</sup>, А. А. Лутовинов<sup>1</sup>

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

Поступила в редакцию 10.08.2021 г.

После доработки 30.03.2022 г.; принята к публикации 30.03.2022 г.

Представлены результаты исследования спектральных и временных свойств излучения рентгеновского пульсара X1908+075 по данным обсерватории NuSTAR в широком рентгеновском диапазоне энергий 3–79 кэВ. Наряду с детальным анализом усредненного спектра излучения источника впервые получены высокоточные спектры, соответствующие разным фазам цикла собственного вращения нейтронной звезды. Показано, что модель комптонизированного излучения хорошо описывает спектр источника, и прослежена эволюция его параметров в зависимости от фазы импульса. Для всех спектров (усредненных и фазовых) в диапазоне энергий 5–55 кэВ был проведен поиск циклотронной линии поглощения. Полученный верхний предел на оптическую глубину циклотронной линии  $\tau \sim 0.16$  ( $1\sigma$ ) указывает на отсутствие такой особенности в указанном диапазоне энергий, что позволяет получить ограничение на величину магнитного поля на поверхности нейтронной звезды:  $B < 5.6 \times 10^{11}$  Гс или  $B > 6.2 \times 10^{12}$  Гс. В работе впервые проведен анализ изменения профиля импульса X1908+075 при изменении интенсивности источника. В частности, показано, что основная эволюция профиля импульса происходит в области энергий ниже 10 кэВ. При этом наблюдаемая эволюция профиля импульса указывает на наличие нескольких излучающих зон.

*Ключевые слова:* рентгеновские пульсары, нейтронные звезды, X1908+075 (4U1909+07).

DOI: 10.31857/S0320010822060067

## ВВЕДЕНИЕ

Массивная рентгеновская двойная система X1908+075 (также известная как 4U 1909+07) была открыта космической обсерваторией UNURU (Джиаккони и др., 1972). Система представляет собой сильно поглощенный ( $N_{\text{H}} \sim 4.6 \times 10^{22}$  см<sup>-2</sup>) рентгеновский пульсар умеренной светимости ( $L_x \sim (1-4) \times 10^{36}$  эрг с<sup>-1</sup> в диапазоне энергий 2–30 кэВ) (Левайн и др., 2004). Мартинез-Нуньес и др. (2015) определили, что оптическим компаньоном в двойной системе является звезда раннего спектрального класса В (В0–В3) с массой  $M \sim 15M_{\odot}$ , и получили оценку расстояния до системы  $d \simeq 5$  кпк. Левайн и др. (2004), а впоследствии и Мартинез-Нуньес и др. (2015) идентифицировали X1908+075 как двойную систему, в которой аккреция на нейтронную звезду идет из звездного ветра со звезды-компаньона (см. также Корбет, 1986).

Орбитальный период в системе X1908+075 составляет  $P_{\text{orb}} \sim 4.4$  дня (Вен и др., 2000). В работе

Левайн и др. (2004) было отмечено, что на орбитальных фазах  $\Psi_{\text{orb}} \sim [0.88; 0.12]$  значение колонки поглощения возрастает в  $\sim 30-40$  раз. Торрехон и др. (2010) показали наличие комптоновского плеча во флуоресцентной линии железа  $K_{\alpha}$ , что может являться свидетельством того, что пульсар погружен в оптически толстую комптонизирующую среду. Это согласуется с наблюдаемыми высокими значениями колонки поглощения.

По данным монитора RXTE/ASM было показано наличие в системе еще одного вида переменности — так называемой суперорбитальной переменности — с периодом  $P_{\text{sup}} \sim 15.2$  дня (Корбет, Кримм, 2013). Профиль кривой блеска, полученный методом свертки с этим значением периода, обладает многопиковой структурой (см. рис. 10 в Корбет, Кримм, 2013), при этом максимум и минимум светимости разнесены на  $\sim 0.35$  фазы. Причины возникновения суперорбитальной переменности в системе X1908+075 на настоящий момент неизвестны.

Левайн и др. (2004) получили значение периода собственных пульсаций  $P \sim 605$  с. По результатам анализа долговременного изменения периода

\*Электронный адрес: a.shtykovsky@iki.rssi.ru

Таблица 1. Наблюдения X1908+075

ObsID	Экспозиция, кс	Дата начала наблюдения (MJD)	$\Psi_{\text{orb}}$	$\Psi_{\text{sup}}$
30101050002	43.3	2015-07-01 15:31:08 (57204.64662037)	0.51–0.73	0.09
30402026002	18.8	2019-04-22 00:11:09 (58595.00774306)	0.45–0.55	0.69
30402026004	23.3	2019-04-26 13:41:09 (58599.57024306)	0.48–0.60	0.99

X1908+075 было отмечено его уменьшение до величины  $P \sim 603.6$  с на интервале 2001–2017 гг. (Джаисвал и др., 2020). В этой же работе было показано, что профиль импульса X1908+075 существенно зависит от энергии — его структура меняется от сложной в мягком рентгеновском диапазоне до сравнительно простой в диапазоне выше 20 кэВ.

В настоящей работе, используя данные наблюдений обсерватории NuSTAR, впервые был проведен детальный анализ излучения источника X1908+075 в широком диапазоне энергий (включая фазово-разрешенную спектроскопию), получены ограничения на значение магнитного поля в системе. Отдельное внимание было уделено эволюции профилей импульса в различных диапазонах энергий при изменении интенсивности источника.

## НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В работе анализируются данные, полученные обсерваторией NuSTAR (Харрисон и др., 2013) во время наблюдений пульсара X1908+075 в июле 2015 г. и апреле 2019 г. Полный список наблюдений приведен в табл. 1.

Все наблюдения проводились при примерно одной орбитальной фазе  $\Psi_{\text{orb}} \sim 0.5$  (с минимальным внутренним поглощением) и различных суперорбитальных фазах. Наблюдение в июле 2015 г. было направлено на исследование спектральных характеристик источника и поиск циклотронной особенности рассеяния в его спектре. Целью наблюдений в апреле 2019 г. было сравнительное исследование характеристик системы во время различных фаз суперорбитального цикла X1908+075, наблюдения проводились во время состояний с минимальной и максимальной светимостью. Значения фаз орбитального  $\Psi_{\text{orb}}$  (значение нулевой фазы  $T_{0\text{orb}} = 52643.3$  MJD, см. Левайн и др., 2004) и суперорбитального  $\Psi_{\text{sup}}$  (значение нулевой фазы  $T_{0\text{sup}} = 56004.0$  MJD, см. Корбет, Кримм, 2013) циклов для всех наблюдений приведены в табл. 1.

Первичная обработка данных осуществлялась с применением стандартного пакета NuSTAR (NUSTARDAS, версии 1.5.1). В процессе обработки данных использовалась калибровочная

база CALDB версии 20200626. Обработка и анализ данных высокого уровня осуществлялись с помощью программ пакета HEASOFT версии 6.18.

Коррекция времен прихода фотонов на барицентр Солнечной системы проводилась стандартными средствами NUSTARDAS. Коррекция смещений времен прихода фотонов, обусловленных движением компактного объекта в двойной системе, проводилась с использованием орбитальных параметров, полученных в работе Левайна и др. (2004).

Для построения кривых блеска данные каждого из модулей FРМА и FРМВ объединялись в единую кривую блеска, к которой применялась коррекция за орбитальное движение (Кривонос и др., 2015). Для объединения кривых блеска модулей NuSTAR использовалась стандартная процедура LCMATH из состава программ пакета HEASOFT.

Поиск периода пульсаций осуществлялся при помощи метода наложения эпох (процедура EFSEARCH в пакете HEASOFT, подробнее о применяемом методе см. в подразделе “Период пульсаций и профили импульсов”). Профили импульсов в разных диапазонах энергий были получены путем свертки соответствующих кривых блеска источника с найденным значением периода. Анализ энергетических спектров источника проводился при помощи пакета XSPEC версии 12.8.

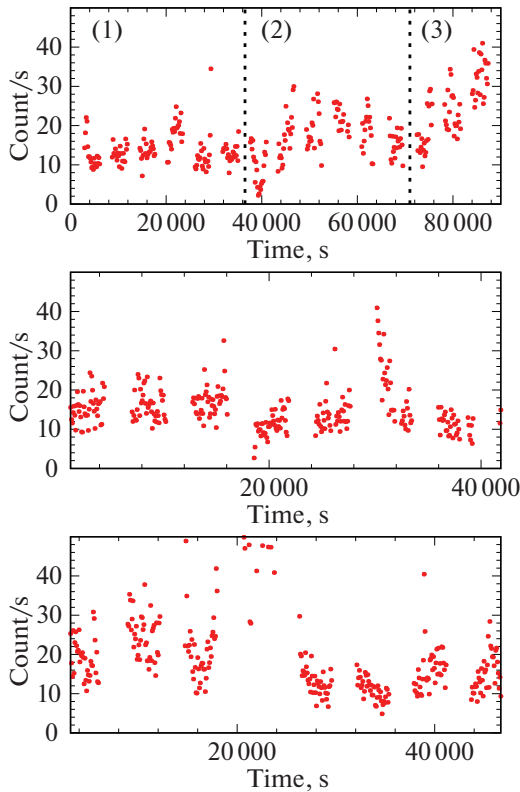
Данные для спектрального анализа группировались таким образом, чтобы в каждом интервале было не менее 25 отсчетов. Группировка осуществлялась с помощью стандартной процедуры GRPPHA из состава программ пакета HEASOFT. Качество аппроксимации спектров оценивалось по критерию  $\chi^2$ , отнесенному на число степеней свободы (d.o.f.).

## РЕЗУЛЬТАТЫ

### *Период пульсаций и профили импульсов*

Кривые блеска пульсара в диапазоне энергий 3–79 кэВ в каждом из наблюдений представлены на рис. 1. Из представленных рисунков видно, что рентгеновская светимость источника меняется на



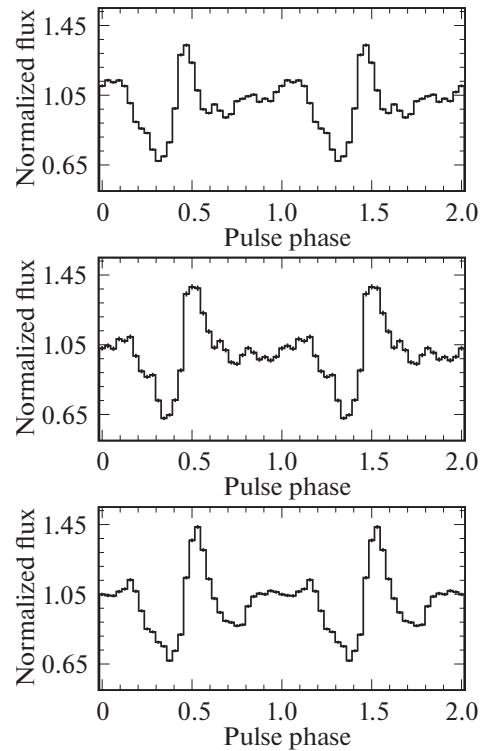


**Рис. 1.** Кривые блеска X1908+075 в диапазоне энергий 3–79 кэВ: наблюдение 30101050002 (июль 2015 г., верхняя панель), 30402026002 (апрель 2019 г., центральная панель), 30402026004 (апрель 2019 г., нижняя панель).

временных масштабах порядка  $\sim 10\text{--}20$  кс. Такие флуктуации характерны для двойных систем с аккрецией из ветра (см., например, Шакура и др., 2012).

Для определения периода собственных пульсаций X1908+075 были использованы кривые блеска источника, полученные по объединенным данным обоих модулей обсерватории NuSTAR. Значения периода и ошибки определялись методом многократной ( $N = 10\,000$ ) генерации тестовых выборок методом Монте-Карло на основе имеющейся кривой блеска (подробнее о применяемом методе см. Болдин и др., 2013). Полученные в результате значения периода вращения нейтронной звезды приведены в табл. 2. Эти значения использовались в дальнейшем анализе.

Профили импульса для всех трех наблюдений в полном диапазоне энергий 3–79 кэВ, а также в диапазонах 3–10, 10–20, 20–40 и 40–79 кэВ показаны на рис. 2 и 3 соответственно. В полном диапазоне энергий профили имеют выраженную двухпиковую форму, согласующуюся с другими наблюдениями (Левайн и др., 2004; Джаисвал и



**Рис. 2.** Усредненные профили импульса X1908+075 в энергетическом диапазоне 3–79 кэВ: наблюдение 30101050002 (верхняя панель), 30402026002 (центральная панель), 30402026004 (нижняя панель).

др., 2020). Форма профиля сохраняется во всех наблюдениях. В частности, в диапазоне 3–10 кэВ профиль имеет выраженную двухпиковую форму, а на более высоких энергиях вторичный пик заметно слабее, либо совсем отсутствует.

На рис. 4 показана зависимость доли пульсирующего излучения (ДПИ) от энергии. Доля пульсирующего излучения определяется как

$$PF = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}),$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — максимальная и минимальная интенсивности профиля импульса в соответствующем энергетическом диапазоне. Поскольку профили импульса обладают сложной структурой, в

**Таблица 2.** Периоды собственного вращения X1908+075

ObsID	$P_{\text{spin}}, \text{c}$
30101050002	$604.074 \pm 0.005$
30402026002	$602.974 \pm 0.014$
30402026004	$603.304 \pm 0.013$

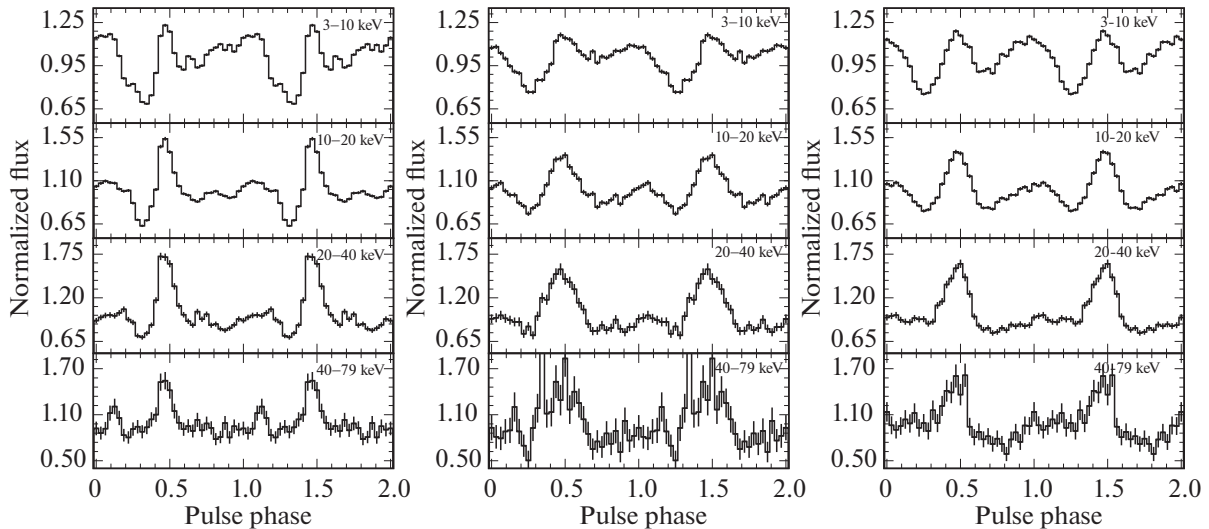


Рис. 3. Усредненные профили импульса X1908+075 в энергетических диапазонах 3–10, 10–20, 20–40 и 40–79 кэВ: наблюдение 30101050002 (слева), 30402026002 (в середине), 30402026004 (справа).

дополнение к стандартной оценке мы используем также ДПИ, основанную на оценке с использованием среднеквадратичного отклонения, которое может быть выражено как

$$\text{RMS} = \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (P_i - \bar{P})^2 \right)^{1/2} / \bar{P},$$

где  $P_i$  — значение интенсивности в  $i$ -м бине профиля импульса, а  $\bar{P}$  — среднее значение интенсивности в соответствующем энергетическом диапазоне.

Из рисунков следует, что ДПИ X1908+075 возрастает с энергией, примерно, от 20–25% в диапазоне энергий 3–10 кэВ до 50–60% на более высоких энергиях. Отметим, что такое поведение, а также столь высокие значения ДПИ, являются характерными для ярких рентгеновских пульсаров (Лутовинов, Цыганков, 2009), но в то же время наблюдаются и для объектов с умеренными светимостями, подобных X1908+075 (см., например, Лутовинов и др., 2017).

Следует отметить небольшие различия профиля пульсирующего излучения в наблюдениях 2015 и 2019 г. Подобный характер изменений отмечался и в работе Джаисвал и др. (2020) по данным обсерваторий NuSTAR и Astrosat.

### Эволюция профиля импульса

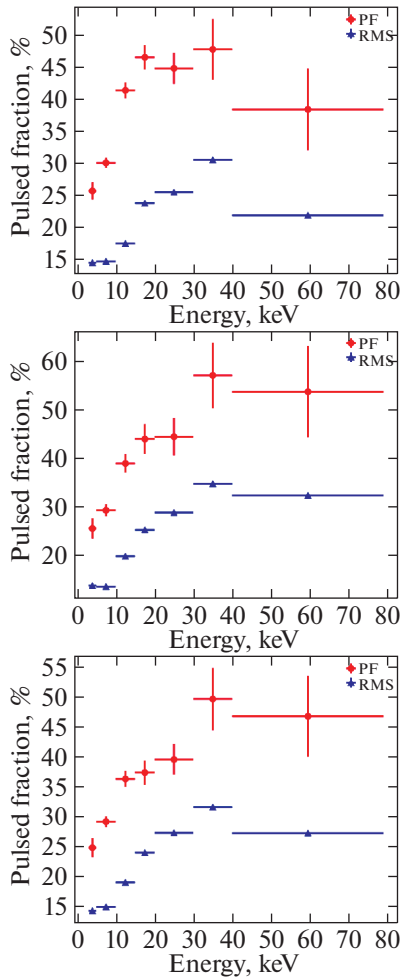
В наблюдении 30101050002 прослеживаются выраженные флуктуации интенсивности источника (рис. 1, верхняя панель). Для анализа эволюции профиля импульса кривая блеска была разделена

на три части, которые были отмечены цифрами (1), (2) и (3). Для каждой из частей были построены профили импульса, которые представлены на рис. 5. Анализ изменений профиля показывает, что основной пик меняется слабо, а основная эволюция формы импульса происходит в области вторичного пика в диапазоне энергий 3–10 кэВ.

Для подробного анализа изменения формы импульсов во всех наблюдениях были построены графики эволюции профилей импульсов, совмещенные с кривой блеска (рис. 6). Графики строились с использованием метода скользящего окна шириной 15 периодов собственного вращения в энергетических диапазонах 3–10, 10–20, 20–40 и 40–79 кэВ. Извлекаемые в окне профили импульсов совмещались с кривыми блеска. Анализ графиков показывает различный характер изменений профилей импульса в областях низких (<10 кэВ) и высоких (>10 кэВ) энергий. При этом отметим, что при изменении интенсивности источника наибольшие изменения в профилях импульса происходят в области низких энергий, в то время как на высоких энергиях изменений нет.

### Спектральный анализ

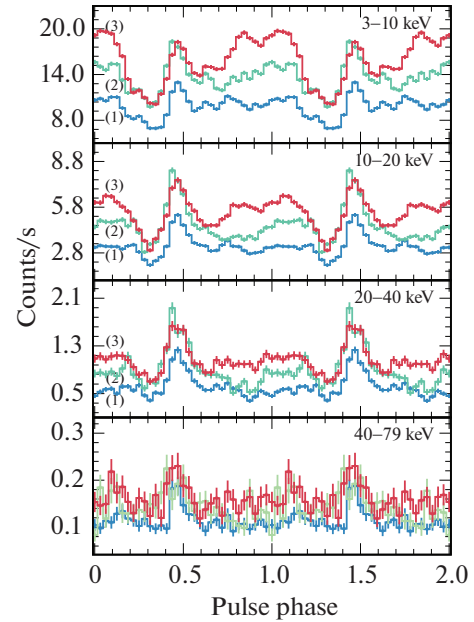
Спектры X1908+075 (рис. 7) имеют характерную для рентгеновских пульсаров форму с завалом в области высоких энергий (см., например, Кобурн и др., 2002; Филиппова и др., 2005). Для аппроксимации континуума мы использовали стандартные модели из пакета XSPEC, обычно применяемые при моделировании спектров рентгеновских



**Рис. 4.** Зависимость доли пульсирующего излучения от энергии в наблюдениях 30101050002 (верхняя панель), 30402026002 (центральная панель) и 30402026006 (нижняя панель).

пульсаров: (I) степенную модель с экспоненциальным завалом на высоких энергиях  $\text{powerlaw} \times \text{highcut}$  (Уайт и др., 1983) и (II) модель комптонизации  $\text{comptb}$  (Титарчук, 1994; Фаринелли, Титарчук, 2011). В модели  $\text{comptb}$  форма спектра источника определяется температурой затравочных фотонов  $kT_s$ , энергетическим индексом комптонизационного спектра ( $\alpha = \Gamma - 1$ ) и температурой облака плазмы  $kT_e$ . При аппроксимации мы фиксировали параметр  $\delta = 0$  для учета только тепловой составляющей комптонизации.

Для учета поглощения, которое может возникнуть как в межзвездной среде в направлении на источник, так и в двойной системе, в модель была добавлена компонента  $\text{tbabs}$ . В спектре пульсара регистрируется флуоресцентная  $K_\alpha$ -линия железа на энергии  $\sim 6.4$  кэВ, для учета которой в мо-



**Рис. 5.** Профили импульсов X1908+075, извлеченные из интервалов (1), (2) и (3) в энергетических диапазонах 3–10, 10–20, 20–40 и 40–79 кэВ наблюдения 30101050002 (подробнее см. текст).

дель была добавлена компонента в виде гауссианы  $\text{gauss}$ .

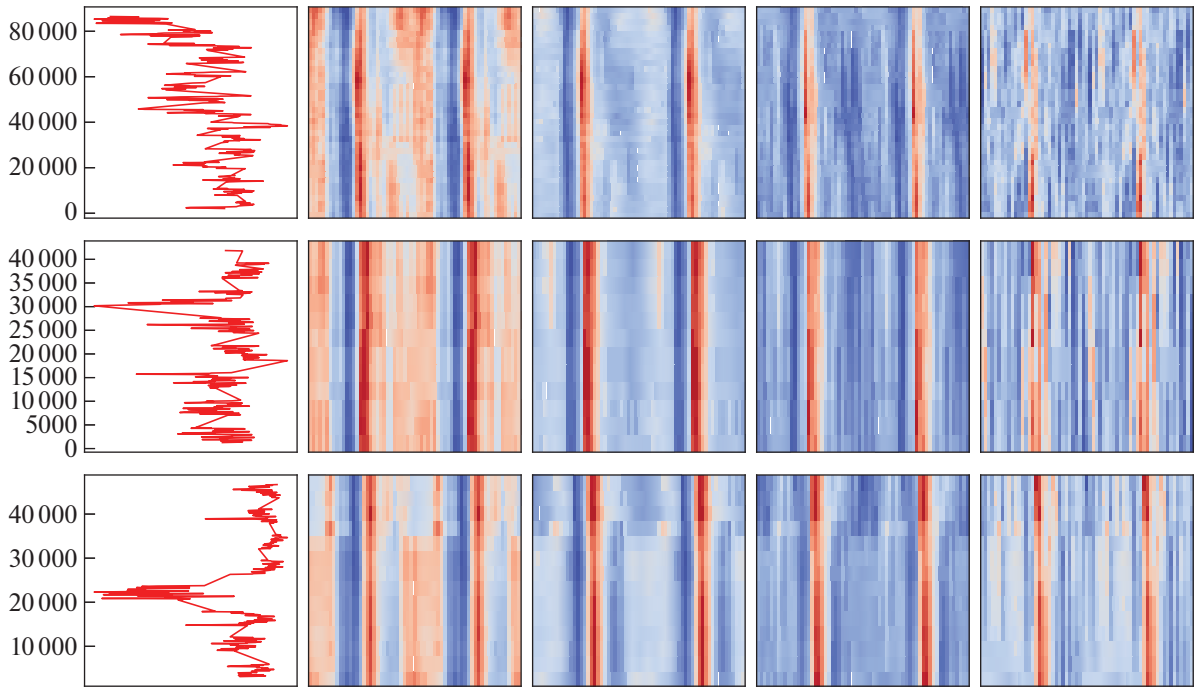
Спектры по данным обоих модулей обсерватории аппроксимировались совместно, для учета разности калибровок модулей в модель был введен нормировочный коэффициент  $C$ . Все прочие параметры фиксировались между наборами данных. Качество аппроксимации оценивалось по критерию  $\chi^2$ , отнесенному на число степеней свободы (d.o.f.).

Параметры наилучшей аппроксимации спектра X1908+075 моделями I и II представлены в табл. 3 и 4 соответственно. Из приведенных данных видно, что и степенная модель с экспоненциальным завалом на высоких энергиях (I), и модель тепловой комптонизации (II) дают приемлемое качество аппроксимации. Для проведения анализа далее будем использовать модель II, так как она удовлетворительно описывает спектр и имеет физическое обоснование.

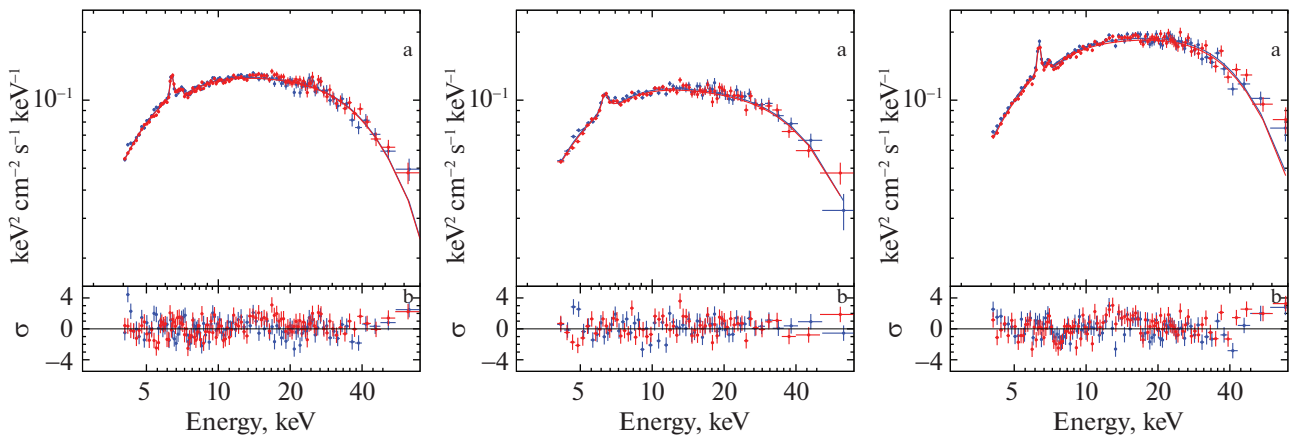
На рис. 7 приведены усредненные энергетические спектры X1908+075 в наблюдениях 30101050002, 30402026002 и 30402026004 и их аппроксимация моделью тепловой комптонизации. Значение рентгеновских потоков источника в различных наблюдениях приведены в табл. 4.

#### Фазированная спектроскопия

Фазово-разрешенные спектры X1908+075 извлекались в четырех равномерно распределенных



**Рис. 6.** Совмещенные кривая блеска и графики эволюции профилей импульсов X1908+075 в энергетических диапазонах 3–10, 10–20, 20–40 и 40–79 кэВ в наблюдениях 30101050002 (верхние панели), 30402026002 (центральные панели) и 30402026006 (нижние панели).



**Рис. 7.** Панели (а) — энергетические спектры X1908+075 в наблюдениях 30101050002 (левая панель), 30402026002 (центральная панель) и 30402026006 (правая панель); панели (б) — аппроксимации спектров моделью тепловой комптонизации.

фазовых бинах (рис. 8, панели (а)). Список событий для каждой из фаз формировался на основе исходного списка путем их отбора во временных интервалах, соответствующих выбранным фазам собственного вращения. Процедура повторялась для модулей FRMA и FRMB. Для аппроксимации спектра и оценки ее качества использовались модели и процедуры, аналогичные использованным для среднего спектра.

Значение  $\chi^2/\text{d.o.f.}$  менялось в диапазоне от 0.99 до 1.12 для  $\sim 1000$  степеней свободы, что свидетельствует о приемлемом качестве аппроксимации. На рис. 8 показано изменение параметров спектральной модели в зависимости от фазы, совмещенное с профилем импульса в диапазоне 3–79 кэВ.

Из приведенных графиков видно, что значение

**Таблица 3.** Параметры наилучшей аппроксимации средних энергетических спектров X1908+075 степенной моделью с завалом (I, *powerlaw* × *highcut*)

ObsID	$N_h \times 10^{22}$ , атомы/см <sup>2</sup>	$\alpha$	$E_{cut}$ , кэВ	$E_{fold}$ , кэВ	$E_{Fe}$ , кэВ	$\sigma_{Fe}$ , кэВ	$EW_{Fe}$ , эВ	$f_x \times 10^{-10}$ , эрг/см <sup>2</sup> /с	$\chi^2/d.o.f$
**0002	$9.87^{+0.37}_{-0.35}$	$1.49 \pm 0.02$	$7.97^{+0.23}_{-0.29}$	$24.31^{+0.60}_{-0.59}$	$6.37 \pm 0.03$	0.1*	$73^{+5}_{-5}$	$4.66 \pm 0.02$	1.15 (1435)
**6002	$10.92^{+0.44}_{-0.44}$	$1.52 \pm 0.03$	$7.66^{+0.19}_{-0.18}$	$24.34^{+0.93}_{-0.88}$	$6.32 \pm 0.03$	$0.16^{+0.06}_{-0.05}$	$77^{+11}_{-13}$	$4.10 \pm 0.04$	1.09 (1107)
**6004	$10.16^{+0.38}_{-0.37}$	$1.32 \pm 0.03$	$7.35^{+0.35}_{-0.24}$	$23.18^{+0.91}_{-0.78}$	$6.35 \pm 0.01$	$0.09^{+0.04}_{-0.04}$	$93^{+7}_{-9}$	$6.80 \pm 0.04$	1.02 (1368)

\* Параметр плохо ограничивался и был зафиксирован.

**Таблица 4.** Параметры наилучшей аппроксимации средних энергетических спектров X1908+075 моделью тепловой комптонизации (II, *comptb*)

ObsID	$N_h \times 10^{22}$ , атомы/см <sup>2</sup>	$kT_s$ , кэВ	$kT_e$ , кэВ	$\alpha$	$E_{Fe}$ , кэВ	$\sigma_{Fe}$ , кэВ	$EW_{Fe}$ , эВ	$f_x \times 10^{-10}$ , эрг/см <sup>2</sup> /с	$\chi^2/d.o.f$
**0002	$7.62^{+0.65}_{-0.64}$	$1.27 \pm 0.02$	$10.37^{+0.24}_{-0.23}$	$1.03 \pm 0.01$	$6.38 \pm 0.02$	0.10*	$62^{+6}_{-5}$	$4.46 \pm 0.02$	1.13 (1386)
**6002	$4.16^{+1.24}_{-1.39}$	$1.39 \pm 0.04$	$11.11^{+0.48}_{-0.43}$	$1.07 \pm 0.02$	$6.33 \pm 0.03$	$0.17^{+0.07}_{-0.06}$	$81^{+15}_{-14}$	$3.97 \pm 0.02$	1.03 (1057)
**6004	$6.85^{+0.79}_{-0.77}$	$1.39 \pm 0.03$	$10.27^{+0.25}_{-0.23}$	$0.94 \pm 0.01$	$6.35 \pm 0.01$	0.10*	$86^{+6}_{-5}$	$6.56 \pm 0.03$	1.05 (1319)

\* Параметр плохо ограничивался и был зафиксирован.

температуры плазмы ( $kT_e$ ) изменяется в противофазе с основным профилем импульса, а значение эквивалентной ширины линии железа ( $EW_{Fe}$ ) — в фазе; при этом максимальное значение эквивалентной ширины совпадает с минимумом профиля импульса. Спектральный индекс ( $\alpha$ ) меняется в противофазе к основному импульсу.

Сравнительный анализ изменения спектральных параметров в минимуме и максимуме суперорбитального цикла (рис. 8, центральная и левая панели соответственно) показывает, что меняются характеры изменения температуры затравочных фотонов ( $kT_s$ ) и эквивалентной ширины линии железа ( $EW_{Fe}$ ). Другие параметры существенно не меняются.

### Поиск циклотронной линии

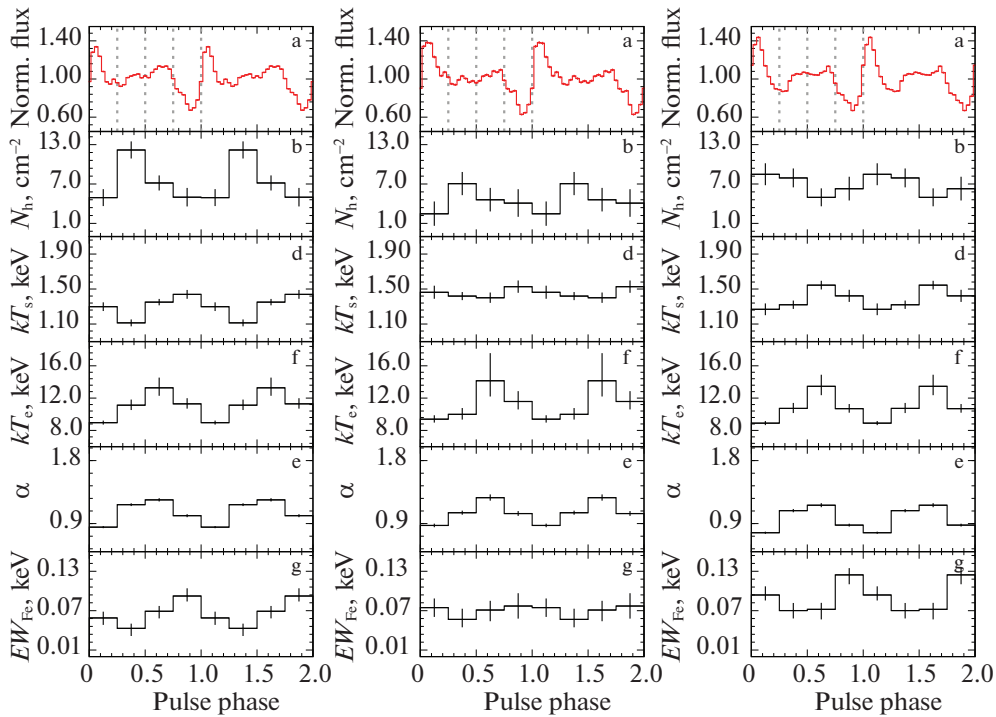
Непосредственным способом измерения магнитных полей пульсаров является метод оценки величины магнитного поля по циклотронным особенностям, регистрируемым в их энергетических спектрах (Штауберт и др., 2019). Для проверки гипотезы о возможном присутствии циклотронной линии поглощения в спектре X1908+075 спектральная модель была модифицирована добавлением компоненты *gabs* из пакета XSPEC. Следуя процедуре, изложенной в работе Цыганкова, Лутвинова (2005), энергия центра предполагаемой

циклотронной линии  $E_{cyc}$  менялась с шагом 3 кэВ в диапазоне энергий 5–55 кэВ, соответствующая ширина линии менялась с шагом 0.5 кэВ в диапазоне 2–8 кэВ (но не более половины  $E_{cyc}$ ). Для каждой пары проверяемых значений положение и ширина линии фиксировались в рамках модели *gabs*, и получившейся моделью аппроксимировался спектр источника.

Полученное значение верхнего предела на оптическую толщину циклотронной линии составило  $\sim 0.16$  ( $1\sigma$ ), что указывает на отсутствие циклотронной особенности в исследуемом диапазоне энергий. Таким образом, возможное значение величины напряженности магнитного поля  $B$  на поверхности нейтронной звезды в системе X1908+075 может принимать значение либо менее  $5.6 \times 10^{11}$  Гс, либо более  $6.2 \times 10^{12}$  Гс.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе по данным обсерватории NuSTAR был получен широкополосный спектр рентгеновского пульсара X1908+075 в диапазоне энергий 3–79 кэВ с высокой статистической значимостью и хорошим энергетическим разрешением, что позволило проверить несколько спектральных моделей и определить их параметры. Полученный спектр удовлетворительно описывается как феноменологической (*powerlaw\*highcut*), так и



**Рис. 8.** Изменения спектральных параметров X1908+075 в наблюдениях 30101050002 (левая панель), 30402026002 (центральная панель) и 30402026006 (правая панель), построенные в четырех равномерно распределенных фазовых бинах (подробнее см. текст).

комptonизационной (`comptb`) моделями с учетом межзвездного поглощения и вклада  $K_{\alpha}$ -линии железа.

Впервые для пульсара X1908+075 в широком рентгеновском диапазоне энергий была проведена фазированная спектроскопия с высоким временным и спектральным разрешениями. Фазово-разрешенные спектры аппроксимировались той же моделью, что и усредненный.

Был проведен поиск циклотронной линии поглощения в диапазоне энергий 5–55 кэВ, который показал отсутствие циклотронной особенности в исследуемом диапазоне энергий. Это позволило установить ограничения на возможную величину магнитного поля в системе X1908+075:  $B < 5.6 \times 10^{11}$  Гс или  $B > 6.2 \times 10^{12}$  Гс.

Впервые был проведен подробный анализ эволюции профилей импульса в различных диапазонах, в том числе, в зависимости от интенсивности источника. Профили импульса в полном диапазоне энергий 3–79 кэВ имеют выраженную двухпиковую форму, которая повторяется на энергиях менее 10 кэВ. При этом на энергиях свыше 10 кэВ вторичный пик заметно слабее, либо совсем отсутствует. Форма профиля сохраняется во всех наблюдениях, что означает также ее неизменность и в различных суперорбитальных фазах.

По итогам анализа широкополосных данных X1908+075 было показано, что:

- 1) эволюция светимости источника связана с эволюцией профиля импульса в области энергий 3–10 кэВ, на энергиях  $>10$  кэВ форма профиля изменяется слабо;
- 2) кратковременные увеличения светимости X1908+075, регистрируемые в кривых блеска, приводят к появлению вторичного пика в противофазе к основному (на энергиях  $<10$  кэВ);
- 3) максимумы температуры плазмы (модель `comptb`) совпадают с положением неосновного пика импульса.

В результате можно сделать вывод о неоднородности распределения вещества в системе X1908+075 и наличии нескольких зон излучения. Основной пик профиля импульса связан, по всей видимости, с излучением от полярных шапок пульсара, а неосновной пик связан с другой областью излучения, точная локализация которой требует дополнительных наблюдений и исследований. При этом в области, связанной с основным профилем импульса, формируется слабо эволюционирующий во времени достаточно жесткий рентгеновский спектр (что, возможно, обусловлено комptonизацией). В другой области — мягкий спектр, показывающий существенную эволюцию на масштабах времени периода наблюдения ( $\sim 10$  кс).

Для более подробного изучения геометрии и локализации излучающих зон эволюции излучения пульсара необходимы дальнейшие наблюдения системы X1908+075 в различных орбитальных и суперорбитальных фазах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-32-90242).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болдин П.А., Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 375 (2013) [P.A. Boldin, S.S. Tsygankov, and A.A. Lutovinov), *Astron. Lett.* **39**, 375 (2013)].
2. Вен и др. (L. Wen, R.A. Remillard, and H.V. Bradt), *Astrophys. J.* **532**, 1119 (2000).
3. Джаисвал и др. (G.K. Jaisawal, S. Naik, C.G. Но Wynn, N. Kumari, P. Epili, and G. Vasilopoulos), *MNRAS* **498**, 4830 (2020).
4. Джаикони и др. (R. Giacconi, S. Murray, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, and H. Tananbaum), *Astrophys. J.* **178**, 281 (1972).
5. Кобёрн и др. (W. Coburn, W.A. Heindl, R.E. Rothschild, D.E. Gruber, I. Kreykenbohm, J. Wilms, P. Kretschmar, and R. Staubert), *Astrophys. J.* **580**, 394 (2002).
6. Корбет (R.H.D. Corbet), *MNRAS* **220**, 1047 (1986).
7. Корбет, Кримм (R.H.D. Corbet and H.A. Krimm), *Astrophys. J.* **778**, 45 (2013).
8. Кривонос и др. (R.A. Krivonos, S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, J.A. Tomsick, D. Chakrabarty, M. Bachetti, et al.), *Astrophys. J.* **809**, 140 (2015).
9. Левайн и др. (A.M. Levine, S. Rappaport, R. Remillard, and A. Savcheva), *Astrophys. J.* **617**, 1284 (2004).
10. Лутовинов А.А., Цыганков С.С., Письма в Астрон. журн. **35**, (2009) [A.A. Lutovinov and S.S. Tsygankov, *Astron. Lett.* **35**, 433 (2009)].
11. Лутовинов и др. (A.A. Lutovinov, S.S. Tsygankov, K.A. Postnov, R.A. Krivonos, S.V. Molkov, and J.A. Tomsick), *MNRAS* **466**, 593 (2017).
12. Маринез-Нуньез и др. (S. Martínez-Núñez, A. Sander, Á. Gimenez-García, A. González-Galán, J.M. Torrejón, C. González-Fernández, and W.R. Hamann), *Astron. Astrophys.* **578**, A107 (2015).
13. Титарчук (L. Titarchuk), *Astrophys. J.* **434**, 570 (1994).
14. Торрехон и др. (J.M. Torrejón, N.S. Schulz, M.A. Nowak, and T.R. Kallman), *Astrophys. J.* **715**, 947 (2010).
15. Уайт и др. (N.E. White, J.H. Swank, and S.S. Holt), *Astrophys. J.* **270**, 711 (1983).
16. Фаринелли, Титарчук (R. Farinelli and L. Titarchuk), *Astrophys. J.* **525**, A102 (2011).
17. Филиппова Е.В., Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Сюняев Р.А. **31**, 819 (2005) [E.V. Filippova, S.S. Tsygankov, A.A. Lutovinov, and R.A. Sunyaev, *Astron. Lett.* **31**, 729 (2005)].
18. Харрисон и др. (F.A. Harrison, W.W. Craig, F.E. Christensen, Ch.J. Hailey, W.W. Zhang, et al.), *Astrophys. J.* **770**, 103 (2013).
19. Цыганков С.С., Лутовинов А.А., Письма в Астрон. журн. **31**, (2005) [S.S. Tsygankov and A.A. Lutovinov), *Astron. Lett.* **31**, 99 (2005)].
20. Шакура и др. (N. Shakura, K. Postnov, A. Kochetkova, and L. Hjalmarsdotter), *MNRAS* **420**, 216 (2012).
21. Штрауберт и др. (R. Staubert, J. Trumper, E. Kendziorra, D. Klochkov, K. Postnov, P. Kretschmar, K. Pottschmidt, F. Haberl, et al.), *Astron. Astrophys.* **622**, A61 (2019).

# ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД ТРЕУГОЛКИ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ГРУППОВОЙ ПУЛЬСАРНОЙ ШКАЛЫ ВРЕМЕНИ

© 2022 г. А. Е. Родин<sup>1\*</sup>, В. А. Федорова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Пушчинская радиоастрономическая обсерватория Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,  
Пушчино, Россия

Поступила в редакцию 27.01.2022 г.

После доработки 17.03.2022 г.; принята к публикации 17.03.2022 г.

На основе попарного сравнения хода индивидуальных пульсарных шкал времени разработан метод для составления рейтинга пульсаров, которые используются для построения групповой пульсарной шкалы (обобщенный метод треуголки). Метод применен к наблюдательным данным хронометрирования пульсаров из проекта NANOGrav. Ход построенной групповой пульсарной шкалы в пределах погрешности  $\sigma_{\text{срт}} = 0.077$  мкс совпадает с ходом шкалы TT(ВIRM2017), относительная нестабильность на интервале 12 лет  $\sigma_z = (1.0 \pm 0.9) \times 10^{-16}$ . На основе величины относительной нестабильности получен верхний предел на относительную плотность энергии стохастического гравитационно-волнового фона, возникшего в ранней Вселенной, на уровне  $\Omega_g h^2 = 10^{-13}$  на частоте  $2.6 \times 10^{-10}$  Гц. Верхний предел амплитуды вариаций переменного гравитационного потенциала оценивается величиной  $\Psi_c \sim 10^{-16}$  на той же частоте.

*Ключевые слова:* пульсары, шкалы времени, относительная нестабильность, гравитационно-волновой фон.

DOI: 10.31857/S0320010822040039

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Хронометрирование (тайминг) пульсаров позволяет проводить исследования в совершенно различных областях физики и астрономии: релятивистской астрофизике, космологии, теории космических струн, эволюции планетных систем, строении нейтронных звезд, фундаментальной метрологии (Сажин, 1978; Детвелер, 1979; Родин, 2019; Крамер и др., 2021; Лазаридес и др., 2021). Отдельное направление в пульсарном тайминге занимает обнаружение общего коррелированного сигнала в данных хронометрирования, который, как полагают, может быть вызван низкочастотным гравитационно-волновым фоном (Родин, 2011; Чен и др., 2021).

В настоящей статье показано, как наблюдения группы миллисекундных пульсаров можно объединить для построения независимой барицентрической шкалы времени, по стабильности сравнимой с лучшими атомными шкалами на относительно длительных промежутках времени: 10–15 лет.

Вскоре после открытия пульсаров стало очевидно, что высокая регулярность следования пульсарных импульсов позволяет строить на их осно-

ве независимую астрономическую шкалу времени. Открытие и последующие наблюдения первого миллисекундного пульсара (Бакер и др., 1982) показали, что новая астрономическая шкала времени по стабильности может конкурировать с земными атомными шкалами (Мацакис, 1997; Родин, 2008; Хоббс и др., 2020).

Пульсарная шкала является долговременной, единой, воспроизводимой и неуничтожимой для всех наблюдателей на Земле. Длительное время существования пульсаров ( $10^8$  лет) позволяет сравнивать между собой реализации земного атомного времени за различные годы. Пульсары находятся вне Солнечной системы, поэтому они предоставляют единственную возможность независимой проверки шкал земного атомного времени, что невозможно при сравнении между собой только земных часов. Именно в этом, по нашему мнению, видится главная ценность пульсарной шкалы времени.

Поскольку существует достаточное количество высокостабильных миллисекундных пульсаров, на основе которых можно строить различные реализации пульсарной шкалы, то неизбежно возникает вопрос критериев их сравнения и отбора вместе с задачей последующего усреднения для получения более стабильной групповой шкалы.

\* Электронный адрес: rodin@pra0.ru



Таблица 1. Параметры четырнадцати миллисекундных пульсаров

Имя пульсара	СКО, мкс	$C_3, 10^{-13}$ мкс/год <sup>3</sup>	$\sigma_{\text{psr}}$ , мкс	Вес
B1855+09	0.916	1.7156	—	—
B1937+21	0.897	0.24356	—	—
<b>J0030+0451</b>	0.880	1.1359	0.481	0.036
<b>J0613–0200</b>	0.515	2.3391	0.308	0.089
J1012+5307	1.210	14.177	—	—
J1455–3330	2.798	41.505	—	—
J1640+2224	0.526	–10.695	—	—
J1643–1224	2.509	3.4606	—	—
<b>J1713+0747</b>	0.152	2.6150	0.138	0.441
J1744–1134	0.581	13.265	—	—
<b>J1909–3744</b>	0.226	–1.7227	0.218	0.177
<b>J1918–0642</b>	0.625	–7.0525	0.248	0.136
J2145–0750	0.978	8.6947	—	—
<b>J2317+1439</b>	0.427	1.0343	0.265	0.120

**Примечание.** Жирным выделены пульсары, отобранные для групповой шкалы. СКО — величина среднеквадратического отклонения после квадратичной подгонки и исключения выбросов,  $C_3$  — коэффициент при кубическом члене остаточных уклонений МПИ пульсаров,  $\sigma_{\text{psr}}$  — шум хронометрирования пульсара без вклада шкалы времени, полученный обобщенным методом треуголки путем решения системы уравнений (2), вес рассчитывался как величина  $\sim 1/\sigma_{\text{psr}}^2$ .

В метрологии давно известен так называемый метод треуголки, который заключается в попарном сравнении хода часов друг относительно друга (Вернот и др., 2016). Если разность хода относительно определенных часов в группе показывает повышенные вариации, то очевидно, что вариации вызваны именно этими часами. Таким образом, можно “плохие” часы либо исключить из усреднения шкал, либо приписать им минимальный вес.

В случае если используется более трех часов, то необходимо использовать обобщенный метод треуголки. Подходы могут быть разные. Первый прямолинейный подход — это также вычислить и проанализировать попарные разности, которых будет  $N(N-1)/2$ , где  $N$  — это число пульсаров. Второй подход более сложный и заключается в формировании возможно большего количества реализаций групповых пульсарных шкал на основе имеющегося количества реперных пульсаров и вычисления фазовых вариаций индивидуальных пульсаров относительно этих групповых шкал. На основе среднеквадратичного уклонения пульсара от групповой шкалы этому пульсару присваивается соответствующий вес для последующего формирования окончательной групповой шкалы.

Вычисление рейтинга пульсаров для построения групповой шкалы времени является первой

целью этой статьи. Вторая цель — построение как можно более точной групповой пульсарной шкалы и вычисление ее погрешности на основе набора шкал, сформированных на основе подмножества пульсаров.

В качестве наблюдательных данных использовались наблюдения пульсаров, полученные в рамках североамериканского проекта NANOgrav<sup>1</sup> (Арзуманян и др., 2021), задуманного для поиска низкочастотного стохастического гравитационно-волнового фона, возникшего в ранней Вселенной.

Далее в разделе “Обработка данных” рассказывается о критериях предварительного отбора пульсаров для групповой шкалы и подготовке данных для использования в алгоритме. В разделе “Математический аппарат” описываются обобщенный метод треуголки и алгоритм формирования групповой шкалы на основе оптимальных винеровских фильтров. В разделе “Результаты” рассказывается об астрофизических приложениях групповой пульсарной шкалы.

## ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В качестве исходных данных использовались усредненные на интервале суток остаточные

<sup>1</sup><https://data.nanograv.org>

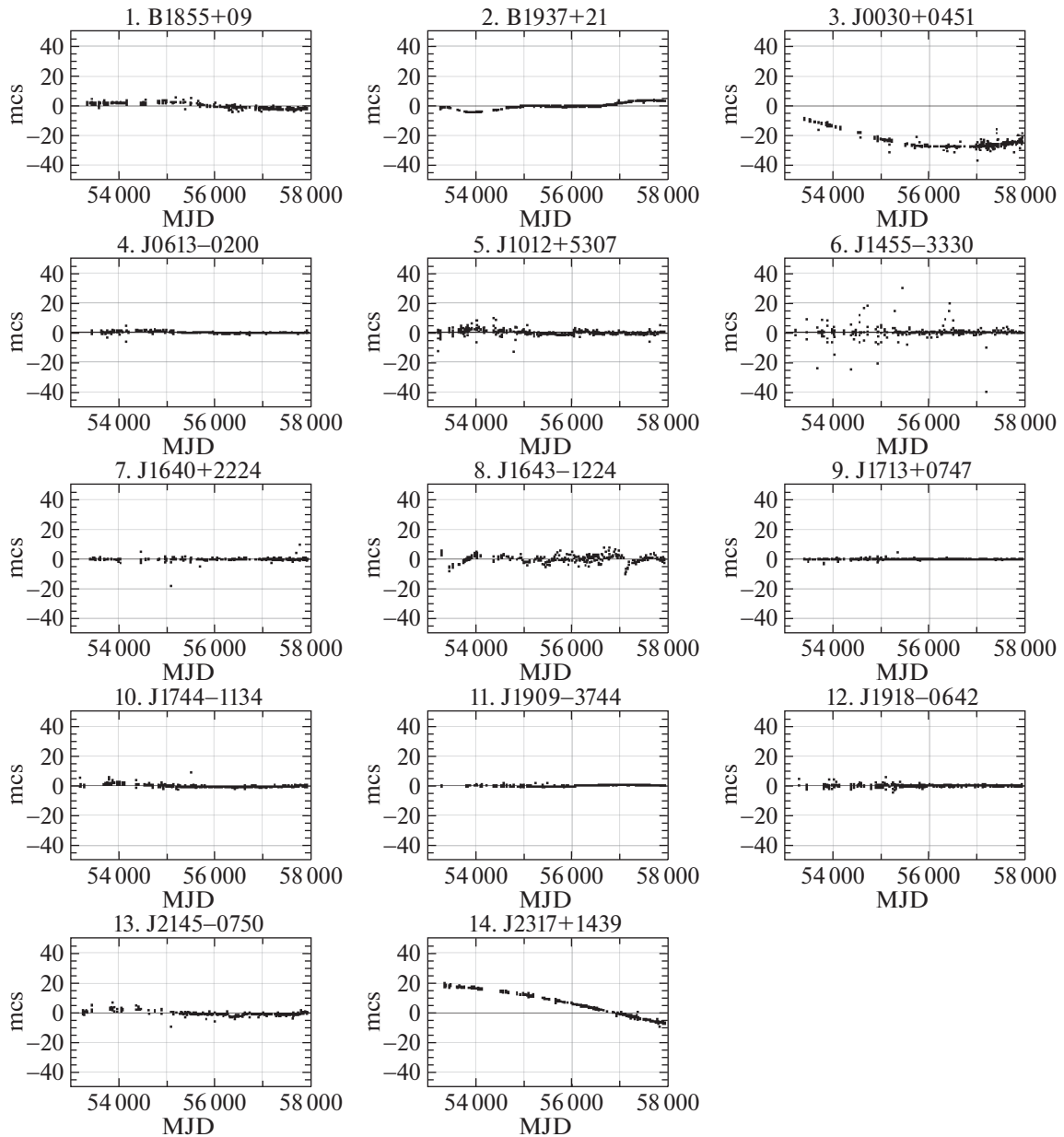


Рис. 1. Остаточные уклонения МПИ четырнадцати миллисекундных пульсаров.

уклонения моментов прихода импульсов (МПИ) 47 миллисекундных пульсаров, наблюдавшихся по программе NANOgrav. Так как поведение пульсарной шкалы времени представляет интерес на как можно более длительных интервалах времени, то из 47 пульсаров были отобраны 14, интервал наблюдения которых был длиннее 4000 сут. Список этих пульсаров приведен в табл. 1. Остаточные уклонения МПИ после квадратичной подгонки показаны на рис. 1. Коэффициент  $C_3$ , приведенный в табл. 1, имеет смысл второй производной вращательной частоты и вычислялся путем вписывания

полинома третьей степени в остаточные уклонения:

$$\varphi = C_1 (t - t_0) + C_2 (t - t_0)^2 + C_3 (t - t_0)^3,$$

где  $t_0$  — эпоха вращательных параметров.

Хотя в статье Арзумяна и др. (2018) довольно подробно описываются причины появления выбросов и критерии их удаления, простой визуальный анализ временных рядов показал, что выбросы в остаточных уклонениях все-таки остались и их необходимо исключить из дальнейшего анализа. Поэтому на следующем шаге из наблюдений удалялись остаточные уклонения, которые превышали  $3\sigma$ , где  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение временного ряда.

Некоторые пульсары показывают повышенный уровень низкочастотного коррелированного шума, например, PSR B1937+21 и J1643–1224. Очевидно, что такое поведение к шкале не имеет никакого отношения, а относится именно к самому пульсару. Также некоторым пульсарам присущ повышенный уровень белого шума, как, например, у PSR J1455–3330, который сильно затрудняет последующее формирование групповой шкалы. Поэтому следующим этапом было исключение пульсаров с  $CKO > 0.8$  мкс или  $|C_3| > 10^{-12}$  мкс/год<sup>3</sup>. Оставшиеся шесть пульсаров выделены в табл. 1 жирным шрифтом.

Далее для выполнения операций последующего сравнения и усреднения ряды данных усреднялись на интервале 30 дней, пробелы заполнялись линейной интерполяцией. В таком виде данные использовались для вычисления весов пульсаров и построения групповой шкалы.

### МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ

Как уже было сказано во Введении, метод треуголки позволяет выявить часы, которые обладают повышенными вариациями хода по сравнению с другими часами, включенными в тройку. Если используется больше, чем трое часов, то появляется возможность составить рейтинг часов в соответствии с вариациями их хода относительно других. Далее в применении к пульсарам обязательным условием будет их тайминг относительно одной и той же шкалы времени — условие, которое, как правило, выполняется всегда. В рассматриваемом случае все наблюдения приведены к шкале TT (BIRM2017).

Рассмотрим первый подход для вычисления собственных вариаций вращения пульсаров. Дисперсия разности остаточных уклонений  $r_i - r_j$  ( $i, j = 1, 2, \dots, N, i \neq j$ ) записывается в следующем виде:

$$\sigma_{ij}^2 = \sigma_i^2 + \sigma_j^2 \quad (i, j = 1, 2, \dots, N, i \neq j), \quad (1)$$

где  $N$  — число пульсаров. Всего уравнений (1) будет  $N(N - 1)/2$ , поэтому при  $N > 3$  для нахождения  $\sigma_i^2$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) будем использовать метод наименьших квадратов

При написании уравнения (1) мы подразумевали, что остаточные уклонения пульсаров полностью некоррелированы, иначе пришлось бы учитывать дополнительный член  $2\sigma_i\sigma_j$ . Теоретически он может возникать, если, например, два пульсара наблюдаются на очень малом угловом расстоянии на небе, и сигнал распространяется через одни и те же области межзвездной среды. В рассматриваемом нами случае таких пульсаров нет.

Условные уравнения для последующего решения методом наименьших квадратов были получены в общем виде для произвольного количества пульсаров. В этой работе уравнения в матричном виде будут записаны на примере шести отобранных пульсаров. Условные уравнения записываются в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1^2 \\ \sigma_2^2 \\ \sigma_3^2 \\ \sigma_4^2 \\ \sigma_5^2 \\ \sigma_6^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{12}^2 \\ \sigma_{13}^2 \\ \sigma_{14}^2 \\ \sigma_{15}^2 \\ \sigma_{16}^2 \\ \sigma_{23}^2 \\ \sigma_{24}^2 \\ \sigma_{25}^2 \\ \sigma_{26}^2 \\ \sigma_{34}^2 \\ \sigma_{35}^2 \\ \sigma_{36}^2 \\ \sigma_{45}^2 \\ \sigma_{46}^2 \\ \sigma_{56}^2 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Решение матричного уравнения (2) для  $\sigma_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ) методом наименьших квадратов приведено в табл. 1 в столбце  $\sigma_{\text{psr}}$ . Так как наблюдения проводились на одном радиотелескопе и общей для всех пульсаров регистрирующей аппаратуре, то они считались равноточными. Погрешность определения  $\Delta\sigma_i = 0.270$  мкс ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ) определялась из формулы

$$\Delta\sigma_i^4 = \text{diag} \left[ \varepsilon^2 (F^T F)^{-1} \right],$$

где  $\varepsilon$  — вектор невязок, полученный путем подстановки  $\sigma_i$  в систему (2) и последующего вычисления разности правой и левой частей системы,  $F$  — первая матрица в левой части системы (2).

Теперь перейдем ко второму методу. Введем критерий качества пульсара при использовании в групповой шкале исходя из следующих соображений: возьмем пробную группу  $M$  пульсаров ( $M < N$ ), построим по ней реализацию групповой шкалы и вычислим отклонения индивидуальных шкал от групповой в среднеквадратическом смысле. Если в используемой реализации все пульсары

будут иметь высокую стабильность, то их отклонения от групповой шкалы будут минимальны, и такая группа пульсаров будет признана наиболее подходящей для построения групповой шкалы. Так как мы заинтересованы в максимальной статистике по различным выборкам, то возьмем максимальное число реализаций, которое будет при выборке  $M = 3$  пульсара из  $N = 6$ :  $n_r = \frac{N!}{(N-M)!M!} = 20$ .

Самостоятельной ценностью второго подхода является возможность получения набора групповых шкал времени, которые покажут реальный ход шкал при использовании различных пульсаров.

Во втором подходе используем уже опробованный в предыдущих исследованиях (Родин, 2008; Родин, Чен, 2011; Родин, Федорова, 2018) метод оптимальной винеровской фильтрации, который позволяет в разы увеличить точность построения групповой пульсарной шкалы. Кратко приведем суть метода. Остаточные уклонения МПИ  $r_i = u_i + v$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ), которые образуются после вычитания модели вращения пульсара, содержат информацию о физических процессах, происходящих в пульсаре  $u_i$  и стандарте частоты  $v$ . Из общих физических соображений полагаем, что случайные процессы  $u_i$  и  $v$  не коррелированы между собой и величины  $u_i$ , относящиеся к различным пульсарам, также не коррелированы между собой. Построение групповой пульсарной шкалы сводится к оцениванию общего сигнала  $v$  в присутствии аддитивных помех  $u_i$ .

Стандартный алгоритм формирования групповой пульсарной шкалы включает в себя измерение МПИ от нескольких пульсаров относительно единой опорной шкалы и вычисление взвешенной суммы  $\sum_i w_i r_i \approx v$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ), где  $w_i$  — относительный вес, приписываемый  $i$ -му пульсару. Так как вариации вращения  $u_i$  каждого из пульсаров не коррелированы между собой, то при усреднении их влияние на шкалу значительно уменьшается.

Применение оптимального фильтра позволяет лучше разделить вклад в  $r_i$  шумов  $u_i$  и  $v$  и сформировать групповую шкалу на более высоком уровне точности. Для раздельного нахождения вариаций вращения пульсаров и опорной шкалы времени в частотной области использовался следующий алгоритм. Вначале вычисляются преобразование Фурье остаточных уклонений  $i$ -го пульсара

$$x_i(\omega) = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{t=1}^n r_i e^{j(\omega-1)(t-1)}, \quad (3)$$

где  $n$  — длина временного ряда,  $j = \sqrt{-1}$ .

Спектры мощности ( $i = k$ ) и кросс-спектры ( $i \neq k, i, k = 1, 2, \dots, N$ ) вычисляются по формуле

$$X_{ik} = \frac{1}{2\pi} |x_i(\omega) x_k^*(\omega)|, \quad (4)$$

где  $( )^*$  обозначает комплексное сопряжение.

Всего кросс-спектров будет  $N(N-1)/2$ . Искомая оценка сигнала  $v_i$  вычисляется следующим образом:

$$v_i = F^{-1} \left[ \sqrt{\frac{\bar{S}_v}{S_{ui} + S_v}} x_i(\omega) \right], \quad (5)$$

где  $S_{ui}, S_v$  — спектры мощности случайных процессов  $u_i$  и  $v$ ,  $S_{ui} + S_v = X_i$ ,  $x_i(\omega)$  — фурье-преобразование  $r_i$ ,  $F^{-1}$  — оператор обратного преобразования Фурье. Величина  $\bar{S}_v$  представляет собой усредненный кросс-спектр

$$\bar{S}_v(\omega) = \frac{2}{N(N-1)} \sum_{n=1}^{N(N-1)/2} X_n(\omega), \quad (6)$$

который берется в качестве оценки спектра мощности искомого сигнала  $v(t)$ . Групповая шкала  $v_{\text{ens}}(t)$  записывается как взвешенная сумма всех реализаций

$$v_{\text{ens}}(t) = \sum_{i=1}^{n_r} w_i v_i(t). \quad (7)$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показан график  $n_r = 20$  реализаций групповых пульсарных шкал. Видно, что хотя имеются отдельные уклонения от средней шкалы, превышающие 0.3 мкс, как, например, в начале 2010 г., в целом ход индивидуальных шкал имеет среднеквадратичное уклонение  $\sigma_{\text{opt}} = 0.077$  мкс.

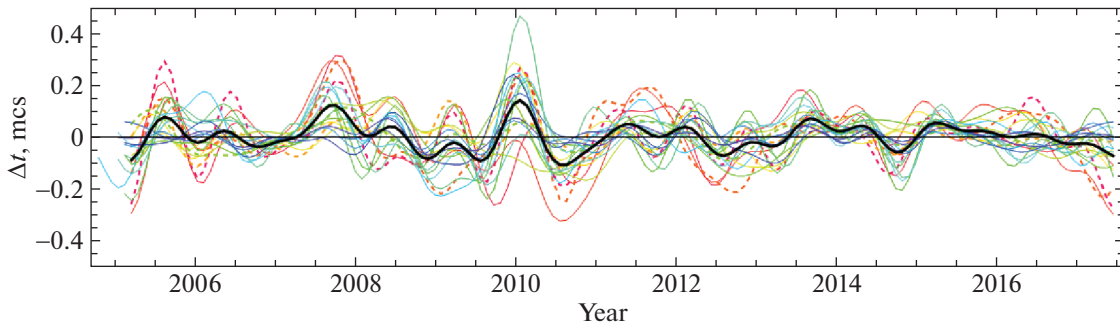
Для построения окончательной групповой шкалы  $n_r = 20$  реализации групповых пульсарных шкал суммировались с разными весами. Использовались три подхода: 1) использовались равные веса (простое среднее), 2) веса вычислялись на основе минимума величины относительной нестабильности  $\sigma_z$ , 3) веса вычислялись как сумма среднеквадратичных уклонений отдельных пульсарных шкал относительно групповой шкалы, в которую они входят.

На рис. 3 показан ход относительной нестабильности групповых шкал, построенных с разными весами.

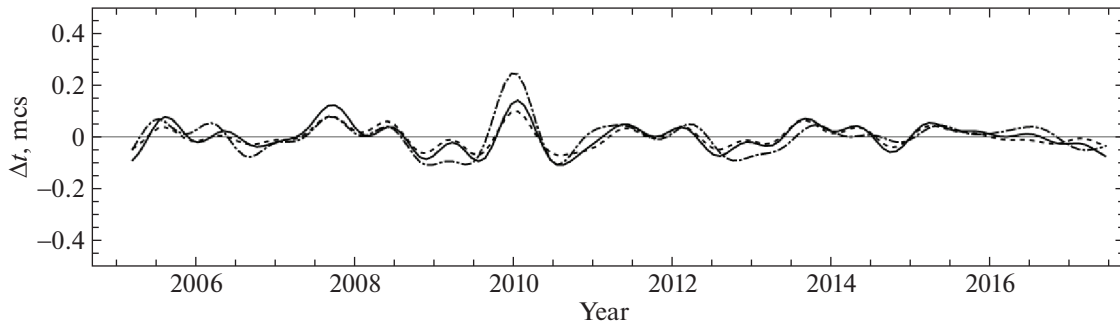
На рис. 4 показан ход относительной нестабильности  $\sigma_z$  (дисперсии Тейлора) отдельных групповых шкал времени (Матцакис и др., 1997).

$$\sigma_z(\tau) = \frac{\tau^2}{2\sqrt{5}} \langle C_3^2 \rangle^{1/2}, \quad (8)$$

где  $\tau$  — интервал времени, на котором вычисляется  $\sigma_z$ ,  $C_3$  — коэффициент при кубическом члене в разложении остаточных уклонений вращательной



**Рис. 2.** Реализации  $n_r = 20$  групповых пульсарных шкал: черная кривая — простое среднее всех шкал, штриховые кривые — шкалы, в которые входит пульсар J0613–0200. Среднеквадратичное уклонение  $\sigma_{\text{срп}} = 0.077$  мкс.



**Рис. 3.** Ход групповых шкал, построенных с разными весами: сплошная линия — простое среднее (подход 1), штрихпунктирная линия — веса брались на основе минимума относительной нестабильности  $\sigma_z$  (подход 2), штриховая линия — веса вычислялись как сумма среднеквадратичных уклонений отдельных пульсарных шкал относительно групповой шкалы, в которую они входят (подход 3).

фазы пульсара, угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по всем наборам  $C_3$  на заданном интервале  $\tau$ .

На рис. 4 видно, что для некоторых шкал величина  $\sigma_z$  достигает значения  $\sim 2 \times 10^{-17}$  на интервале  $\tau = 12$  лет. Также отметим, что четыре шкалы показывают восходящий ход относительной нестабильности на интервале  $\tau > 8$  лет. Был исследован список пульсаров, входящих в эти шкалы. Оказалось, что это комбинации пульсаров (J0613–0200, J1455–3330, J1640+2224), (J0613–0200, J1455–3330, J1918–0642), (J0613–0200, J1640+2224, J1713+0747) и (J0613–0200, J1713+0747, J1918–0642), в которые везде входит пульсар J0613–0200. Таким образом, в будущих построениях групповых шкал для обеспечения наилучшей относительной нестабильности на интервалах  $>8$  лет следует избегать использования этих пульсарных комбинаций.

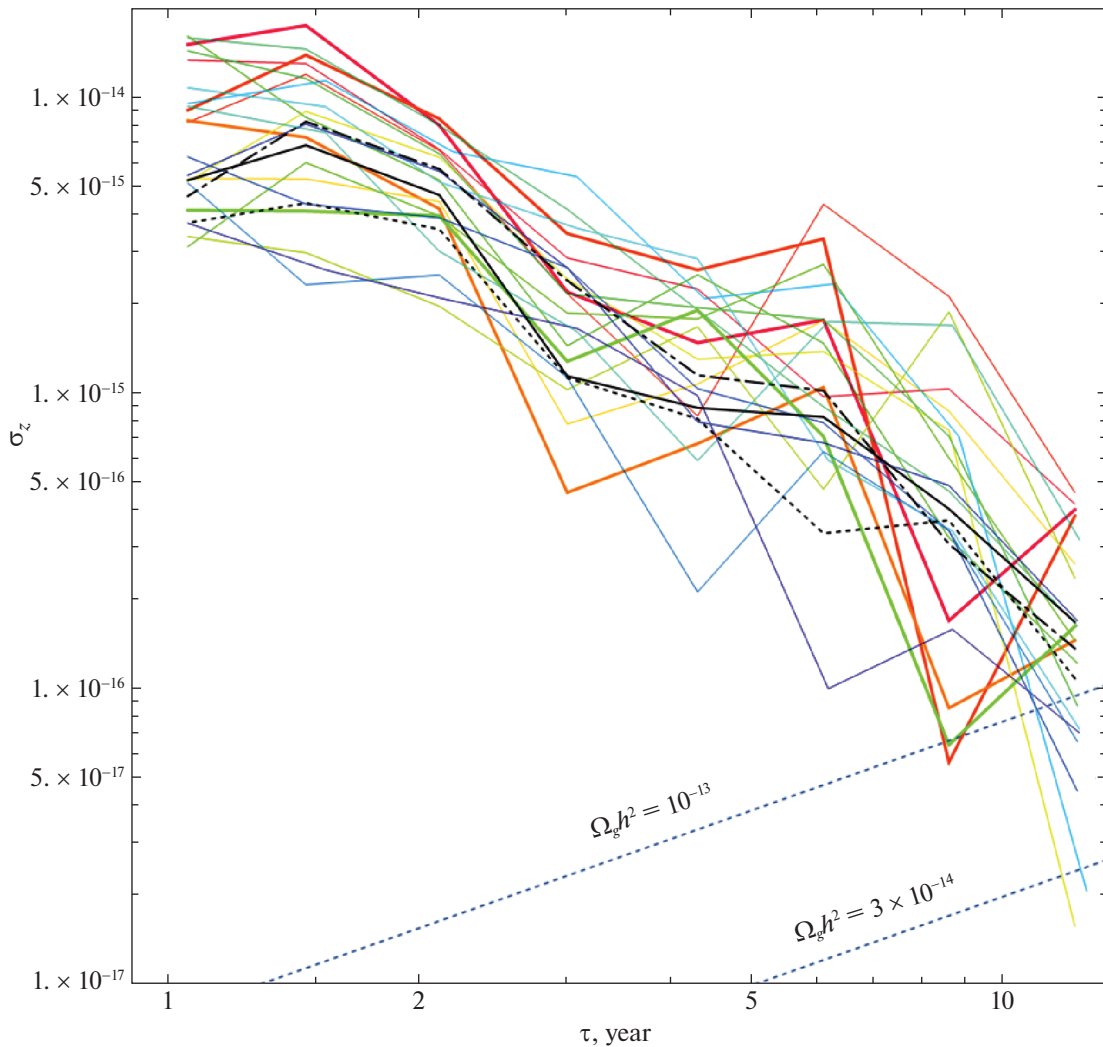
### ОБСУЖДЕНИЕ

На основе наблюдательных данных, полученных в рамках проекта NANOgrav в 2005–2017 гг. (Арзуманян и др., 2018), построена групповая шкала времени  $\text{PT}_{\text{ens}} - \text{TT}(\text{BIPM2017})$  с относительной нестабильностью  $\sigma_z = (1.0 \pm 0.9) \times 10^{-16}$  на

интервале 12 лет. Полученная величина относительной нестабильности полностью соответствует предсказанной нами в статье (Родин, Федорова, 2018) величине  $\sigma_z$  в случае использования высокоточных наблюдательных данных. Для достижения такой величины нестабильности потребовалось обобщить метод треуголки на произвольное число пульсаров и разработать специальный метод взвешивания шкал.

Сравнение различных методов взвешивания отчетливо показало, что этому вопросу следует уделять специальное внимание. Так, метод взвешивания на основе минимальных величин  $\sigma_z$  показывает систематически худшую стабильность групповой шкалы на интервалах  $\tau < 7$  лет даже в сравнении с простым усреднением. Наилучший результат с точки зрения относительной нестабильности показывает метод взвешивания на основе среднеквадратичных уклонений индивидуальных пульсаров относительно всех возможных пульсарных шкал. Хотя на интервалах  $\tau > 8$  лет он сравнивается с простым усреднением.

Анализ шумов хронометрирования пульсаров  $\sigma_{\text{psr}}$  без вклада опорной шкалы времени из табл. 1 показал, что наибольший вес 0.441 имеет пульсар



**Рис. 4.** График относительной нестабильности  $\sigma_z$  пульсарных шкал времени. Цветными жирными линиями выделены шкалы, в которые входит пульсар J0613–0200. Черные сплошная, штрихпунктирная и штриховая линии соответствуют шкалам 1, 2 и 3 соответственно. Синие штриховые линии соответствуют теоретическому ходу  $\sigma_z$  при наличии стохастического гравитационно-волнового фона с относительной плотностью энергии  $\Omega_g h^2 = 10^{-13}$  и  $3 \times 10^{-14}$ .

PSR J1713+0747. Поэтому, если вдруг гипотетически представить, что для ведения шкалы у нас имеется возможность наблюдать один единственный пульсар, то совершенно определенно это должен быть PSR J1713+0747.

Ход групповой пульсарной шкалы (см. рис. 3) показал, что в рамках погрешности он совпадает с ходом шкалы TT(BIPM2017) и не показывает каких-либо особенностей, присущих именно пульсарной шкале. Аналогичный вывод был сделан в работе (Хоббс и др., 2020), посвященной анализу хронометрических наблюдений IPTA (International Pulsar Timing Array) 1994–2012 гг.

Вариации хода групповой пульсарной шкалы традиционно используются для оценок верхнего предела плотности энергии гравитационно-волнового фона, возникшего на ранних стадиях

формирования Вселенной  $\Omega_g h^2$  (Бертотти и др., 1983), и для верхнего предела амплитуды переменного гравитационного потенциала  $\Psi_c$  (Порайко, Постнов, 2014; Порайко и др., 2018). В этой работе на основании величины относительной нестабильности получены величины  $\Omega_g h^2 = 10^{-13}$  на частоте  $2.6 \times 10^{-10}$  Гц и  $\Psi_c \sim 10^{-16}$  на той же частоте.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный в статье обобщенный метод треуголки дает возможность составить рейтинг пульсаров по степени их пригодности для построения пульсарной шкалы времени. Метод применен к равномеризованным хронометрическим данным пульсаров из проекта NANOgrav. Такой подход

искажает высокочастотную, но не затрагивает низкочастотную часть наблюдательных рядов, которая представляет основной интерес. Обобщение метода на неравномерные данные будет рассмотрено в будущих работах.

Анализ наблюдений показал, что пульсар PSR J1713+0747 обладает минимальными собственными вариациями вращения и имеет максимальный вес при построении групповой шкалы.

Из анализа кривых относительной нестабильности  $\sigma_z$  групповых пульсарных шкал следует, что пульсар PSR J0613–0200 нужно использовать с осторожностью, так как групповые шкалы, в которые входит этот пульсар, на интервалах  $\tau > 8$  лет показывают ухудшение хода.

На основе среднеквадратичных отклонений вариаций вращения пульсаров относительно набора групповых шкал предложен новый метод вычисления весов пульсаров, что позволило построить групповую пульсарную шкалу с относительной нестабильностью  $\sigma_z = (1.0 \pm 0.9) \times 10^{-16}$  на интервале 12 лет.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арзуманян и др. (Z. Arzoumanian, A. Brazier, and S. Burke-Spolaor), *Astrophys. J.* **235**, 37 (2018).
2. Бакер и др. (D.C. Backer, S.R. Kulkarni, C.E. Heiles, M.M. Davis, and W.M. Goss), *Nature* **300**, 615 (1982).
3. Бертоцци и др. (B. Bertotti B.J. Carr, and M.J. Rees), *MNRAS* **203**, 945 (1983).
4. Вернот и др. (F. Vernet, C.E. Calosso, and E. Rubiola), *Three-cornered hat versus Allan covariance 2016 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)* (Ed. IEEE, New Orleans, LA, USA, 2016), p. 1.
5. Детвелер (S. Detweiler), *Astrophys. J.* **234**, 1100 (1979).
6. Крамер (M. Kramer, I. Stairs, R.N. Manchester, N. Wex, A.T. Deller, W.A. Coles, M. Ali, M. Burgay, et al.), *Phys. Rev. X* **11**(4), article id.041050 (2021).
7. Лазаридес (G. Lazarides, R. Maji, and Q. Shafi), *Phys. Rev. D* **104**, article id.095004 (2021).
8. Матцакис и др. (D.N. Matsakis, J.H. Taylor, and T.M. Eubanks), *Astron. Astrophys.* **326**, 924 (1997).
9. Порайко, Постнов (N.K. Porayko and K.A. Postnov), *Phys. Rev. D* **90**, id.062008 (2014).
10. Порайко и др. (N.K. Porayko, X. Zhu, Y. Levin, L. Hui, G. Hobbs, A. Grudskaya, K. Postnov, M. Bailes, et al.), *Phys. Rev. D* **98**, id.102002 (2018).
11. Родин А.Е., *Астрон. журн.* **96**, 241 (2019) [A.E. Rodin, *Astron. Rep.* **63**, 224 (2019)].
12. Родин (А.Е. Rodin), *MNRAS* **387**, 1583 (2008).
13. Родин (А.Е. Rodin), *Astron. Rep.* **55**, 132 (2011).
14. Родин А.Е., Чен Д., *Астрон. журн.* **88**, 677 (2011) [A.E. Rodin, Din Chen, *Astron. Rep.* **55**, 622 (2011)].
15. Родин А.Е., Федорова В.А., *Астрон. журн.* **95**, 401 (2018) [A.E. Rodin, V.A. Fedorova, *Astron. Rep.* **62**, 378 (2018)].
16. Родин, Чен (А.Е. Rodin and J. Chin), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **6**, 157 (2006).
17. Сажин (M.V. Sazhin), *Sov. Astron.* **22**, 36 (1978).
18. Хоббс и др. (G. Hobbs, L. Guo, R.N. Caballero, W. Coles, K.J. Lee, R.N. Manchester, D.J. Reardon, D. Matsakis, et al.), *MNRAS* **491**, 5951 (2020).
19. Чен и др. (S. Chen, R.N. Caballero, Y.J. Guo, A. Chalumeau, K. Liu, G. Shaifullah, K.J. Lee, S. Babak, et al.), *MNRAS* **508**, 4970 (2021).

## FG Sge: НОВАЯ МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ И КРАТКОВРЕМЕННОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ ПЫЛЕВОЙ ОБОЛОЧКИ В 2019 ГОДУ

© 2022 г. В. П. Архипова<sup>1</sup>, Н. П. Иконникова<sup>1\*</sup>, В. И. Шенаврин<sup>1</sup>, М. А. Бурлак<sup>1</sup>,  
А. М. Татарников<sup>1</sup>, Д. Ю. Цветков<sup>1</sup>, А. А. Белинский<sup>1</sup>, Н. Н. Павлюк<sup>1</sup>, С. Ю. Шугаров<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Астрономический институт Академии наук Словакии, Татранска Ломница, Словакия

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 29.03.2022 г.; принята к публикации 30.03.2022 г.

Представлены результаты нового этапа многолетнего фотометрического исследования FG Sge — быстро эволюционирующего ядра планетарной туманности Неп 1–5. Наши новые наблюдения в оптической ( $BVR_CIC$ ) и инфракрасной (ИК) ( $JHKLM$ ) областях за 2008–2021 гг. и 2013–2021 гг. соответственно, выполненные на телескопах ГАИШ МГУ, позволили проследить изменение блеска звезды в последние годы. Наиболее значимыми оказались наблюдения в 2019 г., когда звезда испытала на короткий срок просветление пылевой оболочки и оказалась доступной для наблюдений в полосах  $BVR_C$ . По распределению энергии в спектре FG Sge в ярком состоянии блеска в диапазоне 0.4–5 мкм получены параметры пылевой оболочки: размер пылевых частиц  $a = 0.01$  мкм, температура пыли на внутреннем крае  $T_{\text{dust}} = 900$  К, оптическая толщина  $\tau(K) = 0.5$  ( $\tau(V) = 4.5$ ), масса пыли в оболочке  $M_{\text{dust}} = 7 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . После кратковременного просветления пылевой оболочки в 2019 г. произошел сброс новой пылевой структуры, который привел к ослаблению блеска FG Sge во всем наблюдаемом нами диапазоне длин волн. По кривым блеска и показателям цвета в ИК-диапазоне получена оценка роста оптической толщи пылевой оболочки в 2019–2020 гг.

*Ключевые слова:* переменные звезды, фотометрические наблюдения, ядра планетарных туманностей, эволюция, пылевые оболочки, FG Sge.

**DOI:** 10.31857/S0320010822060018

### ВВЕДЕНИЕ

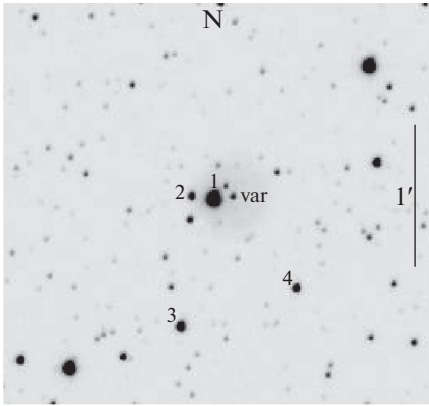
Уникальное ядро планетарной туманности Неп 1–5 — быстро эволюционирующая переменная звезда FG Стрелы — более 100 лет находится в стадии возвращения с классического эволюционного трека центральных звезд планетарных туманностей на асимптотическую ветвь гигантов. Это событие обусловлено, согласно современным представлениям, последней гелиевой вспышкой оболочечно-го источника звезды, в результате которой звезда стремительно начала охлаждаться и увеличиваться в размерах при практически постоянной болометрической светимости. Многолетние наблюдения звезды позволили заключить, что FG Стрелы на этом пути прошла последовательность сверхгигантов от спектрального класса В до К, став пульсирующей переменной при прохождении полосы неустойчивости, а в 1992 г. вступила в стадию

звезд типа R CгВ с мощными пылевыми выбросами, продолжающуюся и сейчас. Фотометрические наблюдения звезды после 1992 г. (Вудвард и др., 1993; Архипова и др., 1994, 1996, 2003, 2009; Гонсалес и др., 1998; Татарников, Юдин, 1998; Татарников и др., 1998; Архипова и др., Таранова, Шенаврин, 2002, 2013; Розенбуш, Ефимов, 2015) четко показали формирование пылевой оболочки вокруг звезды в результате конденсации пыли в веществе, сбрасываемом звездой.

В 2019 г. опубликована работа Ю.А. Фадеева (Фадеев, 2019), посвященная эволюции звезд I типа населения с массой на начальной главной последовательности в пределах  $1M_{\odot} < M_{ZAMS} < 1.5M_{\odot}$  до стадии белого карлика. В ней показано, что последняя гелиевая вспышка типа LTP на post-AGB стадии возникает у звезд в очень узком интервале масс 1.30–1.32 $M_{\odot}$ . Рассчитанную модель применили к эволюции FG Sge

\*Электронный адрес: [ikonnikova@sai.msu.ru](mailto:ikonnikova@sai.msu.ru)





**Рис. 1.** Изображение окрестностей FG Sge (var) с отмеченными звездами сравнения на снимке, полученном 31 июля 2019 г. на телескопе RC600 в полосе  $R_C$ .

для сравнения с наблюдательными оценками периода ее пульсаций в разные годы. Максимальное значение периода  $P = 117$  дней, определенное для эволюционного трека с массой на начальной главной последовательности  $M_{ZAMS} = 1.3M_{\odot}$  при параметре овершутинга  $f = 0.016$ , согласуется с периодом  $P = 115$  дней (Архипова и др., 2003), полученным из наблюдений после 1992 г. Кроме того, в работе определены значения современной массы звезды  $M = 0.565M_{\odot}$ , температуры  $T_* = 4445$  К и радиуса  $R_* = 126R_{\odot}$ .

В настоящей работе мы представляем многоцветные наблюдения FG Sge, выполненные нами на нескольких телескопах ГАИШ МГУ в 2008–2021 гг. в диапазоне длин волн от 0.4 до 5 мкм, и некоторые события в ее истории в последние годы.

### НАБЛЮДЕНИЯ

#### $BVR_CI_C$ -фотометрия в 2008–2021 гг.

Фотометрические наблюдения FG Sge в 2008–2021 гг. проводились нами на нескольких телескопах с разными ПЗС-приемниками. В 2009–2015 гг. часть данных получена на 70-см рефлекторе АЗТ-2 в Москве с помощью ПЗС-камеры Arp-7p (M70). Кроме того, в 2008–2019 гг. для наблюдений был задействован 60-см рефлектор Цейсс-2 Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ, оборудованный в разные годы

**Таблица 1.** Звезды сравнения

Обозначение	$B$	$V$	$R_C$	$I_C$
1	13.84	12.33	11.54	10.77
2	16.18	15.39	14.97	14.63
3	16.22	14.64	13.80	12.98
4	15.92	15.06	14.61	14.11

ПЗС-матрицами Arp-7p (C60a), FLI PL 4022 (C60b) и Aspen CG42 (C60c). Большой массив данных в фотометрических полосах системы Джонсона–Кузинса  $BVR_CI_C$  в 2019–2021 гг. был получен с помощью нового телескопа RC600 Кавказской горной обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ, оснащенного ПЗС-камерой Andor iKon-L (2048 × 2048 пикселей, размер пикселя 13.5 мк, масштаб 0.67 угл. сек на пиксель) (подробнее см. Бердников и др., 2020). Наблюдения и первичная обработка кадров, включающая исправление за темновой ток, нулевой уровень и плоское поле, проводились с помощью программы Maxim DL-6.

FG Sge существенно меняет свой блеск, поэтому в качестве фотометрических стандартов при разном уровне блеска звезды использовались разные звезды сравнения. Для измерения блеска FG Sge в ее ярком состоянии в основном использовался оптический спутник (2MASS 20115664+2020031) на расстоянии 7'' к востоку от нее. Звездные величины спутника ранее были определены Архиповой и др. (2003). Принятые окончательные величины для спутника, а также для более слабых звезд сравнения приведены в табл. 1. На рис. 1 изображены окрестности FG Sge с отмеченными звездами сравнения.

Цветовые поправки, переводящие наблюдения из инструментальных систем в стандартные в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$  и  $I_C$ , для некоторых вышеперечисленных комбинаций телескоп–фильтр–камера вычислялись по уравнениям из работы Цветкова и др. (2006).

Наблюдения, полученные в 2019–2021 гг. на телескопе RC600, были переведены в стандартную систему Джонсона–Кузинса с помощью следующих уравнений:

$$\begin{aligned}
 b &= B - 0.061(B - V), & (1) \\
 v &= V + 0.027(B - V), \\
 r &= R_C + 0.076(V - R_C), \\
 i &= I_C + 0.074(R_C - I_C),
 \end{aligned}$$

где  $bvri$  — инструментальные, а  $BVR_CI_C$  — стандартные величины. Уравнения системы получены по снимкам скопления M67 с использованием стандартов из работы Шевалье и Иловайского (1991).

Обработка наблюдений производилась апертурным методом с помощью программы В.П. Горанского WinFITS. Точность оценок блеска составляет около  $0^m.005$  в ярком состоянии и при хорошем качестве изображений и не превышает  $0^m.05$ – $0^m.10$  в глубоких минимумах блеска.

В табл. 2 представлены оценки блеска FG Sge, полученные в 2008–2021 гг. на телескопах ГАИШ МГУ.

Таблица 2. Фотометрические наблюдения FG Sge в 2008–2021 гг.

JD	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R<sub>C</sub></i>	<i>I<sub>C</sub></i>	Телескоп + + камера
2454781.17	—	—	16.973	15.047	C60a
2454787.18	—	18.418	17.264	15.047	C60a
2454795.15	—	—	17.394	14.907	C60a
2454956.45	—	—	—	15.707	M70
2455001.37	—	—	18.163	15.207	C60a
2455009.42	—	—	—	15.607	C60a
2455043.40	—	—	—	15.907	M70
2455054.36	—	—	—	15.807	M70
2455076.29	—	—	18.722	16.107	M70
2455145.20	—	—	18.843	16.007	C60a
2455367.52	—	17.628	15.823	13.457	C60a
2455407.51	—	—	16.183	13.987	C60a
2455448.34	—	16.995	14.832	12.777	M70
2455454.37	—	16.666	14.482	12.455	M70
2455474.27	—	16.405	14.502	12.207	M70
2455477.29	—	16.425	14.642	12.247	M70
2455488.28	—	16.715	14.882	12.487	M70
2455494.26	—	16.525	14.812	12.607	M70
2455501.22	—	16.655	14.842	12.607	M70
2455514.21	—	16.248	14.614	12.657	C60a
2455518.21	—	16.268	14.714	12.727	C60a
2455525.20	—	16.418	15.163	13.257	C60a
2455678.51	—	—	—	15.607	M70
2455701.46	—	—	—	15.907	M70
2455712.45	—	—	—	15.927	M70
2455725.52	—	—	—	15.887	C60a
2455726.53	—	—	—	15.847	C60a
2455728.49	—	—	—	15.867	C60a
2455732.51	—	—	—	15.727	C60a
2455744.36	—	—	18.264	15.607	C60a
2455749.38	—	—	18.633	15.707	C60a
2455753.43	—	—	18.823	15.747	C60a
2455755.38	—	—	18.644	15.667	C60a
2455757.39	—	—	18.733	15.657	C60a
2455783.45	—	—	18.573	15.507	C60a
2455789.41	—	—	18.453	15.667	C60a
2455874.21	—	—	—	15.897	C60a
2455879.20	—	—	—	15.857	C60a
2456118.48	—	—	—	16.836	C60a

Таблица 2. Продолжение

JD	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R<sub>C</sub></i>	<i>I<sub>C</sub></i>	Телескоп + + камера
2456447.44	—	—	17.872	15.599	M70
2456490.39	—	—	17.944	15.137	C60a
2456492.44	—	—	17.964	15.207	C60a
2456493.47	—	—	17.994	15.137	C60a
2456532.32	—	—	17.834	15.117	C60a
2456537.37	—	—	17.843	15.247	C60a
2456921.42	—	—	—	17.067	M70
2456937.45	—	—	—	17.027	M70
2456967.22	—	—	—	17.167	C60a
2457253.43	—	—	17.273	14.886	C60b
2457257.31	—	—	16.649	14.311	C60b
2457330.12	—	16.695	14.432	12.167	M70
2457333.11	—	16.715	14.532	12.277	M70
2457340.28	—	17.360	15.030	13.230	C60b
2457344.14	—	17.201	15.333	13.090	C60b
2457355.50	—	—	16.202	13.577	M70
2457602.50	—	—	—	16.460	C60b
2457978.29	—	—	—	16.282	C60c
2457992.27	—	—	—	16.447	C60c
2458338.37	—	16.665	14.687	12.974	C60c
2458340.28	19.169	16.431	14.506	12.818	C60c
2458360.43	—	—	14.358	12.789	C60c
2458361.49	—	16.335	14.459	12.871	C60c
2458362.47	—	16.417	14.556	12.970	C60c
2458369.30	—	16.956	15.161	13.502	C60c
2458371.38	—	17.012	15.246	13.584	C60c
2458379.36	—	17.234	15.451	13.741	C60c
2458380.39	—	17.267	15.456	13.730	C60c
2458618.49	16.228	13.231	11.508	10.049	C60c
2458634.50	16.428	13.198	11.498	10.072	RC600
2458635.50	16.471	13.319	11.550	10.133	RC600
2458642.50	16.608	13.514	11.742	10.315	RC600
2458650.41	16.851	13.839	12.035	10.582	RC600
2458657.38	17.102	14.093	12.321	10.849	RC600
2458662.45	17.286	14.329	12.581	11.130	RC600
2458666.42	17.552	14.595	12.845	11.370	RC600
2458667.39	17.563	14.645	12.899	11.425	RC600
2458668.40	17.697	14.737	12.969	11.500	RC600
2458669.46	17.729	14.809	13.045	11.558	RC600

Таблица 2. Продолжение

JD	$B$	$V$	$R_C$	$I_C$	Телескоп + + камера
2458672.35	17.971	15.011	13.240	11.755	RC600
2458675.45	18.095	15.183	13.401	12.046	RC600
2458679.41	18.298	15.422	13.686	12.318	RC600
2458691.52	—	—	15.165	13.665	RC600
2458693.42	19.956	17.171	15.350	13.842	RC600
2458694.35	—	17.251	15.641	13.959	RC600
2458696.40	—	17.635	15.882	14.322	RC600
2458699.50	—	17.95	16.380	14.704	RC600
2458703.48	—	—	—	14.918	RC600
2458707.38	—	—	—	15.018	RC600
2458708.32	—	18.729	17.044	15.026	RC600
2458711.40	—	18.629	17.224	15.086	RC600
2458716.40	—	—	17.535	—	RC600
2458718.43	—	—	17.738	15.672	RC600
2458719.33	—	—	17.898	—	RC600
2458722.40	—	—	17.718	—	RC600
2458724.40	—	—	17.788	16.124	RC600
2458727.40	—	—	17.932	—	RC600
2458730.40	—	—	17.942	16.155	RC600
2458732.35	—	—	18.173	16.144	RC600
2458740.40	—	—	18.202	16.032	RC600
2458741.27	—	—	18.198	16.096	RC600
2458742.43	—	—	18.142	16.032	RC600
2458744.35	—	—	—	16.068	RC600
2458745.30	—	—	—	16.044	RC600
2458749.37	—	—	—	16.218	RC600
2458750.24	—	—	18.124	16.148	RC600
2458761.22	—	—	18.006	16.163	RC600
2458766.25	—	—	18.107	16.372	RC600
2458767.22	—	—	—	16.291	RC600
2458769.22	—	—	—	16.513	RC600
2458770.33	—	—	17.958	16.458	RC600
2458771.30	—	—	18.106	16.458	RC600
2458773.22	—	—	18.136	16.500	RC600
2458774.25	—	—	—	16.632	RC600
2458777.17	—	—	—	16.650	RC600
2458778.25	—	—	18.116	16.650	RC600
2458779.20	—	—	18.304	16.748	RC600
2458780.23	—	—	18.345	16.720	RC600

Таблица 2. Окончание

JD	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R<sub>C</sub></i>	<i>I<sub>C</sub></i>	Телескоп + + камера
2458781.27	—	—	18.502	16.828	RC600
2458783.18	—	—	18.492	16.841	RC600
2458784.18	—	—	—	16.905	RC600
2458785.17	—	—	18.562	16.835	RC600
2458786.18	—	—	18.573	16.832	RC600
2458790.24	—	—	—	16.730	RC600
2458792.21	—	—	18.694	16.879	RC600
2458793.23	—	—	18.413	16.916	RC600
2458794.19	—	—	18.506	17.006	RC600
2458795.22	—	—	18.459	17.021	RC600
2458800.21	—	—	—	17.188	RC600
2458805.18	—	—	18.801	17.113	RC600
2458807.18	—	—	18.643	17.283	RC600
2458808.16	—	—	18.895	17.333	RC600
2458811.17	—	—	18.640	17.305	RC600
2458813.14	—	—	18.760	17.393	RC600
2458824.17	—	—	18.890	17.568	RC600
2458948.55	—	—	—	17.846	RC600
2458958.51	—	—	—	17.710	RC600
2458997.50	—	—	—	18.004	RC600
2459006.50	—	—	—	17.976	RC600
2459028.47	—	—	—	18.303	RC600
2459030.50	—	—	—	18.469	RC600
2459051.40	—	—	—	18.175	RC600
2459055.50	—	—	—	18.446	RC600
2459060.43	—	—	—	18.515	RC600
2459070.43	—	—	—	18.318	RC600
2459166.20	—	—	—	18.519	RC600
2459185.16	—	—	—	18.560	RC600
2459471.29	—	—	—	18.128	RC600
2459514.20	—	—	—	18.424	RC600
2459524.19	—	—	—	18.461	RC600
2459555.13	—	—	—	18.501	RC600

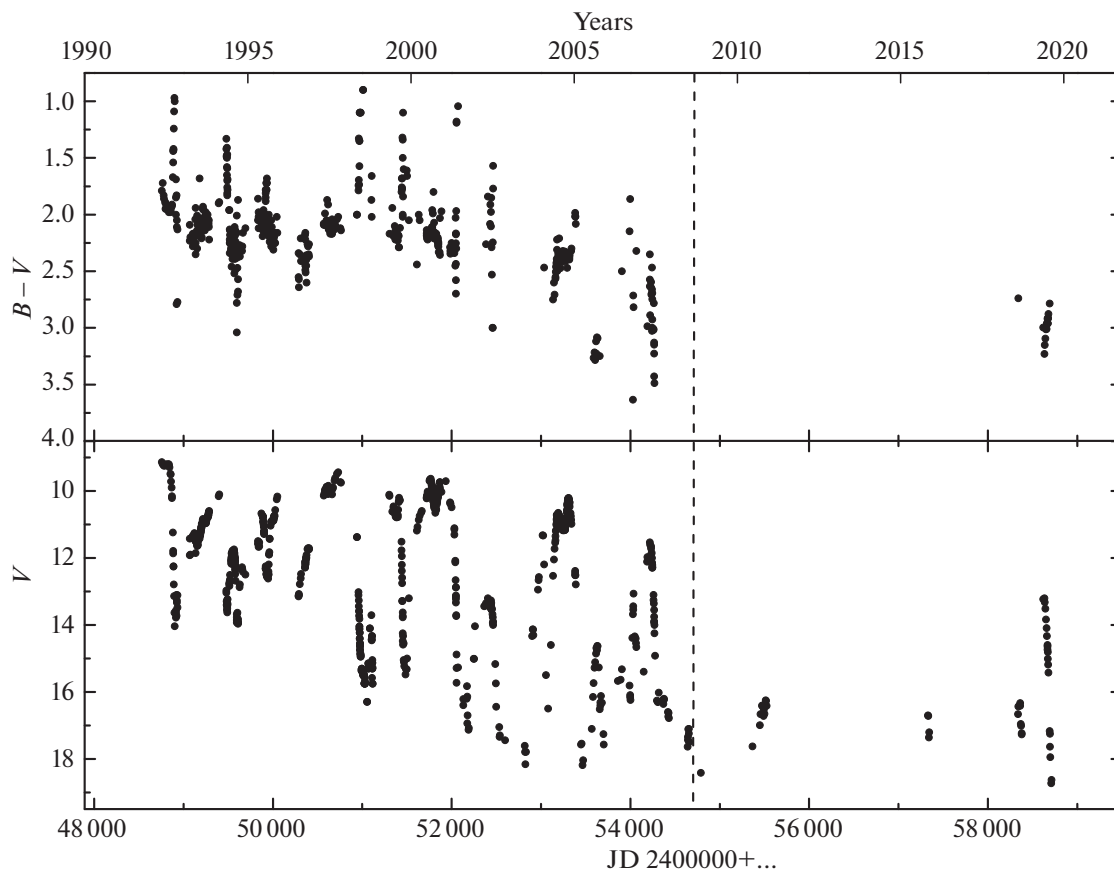


Рис. 2. Кривая блеска в полосе  $V$  и изменение показателя цвета  $B - V$  в 1992–2019 г. Новые данные располагаются справа от вертикальной штриховой линии.

### *ЖКЛМ-фотометрия в 2013–2021 гг.*

*ЖКЛМ-фотометрия* FG Sge проводится с 1985 г. на 125-см телескопе Крымской астрономической станции ГАИШ МГУ с помощью InSb-фотометра. Описание методики наблюдений, параметры аппаратуры и данные наблюдений за 1985–2008 гг. можно найти в работе Шенаврина и др. (2011). Результаты *ЖКЛМ-фотометрии* FG Sge в 2009–2013 гг. представлены в работе Тарановой и Шенаврина (2013). Новые наблюдения, полученные нами в 2013–2021 гг., приведены в табл. 3.

### ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

На рис. 2 показаны кривая блеска в полосе  $V$  и изменение показателя цвета  $B - V$  за 1992–2019 гг. по данным из наших работ в этом журнале за период с 1994 по 2009 г. и новым наблюдениям, представленным в настоящей статье.

С 1992 по 2009 г. звезда показывала в полосах  $B$  и  $V$  колебания блеска с амплитудой от 2 до 8 звездных величин с тенденцией к уменьшению среднего блеска, присутствием периода 115 дней и хорошо выраженным поглублением на его нисходящей ветви, что подробно обсуждалось в нашей

работе (Архипова и др., 2009). Однако уже в 2010 г. блеск  $V$  упал до  $16^m$  и ниже, а в полосе  $B$  звезду удалось измерить лишь в 2019 г., и об этом будет рассказано далее.

На рис. 3 показаны кривая блеска в полосе  $I$  и изменение показателя цвета  $R - I$  за 1998–2020 гг. по нашим данным из работ Архиповой и др. (2003, 2009) и новым наблюдениям за 2008–2020 гг. Последние были переведены из системы Кузинса в систему Джонсона с использованием уравнений из работы Бесселя (1979) и поправок, полученных по одновременным наблюдениям в полосах  $R_C$  и  $R$ .

В отличие от  $B$  и  $V$  наблюдений, в полосах  $R$  и  $I$  FG Sge все время оставалась доступной для наших наблюдений, и на рис. 3 мы видим ее поведение в этих фильтрах до и после 2009 г.: падение среднего блеска  $I$  вплоть до 2019 г., взлет в 2019 г. до  $10^m$  и ослабление до  $18^m$  к началу 2020 г. Показатель цвета  $R - I$  в среднем систематически краснел от  $0^m.5$  до  $2^m.5$  к 2011 г., после чего уменьшился до  $1^m.5$  в начале наблюдений в 2019 г.

Пульсационная активность звезды в  $R$  и  $I$  была выражена почти так же, как в полосах  $V$  и  $B$ , однако показатель цвета  $R - I$  не показывал явного поглубления к минимуму блеска.

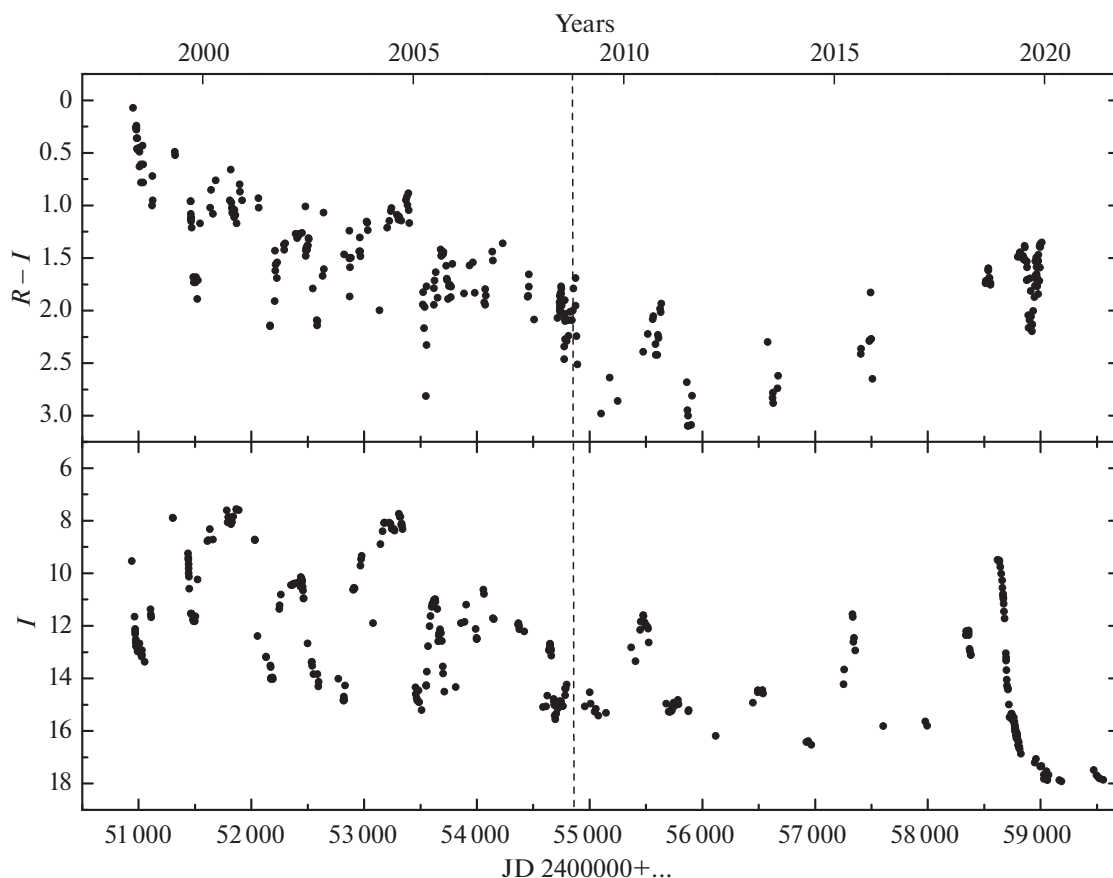


Рис. 3. Кривая блеска в полосе  $I$  и изменение показателя цвета  $R - I$  в 1998–2020 гг. Новые данные располагаются справа от вертикальной штриховой линии.

На рис. 4 и 5 показаны изменения ИК-блеска и цвета FG Sge за период с 1994 по 2021 г. по наблюдениям из работ Шенаврина и др. (2011), Тарановой и Шенаврина (2013) и нашим новым данным. Подробное описание ИК-наблюдений FG Sge за период 1993–2013 гг. было представлено в работе Тарановой и Шенаврина (2013).

В полосах  $J$  и  $H$  с 1994 по 2016 г. присутствовали большие колебания суммарного блеска, связанные как с самой пульсирующей переменной звездой, так и с ее пылевой оболочкой, с выраженным трендом вниз до  $H \sim 11^m$  и  $J \sim 13^m$  и уменьшавшейся амплитудой колебаний.

После этого последовал подъем среднего блеска в обеих полосах на  $3^m5 - 4^m$  к 2019 г. А в 2019 г. наблюдались стремительное падение блеска в полосе  $H$  почти на 5 звездных величин и прекращение видимости объекта в полосе  $J$ , что указывало на сильный рост оптической толщи пылевой оболочки в обоих фильтрах. В 2020 г. ослабление блеска в полосе  $H$  продолжались до рекордно низкого значения  $11^m62$ , тогда как в 2021 г. блеск объекта начал повышаться. В полосе  $K$  блеск повторил историю полосы  $H$ .

В полосах  $L$  и  $M$  пылевая оболочка с 1994 г. поярчала к 2019 г. на  $1^m$  и  $0^m8$  соответственно, а

к концу 2020 г. стала слабее на  $1^m5 - 2^m0$ . Наблюдения 2021 г. показали незначительное поярчение объекта в этих полосах.

Как было показано в работе Тарановой и Шенаврина (2013) и на рис. 5, до 2013 г. наблюдалось монотонное покраснение источника в наблюдаемом ИК-диапазоне 1.25–5 мкм. В  $JHK$ -полосах покраснение было связано с ростом оптической толщи пылевой оболочки на луче зрения, а в более далеком ИК-диапазоне 3.5–5 мкм — с удалением пылевых структур от нагревающей звезды и, как следствие, уменьшением температуры пылевой оболочки.

После 2013 г. поведение показателей цвета  $H - K$ ,  $K - L$  и  $L - M$  существенно изменилось. Так, с 2013 г. до начала 2019 г.  $H - K$  при колебаниях с амплитудой до 1 звездной величины показал уменьшение среднего значения. В диапазоне 2.2–5 мкм ( $KLM$ ) также наблюдалось поглубение источника. В 2019–2020 гг. при стремительном ослаблении блеска во всех ИК-полосах показатели цвета  $H - K$ ,  $K - L$  и  $L - M$  значительно увеличились. В 2021 г. наблюдалось обратное явление — поглубение при повышении блеска.

Таблица 3. *JHKLM*-фотометрия FG Sge в 2013–2021 гг.

JD	<i>J</i>	$\sigma J$	<i>H</i>	$\sigma H$	<i>K</i>	$\sigma K$	<i>L</i>	$\sigma L$	<i>M</i>	$\sigma M$
2456467.5	10.65	0.06	9.27	0.03	6.89	0.01	3.81	0.01	2.89	0.02
2456472.5	10.84	0.08	9.18	0.03	6.88	0.01	3.84	0.01	2.88	0.01
2456485.5	11.09	0.07	9.38	0.01	6.92	0.01	3.82	0.01	2.90	0.01
2456492.4	10.78	0.07	9.09	0.02	6.94	0.01	3.91	0.01	2.92	0.01
2456514.4	11.44	0.06	9.58	0.02	7.07	0.01	3.91	0.01	3.02	0.02
2456524.4	11.43	0.07	9.74	0.03	7.10	0.01	3.85	0.01	2.86	0.01
2456587.2	10.99	0.11	9.82	0.06	7.36	0.01	4.01	0.01	2.88	0.02
2456591.2	11.02	0.06	10.01	0.04	7.35	0.01	3.99	0.01	2.91	0.02
2456848.5	—	—	10.58	0.12	8.01	0.01	4.27	0.02	3.17	0.03
2456876.4	10.74	0.09	10.13	0.08	8.07	0.02	4.36	0.02	3.08	0.02
2456937.3	—	—	10.89	0.06	8.12	0.02	4.31	0.02	3.17	0.02
2457205.4	—	—	10.88	0.11	8.21	0.02	4.31	0.01	3.10	0.02
2457241.4	—	—	10.33	0.05	7.90	0.01	4.33	0.02	3.12	0.02
2457265.3	—	—	8.83	0.02	7.11	0.01	4.08	0.01	2.94	0.02
2457289.3	11.13	0.09	9.30	0.07	7.30	0.01	4.10	0.01	2.91	0.02
2457328.2	9.84	0.02	8.43	0.02	6.77	0.01	3.93	0.01	2.97	0.02
2457561.5	12.48	0.23	9.82	0.04	7.14	0.01	3.78	0.01	2.76	0.01
2457586.5	10.54	0.06	9.14	0.04	7.03	0.02	3.85	0.02	2.70	0.02
2457620.4	—	—	9.62	0.04	7.28	0.01	3.87	0.02	2.86	0.02
2457643.4	10.57	0.06	9.13	0.02	7.28	0.01	3.89	0.01	2.85	0.02
2457943.5	—	—	9.49	0.04	7.02	0.01	3.76	0.01	2.65	0.01
2457970.5	—	—	9.44	0.02	6.85	0.01	3.68	0.01	2.68	0.01
2458006.3	—	—	9.31	0.02	6.84	0.01	3.67	0.01	2.69	0.02
2458254.5	10.92	0.04	8.82	0.01	6.57	0.01	3.56	0.01	2.65	0.01
2458333.4	9.97	0.03	8.30	0.01	6.47	0.01	3.62	0.01	2.69	0.02
2458361.4	9.88	0.02	8.32	0.01	6.53	0.01	3.64	0.01	2.71	0.01
2458386.3	10.10	0.03	8.40	0.01	6.46	0.01	3.58	0.01	2.65	0.02
2458410.2	10.11	0.02	8.34	0.01	6.41	0.01	3.51	0.01	2.57	0.01
2458630.5	7.86	0.01	6.61	0.01	5.34	0.01	3.13	0.01	2.38	0.01
2458656.5	8.36	0.01	7.01	0.01	5.55	0.01	3.18	0.01	2.44	0.01
2458684.5	9.62	0.02	7.84	0.01	5.94	0.01	3.26	0.01	2.42	0.01
2458707.3	10.44	0.04	8.32	0.01	6.17	0.01	3.25	0.01	2.43	0.02
2458738.3	10.76	0.04	8.52	0.02	6.34	0.01	3.32	0.01	2.33	0.01



Таблица 3. Окончание

JD	$J$	$\sigma J$	$H$	$\sigma H$	$K$	$\sigma K$	$L$	$\sigma L$	$M$	$\sigma M$
2458773.3	—	—	8.88	0.02	6.50	0.01	3.44	0.01	2.49	0.01
2458798.2	—	—	9.17	0.02	6.70	0.01	3.48	0.01	2.50	0.01
2458981.5	—	—	9.88	0.09	7.56	0.01	3.92	0.01	2.85	0.02
2459030.5	—	—	10.59	0.11	7.84	0.01	4.06	0.01	2.97	0.01
2459068.4	—	—	11.03	0.12	8.06	0.01	4.16	0.02	2.93	0.02
2459165.2	—	—	11.62	0.11	8.44	0.03	4.66	0.02	3.36	0.02
2459199.2	—	—	—	—	9.00	0.02	4.71	0.01	3.47	0.02
2459394.4	—	—	—	—	8.76	0.05	4.65	0.02	3.37	0.03
2459420.4	—	—	10.08	0.08	8.07	0.02	4.55	0.01	3.27	0.02
2459450.4	—	—	—	—	8.55	0.02	4.45	0.02	3.30	0.02
2459517.2	—	—	9.47	0.06	8.24	0.02	4.56	0.01	3.22	0.02

*Фотометрические наблюдения FG Sge в 2019–2021 гг.*

В 2019 г. нам удалось зарегистрировать FG Sge в оптическом диапазоне (полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$ ) после нескольких лет невидимости.

Кривые блеска и показателей цвета FG Sge за 2019 г. по наблюдениям на телескопе RC600 весьма полно представлены на рис. 6. В 2020–2021 гг. звезда снова находилась в слабом состоянии блеска и была нами зарегистрирована лишь в полосе  $I_C$  на уровне блеска  $18^m.1$ – $18^m.5$ .

В 2019 г. после поярчания в полосе  $B$  до  $16^m.2$  звезда потеряла в блеске более  $3^m$  за 75 дней и стала недоступной для наблюдений.

В полосе  $V$  блеск удалось зафиксировать от  $V \sim 13^m$  до  $V \sim 19^m$ , тогда как в полосах  $R_C$  и  $I_C$  мы проследили падение блеска звезды от  $11^m.56$  до  $19^m$  и от  $10^m.12$  до  $18^m.0$  соответственно. Причиной ослабления блеска является рост поглощения света FG Sge на луче зрения, вызванный потерей ее массы в форме звездного ветра и образованием новых пылевых структур. Изменение показателей цвета  $B - V$  и  $R_C - I_C$  с блеском в полосах  $V$  и  $R_C$  соответственно показано на рис. 7. В 2019 г. показатель цвета звезды  $B - V$  поглубел на  $0^m.4$ ,  $V - R_C$  — на  $0^m.3$ . Поглубение связано с присутствием в новой формирующейся пылевой оболочке мелких частиц, вызывающих рассеяние света. Показатель  $R_C - I_C$  испытал покраснение от  $1^m.4$  до  $2^m.0$  во время ослабления блеска до  $18^m$  и затем вернулся к значению  $\sim 1^m.4$ .

Такое поведение показателя цвета  $R_C - I_C$ , на наш взгляд, может быть следствием проявления в эти дни взаимодействия пульсационной активности звезды с усиленным звездным ветром. Отметим, что еще в 2001 г. звезда показала необычный

двойной глубокий минимум блеска около  $V = 17^m$ , показатель цвета  $V - I$  в котором дважды увеличивался от  $2^m.5$  до  $3^m.5$ – $3^m.7$  и затем возвращался к  $2^m.5$  (Архипова и др., 2003).

Наблюдения FG Sge в 2019 г. показали стремительное падение блеска звезды в оптическом диапазоне и более плавное и существенно меньшее — в ближнем ИК (до 5 мкм).

В ИК-диапазоне в 2019 г. изменения блеска составили: в полосе  $J$  — падение на  $3^m$ , в полосе  $H$  — на  $4^m.5$ , в  $K$  — на  $2^m.7$ . В сравнении с предыдущими годами необычно сильно ослабел блеск в полосах  $L$  и  $M$  — на  $1^m.0$  и  $0^m.8$  соответственно. В 2020 г. падение блеска во всех полосах ИК-диапазона продолжилось, и к концу 2020 г. звездные величины в  $K$ ,  $L$  и  $M$ -полосах достигли своих максимальных значений за всю историю наших наблюдений. Звезда покраснела как никогда ранее. 11 ноября 2020 г. (JD2459165) показатели цвета  $H - K$  и  $L - M$  увеличились до  $3^m.2$  и  $1^m.3$ , соответственно, а 15 декабря 2020 г.  $K - L$  достиг рекордного значения  $4^m.29$ . Немногочисленные наблюдения в 2021 г. показали некоторое поярчение объекта в  $KLM$  и более существенное — на  $2^m$  — в  $H$ -полосе. Показатели цвета  $H - K$  и  $K - L$  при этом уменьшились, а  $L - M$  практически не изменился.

*Распределение энергии в спектре и оценка параметров пылевой оболочки*

Многоцветная фотометрия позволяет получить абсолютное распределение энергии в спектре FG Sge и ее пылевой оболочки, если выполнить абсолютную калибровку всех измеренных величин  $BVR_CI_CJHKLM$  (Страйжис, 1977; Курниф, 1983; Бессель, 1998).

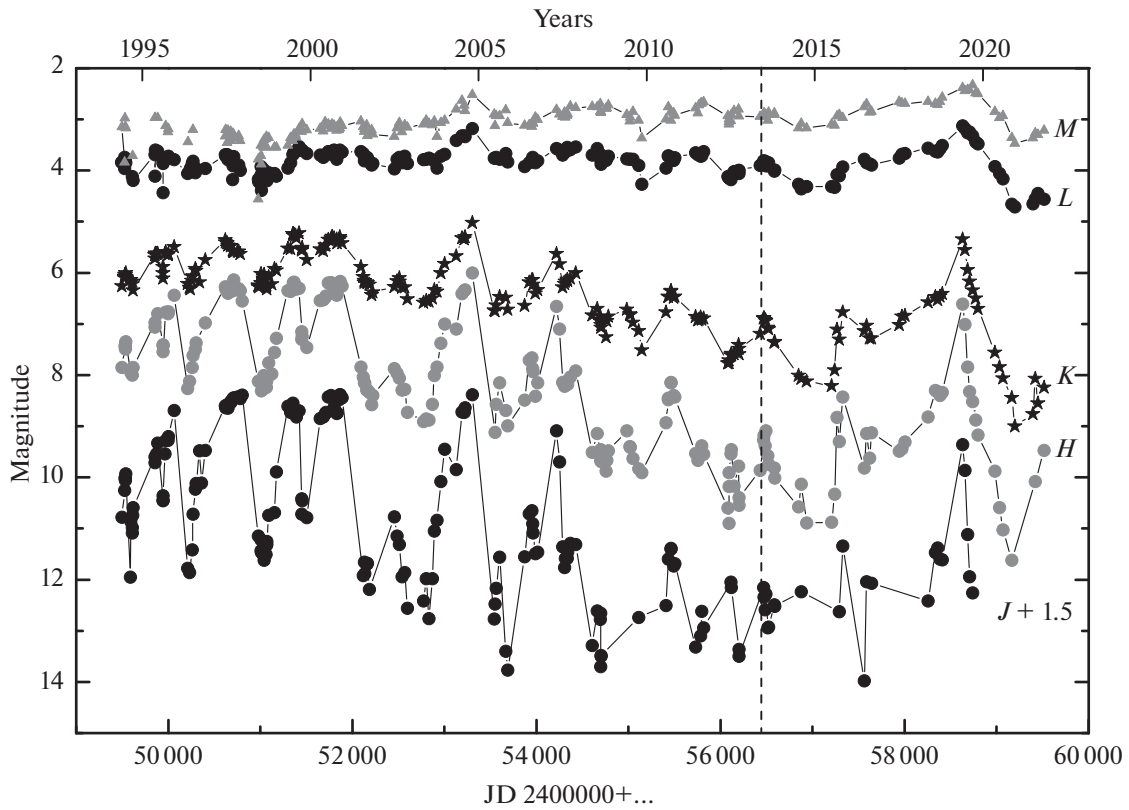


Рис. 4. Кривые блеска FG Sge в полосах *JHKLM* в 1994–2021 гг. Новые данные располагаются справа от вертикальной штриховой линии.

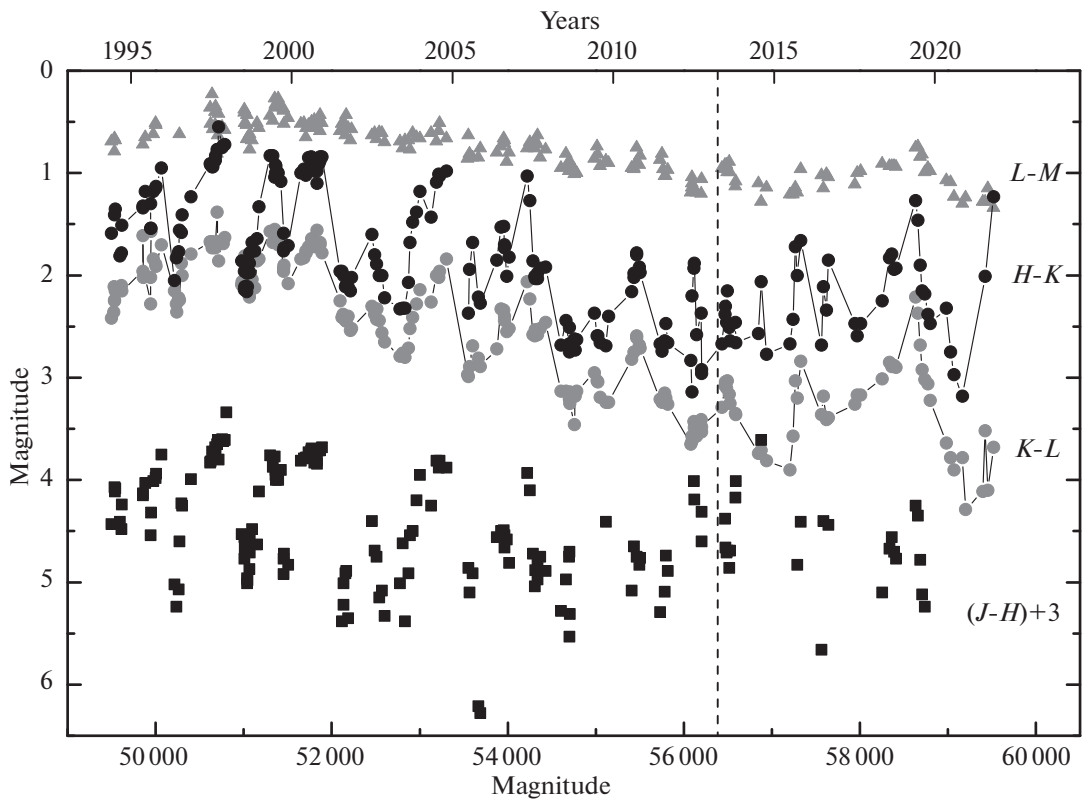


Рис. 5. Изменение ИК-показателей цвета FG Sge в 1994–2021 гг. Новые данные располагаются справа от вертикальной штриховой линии.

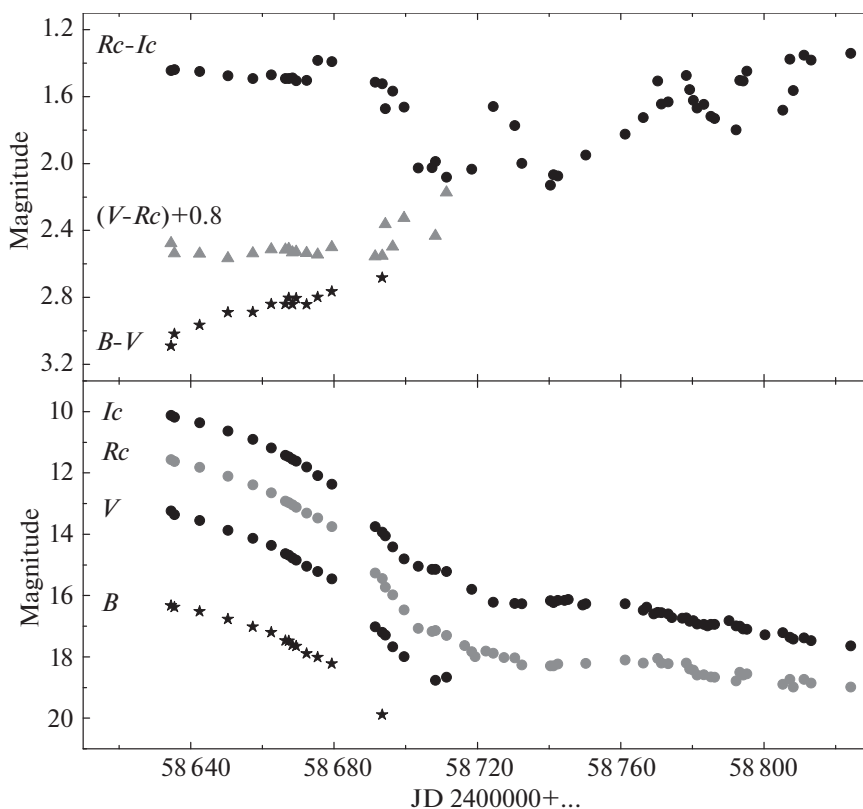


Рис. 6. Кривые блеска и показатели цвета FG Sge в 2019 г. по наблюдениям на телескопе RC600.

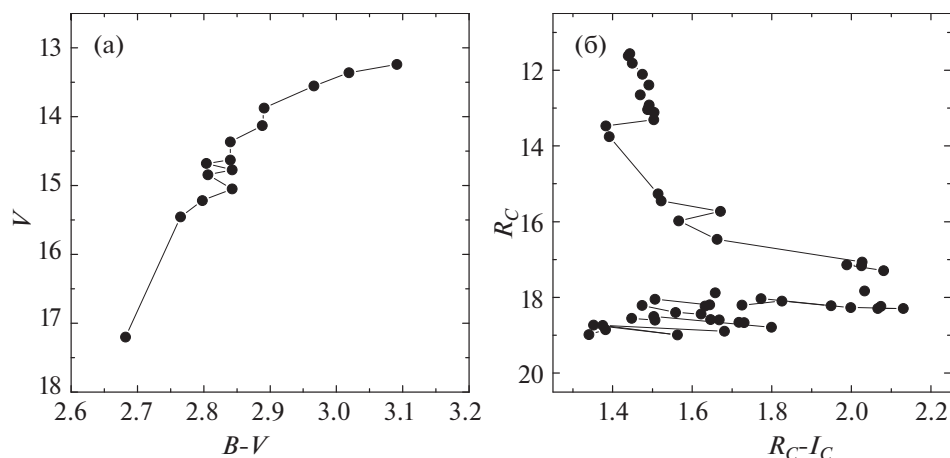


Рис. 7. Диаграммы цвет–блеск по наблюдениям в полосах  $BV$  (а) и  $R_C I_C$  (б).

На рис. 8 приводятся потоки излучения звезды в абсолютных единицах в 2019–2020 гг., исправленные за межзвездное поглощение света FG Sge с избытком цвета  $E(B - V) = 0^m4$  (Архипова, 1988).

Видно, что поток излучения от звезды в полосах  $V$ ,  $R_C$  и  $I_C$  за 73 дня (JD2458634–2458707) уменьшился почти в 200 раз, а за 163 дня (JD2458634–2458797) в полосах  $R_C$  и  $I_C$  — в 550 раз. В полосах  $V$ ,  $R_C$  и  $I_C$  и в разной степени в  $J$  и  $H$  наблюдаемое излучение является суммой прямого излу-

чения центральной звезды, ослабленного пылевой оболочкой, и рассеянного оболочкой излучения. Потоки в  $K$ ,  $L$  и  $M$  полосах принадлежат пылевой оболочке.

Сложное строение пылевой оболочки FG Sge, связанное с многочисленными эпизодами сброса вещества и пылеобразования, клочковатая структура (ответственная за поглубление оптических показателей цвета) затрудняет моделирование системы. Тем не менее можно получить оценки основных параметров системы в наиболее простых предположениях: оболочка является сферически

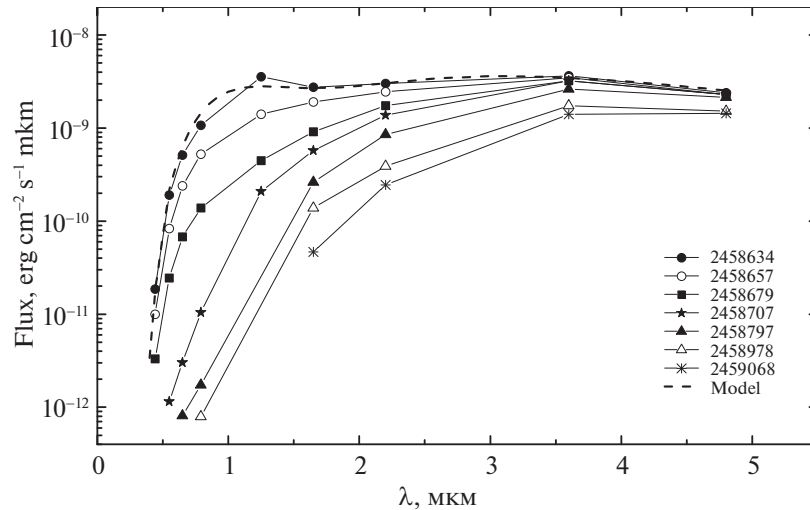


Рис. 8. Распределение энергии в спектре FG Sge в 2019–2020 гг., исправленное за межзвездное поглощение света. Указаны юлианские даты наблюдений. Штриховой линией изображена модельная кривая для даты JD2458634.

симметричной, образована при постоянном темпе потери вещества и содержит углеродные пылинки малых размеров (для обеспечения высокого уровня рассеянного света в оптическом диапазоне).

Используя указанные выше предположения, мы провели моделирование спектрального распределения энергии FG Sge в диапазоне длин волн 0.4–5.0 мкм с помощью программы CSDUST3 (Иган, 1988) для даты JD2458634. Для моделирования были приняты параметры звезды  $T_* = 4445$  К и  $R_* = 126R_\odot$  из работы Фадеева (2019).

Результат показан на рис. 8 в виде штриховой линии. Наблюдаемое до начала резкого падения в 2019 г. распределение энергии в спектре FG Sge удастся воспроизвести только с очень малыми пылевыми частицами:  $a = 0.01$  мкм и меньше. Внутренний радиус оболочки при этом получается равным примерно  $40R_*$ , температура пыли на внутреннем крае 900 К, оптическая толщина  $\tau(K) = 0.5$  ( $\tau(V) = 4.5$ ), масса пыли в оболочке  $M_{\text{dust}} = 7 \times 10^{-5} M_\odot$ .

В 2019 г. наблюдалось сильное (более, чем в 4 раза) падение интегрального потока излучения от FG Sge в представленном широком интервале длин волн. Подобное поведение совместно с наблюдаемым уменьшением потока и на длине волны 5 мкм можно было бы объяснить появлением на луче зрения плотного поглощающего облака, которое закрыло не только центральную звезду, но и значительную часть горячей пылевой оболочки. Однако большие характерные размеры этой части оболочки (десятки а.е.) и относительно короткое время явления требуют больших скоростей движения этого облака (порядка 1000 км/с), что невозможно. Можно предложить другой сценарий, качественно объясняющий наблюдаемое ослабление блеска, —

образование новой очень плотной сферически симметричной пылевой оболочки вокруг центральной звезды. Для того чтобы не привнести дополнительного излучения в рассматриваемом диапазоне длин волн, эта оболочка должна быть оптически толстой даже для собственного излучения в ближнем ИК-диапазоне. В этом случае уже существующая оболочка, лишившись источника нагрева, также снизит температуру, и ее максимум излучения уйдет в средний ИК-диапазон.

Многоцветная фотометрия позволила нам оценить изменение оптической толщины на луче зрения в 2019–2020 гг. для звезды и пылевой оболочки. Первое наблюдение FG Sge с формирующейся

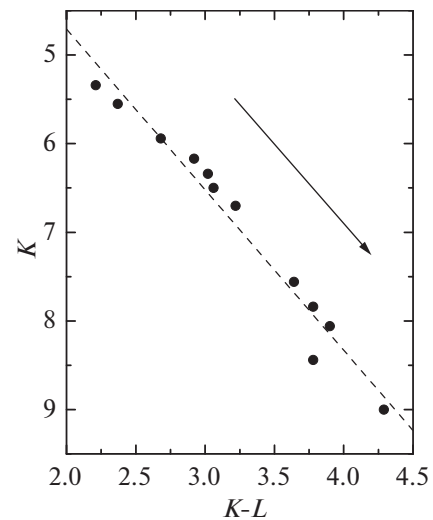


Рис. 9. Диаграмма цвет–блеск по данным 2019–2020 гг. Черные точки — наши наблюдения. Штриховая линия представляет линейную аппроксимацию данных. Стрелка показывает направление стандартного закона межзвездного поглощения.

новой пылевой оболочкой в 2019 г. (JD2458634) показало с учетом межзвездного поглощения света звезды  $J_0 = 7^m54$ ,  $H_0 = 6^m41$  и  $(J - H)_0 = 1^m13$ . Поскольку у звезды нормальный блеск в полосе  $J$  равен  $J_0 = 6^m59$  (Таранова и Шенаврн, 2013), изменение интегральной оптической толщи в полосе  $J$  составило всего около одной звездной величины.

Через 108 дней (JD2458738) наши наблюдения показали  $J_0 = 10^m43$ ,  $H_0 = 8^m33$ ,  $(J - H)_0 = 2^m10$ . Такое изменение интегрального блеска могло бы быть достаточным условием для оценки роста оптической толщи пыли в полосе  $J$  за 108 дней, равной  $\Delta\tau(J) = A_\lambda/0.912 = (10.43 - 7.54)/0.912 = 3.10$ . Однако вокруг этой даты в оптике наблюдались минимум (пульсационный?) блеска звезды в полосах  $V$ ,  $R_C$ ,  $I_C$  и четкое поглубление показателя цвета  $B - V$  — сама звезда могла иметь свой минимальный блеск, поэтому было бы неправильным использовать значение интегрального блеска в полосе  $J$  в эту дату для вычисления оптической толщи.

Падение блеска в ИК-диапазоне продолжалось до конца 2020 г., однако в полосе  $J$  объект стал для нас недоступен, поэтому мы перешли в диапазон  $KL$  для оценки оптической толщи к концу 2020 г. Диаграмма цвет—блеск ( $K - L$ ) —  $K$  (рис. 9) демонстрирует характер ослабления блеска и увеличения показателя цвета в 2019—2020 гг. (JD2458630—2459199). Линейная аппроксимация данных приводит к выражению:  $\Delta K = (1.81 \pm 0.36)\Delta(K - L)$ . Коэффициент корреляции составляет 0.98. Для нормального закона межзвездного поглощения в ИК-диапазоне (Курниев, 1983)  $\Delta K = 2.0\Delta(K - L)$ , т.е. наклоны линий регрессии нормального закона межзвездного поглощения и наблюдаемой зависимости в пределах ошибок совпадают. На основании этого можно сделать вывод, что по своим оптическим свойствам пылинки в новой пылевой оболочке FG Sge близки к межзвездным.

В полосе  $K$  за интервал 569 дней (JD2458630—2459199) блеск упал на  $3^m66$ , что дает увеличение оптической толщи пыли в полосе  $K$  на  $\Delta\tau(K) = A_\lambda/0.912 = 3.66/0.912 = 4.0$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные здесь фотометрические наблюдения FG Sge, выполненные нами в 2008—2021 гг. в оптическом диапазоне и ближней ИК-области в 2013—2021 гг., подтвердили продолжающуюся активность звезды после начала сброса пылевой оболочки в 1992 г. и характер формирования и эволюции пыли.

В 2010—2018 гг. звезда в полосе  $V$  была слабее  $16^m$ , а в  $B$  — невидимой до 2019 г., тогда как в

полосах  $R_C$  и  $I_C$  наблюдались два заметных максимума блеска. В начале 2019 г. звезда испытала кратковременное просветление пылевой оболочки, что привело к повышению блеска до  $V = 13^m2$  и  $B = 16^m2$ . Затем последовали сброс очередной пылевой структуры и довольно быстрое ослабление блеска звезды во всем наблюдаемом диапазоне длин волн. Звезда оставалась видимой в течение 75 ночей в  $B$ , 93 ночей в  $V$  и 206 ночей в  $R_C$ , после чего в очередной раз стала недоступна для наблюдений на наших телескопах в этих фотометрических полосах. Использование, начиная с 2019 г., нового телескопа RC600 и современной ПЗС-камеры позволило увеличить предельную величину наблюдений в полосе  $I_C$ . В результате мы получили данные в этой фотометрической полосе в глубоком минимуме блеска вплоть до конца 2021 г. и зафиксировали блеск звезды в 2020—2021 гг. в пределах  $18^m1$ — $18^m5$ .

Следует отметить, что на спуске блеска в 2019 г. появилось четкое поглубление показателя цвета  $B - V$ . Подобное явление наблюдалось неоднократно во время глубоких минимумов блеска, описанных, в частности, в работах Архиповой и др. (1994, 2003, 2009). Такой эффект характерен для глубоких минимумов звезд типа R CrB, а также является важной особенностью молодых переменных звезд типа UX Ori. В настоящее время это явление объясняется усилением вклада излучения звезды, рассеянного околозвездной пылью. Такая модель впервые была предложена Грининым (1988) для объяснения поглубления в глубоких минимумах блеска двух молодых неправильных переменных звезд UX Ori и WW Vul и была подтверждена наблюдениями линейной поляризации звезд типа UX Ori. Опираясь на нее, Пугач (1991) предложил феноменологическую модель глубоких ослаблений блеска звезды R CrB, которая правильно описывала не только форму треков показателей цвета на диаграммах цвет—величина, но и направление движения звезды по этим трекам.

По распределению энергии в спектре FG Sge перед спуском в глубокий минимум 2019 г. получены параметры пылевой оболочки для даты JD2458630: размер пылевых частиц  $a = 0.01$  мкм, температура пыли на внутреннем крае  $T_{\text{dust}} = 900$  К, оптическая толщина  $\tau(K) = 0.5$  ( $\tau(V) = 4.5$ ), масса пыли в оболочке  $M_{\text{dust}} = 7 \times 10^{-5} M_\odot$ .

Отличительной особенностью оболочки, сформированной в 2019 г., стала ее чрезвычайно большая оптическая толщина. Впервые за все время наблюдений FG Sge в фазе сброса пылевых оболочек (после 1992 г.) звезда показала значительное ослабление блеска и в среднем ИК-диапазоне

(полосы  $L$  и  $M$ ). Мы предположили сценарий, качественно объясняющий наблюдаемое ослабление блеска. Для того чтобы не привести дополнительного излучения в рассматриваемом диапазоне длин волн, эта новая пылевая структура должна быть оптически толстой даже для собственного излучения в ближнем ИК-диапазоне. В этом случае уже существующая оболочка, лишившись источника нагрева, также снизит температуру, и максимум ее излучения переместится в средний ИК-диапазон. Увеличение оптической толщи при этом привело к падению блеска звезды во всем наблюдаемом нами диапазоне длин волн. С первой даты наблюдений 2019 г. до конца 2020 г. (569 дней) оптическая толщина в полосе  $K$  возросла на  $\Delta\tau(K) \sim 4.0$ .

В заключение хотелось бы обратить внимание на новую оценку расстояния до FG Sge, полученную по результатам Gaia EDR3 (Браун и др., 2021). В работе Байлера-Джонса и др. (2021) она составляет  $D = 2278_{-748}^{+1475}$  пк. С этим расстоянием средняя светимость звезды в эпоху до начала пылевых выбросов в 1992 г. получается равной  $\lg L/L_{\odot} = 3.44$ , если использовать среднее значение  $V = 9^m.2$  для 1991 г. из работы Архиповой и др. (2003) и избыток цвета FG Sge  $E(B - V) = 0^m.4$  (Архипова, 1988). Блеск звезды в полосе  $V$  в пульсационном максимуме 1991 г. дает светимость FG Sge на  $0^m.3$  выше:  $\lg L/L_{\odot} = 3.74$ . Наши оценки светимости FG Sge, полученные с использованием параллакса звезды из EDR3, согласуются с принятыми в работе Фадеева (2019).

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Работа одного из соавторов (СЮШ) поддержана грантами Академии наук Словакии VEGA 2/0030/21 и APVV-20-0148.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Архипова В.П., Переменные звезды **22**, 631 (1988).
- Архипова В.П., Зайцева Г.В., Иконникова Н.П., Носкова Р.И., Шугаров С.Ю., Письма в Астрон. журн. **20**, 916 (1994).
- Архипова В.П., Зайцева Г.В., Иконникова Н.П., Носкова Р.И., Шугаров С.Ю., Письма в Астрон. журн. **22**, 836 (1996) [V.P. Arkhipova, et al., Astron. Lett **22**, 750 (1996)].
- Архипова В.П., Иконникова Н.П., Комиссарова Г.В., Носкова Р.И., Шугаров С.Ю., Есипов В.Ф., Письма в Астрон. журн. **29**, 858 (2003) [V.P. Arkhipova, et al., Astron. Lett **29**, 763 (2003)].
- Архипова В.П., Есипов В.Ф., Иконникова Н.П., Комиссарова Г.В., Шугаров С.Ю., Письма в Астрон. журн. **35**, 592 (2009) [V.P. Arkhipova, et al., Astron. Lett **35**, 534 (2009)].
- Байлер-Джонс и др. (C.A.L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau et al.), Astron. J. **161**, 147 (2021).
- Бердников Л.Н., Белинский А.А., Шатский Н.И., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О., Черясов Д.В., Жуйко С.В., Астрон. журн. **97**, 284 (2020) [L.N. Berdnikov et al., Astron. Rep. **64**, 310 (2020)].
- Бессель (M.S. Bessell), Publ. Astron. Soc. Pacific **91**, 589 (1979).
- Бессель и др. (M.S. Bessell, F. Castelli, and P. Planesas), Astron. Astrophys. **333**, 231 (1998).
- Браун и др. (A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al. (Gaia Collab.)), Astron. Astrophys. **649**, A1 (2021).
- Вудвард и др. (C.E. Woodward, G.F. Lawrence, F.D. Gehrz, et al.), Astrophys. J. **408**, 37, (1993).
- Гринин В.П., Письма в Астрон. журн. **14**, 65 (1988).
- Гонсалес и др. (G. Gonzalez, D.L. Lambert, G. Wallerstein, N.K. Rao, V.V. Smith, and J.K. McCarthy), Astrophys. J. Suppl. Ser. **114**, 133 (1998).
- Иган и др. (M.P. Egan, C.M. Leung, and G.F. Spagna), Comput. Phys. Comm. **48**, 271 (1988).
- Курниф (J. Koornneef), Astron. Astrophys. **128**, 84 (1983).
- Пугач А.Ф., Астрон. журн. **68**, 122 (1991).
- Розенбуш А.Е., Ефимов Ю.С., Астрофизика **58**, 46 (2015).
- Страйжис В.Л., *Многоцветная фотометрия звезд* (Вильнюс: Мокслас, 1977).
- Таранова О.Г., Шенаврин В.И., Астрон. журн. **79**, 1118 (2002).
- Таранова О.Г., Шенаврин В.И., Письма в Астрон. журн. **39**, 867 (2013) [O.G. Taranova and V.I. Shenavrin, Astron. Lett. **39**, 781 (2013)].
- Татарников А.М., Юдин Б.Ф., Письма в Астрон. журн. **24**, 359 (1998) [A.M. Tatarnikov and B.F. Yudin, Astron. Lett. **24**, 303 (1998)].
- Татарников А.М., Шенаврин В.И., Юдин Б.Ф., Астрон. журн. **75**, 428 (1998).
- Фадеев Ю.А. Письма в Астрон. журн., **45**, 706 (2019) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **45**, 655 (2019)].
- Цветков и др. (D.Yu. Tsvetkov, A.A. Volnova, A.P. Shulga, S.A. Korotkiy, A. Elmhamdi, I.J. Danziger, and M.V. Ereshko), Astron. Astrophys. **460**, 769 (2006).
- Шевалье, Иловайский (C. Chevalier and S.A. Iovaisky), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **90**, 225 (1991).
- Шенаврин В.И., Таранова О.Г., Наджип А.Э., Астрон. журн. **88**, 34 (2011).

## ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ЗАПЫЛЕННОГО ВЕТРА RW AUR A

© 2022 г. Б. С. Сафонов<sup>1\*</sup>, А. В. Додин<sup>1</sup>

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

Поступила в редакцию 01.03.2022 г.

После доработки 13.04.2022 г.; принята к публикации 05.05.2022 г.

В 2011 и 2015–2018 гг. блеск классической звезды типа Т Тельца RW Aur A ослабевал на 2–5<sup>m</sup>. Ранее, в исторических наблюдениях, начиная с 1895 г., подобных ослаблений не наблюдалось: амплитуда переменности не превышала 0.3<sup>m</sup>. В ходе этих затмений звезда показывала признаки переменности UX Ori: уменьшение показателя цвета и повышение поляризации. С целью выяснения природы затмений и ассоциированной с ними высокой поляризации мы наблюдали объект в полосах  $VR_c$  видимого диапазона методом дифференциальной спекл-поляриметрии на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Наблюдения проводились 23 октября 2016 г. в конце длительного и глубокого затмения. Поляризованный поток, как показывает простая геометрическая модель, был надежно разрешен. Используя программу моделирования переноса излучения MC3D, мы рассмотрели несколько трехмерных моделей пылевой оболочки звезды. Двухкомпонентная модель, состоящая из протопланетного диска и конуса, количественно объясняет ослабление потока и вид разрешенной оболочки. Типичный размер пылевого конуса 5–10 а.е., такой конус может являться запыленным дисковым ветром. Однако наша модель не воспроизводит источник поляризованного излучения, совпадающий со звездой и дающий большую часть поляризованного потока от объекта. Этим источником может быть рассеивающая оболочка вблизи звезды, не разрешающаяся в наших наблюдениях, либо сама звезда, если ее прямое излучение испытывает поглощение на упорядоченных частицах пыли.

*Ключевые слова:* поляриметрия, интерферометрия, околосредные оболочки, молодые звезды.

DOI: 10.31857/S0320010822060055

### ВВЕДЕНИЕ

RW Aur — молодая двойная звезда с разделением 1.5'', что соответствует 245 а.е. на расстоянии источника (163 пк, Коллаборация Gaia, 2018). Она принадлежит к области звездообразования Тельце–Возничий. Обе компоненты системы являются звездами типа Т Тельца (Додин и др., 2020). Для компонента А характерен высокий темп аккреции  $\approx 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (Додин и др., 2019) и выраженные джеты (Мундт, Айслоффель, 1998; Бердников и др., 2017). В видимом диапазоне, помимо джета, других туманностей, к примеру, веерообразных, в окрестностях RW Aur найдено не было. Наблюдения Родригез и др. (2018) в миллиметровом диапазоне на радиоинтерферометре ALMA с разрешением 0.3'' показали наличие протопланетных дисков у обоих компонент и множественные признаки их недавнего сближения. Наклонение диска компонента А по оценке Родригез и др.

(2018) составило  $55^{\circ}51 \pm 0^{\circ}513$ . Близкое наклонение  $55^{\circ}51 \pm 0^{\circ}55$  было получено при наблюдениях на ALMA с более высоким разрешением 0.16'' (Лонг и др., 2019).

С 1895 по 2010 г. RW Aur A показывала типичную для звезд Т Тау фотометрическую переменность: нерегулярную переменность на временных масштабах в несколько дней с амплитудой  $\approx 0.3^m$ . Средние звездные величины в этот период:  $V = 9.8$ ,  $R_c = 9.4$ . Эта переменность возникает вследствие наличия горячих и холодных пятен, а также из-за вариаций темпа аккреции и/или околосредного поглощения (Петров, Козак, 2007). Начиная с 2010 г., звезда показывает нерегулярные затмения намного большей амплитуды и на больших временных масштабах: 0.2–2 года (Родригез и др., 2018). Одна из главных гипотез, которые были выдвинуты для объяснения этих затмений, — экранирование прямого излучения звезды пылевым ветром, возникшим около 2010 г. (Петров и др., 2015; Божинова и др., 2016). Другие модели, которые были предложены, — это приливной рукав,

\*Электронный адрес: safonov@sai.msu.ru

тянущийся к компоненту В (Родригез и др., 2013), экстремально раздутый внутренний край протопланетного диска, либо наклонный диск (Факкини и др., 2016).

Цветовая и поляризационная переменность в период затмений была проанализирована нами в статье Додина и др. (2019). Мы обнаружили, что объект показывает особенности, характерные для переменных UX Ori: увеличение и последующее уменьшение показателя цвета при вхождении в затмение, а также сильную антикорреляцию между степенью поляризации и блеском. В случае переменных UX Ori вариации потока объясняются нерегулярными затмениями звезды облаками околозвездной пыли. В то же время поляризация генерируется за счет рассеяния излучения звезды на протопланетном диске (Гринин, 2000).

Угол поляризации RW Aur A очень стабилен, в отличие от большинства переменных UX Ori. В период затмений 2010–2017 гг. угол поляризации находился в диапазоне 38–45° в полосах  $V R_c I_c$ . Этот угол соответствует направлению, перпендикулярному оси вращения диска ( $PA = 130^\circ$ , Кабри и др., 2006). Такая поляризация согласуется с рассеянием в осесимметричном истечении и в нашем случае эта симметрия сохранялась на протяжении нескольких лет. Также в статье Додина и др. (2019) мы выяснили, что яркость рассеивающей околозвездной оболочки уменьшается вместе со звездой по мере вхождения звезды в затмение. Все эти выводы говорят в пользу того, что затмения вызывались осесимметричным оптически толстым пылевым ветром, проявляющим себя как мощный источник поляризованного излучения.

Для характеристики рассеивающей оболочки RW Aur A мы провели наблюдения этого объекта в конце длительного и глубокого затмения методом дифференциальной спекл-поляриметрии (ДСП). Метод был реализован на специальном инструменте, установленном на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ, — спекл-поляриметре (Сафонов и др., 2017). Здесь мы представляем результаты этих наблюдений и их интерпретацию в рамках простой геометрической модели и модели пылевой оболочки с расчетом переноса излучения методом Монте-Карло.

## НАБЛЮДЕНИЯ

Основная наблюдательная величина, рассматриваемая в данной работе, — это отношение видностей в ортогональных поляризациях:

$$\mathcal{R}_{Q,0}(\mathbf{f}) = \frac{\tilde{I}(\mathbf{f}) + \tilde{Q}(\mathbf{f})}{\tilde{I}(\mathbf{f}) - \tilde{Q}(\mathbf{f})}, \quad (1)$$

$$\mathcal{R}_{U,0}(\mathbf{f}) = \frac{\tilde{I}(\mathbf{f}) + \tilde{U}(\mathbf{f})}{\tilde{I}(\mathbf{f}) - \tilde{U}(\mathbf{f})},$$

где  $\tilde{I}(\mathbf{f})$ ,  $\tilde{Q}(\mathbf{f})$  и  $\tilde{U}(\mathbf{f})$  — преобразования Фурье от распределений параметров Стокса. Если распределение поляризованного потока в объекте отклоняется от распределения полного потока, тогда  $\mathcal{R}_{Q,0} \neq 1$  и/или  $\mathcal{R}_{U,0} \neq 1$ . Заметим, что  $\mathcal{R}$  — это комплексная величина, в дальнейшем мы будем рассматривать ее амплитуду и фазу.

Измерение амплитуды величины  $\mathcal{R}$  было продемонстрировано ранее (Норрис и др., 2012, дифференциальная поляризационная интерферометрия). До этого предлагалась похожая концепция, но примененная к изображениям, полученным на разных длинах волн (Петров и др., 1986, дифференциальная спекл-интерферометрия).

В методе ДСП величина  $\mathcal{R}$  оценивается по серии короткоэкспозиционных изображений, получаемых с двухлучевым поляриметром (подробнее см. Сафонов и др., 2019). Мы реализуем метод на специальном инструменте — спекл-поляриметре. Спекл-поляриметр представляет собой комбинацию спекл-интерферометра на базе ПЗС с электронным усилением и двухлучевого поляриметра с вращающейся полуволновой пластинкой (Сафонов и др., 2017). Регистрация изображения выполняется в одной из полос видимого диапазона (0.4–1.0 мкм) без коррекции атмосферных искажений в реальном времени. Угловой размер пикселя в проекции на небо составляет 20.6 мсд.

Наблюдения проводились в режиме быстрой поляриметрии, их обстоятельства приведены в табл. 1. Полуволновая пластинка вращалась со скоростью 300°/с, при этом детектор получал кадры с периодом 30 мс. Спекл-поляриметр был установлен в фокусе Кассегрена. Таким образом, вся оптическая система до полуволновой пластинки была осесимметрична, что обеспечивало низкий уровень инструментальной поляризации ( $\approx 0.01\%$ , Сафонов и др., 2017).

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерение  $\mathcal{R}$  23 октября 2016 г. в полосе  $R_c$  представлено на рис. 1. Для удобства последующего анализа здесь и далее наблюдения  $\mathcal{R}$  преобразованы так, чтобы ось  $OX$  (вертикальная на рис. 1) совпадала с направлением оси вращения диска, обращенной к наблюдателю ( $PA = 130^\circ$ , Кабри и др., 2006). Полная поляризация объекта в этой новой системе координат практически полностью определяется параметром Стокса  $q$ , который оказывается равен  $-5.05\% \pm 0.13\%$  и  $-4.90\% \pm 0.02\%$  для полос  $V$  и  $R_c$  соответственно. Отрицательный



**Таблица 1.** Обстоятельства наблюдений и некоторые результаты наблюдений

UT	b	$\beta$ , ''	acc, s	$m$	$q$ , %	$u$ , %
2016-10-22 23:57	V	1.0	216	$10.4 \pm 0.2$	$-5.05 \pm 0.13$	$+0.07 \pm 0.06$
2016-10-23 00:02	$R_c$	1.3	210	$10.1 \pm 0.2$	$-4.90 \pm 0.02$	$-0.50 \pm 0.02$

**Примечание.** Значения столбцов: UT — всемирное время центра полученной серии, b — фотометрическая полоса,  $\beta$  — качество изображения по одновременным наблюдениям на MASS-DIMM (Корнилов и др., 2014), acc — полное время накопления,  $m$  — звездная величина,  $q$ ,  $u$  — безразмерные параметры Стокса в системе отсчета, ось  $OX$  которой направлена вдоль приближающегося джета ( $q < 0$  означает поляризацию поперек джета).

параметр Стокса  $q$  в этой системе отсчета будет соответствовать поляризации поперек оси вращения диска.

Из рис. 1 следует, что  $\mathcal{R}$  показывает большие отклонения от единицы. Стастика приведенного хи-квадрат  $\chi^2_r$ , соответствующая гипотезе  $\mathcal{R} = 1$ , оказывается равной 8.3. Таким образом, можно с уверенностью утверждать, что поляризованный поток разрешается. В  $\mathcal{R}$  просматривается структура, типичная для отражательных туманностей.  $\mathcal{R}_Q$  значимо положительно в вертикальной полосе, проходящей через начало координат, а в горизонтальной — значимо отрицательно. Для  $\mathcal{R}_U$

картина похожая, но повернута на 45 градусов. Тем временем в аргументе  $\mathcal{R}_Q$  доминирует наклон в направлении  $OX$ , а в аргументе  $\mathcal{R}_U$  — наклон в направлении  $OY$ .

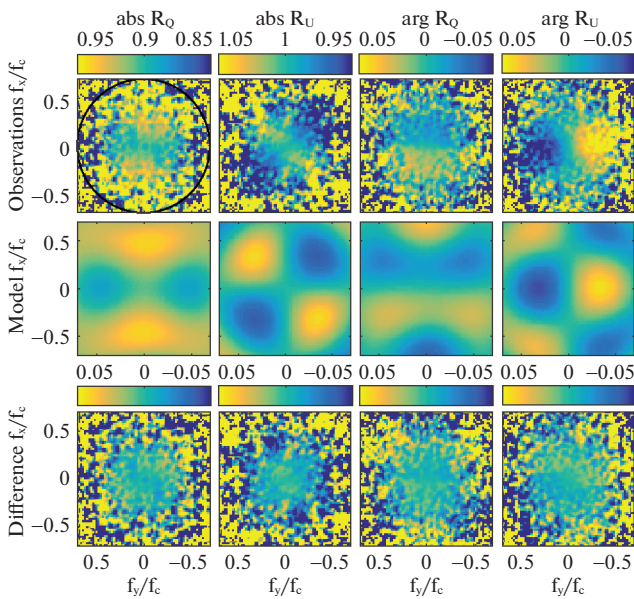
В статье Сафонов и др. (2019) мы привели метод восстановления изображения околозвездной оболочки в параметрах Стокса  $Q$  и  $U$  с дифракционным разрешением путем обращения преобразования Фурье

$$\tilde{Q}'_e(\mathbf{f}) = 0.5(\mathcal{R}_Q(\mathbf{f}) - 1), \quad (2)$$

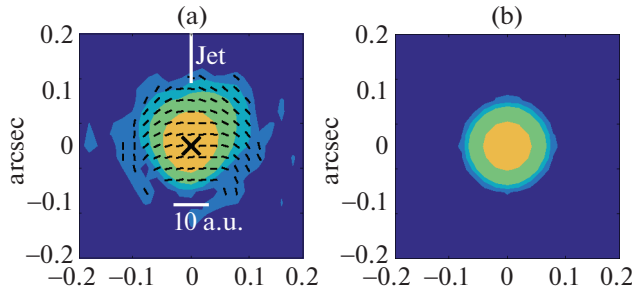
$$\tilde{U}'_e(\mathbf{f}) = 0.5(\mathcal{R}_U(\mathbf{f}) - 1). \quad (3)$$

Здесь величины в левых частях уравнений нормированы на полный поток и включают вклад поляризации излучения звезды:  $\tilde{Q}'_e(\mathbf{f}) = (\tilde{Q}_e(\mathbf{f})/I_\star) + q_\star$ ,  $\tilde{U}'_e(\mathbf{f}) = (\tilde{U}_e(\mathbf{f})/I_\star) + u_\star$ . Эта операция применима, если оболочка намного слабее звезды и если угловой размер последней мал. Перед применением преобразования Фурье  $\tilde{Q}'_e(\mathbf{f})$  и  $\tilde{U}'_e(\mathbf{f})$  умножаются на фильтр, пропускающий только низкие частоты. В качестве такого фильтра мы взяли дифракционную оптическую передаточную функцию, соответствующую апертуре диаметром  $0.7D$ , где  $D = 2.5$  м — диаметр питающего телескопа. Функция рассеяния точки, соответствующая такому фильтру, приведена на рис. 2б. Фильтрация позволяет снизить влияние зашумленной высокочастотной части  $\mathcal{R}$ . Доля и угол поляризации, вычисленные из распределений параметров Стокса, приведены на рис. 2а.

Можно видеть, что положение источника света, поляризованного поперек оси вращения диска, совпадает со звездой. Однако имеется более слабая поляризованная деталь на расстоянии 50–100 мсд от звезды на позиционном угле  $PA = 130^\circ$ , соответствующем оси вращения диска. Ориентация поляризации в этой детали азимутальная, т.е. примерно перпендикулярна направлению на звезду во всех точках. Это говорит в пользу того, что протяженный поляризованный источник представляет собой отражательную туманность.



**Рис. 1.** Измерения  $\mathcal{R}$ , выполненные 23 октября 2016 г. в полосе  $R_c$ . Слева направо колонки соответствуют  $|\mathcal{R}_Q|$ ,  $|\mathcal{R}_U|$ ,  $\arg \mathcal{R}_Q$  и  $\arg \mathcal{R}_U$ . По осям отложены пространственные частоты, нормированные на частоту среза  $f_c = D/\lambda$ , где  $D$  — диаметр апертуры,  $\lambda$  — длина волны. Сверху вниз строки соответствуют наблюдаемому  $\mathcal{R}$ , модельному  $\mathcal{R}$  и их разности. Круг в верхней левой панели показывает область пространства Фурье, использованную для аппроксимации. Система координат повернута так, чтобы приближающийся джет был направлен вверх вдоль оси  $OX$ .



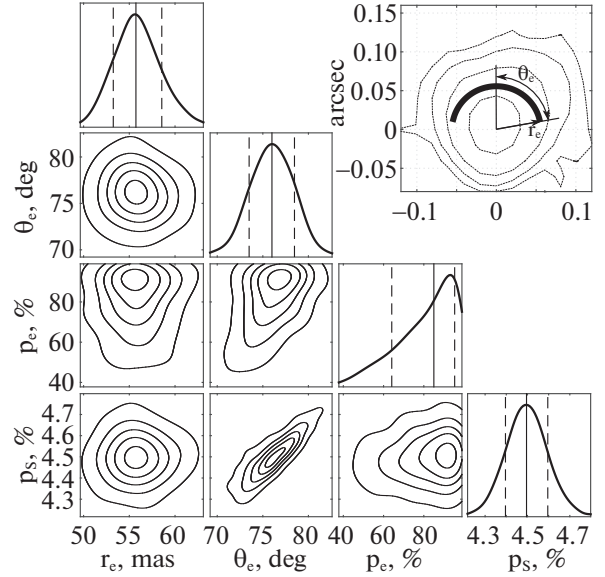
**Рис. 2.** (a) — Изображение RW Aur A в поляризованной интенсивности, восстановленное из измерений  $\mathcal{R}$  23 октября 2016 г., см. подробнее текст. Короткие линии показывают ориентацию поляризации. Показано направление приближающегося джета. Крест показывает положение звезды, однако ее неполяризованное излучение здесь не видно. Контуры соответствуют величинам интенсивности, нормированным на полный поляризованный поток:  $(0.15, 0.3, 0.6, 1.5, 3.0, 10) \times 10^{-3}$ . (b) — Функция рассеяния точки.

## ПРОСТАЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Поскольку характерный размер обнаруженной туманности  $\approx \lambda/D$ , ее изображение значительно искажается эффектом конечности углового разрешения телескопа. Важность учета этого фактора при интерпретации изображений в поляризованной интенсивности была отмечена ранее Мин и др. (2012). В то же время в пространстве Фурье-образов, где задана величина  $\mathcal{R}$ , конечное угловое разрешение проявляет себя как увеличение шума по мере роста пространственной частоты к частоте среза  $D/\lambda$ . Вследствие этого мы будем сравнивать модель и наблюдения в терминах величины  $\mathcal{R}$ , а не изображений.

Изображение на рис. 2а использовалось только для того, чтобы сделать предположение для модели. Можно видеть, что отражательная туманность смещена относительно звезды и симметрична относительно джета. Следовательно, в качестве модели источника мы будем рассматривать точечный источник и дугу с центром в нем (см. верхний правый угол рис. 3). Каждая точка дуги поляризована перпендикулярно направлению на звезду и имеет долю поляризации  $p_e$ . Дуга определяется радиусом  $r_e$  и половиной стягиваемого ею угла  $\theta_e$ . Яркость дуги определяется отношением  $g_e$  ее потока к потоку от звезды. Интегральный параметр Стокса дуги оказывается  $Q_e = (I_s g_e p_e \sin 2\theta_e)/2\theta_e$ , где  $I_s$  — полный поток от звезды.

Как мы отмечали ранее в статье Додина и др. (2019), угол поляризации объекта был довольно стабилен, несмотря на то, что вариации вклада потока звезды в полный поток достигали двух порядков величины. Это значит, что звезда, которая моделируется как точечный источник, может быть поляризована только вдоль или поперек джета.



**Рис. 3.** Частные распределения апостериорной вероятности для параметров модели из раздела “Простая геометрическая модель”. Вероятность оценивалась алгоритмом Монте-Карло с Марковскими цепями (Markov Chain Monte-Carlo). Контуры в двумерных распределениях соответствуют уровням 0.9, 0.7, 0.5, 0.3, 0.1 по отношению к максимальному. Оценки параметров и 68-процентные доверительные интервалы показаны на одномерных распределениях сплошными и прерывистыми линиями соответственно. Они представлены также в табл. 2. Геометрическая модель и смысл параметров проиллюстрированы на врезке справа сверху. Дуга соответствует оптимальной модели ( $r_e = 56$  mas,  $\theta_e = 76^\circ$ ). Тонкие линии соответствуют контурам на рис. 2а.

В противном случае при изменениях соотношения потока оболочки и звезды мы бы наблюдали вариации угла поляризации. Мы будем обозначать долю поляризации звезды как  $p_s$ . Для параметра Стокса  $Q_s$  звезды можно записать:  $Q_s = I_s p_s$ .

Полная поляризация  $p_t$  в рассматриваемой модели должна быть направлена либо поперек джета (Стокс  $Q < 0$ ), либо вдоль (Стокс  $Q > 0$ ). Запишем выражение для  $p_t$ :

$$p_t = \frac{Q_e + Q_s}{I_s + g_e I_s}. \quad (4)$$

Подставляя сюда выражения для параметров Стокса звезды и оболочки, получим

$$p_t = \frac{(g_e p_e \sin 2\theta_e)/2\theta_e + p_s}{1 + g_e}. \quad (5)$$

Отношение полной интенсивности оболочки и звезды  $g_e$  в модели устанавливалось таким, чтобы полная поляризация, определяемая уравнением (5), оказывалась равной наблюдаемой величине.

Мы рассчитывали распределения параметров Стокса  $I$ ,  $Q$  и  $U$ , исходя из значений параметров

**Таблица 2.** Оптимальные параметры геометрической модели наблюдений, представленной в разделе “Простая геометрическая модель”

Дата	band	$r_e$ , mas	$\theta_e$ , °	$p_e$ , %	$p_s$ , %	$g_e$	$f_{\text{high}}$	$\chi_r^2$
2016-10-22	V	$62 \pm 2$	$66 \pm 1$	$78_{-19}^{+15}$	$4.0 \pm 0.1$	$0.05_{-0.01}^{+0.02}$	0.7	1.2
2016-10-23	$R_c$	$56 \pm 3$	$76 \pm 3$	$84_{-18}^{+10}$	$4.5 \pm 0.1$	$0.04_{-0.01}^{+0.01}$	0.7	1.0

**Примечание.** Значения, приведенные после знака  $\pm$ , — это 68-процентные доверительные интервалы. Отношение потока от дуги к потоку от звезды  $g_e$  вычислено согласно уравнению (5),  $f_{\text{high}}$  — верхняя граница области пространства частот, в которой выполнялась аппроксимация. Качество аппроксимации характеризуется статистикой  $\chi_r^2$ .

$r_e$ ,  $\theta_e$ ,  $p_e$ ,  $p_s$  и  $g_e$ . Затем параметры Стокса были использованы для расчета ожидаемых  $\mathcal{R}_{Q,0}$  и  $\mathcal{R}_{U,0}$ , согласно уравнениям (1). Сравнение между модельными и наблюдаемыми  $\mathcal{R}$  выполнялось посредством расчета приведенного хи-квадрат  $\chi_r^2$  в области пространства Фурье, где  $|f| < f_{\text{high}} = 0.7f_c$  (рис. 1). Пример оценки  $\chi_r^2$  приведен в статье S19.

Мы выполняли поиск оптимальной модели в следующей области пространства параметров:  $r_e \in [0, 150]$  мсд,  $\theta_e \in [0, \pi/2]$ ,  $p_e \in [0, 80]\%$ ,  $p_s \in [0, 10]\%$  и  $g_e > 0$ . Апостериорная вероятность для параметров оценивалась методом Монте-Карло с Марковскими цепями (Гудмен, Вир, 2010, реализация в пакете gwtpmc для Matlab). Результирующая плотность вероятности представлена на рис. 3.

Оптимальные значения параметров были оценены как медианы частных распределений параметров (см. табл. 2). 68-процентные доверительные интервалы были определены из перцентилей этих распределений. Мы также рассчитали ожидаемую медиану и доверительные интервалы для  $g_e$  из его распределения, результаты приведены в табл. 2.

Дуга, показанная в правом верхнем углу рис. 3, соответствует оптимальной модели. Можно видеть, что она меньше, чем поляризованная туманность на рис. 2. Это еще раз подчеркивает важность учета конечности разрешения, который обеспечивает аппроксимация модели в пространстве Фурье-образов.

Модельное  $\mathcal{R}$  и его отклонение от наблюдений приведены на рис. 1. Как можно видеть, модель хорошо воспроизводит все основные особенности наблюдаемого  $\mathcal{R}$ . Статистика  $\chi_r^2$  оказывается равной 1.0.

Мы проанализировали похожим образом наблюдения в полосе V, полученные 22 октября 2016 г., результаты представлены в табл. 2. Геометрические параметры модели совпадают с параметрами для полосы  $R_c$ . В то же время поляризация источника, совпадающего со звездой, немного меньше.

### ТРЕХМЕРНЫЕ МОДЕЛИ ОБОЛОЧКИ

В этом разделе мы рассмотрим, какие реалистичные трехмерные модели пылевых оболочек воспроизводят наблюдаемые величины: изменение полного блеска, полная доля поляризации, величина  $\mathcal{R}$ .

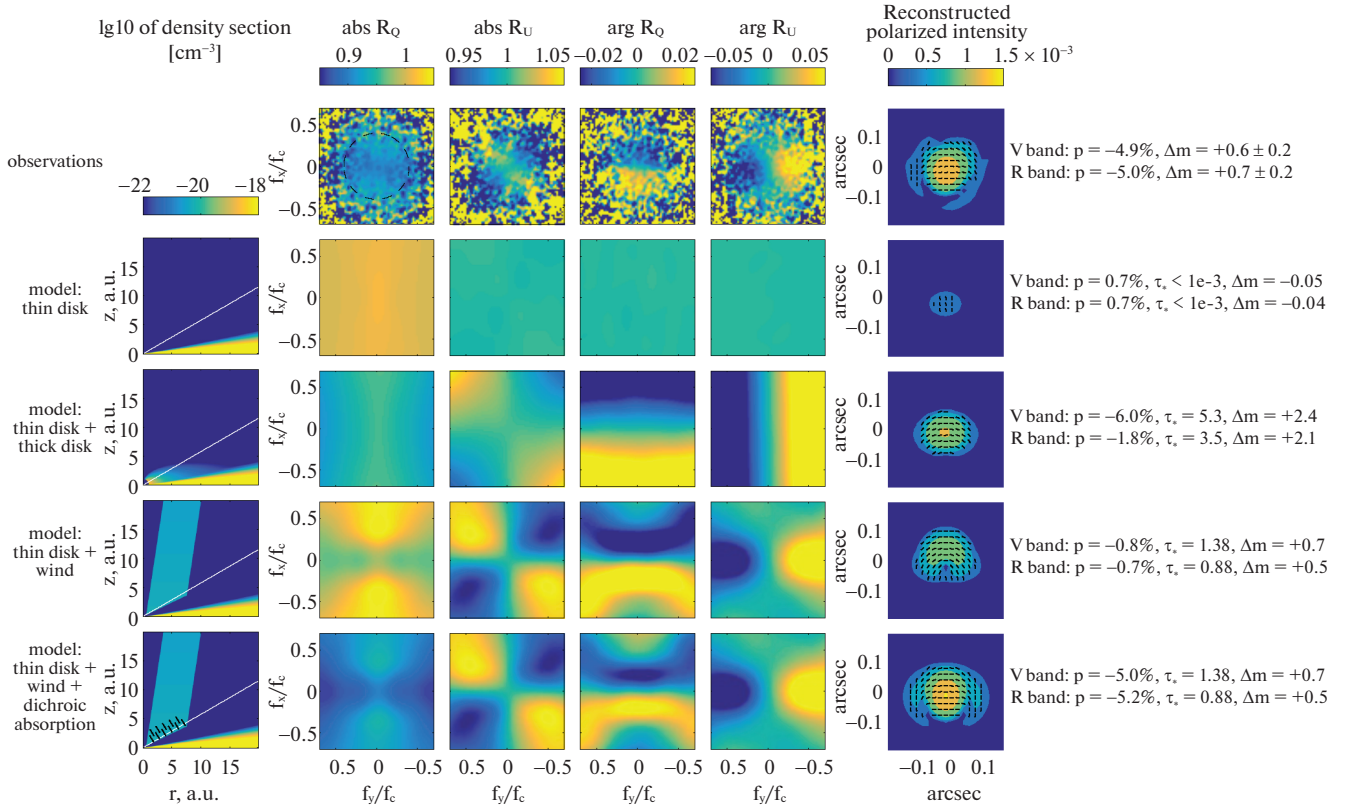
Для простоты мы предположили, что распределение пыли симметрично относительно оси диска. Это предположение базируется на том факте, что полный угол поляризации был стабилен в период с 2010 по 2018 г. (Додин и др., 2019). Измерение  $\mathcal{R}$  согласуется с этим предположением. Наклонение диска к картинной плоскости по оценкам Родригез и др. (2018) и Айснер и др. (2007) составляет  $55:551 \pm 0:513$  и  $77^\circ \pm 13^\circ$  соответственно. Следуя статье Додина и др. (2019), для моделирования мы взяли промежуточное значение  $60^\circ$ . Приняв отношение массы газа к массе пыли 100:1, масса пыли  $2.5 \times 10^{-6} M_\odot$  (Родригез и др., 2018). Химический состав и распределение по размерам — межзвездные (Матис и др., 1977). Частицы пыли принимаем пористыми, см. модель (Кирхшлягер, Вольф, 2014).

Мы выполнили моделирование переноса излучения методом Монте-Карло с помощью программного пакета MC3D (Вольф, 2003). MC3D учитывает многократное рассеяние излучения, а также преобразование состояния поляризации излучения при рассеянии. Ориентация пылинок была принята случайной.

В итоге мы получали изображения объекта в параметрах Стокса. Эти изображения применялись затем для расчета  $\mathcal{R}$  в соответствии с определениями (1). Сравнение проиллюстрировано на рис. 4 для различных моделей, которые обсуждаются ниже.

#### Тонкий диск

Первая модель — это изотермический в вертикальном направлении диск в гидростатическом



**Рис. 4.** Сравнение измерений RW Aur A, выполненных 23 октября 2016 г. в полосе  $R_c$ , с моделями оболочки, описанными в разделе “Трехмерные модели оболочки”. Левая колонка показывает сечение плотности пыли плоскостью, перпендикулярной экватору диска. Белая линия показывает луч зрения звезда-наблюдатель. Четыре центральные колонки соответствуют  $|\mathcal{R}_Q|$ ,  $|\mathcal{R}_U|$ ,  $\arg \mathcal{R}_Q$  и  $\arg \mathcal{R}_U$  (подписано сверху). В этих колонках по осям отложена пространственная частота, нормированная на частоту среза  $f_c = D/\lambda$ , где  $D$  — диаметр апертуры,  $\lambda$  — длина волны. Правая колонка содержит изображения объекта в поляризованной интенсивности, оцененные методом из статьи Сафонова и др. (2019) (см. также раздел “Результаты”). Цвета определяются отношением поляризованной интенсивности в пикселе к полному потоку от объекта. Эти изображения представлены исключительно в демонстрационных целях, количественное сравнение выполняется в терминах  $\mathcal{R}$ . Верхняя строка содержит наблюдения, а остальные строки соответствуют различным моделям оболочки (подписано слева). Система координат повернута так, чтобы ось вращения диска, обращенная к наблюдателю, была направлена вверх (вдоль положительного направления  $OX$ ). Справа приведены некоторые наблюдательные характеристики: полная поляризация  $p$  (положительная для поляризации вдоль оси диска), оптическая толщина в направлении на звезду, изменение звездной величины объекта  $\Delta m$ .

равновесии со следующим распределением плотности (Шакура, Сюняев, 1973):

$$\rho(r, z) = \rho_0(r/R_\star)^{-\alpha} \exp[-z^2/2h^2(r)], \quad (6)$$

$$h(r) = h_0(r/R_0)^\beta, \quad (7)$$

где  $r$ ,  $z$  — цилиндрические координаты.  $R_\star$  — радиус звезды. Мы предположили, что внутренний край диска располагается на расстоянии  $R_{\text{in}} = 0.1$  а.е. Внешняя граница была принята  $R_{\text{out}} = 50$  а.е. (изображения в миллиметровом диапазоне). Опорный радиус  $R_0$ , на котором определяется  $h_0$ , был принят равным 50 а.е.

Мы рассмотрели несколько комбинаций параметров  $\alpha$  и  $h_0$ , определенных из моделирования других протопланетных дисков (Вольф и др., 2003;

Пинте и др., 2008; Глаузер и др., 2008; Стапельфельдт и др., 1998). Они перечислены в табл. 3 вместе с некоторыми ожидаемыми из моделирования наблюдательными характеристиками.

Как можно видеть, полная поляризация  $p$  объекта в случае тонкого диска мала и, как ожидается, направлена вдоль джета. Эти результаты аналогичны полученным ранее Уитни и Хартманом (1992), Шульманом и Грининым (2019). Кроме того, при наклонении  $60^\circ$  такие диски создают очень малую оптическую толщину на луче зрения, соединяющем звезду и наблюдателя. Эти два предсказания находятся в противоречии с наблюдениями. Таким образом, модель тонкого диска надежно отвергается.

Ожидаемое  $\mathcal{R}$  для случая тонкого диска с па-

**Таблица 3.** Несколько моделей тонкого диска, соответствующих разным  $\alpha$  и  $h_0$

$\alpha$	$h_0$ , а.е.	$V$		$R_c$	
		$p$ , %	$\Delta m$	$p$ , %	$\Delta m$
2.3	2.5	+0.7	-0.055	+0.7	-0.044
2.3	5.0	+1.2	-0.096	+1.2	-0.076
2.3	7.5	+1.7	+0.24	+1.6	+0.17
1.1	5.0	+0.7	-0.060	+0.8	-0.046

**Примечание.**  $p$  — Полная поляризация объекта, положительные величины означают поляризацию вдоль оси вращения диска;  $\Delta m$  — полное изменение звездной величины по отношению к случаю без оболочки, положительные величины означают ослабление объекта.

раметрами  $\alpha = 2.3$  и  $h_0 = 2.5$  а.е. представлено на второй строке рис. 4. Можно видеть, что тонкий диск дает очень малый поток по сравнению со звездой и не обнаруживается в нашем эксперименте.

*Толстый диск*

Некоторые модели (Мияке и др., 2016; Хатчисон и др., 2016) предсказывают, что стабильный запыленный ветер должен формировать геометрически толстое гало над диском. Таками и др. (2013) обнаружили похожую конфигурацию в случае RY Tau. Толстые диски намного ярче тонких и в некоторых обстоятельствах могут генерировать поляризацию, перпендикулярную оси вращения диска (Мин и др., 2012). Оптическая толща на луче зрения звезда-наблюдатель может быть сравнима с единицей в случае толстого диска.

Мы рассмотрели модель, состоящую из двух дисков, каждый из которых описывается уравнением (6). Первый — это тонкий диск, рассмотренный в предыдущем разделе. Поскольку он слабо влияет на наблюдаемые величины, мы положили его параметры равными произвольным правдоподобным значениям:  $\alpha = 2.3$ ,  $\beta = 1.1$  и  $h_0 = 2.5$  а.е.

Второй диск представляет собой предполагаемый дисковый ветер и характеризуется параметрами  $\alpha'$ ,  $\beta'$ ,  $h'_0$  и  $R'_{in}$ . Внешний радиус диска  $R_{out}$  был зафиксирован равным 50 а.е. — этот параметр слабо влияет на условия рассеяния в центральной области околозвездной оболочки (Натта, Уитни, 2000). Масса этого компонента определяется оптической толщой на луче зрения звезда-наблюдатель  $\tau_*$  на длине волны  $\lambda = 665$  нм.

Мы выполняли формальный поиск минимума невязки  $\chi_r^2$  с помощью генетического алгоритма<sup>1</sup> в

следующей области пространства параметров:  $\alpha' \in [0.8, 3.0]$ ,  $\beta' \in [0.4, 2.0]$ ,  $h_0 \in [1.0, 30.0]$  а.е.,  $R'_{in} \in [0.3, 10.0]$  а.е.,  $\tau_* \in [0.1, 4.0]$ . Размер популяции для алгоритма был выбран равным 50, полное количество вычисленных значений  $\chi_r^2$  составило 534. Минимум  $\chi_r^2 = 1.9$  был найден в точке  $\alpha' = 2.9$ ,  $\beta' = 0.61$ ,  $h'_0 = 5$  а.е.,  $R'_{in} = 1.1$  а.е.,  $\tau_* = 3.3$ . Полная масса пыли в ветре  $1.1 \times 10^{-8} M_\odot$ .

Полученное значение  $\alpha' = 2.9$  довольно близко к верхнему краю диапазона для этого параметра. Однако минимум не находится на границе этого диапазона. Так, если положить  $\alpha' = 3.0$  при других параметрах, соответствующих минимуму, то невязка оказывается  $\chi_r^2 = 2.9$ , т.е. значимо больше, чем в минимуме (1.9). Большое значение  $\alpha'$  указывает на сильную концентрацию вещества толстого диска к центру.

Наблюдаемые величины  $\mathcal{R}$ , предсказываемые этой моделью, даны в третьей строке рис. 4. Некоторые особенности  $\mathcal{R}$  воспроизводятся: вид  $|\mathcal{R}_U|$ , наклоны в  $\arg \mathcal{R}_Q$  и  $\arg \mathcal{R}_U$ . Полная поляризация направлена поперек оси вращения диска, как и в случае RW Aug A. В то же время поглощение в направлении на звезду слишком велико. Звездная величина объекта ожидается  $R_c = 11.7$ , что на  $1.5^m$  слабее, чем наблюдается. Модель толстого диска также отвергается.

*Конический ветер*

Другая возможная геометрия пылевого ветра — это пространство между двумя конусами (Понтопидан и др., 2011). Мы задали геометрию этой области внутренним и внешним радиусами основания ветра  $R'_{in}$  и  $R'_{out}$ , углом между образующей конуса и осью вращения диска  $\gamma$  (для внутреннего и внешнего конуса этот угол был принят одинаковым), высотой основания ветра над экватором диска  $z'$ . Полная масса пыли в ветре определяется оптической толщой в направлении на звезду  $\tau_*$  на длине волны  $\lambda = 665$  нм. Основание ветра оторвано от диска, поскольку известно, что к моменту наблюдения длительное затмение подошло к концу. Вариации плотности по ветру определяются законом сохранения вещества в предположении постоянного темпа генерации пыли и скорости ветра.

Поиск минимума  $\chi_r^2$  выполнялся в следующей области пространства параметров:  $R'_{in} \in [0.0, 5.0]$  а.е.,  $R'_{out} \in [0.4, 10.0]$  а.е.,  $\gamma \in [0.1, 50]^\circ$ ,  $z' \in [0.5, 10]$  а.е.,  $\tau_* \in [0.1, 4]$ . Учитывались наблюдения в полосах  $V$  и  $R_c$ . Минимум был найден в точке  $R'_{in} = 0.6$  а.е.,  $R'_{out} = 7.1$  а.е.,  $\gamma = 9^\circ$ ,  $z' = 3.4$  а.е.,  $\tau_* = 0.88$ .

Ожидаемые в этом случае наблюдаемые величины представлены в четвертой строке рис. 4. Эта

<sup>1</sup>Реализация в функции `ga` в среде `Matlab`.

модель воспроизводит структуры  $\mathcal{R}$ , полученные в наблюдениях, намного лучше, чем модель толстого диска. Модель также воспроизводит полную оптическую толщину в направлении на звезду. Предсказываемая полная поляризация составляет 0.7% и направлена перпендикулярно оси диска. Эта величина намного меньше, чем наблюдаемая полная поляризация: 5.0%.

Добавочное поляризованное излучение может генерироваться наиболее близкой к звезде частью пылевой оболочки, не описываемой нашей моделью. Дополнительным аргументом в пользу этого объяснения может служить факт наличия значимого избытка излучения в диапазоне 1–5 мкм (Додин и др., 2019; Лиссе и др., 2022).

### *Дихроичное поглощение*

Проблема нехватки поляризованного излучения может быть решена, если предположить наличие дихроичного поглощения прямого излучения звезды на упорядоченной пыли в околозвездной туманности. Эта гипотеза предлагалась Бастьеном (1987) для объяснения поляризационной переменности молодых звезд, в частности, звезд типа Т Тау. Однако последующие одновременные фотометрические и поляриметрические наблюдения показали, что для молодых звезд рассеяния на околозвездной пыли достаточно для объяснения характера переменности (см., например, Ростопчина и др., 2007).

Вместе с тем Тазаки и др. (2017) теоретически показали, что пылинки крупнее 27 мкм, находящиеся вблизи экватора диска, могут упорядочиваться. Этот результат находится в согласии с поляризационными наблюдениями теплового излучения пыли в среднем ИК (Ли и др., 2016) и в миллиметровом (Катаока и др., 2017) диапазонах. Тазаки и др. (2017) также проанализировали условия упорядочивания пыли в поверхностных слоях протопланетного диска. Ими было показано, что упорядочиваться могут пылинки размером 0.2 мкм и более. Пыль таких размеров вносит значительный вклад в поглощение и рассеяние излучения в видимом диапазоне. Таким образом, нельзя исключать, что при некоторых условиях в околозвездных оболочках молодых звезд может наблюдаться дихроичное поглощение.

Тогда имеет смысл проверить возможность объяснить наблюдения в рамках модели, учитывающей дихроичное поглощение. Мы моделируем этот эффект путем добавления точечного источника излучения, поляризованного поперек оси вращения диска и совпадающего со звездой. Результирующая доля поляризации для звезды 8.9 и 6.7% в полосах  $V$  и  $R_c$  соответственно. Остальная часть модели конического ветра остается такой же. Мы

пренебрегаем возможным эффектом, который может оказывать упорядочивание пыли на рассеяние (Бертранг, Вольф, 2017; Тазаки и др., 2017).  $\mathcal{R}$ , ожидаемые для такой модели, показаны в пятой строке рис. 4. Модель конического ветра с дихроичным поглощением прямого излучения звезды объясняет наблюдаемые  $\mathcal{R}$  лучше, чем модели с дисками.  $\chi_r^2$  оказывается равным 1.3 для обеих рассмотренных полос:  $V$  и  $R_c$ . Модель также воспроизводит полную поляризацию и ослабление полного потока объекта в полосах  $V$  и  $R_c$ .

С учетом оптической толщины на луче зрения звезда — наблюдатель, эффективность поляризации составляет 5.9 и 7.0%/ $m$  для полос  $V$  и  $R_c$  соответственно. Это примерно в два раза больше, чем значение, характерное для межзвездной среды 3%/ $m$  (Серковски и др., 1975), но все еще намного меньше предельного значения, предсказываемого теорией для бесконечно вытянутых идеально упорядоченных пылинок, —  $\approx 14\%/m$  (Уиттет, 1992). Большая эффективность поляризации может говорить о том, что эффективность действия механизма упорядочивания в околозвездном пространстве выше, чем в межзвездной среде.

Отметим, что дальнейшие ограничения на модель могут быть наложены путем рассмотрения спектра объекта в ИК-диапазоне, а также зависимости интегральной доли поляризации от длины волны в ИК-диапазоне. При рассеянии линейно поляризованного света на упорядоченной пыли также ожидается значимая круговая поляризация в оптическом диапазоне (Тазаки и др., 2017).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наложение ограничений на распределение поляризованного излучения в окрестностях звезды с высоким разрешением является важным инструментом диагностики поляризационной переменности и, в частности, переменности типа UX Ori. Дифференциальная спекл-поляриметрия позволяет получать информацию о поляризованной околозвездной оболочке с дифракционным разрешением в оптическом диапазоне. Метод был реализован нами на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Основной наблюдаемой величиной метода является дифференциальная поляризационная видимость  $\mathcal{R}$  — отношение видимостей в ортогональных поляризациях.

Мы измерили величину  $\mathcal{R}$  для молодой звезды RW Aur A в полосах  $V$ ,  $R_c$  видимого диапазона и обнаружили, что она существенно отклоняется от единицы. Это означает, что поляризованное излучение этого объекта имеет заметную протяженность. Мы интерпретируем измерения  $\mathcal{R}$  посредством анализа изображения в поляризованной интенсивности и аппроксимации простой геометрической моделью. Оба подхода показывают наличие

отражательной туманности на расстоянии  $\approx 56$  мсд от звезды, что соответствует 9 а.е., в диапазоне позиционных углов от  $70^\circ$  до  $190^\circ$ , т.е. со стороны приближающегося джета.

Используя моделирование переноса излучения методом Монте-Карло с помощью программы MC3D, мы рассмотрели несколько трехмерных моделей распределения пыли в окрестности RW Aur A. Модель с протопланетным диском предсказывает слишком малую полную поляризацию объекта и малую оптическую толщину на луче зрения. Такой диск перехватывает лишь небольшую долю излучения звезды. Утолщенный диск, который был предложен в качестве модели дискового ветра для описания наблюдений ряда объектов, оказывается существенно ярче в поляризованном свете. Однако в этом случае нам не удалось воспроизвести одновременно падение блеска объекта  $\Delta m = 0.7$ .

Альтернативная модель дискового ветра — пространство между двумя конусами хорошо предсказывает вид разрешенной оболочки: отражательная туманность со стороны приближающегося к наблюдателю джета. При этом часть ветра, удаляющаяся от звезды в противоположном направлении, не видна, поскольку экранируется протопланетным диском. Такая геометрия наблюдается для ряда молодых звездных объектов (Яо и др., 2000; Стапельфельдт и др., 1997; Стеклум и др., 2004). Модель конического ветра воспроизводит также падение блеска, вызванное экранированием прямого излучения звезды веществом ветра.

Построенные нами модели протяженной оболочки предсказывают меньший уровень полной поляризации объекта, чем следует из наблюдений. Так, в модели с толстым диском ожидается  $p = 1.8\%$ , а в модели с конусом —  $p = 0.7\%$ , в то время как наблюдения показывают  $p = 5.0\%$  (во всех случаях поляризация в полосе  $R_c$ , плоскость поляризации ориентирована перпендикулярно проекции оси вращения диска на картинную плоскость). Область генерации добавочного поляризованного излучения совпадает со звездой и не разрешается в наших наблюдениях.

Добавочное поляризованное излучение может генерироваться центральной частью пылевого ветра (Шульман, Гринин, 2019). Однако на данном этапе мы не можем исключить и поляризацию прямого излучения звезды за счет дихроичного поглощения в околосредней оболочке. Наблюдения могли бы быть объяснены в предположении, что излучение звезды поляризовано на 8.9 и 6.7% в полосах  $V$  и  $R_c$  соответственно. Определение того, какой механизм обеспечивает большую полную поляризацию в случае RW Aur A, требует более подробного моделирования, учитывающего в том числе и спектр объекта в инфракрасном диапазоне.

Мы благодарны сотрудникам Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ за помощь при проведении наблюдений, использованных в этой работе. Мы признательны Флориану Кирхшлягеру за предоставление кода программы MC3D и матриц рассеяния для пористой пыли. Мы также благодарны рецензентам за полезные замечания, позволившие устранить погрешности изложения и уточнить интерпретацию. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 20-72-10011). Спекл-поляриметр 2.5-м телескопа создан при поддержке программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айснер и др. (J.A. Eisner, L.A. Hillenbrand, R.J. White, J.S. Bloom, R.L. Akeson, and C.H. Blake), *Astrophys. J.* **669**, 1072 (2007).
2. Бастьен (P. Bastien), *Astrophys. J.* **317**, 231 (1987).
3. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, M.A. Burlak, O.V. Vozyakova, A.V. Dodin, S.A. Lamzin, and A.M. Tatarnikov), *Astrophys. Bull.* **72**, 277 (2017).
4. Бертранг, Вольф (G.H.-M. Bertrang and S. Wolf), *MNRAS* **469**, 2869 (2017).
5. Божинова и др. (I. Bozhinova, A. Scholz, G. Costigan, O. Lux, C.J. Davis, T. Ray, et al.), *MNRAS* **463**, 4459 (2016).
6. Вольф и др. (S. Wolf, D.L. Padgett, and K.R. Stapelfeldt), *Astrophys. J.* **588**, 373 (2003).
7. Вольф (S. Wolf), *Comput. Phys. Comm.* **150**, 99 (2003).
8. Глаузер и др. (A.M. Glauser, F. Ménard, C. Pinte, G. Duchêne, M. Güdel, J.-L. Monin, et al.), *Astron. Astrophys.* **485**, 531 (2008).
9. Гринин (V.P. Grinin), in G. Garzón, C. Eiroa, D. de Winter, and T.J. Mahoney (eds.), *Disks, Planetesimals, and Planets*, Vol. 219 of *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.*, p. 216 (2000).
10. Гудмен, Вир (J. Goodman and J. Weare), *CAMCOS* **5**, 65 (2010).
11. Додин и др. (A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, A. Nadjip, B. Safonov, D. Shakhovskoi, et al.), *MNRAS* **482**, 5524 (2019).
12. Додин и др. (A. Dodin, S. Lamzin, P. Petrov, B. Safonov, M. Takami, and A. Tatarnikov), *MNRAS* **497**, 4322 (2020).
13. Кабри и др. (S. Cabrit, J. Pety, N. Pesenti, and C. Dougados), *Astron. Astrophys.* **452**, 897 (2006).
14. Катаока и др. (A. Kataoka, T. Tsukagoshi, A. Pohl, T. Muto, H. Nagai, I.W. Stephens, et al.), *Astrophys. J. (Letters)* **844**, L5 (2017).
15. Кирхшлягер, Вольф (F. Kirchschrager and S. Wolf), *Astron. Astrophys.* **568**, A103 (2014).
16. Корнилов и др. (V. Kornilov, B. Safonov, M. Kornilov, N. Shatsky, O. Voziakova, S. Potanin, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **126**, 482 (2014).
17. Ли и др. (D. Li, E. Pantin, C.M. Telesco, H. Zhang, C.M. Wright, P. J. Barnes, et al.), *Astrophys. J.* **832**, 18 (2016).

18. Лонг и др. (F. Long, G.J. Herczeg, D. Harsono, P. Pinilla, M. Tazzari, C.F. Manara, et al.), *Astrophys. J.* **882**, 49 (2019).
19. Матис и др. (J.S. Mathis, W. Rumpl, and K.H. Nordsieck), *Astrophys. J.* **217**, 425 (1977).
20. Мин и др. (M. Min, H. Canovas, G.D. Mulders, and C.U. Keller), *Astron. Astrophys.* **537**, A75 (2012).
21. Мияке и др. (T. Miyake, T.K. Suzuki, and S.-I. Inutsuka), *Astrophys. J.* **821**, 3 (2016).
22. Мундт, Айслоффель (R. Mundt and J. Eisloffel), *Astron. J.* **116**, 860 (1998).
23. Натта, Уитни (A. Natta and B.A. Whitney), *Astron. Astrophys.* **364**, 633 (2000).
24. Норрис и др. (B.R.M. Norris, P.G. Tuthill, M.J. Ireland, S. Lacour, A.A. Zijlstra, F. Lykou, et al.), *Nature* **484**, 220 (2012).
25. Петров, Козак (P.P. Petrov and B.S. Kozack), *Astron. Rep.* **51**, 500 (2007).
26. Петров и др. (R. Petrov, F. Roddier, and C. Aime), *J. Optic. Soc. Am. A* **3**, 634 (1986).
27. Петров и др. (P.P. Petrov, G.F. Gahm, A.A. Djupvik, E.V. Babina, S.A. Artemenko, and K.N. Grankin), *Astron. Astrophys.* **577**, A73 (2015).
28. Пинте и др. (C. Pinte, D.L. Padgett, F. Ménard, K.R. Stapelfeldt, G. Schneider, J. Olofsson, et al.), *Astron. Astrophys.* **489**, 633 (2008).
29. Понтоппидан и др. (K.M. Pontoppidan, G.A. Blake, and A. Smette), *Astrophys. J.* **733**, 84 (2011).
30. Родригез и др. (J.E. Rodriguez, J. Pepper, K.G. Stassun, R.J. Siverd, P. Cargile, T.G. Beatty, et al.), *Astron. J.* **146**, 112 (2013).
31. Родригез и др. (J.E. Rodriguez, R. Loomis, S. Cabrit, T.J. Haworth, S. Facchini, C. Dougados, et al.), *Astrophys. J.* **859**, 150 (2018).
32. Ростопчина и др. (A.N. Rostopchina, V.P. Grinin, D.N. Shakhovskoi, A.A. Lomach, and N.K. Minikulov), *Astron. Rep.* **51**, 55 (2007).
33. 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)].
34. Серковски и др. (K. Serkowski, D.S. Mathewson, and V.L. Ford), *Astrophys. J.* **196**, 261 (1975).
35. Стапельфельдт и др. (K. Stapelfeldt, C.J. Burrows, J.E. Krist, and WPC2 Science Team), in B. Reipurth and C. Bertout (eds.), *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, Vol. 182, p. 355–364 (1997).
36. Стапельфельдт и др. (K.R. Stapelfeldt, J.E. Krist, F. Ménard, J. Bouvier, D.L. Padgett, and C.J. Burrows), *Astrophys. J. (Lett.)* **502**, L65 (1998).
37. Стеклум и др. (B. Stecklum, R. Launhardt, O. Fischer, A. Henden, C. Leinert, and H. Meusinger), *Astrophys. J.* **617**, 418 (2004).
38. Тазаки и др. (R. Tazaki, A. Lazarian, and H. Nomura), *Astrophys. J.* **839**, 56 (2017).
39. Таками и др. (M. Takami, J.L. Karr, J. Hashimoto, H. Kim, J. Wisniewski, T. Henning, et al.), *Astrophys. J.* **772**, 145 (2013).
40. Уитни, Хартман (B.A. Whitney and L. Hartmann), *Astrophys. J.* **395**, 529 (1992).
41. Уиттер (D.C.B. Whittet), *Dust in the galactic environment* (1992).
42. Факкини и др. (S. Facchini, C.F. Manara, P.C. Schneider, C.J. Clarke, J. Bouvier, G. Rosotti, et al.), *Astron. Astrophys.* **596**, A38 (2016).
43. Хатчисон и др. (M.A. Hutchison, D.J. Price, G. Laibe, and S.T. Maddison), *MNRAS* **461**, 742 (2016).
44. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
45. Шульман С.Г., Гринин В.П., Письма в *Астрон. журн.* **45**, 435 (2019) [S.G. Shulman and V.P. Grinin, *Astron. Lett.* **45**, 384 (2019)].
46. Яо и др. (Y. Yao, M. Ishii, T. Nagata, H. Nakaya, and S. Sato), *Astrophys. J.* **542**, 392 (2000).



## Non-LTE Analysis of the Si II Lines in $\iota$ Her with Various Atomic Data Sets

© 2022 г. L. Mashonkina<sup>1\*</sup>, T. Sitnova<sup>1\*\*</sup>, S. Korotin<sup>2\*\*\*</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Pyatnitskaya st. 48, 119017 Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny 298409, Republic of Crimea, Russia*

Received 07.02.2022

In final form, 20.03.2022; accepted 30.03.2022

This study shows that the statistical equilibrium of Si II in the atmosphere of a B3 IV type star  $\iota$  Her is extremely sensitive to a variation in photoionization cross-sections for the Si II levels. The difference in abundances derived from absorption lines of Si II between applying the data from two equal accuracy sources, namely, the Opacity Project (OP) and the NORAD database, amounts to 0.18 dex, on average. Using the hydrogenic approximation for photoionization cross-sections, we obtain the departure coefficients for the Si II  $4s^2S$  level, the source function for Si II 6371 Å, and the abundance derived from this line, which are very similar to the corresponding values computed by Takeda (2021). We suppose that close-to-solar abundance obtained by Takeda (2021) from Si II 6371 Å in  $\iota$  Her is due to using the hydrogenic photoionization cross-sections for the Si II levels. However, emission lines of Si II observed in  $\iota$  Her can only be reproduced with the OP photoionization cross-sections. Photoionization cross-sections for the Si II levels need further improvements.

DOI: 10.31857/S0320010822060080

Полная версия статьи публикуется в английской версии журнала “Astronomy Letters” (v. 48, No. 5, 2022).

### REFERENCES

1. K.M. Aggarwal and F.P. Keenan, *MNRAS* **442**, 388 (2014).
2. S.A. Alexeeva, T.A. Ryabchikova, L.I. Mashonkina, *MNRAS* **462**, 1123 (2016).
3. K. Butler, Ph.D. Thesis, University of London (1984).
4. W. Cunto, C. Mendoza, F. Ochsenbein, C.J. Zeippen, *Astron. Astrophys.* **275**, L5 (1993).
5. L. Fernández-Mencheró, G. Del Zanna, N.R. Badnell, *Astron. Astrophys.* **572**, A115 (2014).
6. J. Giddings, Ph.D. Thesis, University of London (1981).
7. O. Kochukhov, Astrophysics Source Code Library, record ascl:1805.015 (2018).
8. A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database (version 5.7.1). Gaithersburg MD, USA (2019).
9. R. Kurucz, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s Grid, CD-ROM No. 13, [http://kurucz.harvard.edu/\(1993a\)](http://kurucz.harvard.edu/(1993a)).
10. R. Kurucz, Opacities for Stellar Atmospheres: Abundance Sampler, CD-ROM No. 14, [http://kurucz.harvard.edu/\(1993b\)](http://kurucz.harvard.edu/(1993b)).
11. R. Kurucz, SYNTHE Spectrum Synthesis Programs and Line Data, CD-ROM No. 18, [http://kurucz.harvard.edu/\(1994\)](http://kurucz.harvard.edu/(1994)).
12. K. Lodders, *Space Sci. Rev.* **217**, id.44 (2021).
13. L. Mashonkina, *MNRAS* **493**, 6095 (2020).
14. S.N. Nahar, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **101**, 423 (1995).
15. M.-F. Nieva, N. Przybilla, *Astron. Astrophys.* **539**, A143 (2012).
16. G.B. Rybicki, D.G. Hummer, *Astron. Astrophys.* **245**, 171 (1991).
17. G.B. Rybicki, D.G. Hummer, *Astron. Astrophys.* **262**, 209 (1992).
18. K. Sadakane, M. Nishimura, *Publ. Astron. Soc. Japan.* **69**, 48 (2017).

\*E-mail: [lima@inasan.ru](mailto:lima@inasan.ru)

\*\*E-mail: [sitnova@inasan.ru](mailto:sitnova@inasan.ru)

\*\*\*E-mail: [serkor1@mail.ru](mailto:serkor1@mail.ru)

19. K. Sadakane, M. Nishimura, *Publ. Astron. Soc. Japan.* **71**, 45 (2019).
20. D. Shulyak, V. Tsymbal, T. Ryabchikova, C. Stütz, W.W. Weiss, *Astron. Astrophys.* **428**, 993 (2004).
21. T.M. Sitnova, L.I. Mashonkina, T.A. Ryabchikova, *MNRAS* **477**, 3343 (2018a).
22. T. Sitnova, T. Ryabchikova, S. Alexeeva, L. Mashonkina, in *IAU Symp. 334, Rediscovering our Galaxy*, Ed. C. Chiappini et al. (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 360 (2018b).
23. Y. Takeda, *Astron. Astrophys.* **242**, 455 (1991).
24. Y. Takeda, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso* (2021, in press); arxiv: 2110.12110.
25. V. Tsymbal, T. Ryabchikova, T. Sitnova, 2019, in Kudryavtsev D.O., Romanyuk I.I., Yakunin I.A., eds, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **518**. *Physics of Magnetic Stars*, San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 247 (2019).

# СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ НАКАЧКА МАЗЕРОВ $\text{H}_2\text{O}$ И $\text{CH}_3\text{OH}$ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ С-ТИПА

© 2022 г. А. В. Нестерёнок<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 01.03.2022 г.

После доработки 30.03.2022 г.; принята к публикации 30.03.2022 г.

Рассматривается столкновительная накачка мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в магнитогидродинамических недиссоциативных ударных волнах С-типа. Построена сетка моделей ударных волн С-типа, скорости которых лежат в диапазоне 5–70 км/с, а плотности газа перед фронтом  $n_{\text{H}_2,0} = 10^4\text{--}10^7 \text{ см}^{-3}$ . Для решения уравнения переноса излучения в молекулярных линиях используется приближение большого градиента скорости. Показано, что переходы пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц, орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц инвертированы и имеют оптическую толщину вдоль направления скорости ударной волны  $|\tau| \sim 1$  при относительно низких плотностях газа в мазерной зоне,  $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^5\text{--}10^6 \text{ см}^{-3}$ . Для эффективной накачки остальных мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  необходимы более высокие плотности газа,  $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^7 \text{ см}^{-3}$ . При плотностях газа перед фронтом  $n_{\text{H}_2,0} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$  и скоростях ударной волны в диапазоне  $u_s \approx 17.5\text{--}22.5 \text{ км/с}$  возможна одновременная генерация в ударной волне мазерного излучения переходов  $\text{H}_2\text{O}$  и переходов  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса. В работе исследуется возможность детектирования мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса и перехода пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц в областях звездообразования и около остатков сверхновых звезд.

*Ключевые слова:* космические мазеры, перенос излучения, ударные волны, области звездообразования.

DOI: 10.31857/S0320010822060043

## ВВЕДЕНИЕ

Ударные волны в межзвездной среде наблюдаются на стадии формирования звезд, во время их эволюции, и на завершающей эволюционной стадии массивных звезд — вспышки сверхновых звезд. На стадии формирования звезды протозвездные биполярные потоки взаимодействуют с оболочкой протозвезды и с родительским молекулярным облаком, образуя ударные волны. После вспышки сверхновой ее внешние слои разлетаются в межзвездную среду с огромной скоростью, сгребая межзвездный газ и формируя ударную волну. В данной работе рассматриваются магнитогидродинамические недиссоциативные ударные волны С-типа, распространяющиеся в плотных молекулярных облаках. Химические реакции в нагретом ударной волной газе и разрушение ледяных мантий пылинок существенно изменяют химический состав газа и одновременно предоставляют возможность диагностики физических условий посредством наблюдения молекулярных и атомарных линий. Чем больше переходов различных молекул наблюдается в нагретом ударной волной газе,

тем точнее определение физических параметров — скорости ударной волны, плотности и температуры газа. В настоящей работе исследуются физические условия, при которых возникает интенсивное мазерное излучение молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в ударных волнах.

Ударные волны могут быть недиссоциативные (С-типа, нет диссоциации молекул на фронте) и диссоциативные (J-типа) (Дрейн, 1993). Тип ударной волны зависит от величины магнитного поля, скорости потоков газа и степени ионизации газа. Мазерное излучение  $\text{H}_2\text{O}$  может рождаться в зафронтальной области ударных волн обоих типов. Если скорость потоков газа выше скорости распространения возмущений в среде (скорости звука и магнитозвуковой скорости), формируется ударная волна J-типа. В ударных волнах J-типа физические параметры изменяются в узкой области пространства размером порядка длины свободного пробега атомов и молекул. Газ в таких ударных волнах нагревается до температур  $T_g \sim 10^5 \text{ К}$ , и имеет место полная диссоциация молекул. За фронтом ударной волны молекулы  $\text{H}_2$  образуются на частицах пыли, и выделение тепловой энергии при образовании  $\text{H}_2$  поддерживает температуру газа 300–400 К.

\*Электронный адрес: alex-n10@yandex.ru

В работах Элитзура и др. (1989), Холленбаха и др. (2013) было показано, что в теплом газе за фронтом ударной волны J-типа возможна генерация интенсивного мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$  в линии 22.23 ГГц. Однако для эффективной накачки большинства мазерных линий  $\text{H}_2\text{O}$  в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн необходимы температуры газа  $T_g > 400$  К (Грэй и др., 2016).

Если скорость потоков газа меньше магнитозвуковой скорости, но выше скорости звука для нейтрального компонента газа, формируется ударная волна C-типа. В таких ударных волнах изменения физических параметров на фронте определяются диффузией ионов (и заряженных частиц пыли) и нейтрального компонента газа друг через друга, и параметры газа (температура, плотность) испытывают плавные изменения. За счет того, что превращение кинетической энергии потоков газа в тепловую энергию происходит в обширной области ударной волны, газ нагревается до температур, гораздо меньших, чем в ударных волнах J-типа:  $T_g \sim 10^3 - 10^4$  К. Газ, проходя через фронт ударной волны C-типа, остается молекулярным. При этом температура газа на фронте и за фронтом ударной волны, где происходит накачка мазеров, может быть выше, чем в мазерной зоне ударных волн J-типа:  $T_g \gtrsim 1000$  К (Кауфман, Нефелд, 1996а). Ранее было показано, что для накачки мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  необходимы относительно высокие плотности,  $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^7$  см<sup>-3</sup> (Нефелд, Мельник, 1991; Кауфман, Нефелд, 1996а; Ятис и др., 1997; Грэй и др., 2016, 2022). Размеры источников мазерного излучения в линии 22.23 ГГц также указывают на высокие плотности газа в мазерных конденсациях (Кауфман, Нефелд, 1996а). Однако Серничаро и др. (1994, 1999), а также Даниель, Серничаро (2013) показали, что некоторые мазерные переходы  $\text{H}_2\text{O}$  (183.3, 325.1, 380.1 ГГц) могут быть инвертированы при относительно низких плотностях,  $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 - 10^6$  см<sup>-3</sup>.

Мазеры метанола делятся на два класса — мазеры I класса, которые имеют столкновительный механизм накачки, и мазеры II класса, которые имеют радиационный механизм накачки. В областях звездообразования мазерное излучение  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса рождается в ударных волнах — областях взаимодействия протозвездных потоков с окружающей межзвездной средой, в расширяющихся HII областях (Воронков и др., 2014). Мазеры  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса наблюдаются также в облаках центральной молекулярной зоны нашей Галактики и вблизи остатков сверхновых звезд (Салий и др., 2002; Пилстрем и др., 2014). Метанол образуется в темных молекулярных облаках на частицах пыли в реакциях гидрирования CO

(Ватанабе, Коучи, 2002). На фронте ударной волны метанол попадает в газовую фазу в результате спаттеринга ледяных мантий пылинок. Метанол не имеет каналов образования в газовой фазе, поэтому мазерное излучение метанола рождается в недиссоциативных ударных волнах C-типа. Если температура газа на фронте ударной волны достаточно высока,  $T_g \gtrsim 2000$  К, метанол разрушается в реакциях столкновительной диссоциации (Нестерёнок, 2022). В работе Нестерёнка (2022) было показано, что плотность газа перед фронтом ударной волны  $n_{\text{H}_2,0} \sim 10^4 - 10^5$  см<sup>-3</sup> является наиболее благоприятным условием для возникновения интенсивного мазерного излучения  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса (плотность газа в мазерной зоне в несколько раз выше начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0}$  за счет сжатия газа в ударной волне). Накачка мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  может происходить и при более высоких плотностях газа (МакИвен и др., 2014; Леурини и др., 2016). В работе Нестерёнка (2022) было показано, что оптическая толщина для переходов  $\text{CH}_3\text{OH}$  в ударной волне мала для начальных плотностей газа  $n_{\text{H}_2,0} \gtrsim 10^6$  см<sup>-3</sup>. При данных начальных плотностях газа и при скоростях ударной волны, когда происходит спаттеринг ледяных мантий пылинок ( $u_s \gtrsim 17.5$  км/с), температура газа  $T_g \gtrsim 2000$  К, и имеет место (частичная) диссоциация молекул метанола. Таким образом, мазеры  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса, а также некоторые переходы  $\text{H}_2\text{O}$  имеют режим накачки при относительно невысоких плотностях.

Данная работа является продолжением исследования накачки мазеров в ударных волнах, начатого в работах Нестерёнка (2020, 2021, 2022). В работе Нестерёнка (2020) рассматривалась столкновительная накачка мазеров OH на частоте 1720 МГц в ударных волнах вблизи остатков сверхновых звезд. В работах Нестерёнка (2021, 2022) рассматривалась накачка мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса, а также был изучен вопрос сосуществования мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  и OH в одном и том же источнике. В настоящей работе исследуется столкновительная накачка мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  в ударных волнах C-типа для начальных плотностей газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^4 - 10^7$  см<sup>-3</sup>, и рассматривается вопрос сосуществования мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  и мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса в одном и том же источнике.

## МОДЕЛЬ УДАРНОЙ ВОЛНЫ C-ТИПА

В работах Нестерёнка (2018) и Нестерёнка и др. (2019) была разработана модель стационарной ударной волны C-типа, распространяющейся в плотном молекулярном облаке. Численное моделирование состоит из двух частей: 1) моделирование

химической эволюции темного молекулярного облака, 2) моделирование распространения ударной волны. На старте моделирования химической эволюции облака атомы Н полагаются связанными в молекулы  $H_2$ , а все остальные элементы находятся в атомарном или ионизованном состоянии (Нестерёнок, 2022). Подробное описание всех химических процессов, которые учитываются в численном моделировании, а также описание динамики компонент газа в ударной волне (нейтрального газа, ионов, электронов, частиц пыли) приведены в работе Нестерёнка (2018). Обсуждение химических реакций, определяющих концентрацию метанола, дано в работе Нестерёнка (2022).

В качестве начальной точки для моделирования ударной волны был выбран возраст молекулярного облака  $t_0$ , при котором содержание метанола относительно ядер водорода в ледяных мантиях на частицах пыли равно  $10^{-5}$ . Этот возраст зависит от плотности газа и скорости ионизации космическим излучением. При этом относительное содержание молекул  $H_2O$  в момент времени  $t_0$  несколько отличается для разных плотностей и скоростей ионизации газа и составляет  $5 \times 10^{-5} - 10^{-4}$ . Согласно наблюдательным данным, относительное содержание молекул  $H_2O$  и  $CH_3OH$  в ледяных мантиях частиц пыли в молекулярных облаках лежит в диапазоне  $(1-8) \times 10^{-5}$  и  $(0-1.5) \times 10^{-5}$  соответственно (Бургер и др., 2015). Принятое в расчетах значение относительного содержания  $CH_3OH$  соответствует верхнему пределу наблюдаемых значений.

Для оценки магнитного поля перед фронтом ударной волны использовалась степенная зависимость магнитного поля от плотности (Дудоров, 1991; Крутчер и др., 2010):

$$B = \beta B_0 (n_{H,tot}/n_0)^\alpha, \quad (1)$$

где значения параметров следующие:  $n_0 = 300 \text{ см}^{-3}$ ,  $B_0 = 10 \mu\text{G}$ ,  $\alpha = 0.65$ , концентрация ядер водорода  $n_{H,tot} \geq n_0$ . Согласно данным наблюдений зеемановского расщепления молекулярных линий, магнитное поле в молекулярных облаках варьируется в широком диапазоне,  $0 < \beta \leq 1$  (Крутчер и др., 2010). В большинстве наших расчетов используется значение  $\beta = 1$ , а направление магнитного поля перпендикулярно скорости ударной волны. Также приводятся результаты расчетов моделей ударных волн, в которых  $\beta = 0.5$ .

В холодных молекулярных облаках характерное время конверсии орто- $H_2$  в пара- $H_2$  может быть больше времени эволюции облака, и отношение орто-/пара- $H_2$  не успевает достичь равновесного значения. Начальным значением отношения концентраций орто- и пара- $H_2$  было выбрано 0.1 —

некоторое произвольное малое значение. В расчетах учитываются следующие процессы, в результате которых происходит взаимная конверсия пара- и орто- $H_2$ : столкновения  $H_2-H$ , столкновения  $H_2-H^+$ , образование  $H_2$  на частицах пыли (Нестерёнок и др., 2019). При моделировании химической эволюции холодного молекулярного облака отношение орто-/пара- $H_2$  медленно изменяется в направлении равновесного значения. При этом основным каналом взаимной конверсии орто- и пара- $H_2$  являются столкновения с  $H^+$ .

Скорость ионизации газа космическими лучами в большинстве расчетов полагалась равной  $\zeta_{H_2} = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ , что соответствует скорости ионизации газа в холодных молекулярных облаках в стороне от источников ионизирующего излучения (Далгарно, 2006). Также мы приводим результаты расчетов моделей ударных волн, в которых скорость ионизации газа полагалась равной  $\zeta_{H_2} = 3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ . Это значение можно рассматривать как характерное значение скорости ионизации газа в молекулярных облаках в окрестности остатков сверхновых звезд и в облаках центральной молекулярной зоны нашей Галактики (Шингледер и др., 2016). Скорости ударных волн варьировались от 5 км/с до предельного значения скорости ударной волны С-типа. Предельное значение скорости определяется из условия почти полной диссоциации молекул  $H_2$ . Предельные значения скоростей приблизительно равны 70, 45, 30 и 30 км/с для плотностей газа перед фронтом  $n_{H_2,0} = 10^4, 10^5, 10^6$  и  $10^7 \text{ см}^{-3}$  соответственно (для скорости ионизации газа  $\zeta_{H_2} = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ ). В табл. 1 приведены значения параметров, которые использовались в численном моделировании ударных волн.

## РАСЧЕТ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ

### *Столкновительные коэффициенты и спектроскопические данные*

Энергии вращательных уровней и коэффициенты Эйнштейна для молекулы  $H_2O$  были взяты из базы данных HITRAN 2020 (Гордон и др., 2022). В расчетах учитывались 150 вращательных энергетических уровней молекулы пара- $H_2O$  и 150 энергетических уровней молекулы орто- $H_2O$ , принадлежащих основному и первому возбужденному колебательным состояниям молекулы. Энергия самого высокого из рассматриваемых уровней  $H_2O$  равна 4500 К. Скорости столкновительных переходов между энергетическими уровнями  $H_2O$  в столкновениях  $H_2O$  с  $H_2$  и электронами были рассчитаны в работах Форе и др. (2007) и Форе, Джосселин (2008). В работе Форе и др. (2007)

Таблица 1. Параметры ударной волны

Плотность газа перед фронтом ударной волны, $n_{\text{H}_2,0}$	$10^4-10^7 \text{ см}^{-3}$
Скорость ударной волны, $u_s$	5–70 км/с
Скорость ионизации газа космическими лучами, $\zeta_{\text{H}_2}$	$3 \times 10^{-17}, 3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$
Начальное отношение концентраций орто- и пара- $\text{H}_2$	0.1
Параметр, характеризующий величину магнитного поля, $\beta$	0.5, 1
Скорость турбулентных движений, $v_{\text{turb}}$	0.3 км/с
Начальное относительное содержание $\text{CH}_3\text{OH}$ в ледяных мантиях на частицах пыли	$10^{-5}$
Начальное относительное содержание $\text{H}_2\text{O}$ в ледяных мантиях на частицах пыли	$(5-10) \times 10^{-5}$

**Примечание.** Определение параметра  $\beta$  дано в уравнении (1).

приводятся четыре набора данных для столкновений между орто-/пара- $\text{H}_2\text{O}$  и орто-/пара- $\text{H}_2$  для диапазона температур газа 20–2000 К, при этом рассматриваются переходы между 45 нижними энергетическими уровнями каждого спин-изомера  $\text{H}_2\text{O}$ . Для остальных переходов в наших расчетах использовались данные из работы Форе, Джосселин (2008). В расчетах этих столкновительных коэффициентов отношение орто-/пара- $\text{H}_2$  изначально полагалось равным 3. Столкновительные коэффициенты для переходов между уровнями  $\text{H}_2\text{O}$  в столкновениях  $\text{H}_2\text{O}$  с атомами He были взяты из работ Грина и др. (1993) и Нестерёнка (2013). Столкновительные коэффициенты для переходов  $\text{H}_2\text{O}$  в столкновениях с атомами H для нижних 45 вращательных уровней  $\text{H}_2\text{O}$  брались из работы Даниеля и др. (2015). Столкновения  $\text{H}_2\text{O}$  с атомами H становятся существенны, когда скорость ударной волны близка к предельному значению скорости ударной волны С-типа, и имеет место частичная диссоциация молекул  $\text{H}_2$  на фронте. Содержание электронов относительно ядер водорода в молекулярном газе составляет  $x_e \sim 10^{-8}-10^{-7}$  для  $\zeta_{\text{H}_2} \sim 10^{-16} \text{ с}^{-1}$  и  $n_{\text{H}_2} \sim 10^4-10^5 \text{ см}^{-3}$  и уменьшается с увеличением плотности. Столкновения  $\text{H}_2\text{O}$  с электронами незначительны.

Описание спектроскопических данных и данных по столкновительным коэффициентам, которые использовались в расчетах населенностей энергетических уровней  $\text{CH}_3\text{OH}$ , приводится в работе Нестерёнка (2016). В расчетах не используется экстраполяция столкновительных коэффициентов для высоких температур — коэффициенты считаются постоянными при температурах выше максимальной температуры, для которой имеются данные. Вопрос чувствительности результатов расчетов населенностей энергетических уровней  $\text{CH}_3\text{OH}$  к столкновительным коэффициентам

при высоких температурах исследовался в работе Нестерёнка (2022). Отношение концентраций спин-изомеров молекул полагалось следующим: орто-/пара- $\text{H}_2\text{O} = 3$  (Эмпредхтингер и др., 2013) и А-/Е- $\text{CH}_3\text{OH} = 1$  (Нестерёнок, 2022).

### Основные формулы

В данной работе мы используем тот же метод расчета населенностей уровней молекул в ударной волне, что и в работах Нестерёнка (2020, 2022). Ниже кратко изложены идеи метода. Профиль ударной волны, полученный в результате численного моделирования, разбивается на слои. Для каждого слоя проводится расчет населенностей энергетических уровней молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$ . Система уравнений для населенностей энергетических уровней молекулы на некотором расстоянии  $z$  в ударной волне имеет вид

$$\sum_{k=1, k \neq i}^M (R_{ki} + C_{ki}) n_k(z) - \quad (2)$$

$$- n_i(z) \sum_{k=1, k \neq i}^M (R_{ik} + C_{ik}) = 0,$$

$$i = 1, \dots, M - 1, \quad \sum_{i=1}^M n_i(z) = 1.$$

Здесь  $M$  — общее число энергетических уровней,  $R_{ik}$  — вероятность радиационных переходов с уровня  $i$  на уровень  $k$ ,  $C_{ik}$  — вероятность столкновительных переходов. Вероятности радиационных переходов следующие:

$$R_{ik}^{\downarrow} = B_{ik} J_{ik} + A_{ik}, \quad i > k, \quad (3)$$

$$R_{ik}^{\uparrow} = B_{ik} J_{ik}, \quad i < k,$$

где  $A_{ik}$  и  $B_{ik}$  — коэффициенты Эйнштейна для спонтанного и вынужденного излучения,  $J_{ik}$  — среднее по направлению и по профилю линии значение интенсивности излучения. Для расчета интенсивности излучения использовался метод большого градиента скорости (Хаммер, Рибички, 1985). Это метод дает хорошее приближение, если характерная длина изменения физических параметров много больше соболевской длины

$$\Delta z_S = u_D \left| \frac{du(z)}{dz} \right|^{-1}, \quad (4)$$

где  $u(z)$  — скорость газа,  $u_D$  — ширина профиля линии в единицах скорости (Нестерёнок, 2020, 2022). Перекрытие спектральных линий  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  не учитывалось, так как для рассматриваемых мазеров перекрытие линий оказывает малый эффект на накачку (МакИвен и др., 2014; Грэй и др., 2016). Поглощение излучения в молекулярных линиях на пыли учитывалось (Хаммер, Рибички, 1985; Нестерёнок, 2016). Температура пыли за фронтом ударной волны, где происходит накачка мазеров, много меньше температуры газа,  $T_d \ll T_g$ . Максимальное значение температуры пыли достигается на пике ударной волны и составляет 65 К для модели с параметрами  $n_{\text{H}_2,0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$  и  $u_s = 30 \text{ км/с}$ . Излучение пыли не учитывалось в расчетах интенсивности излучения в молекулярных линиях. Решение системы уравнений (2) осуществлялось итерационным методом.

После того как получено решение системы уравнений (2) для населенностей энергетических уровней молекулы, производится расчет коэффициента усиления излучения для переходов с инверсией населенностей уровней. Выражение для коэффициента усиления (который равен коэффициенту поглощения с обратным знаком) для перехода  $i \rightarrow k$  в случае плоско-параллельного газопылевого облака имеет вид

$$\gamma_{ik}(z, \mu, \nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi} A_{ik} n_m(z) \times \left( n_i(z) - \frac{g_i}{g_k} n_k(z) \right) \phi(z, \mu, \nu) - \kappa_c(z), \quad (5)$$

где  $\mu$  — косинус угла между направлением течения газа в ударной волне и лучом зрения,  $n_m(z)$  — концентрация молекул (орто- или пара- $\text{H}_2\text{O}$ , спин изомеры  $\text{CH}_3\text{OH}$  типа А или Е) на расстоянии  $z$  в ударной волне,  $g_i$  и  $g_k$  — статистические веса энергетических уровней,  $\kappa_c(z)$  — коэффициент поглощения на пыли. Спектральный профиль коэффициентов излучения и поглощения в лабораторной системе отсчета дается выражением:

$$\phi(z, \mu, \nu) = \tilde{\phi}_{ik} [\nu - \nu_{ik} \mu u(z)/c], \quad (6)$$

где  $\nu_{ik}$  — частота перехода,  $\tilde{\phi}_{ik}(\nu)$  — нормированный спектральный профиль в системе отсчета, связанной с потоком газа. Для перехода орто- $\text{H}_2\text{O}$   $6_{16} \rightarrow 5_{23}$  на частоте 22.23 ГГц необходимо учитывать дополнительное уширение профиля линии за счет сверхтонкого расщепления энергетических уровней (Варшалович и др., 2006; Нестерёнок, Варшалович, 2011). Спектральный профиль коэффициентов излучения и поглощения в данной линии равен сумме из шести компонент разной интенсивности. При температуре газа  $T_g \gtrsim 150 \text{ К}$  компоненты сливаются в один асимметричный профиль. Для переходов орто- $\text{H}_2\text{O}$  в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн величина расщепления мала по сравнению с доплеровской шириной профиля линии.

Оптическая толщина в линии, для которой имеет место инверсия населенностей уровней, равна:

$$|\tau_\mu(\nu)| = \frac{1}{\mu} \int dz \gamma_{ik}(z, \mu, \nu). \quad (7)$$

Параметр  $a = 1/\mu$  равен отношению длины усиления излучения вдоль луча зрения к толщине ударной волны. Если ударная волна видится с ребра, то значение  $a$  большое, и мазерное излучение наиболее интенсивно. В теоретических работах полагают  $a \sim 10$  для объяснения излучения ярких мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  (см., например, Кауфман, Нефелд, 1996а). Оптическая толщина растет с ростом  $a$  быстрее, чем  $\propto a$ , вследствие зависимости спектрального профиля линии от  $\mu$ , см. уравнение (6) (Нестерёнок, 2021). Максимум величины (7) при фиксированном  $\mu$  достигается в центре линии.

Для яркостной температуры излучения в мазерной линии можно записать:

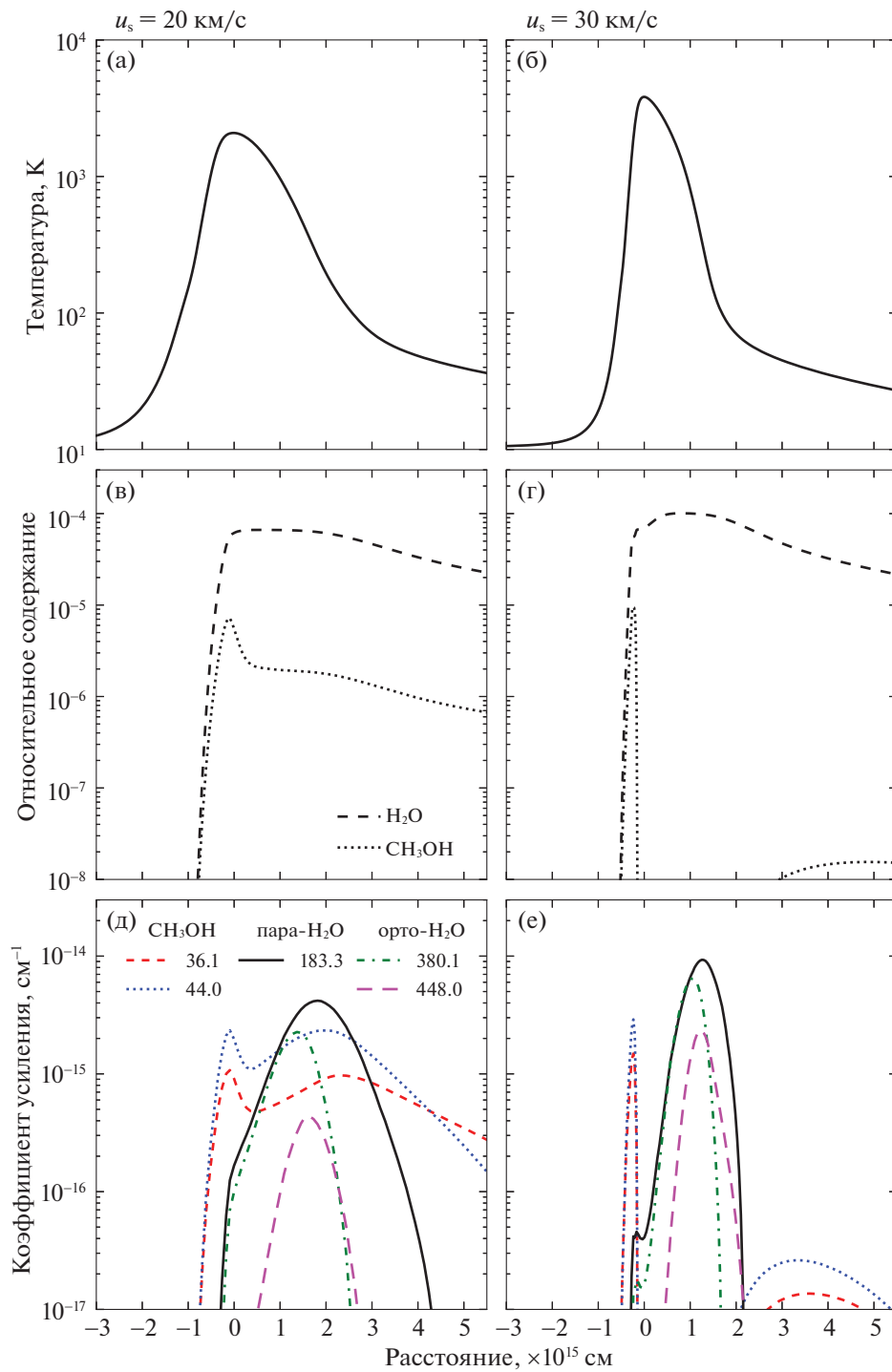
$$T_b = T_{bg} \exp(|\tau|), \quad (8)$$

где  $T_{bg}$  — температура фонового излучения,  $|\tau|$  — абсолютное значение оптической толщины в мазерной линии. С увеличением интенсивности излучения в мазерной линии скорость индуцированных переходов (слагаемое, пропорциональное  $J_{ik}$  в уравнениях (3)) становится сопоставима со скоростями столкновительных и радиационных переходов на другие уровни. В этом случае мазер переходит в режим насыщения, и экспоненциальный закон усиления излучения меняется на линейный (Стрельницкий, 1974). В нашей работе не рассматривалось усиление мазерного излучения в насыщенном режиме.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

### *Физические условия в области формирования мазерного излучения*

На рис. 1 приведены графики температуры, относительного содержания молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,



**Рис. 1.** Температура газа в ударной волне в зависимости от расстояния (а), (б); содержание молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в газе относительно концентрации ядер водорода (в), (г); коэффициент усиления для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  (д), (е). Показаны результаты расчетов для плотности газа перед фронтом ударной волны  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5$  см $^{-3}$ , скорости ионизации газа космическими лучами  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17}$  с $^{-1}$ , для двух скоростей ударной волны: 20 км/с (слева) и 30 км/с (справа). Точка нуль по оси абсцисс — это точка, где температура газа в ударной волне достигает максимума.



коэффициента усиления в мазерных линиях как функции от расстояния вдоль направления потока газа в ударной волне. Результаты приводятся для двух моделей ударной волны со скоростями  $u_s = 20$  и  $30$  км/с. Плотность газа перед фронтом для обеих моделей ударных волн составляет  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5$  см $^{-3}$ . Температура газа быстро возрастает до максимального значения (2100 и 3800 К для  $u_s = 20$  и  $30$  км/с соответственно). Далее температура газа медленно падает в результате ослабления темпа нагрева газа и охлаждения газа за счет излучения в молекулярных линиях. На фронте ударной волны происходит спаттеринг ледяных мантий пылинок, и наблюдается резкий рост относительного содержания  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в газовой фазе. За фронтом ударной волны относительное содержание молекул в газе медленно падает в результате адсорбции на частицах пыли. Характерное время этого процесса  $t \sim 10^3$  лет для  $n_{\text{H}_2} = 10^6$  см $^{-3}$ ,  $T_g = 50$  К. В горячем газе на фронте ударной волны имеет место разрушение молекул метанола в реакциях с атомами Н и в реакциях столкновительной диссоциации. Для скорости ударной волны  $u_s = 20$  км/с разрушение метанола происходит не полностью, и отношение концентраций  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  в зафронтальной области составляет 0.03. При большей скорости,  $u_s = 30$  км/с, молекулы метанола полностью разрушаются в горячем газе на фронте ударной волны. С другой стороны, чем выше скорость ударной волны, тем выше относительное содержание  $\text{H}_2\text{O}$  в остывающем газе за фронтом ударной волны: колонковая концентрация  $\text{H}_2\text{O}$  от пика ударной волны до области, где температура газа опускается ниже 30 К, составляет  $N_{\text{H}_2\text{O}} = 3 \times 10^{17}$  и  $5 \times 10^{17}$  см $^{-2}$  для  $u_s = 20$  и  $30$  км/с соответственно. Это связано с тем, что О и ОН, образующиеся в реакциях молекул с атомами Н и в реакциях столкновительной диссоциации (разрушение  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CO}_2$  и других молекул), превращаются в  $\text{H}_2\text{O}$ .

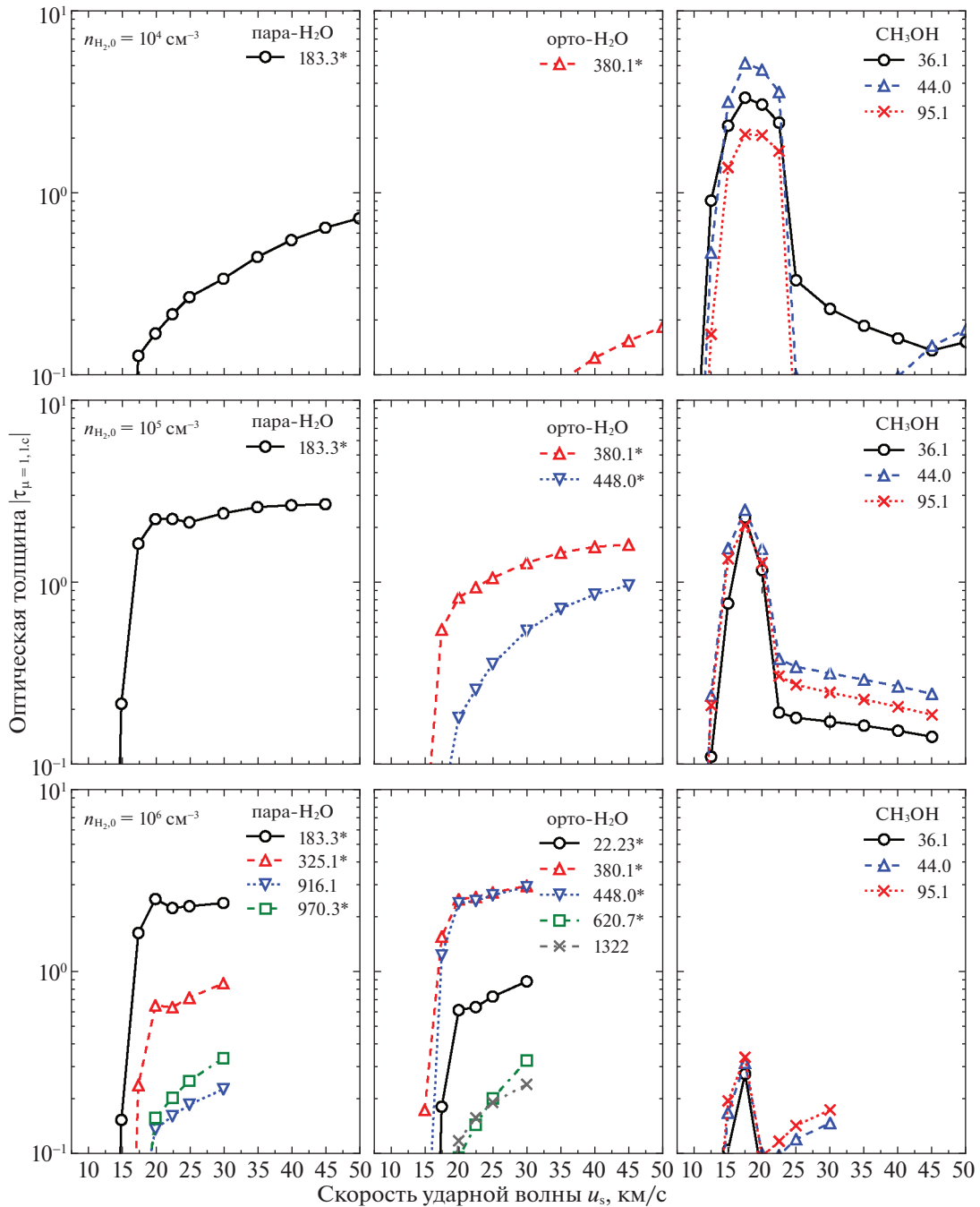
На рис. 1д,е показаны зависимости от расстояния коэффициента усиления для линий метанола  $E 4_{-1} \rightarrow 3_0$  36.1 ГГц и  $A^+ 7_0 \rightarrow 6_1$  44.0 ГГц, линии пара- $\text{H}_2\text{O}$   $3_{13} \rightarrow 2_{20}$  183.3 ГГц, линий орто- $\text{H}_2\text{O}$   $4_{14} \rightarrow 3_{21}$  380.1 ГГц и  $4_{23} \rightarrow 3_{30}$  448.0 ГГц. Размер области ударной волны, где коэффициент усиления в линии пара- $\text{H}_2\text{O}$  на частоте 183.3 ГГц падает в два раза от максимального значения, составляет  $1.5 \times 10^{15}$  см для скорости ударной волны  $u_s = 20$  км/с и в два раза меньше для  $u_s = 30$  км/с. В пределах этой области температура газа падает в 10 раз (с  $T_g \approx 1000$  К до 100 К). В то время как плотность газа увеличивается в 2 раза (с  $3n_{\text{H}_2,0}$  до  $6n_{\text{H}_2,0}$  для  $u_s = 20$  км/с), а абсолютное значение градиента скорости газа уменьшается в

5 раз. Температура газа является параметром с самым большим градиентом, поэтому положение пика коэффициента усиления мазерных переходов определяется главным образом изменением температуры газа. В области, где коэффициент усиления в линии 183.3 ГГц достигает максимума, температура газа составляет 250–300 К, а плотность газа  $n_{\text{H}_2} \approx 5n_{\text{H}_2,0}$ . Для эффективной накачки перехода 380.1 ГГц необходимы более высокие температуры, и область мазерного излучения 380.1 ГГц должна быть более компактна. В области, где коэффициент усиления 380.1 ГГц достигает максимума, температура газа составляет около 600 К. Инверсия населенностей в линии 380.1 ГГц пропадает, как только температура газа опускается ниже 100 К. Для скорости ударной волны  $u_s = 20$  км/с инверсия населенностей энергетических уровней для переходов  $\text{CH}_3\text{OH}$  36.1 и 44.0 ГГц имеет место в широкой области от фронта ударной волны до дальней зафронтальной зоны, где температура газа опускается до 30 К.

Коэффициент поглощения на пыли на частоте 183.3 ГГц равен  $\kappa_c \approx (5-10) \times 10^{-21}$  см $^{-1}$  в области ударной волны, где коэффициент усиления в мазерной линии 183.3 ГГц максимален (для  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5$  см $^{-3}$ ). Таким образом, поглощение на пыли для мазерных переходов пренебрежимо мало.

#### Оптическая толщина в мазерных линиях $\text{H}_2\text{O}$ и $\text{CH}_3\text{OH}$

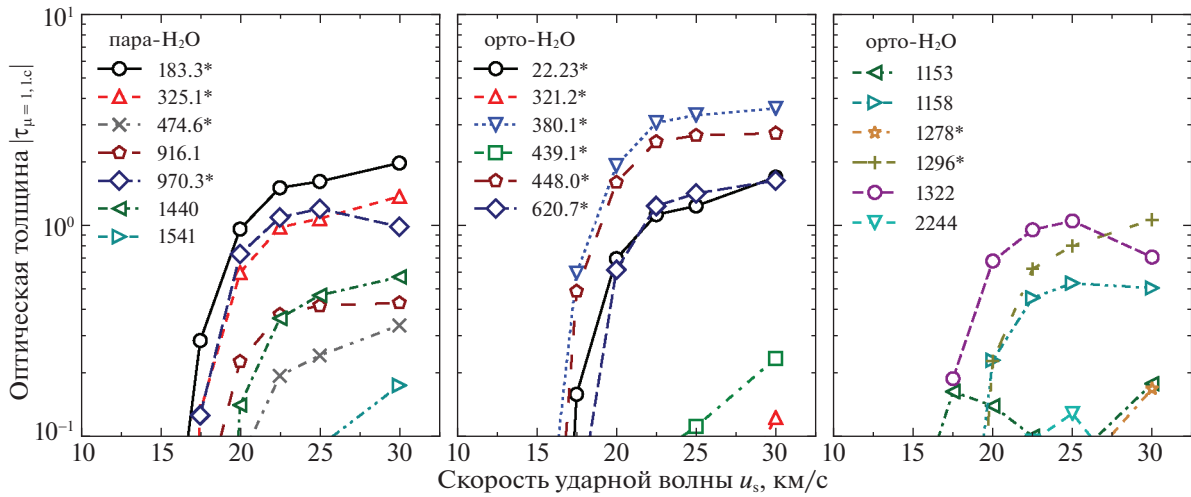
На рис. 2 показаны результаты расчетов оптической толщины в центре линии вдоль направления течения газа  $|\tau_{\mu=1, \text{l.c.}}|$  для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$ . Расчеты приведены для начальных плотностей газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^4$ ,  $10^5$  и  $10^6$  см $^{-3}$ . На рисунке показаны все инвертированные переходы  $\text{H}_2\text{O}$ , для которых согласно расчетам оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1, \text{l.c.}}| > 0.1$ . Согласно нашим расчетам, оптимальным условием для накачки мазеров метанола является диапазон плотностей газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^4 - 10^5$  см $^{-3}$ . При таких плотностях оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1, \text{l.c.}}| \sim 1$  для перехода пара- $\text{H}_2\text{O}$  на частоте 183.3 ГГц и переходов орто- $\text{H}_2\text{O}$  на частоте 380.1 и 448.0 ГГц. При плотностях газа  $n_{\text{H}_2,0} \geq 10^6$  см $^{-3}$  оптическая толщина для мазерных переходов  $\text{CH}_3\text{OH}$  мала вследствие разрушения молекул метанола в горячем плотном газе на фронте ударной волны (Нестерёнок, 2022). В то же время для многих переходов  $\text{H}_2\text{O}$  оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1, \text{l.c.}}| \geq 0.1$  при такой плотности газа.



**Рис. 2.** Оптическая толщина (абсолютное значение) в центре линии вдоль направления течения газа  $|\tau_{\mu=1,1,c}|$  для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в зависимости от скорости ударной волны  $u_s$ . Каждая точка соответствует одной модели ударной волны, при этом скорость ударной волны отложена по оси абсцисс. Приведены расчеты для трех плотностей газа перед фронтом ударной волны:  $n_{\text{H}_2,0} = 10^4 \text{ см}^{-3}$  (верхний ряд графиков),  $10^5 \text{ см}^{-3}$  (средний ряд) и  $10^6 \text{ см}^{-3}$  (нижний ряд). В левой колонке рисунков показаны переходы пара- $\text{H}_2\text{O}$ , в средней колонке — переходы орто- $\text{H}_2\text{O}$ , в правой колонке — переходы  $\text{CH}_3\text{OH}$ . Переходы  $\text{H}_2\text{O}$ , мазерное излучение которых наблюдалось в астрофизических объектах, обозначены звездой (Нефелд и др., 2017; Перейра-Сантаэлла и др., 2017). Показаны результаты расчетов для линий  $\text{CH}_3\text{OH}$   $E_{4-1} \rightarrow 3_0$  36.1 ГГц,  $A^+_{7_0} \rightarrow 6_1$  44.0 ГГц и  $A^+_{8_0} \rightarrow 7_1$  95.1 ГГц.

На рис. 3 показаны результаты расчетов оптической толщины для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  для начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ . В этом случае инверсия населенностей энерги-

ческих уровней имеет место для гораздо большего числа переходов  $\text{H}_2\text{O}$ , чем в случае меньших плотностей газа. Список переходов приведен в табл. 2, все переходы принадлежат основному колебатель-



**Рис. 3.** Оптическая толщина в центре линии вдоль направления течения газа  $|\tau_{\mu=1,l.c.}|$  для мазерных переходов  $H_2O$  в зависимости от скорости ударной волны. Плотность газа перед фронтом ударной волны равна  $n_{H_2,0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ . На графике слева показаны результаты для линий пара- $H_2O$ , на остальных двух графиках — результаты для линий орто- $H_2O$ .

ному состоянию  $H_2O$ . Согласно нашим расчетам, переходы пара- $H_2O$  183.3, 325.1, 970.3 ГГц, и переходы орто- $H_2O$  22.23, 380.1, 448.0, 620.7, 1296 и

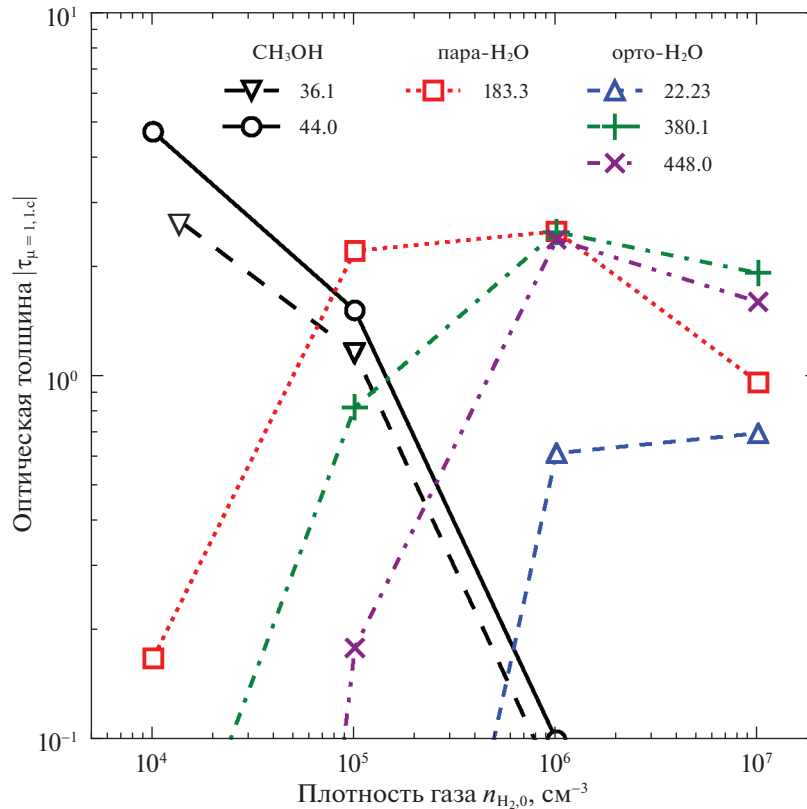
1322 ГГц имеют оптическую толщину  $|\tau_{\mu=1,l.c.}| > 1$  хотя бы в одной из моделей ударной волны. Если ударная волна видится с ребра (параметр  $a \sim 10$ ), указанные переходы являются сильными мазерами. Известные мазерные переходы орто- $H_2O$  321.2 и 439.1 ГГц имеют оптическую толщину  $|\tau_{\mu=1,l.c.}| \sim 0.1$  (рис. 3). В наших расчетах получилась маленькая оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1,l.c.}| < 0.1$  (или отсутствие инверсии населенностей энергетических уровней) для мазерных переходов возбужденных колебательных состояний  $H_2O$ .

**Таблица 2.** Переходы  $H_2O$

орто- $H_2O$		пара- $H_2O$	
$6_{16} \rightarrow 5_{23}$	22.23*	$3_{13} \rightarrow 2_{20}$	183.3*
$10_{29} \rightarrow 9_{36}$	321.2*	$5_{15} \rightarrow 4_{22}$	325.1*
$4_{14} \rightarrow 3_{21}$	380.1*	$5_{33} \rightarrow 4_{40}$	474.6*
$6_{43} \rightarrow 5_{50}$	439.1*	$4_{22} \rightarrow 3_{31}$	916.1
$4_{23} \rightarrow 3_{30}$	448.0*	$5_{24} \rightarrow 4_{31}$	970.3*
$5_{32} \rightarrow 4_{41}$	620.7*	$7_{26} \rightarrow 6_{33}$	1440
$3_{12} \rightarrow 2_{21}$	1153	$6_{33} \rightarrow 5_{42}$	1541
$6_{34} \rightarrow 5_{41}$	1158		
$7_{43} \rightarrow 6_{52}$	1278*		
$8_{27} \rightarrow 7_{34}$	1296*		
$6_{25} \rightarrow 5_{32}$	1322		
$8_{36} \rightarrow 7_{43}$	2244		

**Примечание.** Список переходов, для которых оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1,l.c.}| > 0.1$  хотя бы в одной из моделей ударной волны для начальной плотности газа  $n_{H_2,0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Все переходы принадлежат основному колебательному состоянию  $H_2O$ . Переходы  $H_2O$ , мазерное излучение которых наблюдалось в астрофизических объектах, обозначены звездой (Нефелд и др., 2017; Перейра-Сангаэлла и др., 2017). Значения частот указаны в ГГц, используются “обрезанные” значения.

На рис. 4 показана оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1,l.c.}|$  для мазерных переходов  $H_2O$  и  $CH_3OH$  в зависимости от начальной плотности газа  $n_{H_2,0}$ , при этом скорость ударной волны во всех расчетах полагалась равной  $u_s = 20 \text{ км/с}$ . С увеличением начальной плотности газа оптическая толщина в линиях  $CH_3OH$  уменьшается, а для переходов  $H_2O$  — увеличивается. При плотностях  $n_{H_2,0} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$  возможно сосуществование мазеров  $CH_3OH$  I класса и мазеров  $H_2O$  183.3 и 380.1 ГГц. Чем выше начальная плотность газа, тем уже фронт ударной волны. Длина области за фронтом, на которой коэффициент усиления в линии 183.3 ГГц падает в два раза от максимального значения, составляет  $\approx 10^{14} \text{ см}$  для  $n_{H_2,0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$  — на порядок меньше, чем в случае начальной плотности газа  $10^5 \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 4.** Оптическая толщина в центре линии вдоль направления течения газа  $|\tau_{\mu=1, l.c.}|$  для мазерных переходов  $H_2O$  и  $CH_3OH$  в зависимости от начальной плотности газа  $n_{H_2,0}$ . Скорость ударной волны во всех расчетах полагалась равной  $u_s = 20$  км/с.

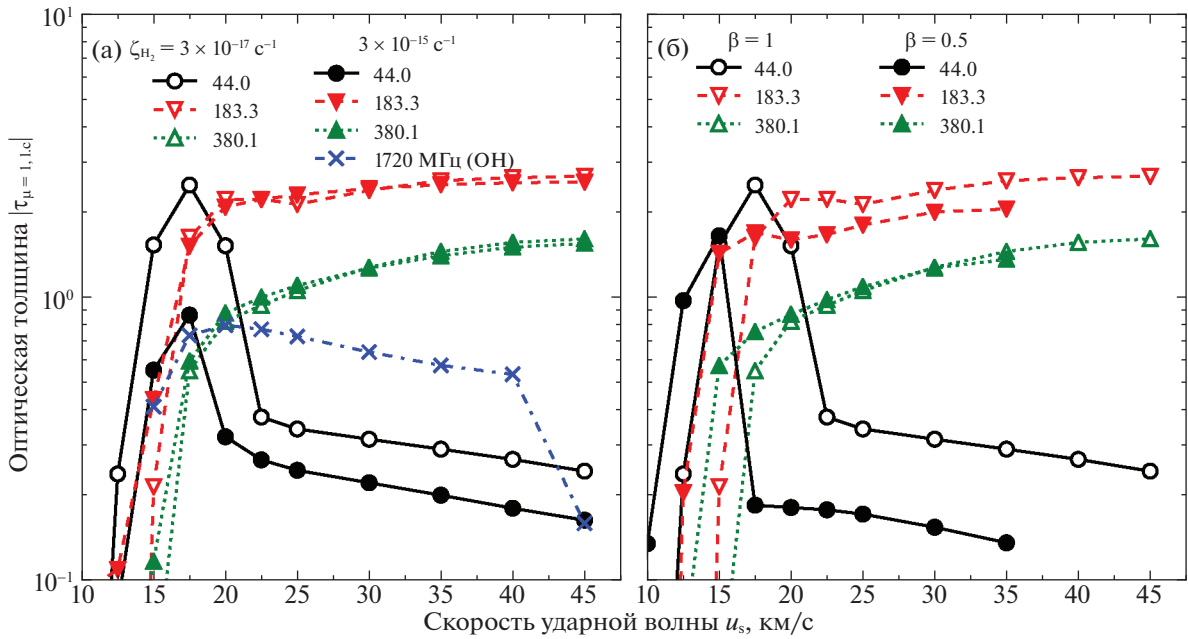
#### *Эффект отношения орто-/пара- $H_2$ на накачку мазеров*

В горячем газе на фронте ударной волны главным механизмом взаимной конверсии пара- $H_2$  и орто- $H_2$  являются столкновения  $H_2-H$ . Если температура газа и концентрация атомов  $H$  в газе достаточно высоки, то отношение орто-/пара- $H_2$  успевает достичь равновесного значения, определяемого температурой газа (Нестерёнок и др. 2019). Для скоростей ударной волны меньше некоторого значения  $u_0$  конверсия пара- $H_2$  в орто- $H_2$  в нагретом газе на фронте ударной волны неэффективна. В этом случае основным столкновительным партнером молекул в соударениях является пара- $H_2$ . Значение  $u_0$  составляет около 30 и 20 км/с для начальных плотностей газа  $n_{H_2,0} = 10^4$  и  $10^7$   $cm^{-3}$  соответственно ( $\zeta_{H_2} = 3 \times 10^{-17} s^{-1}$ ). В частности, в ударной волне с параметрами  $n_{H_2,0} = 10^5$   $cm^{-3}$ ,  $u_s = 22.5$  км/с отношение орто-/пара- $H_2$  возрастает с 0.02 до 0.5 при прохождении газа через фронт ударной волны. Нами были проделаны расчеты, в которых отношение орто-/пара- $H_2$  изначально полагалось равным 3 в модели ударной волны с указанными параметрами. Отличие результатов

расчетов для оптической толщины в линии пара- $H_2O$  183.3 ГГц составляет около 3%. Такой результат объясняется тем, что значения столкновительных коэффициентов  $H_2O-H_2$  имеют малое отличие для орто- и пара- $H_2$  для температур газа более 300 К (Форе и др., 2007). Для переходов  $CH_3OH$  36.1, 44.0 и 95.1 ГГц оптическая толщина на  $\approx 30\%$  меньше в случае отношения орто-/пара- $H_2$ , равного 3. Влияние отношения орто-/пара- $H_2$  на накачку мазеров  $H_2O$  мало, а для мазеров  $CH_3OH$  существенно.

#### *Эффект скорости ионизации газа и величины магнитного поля на генерацию мазерного излучения $H_2O$ и $CH_3OH$*

На рис. 5 приведена зависимость оптической толщины  $|\tau_{\mu=1, l.c.}|$  от скорости ударной волны для мазерных переходов молекул  $H_2O$ ,  $CH_3OH$  и  $OH$ , плотность газа перед фронтом ударной волны равна  $n_{H_2,0} = 10^5$   $cm^{-3}$ . На рис. 5а приведены результаты расчетов для двух значений скорости ионизации газа космическими лучами:  $\zeta_{H_2} = 3 \times 10^{-17}$  и  $3 \times 10^{-15}$   $s^{-1}$ . Результаты расчетов для перехода



**Рис. 5.** Оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1,l,c}|$  для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  (183.3 и 380.1 ГГц),  $\text{CH}_3\text{OH}$  (44.0 ГГц) и  $\text{OH}$  (1720 МГц) в зависимости от скорости ударной волны. Плотность газа перед фронтом ударной волны составляет  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ . На графике (а) приведены результаты расчетов для двух значений скорости ионизации газа космическими лучами,  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17}$  и  $3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$  ( $\beta = 1$ ). На графике (б) приведены результаты расчетов для двух значений магнитного поля, параметр  $\beta = 0.5$  и  $1$  ( $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ ).

$\text{OH}$  между подуровнями основного вращательно-го состояния  $^2\Pi_{3/2} j = 3/2$  на частоте 1720 МГц были взяты из работы Нестерёнка (2022). При высоких скоростях ионизации газа космическими лучами метанол разрушается в зафронтной области в ион-молекулярных реакциях и в реакциях фотодиссоциации УФ-излучением, индуцированным космическими лучами. Оптические толщины в мазерных переходах  $\text{CH}_3\text{OH}$  существенно меньше при высоких значениях скорости ионизации газа, чем при низких значениях (рис. 5а) (см. также работу Нестерёнка, 2022). Молекула  $\text{OH}$ , наоборот, образуется в реакциях фотодиссоциации  $\text{H}_2\text{O}$  и в ион-молекулярных реакциях с участием  $\text{H}_3\text{O}^+$ . Для существования мазерного излучения  $\text{OH}$  в линии 1720 МГц необходимы высокие скорости ионизации газа,  $\zeta_{\text{H}_2} \gtrsim 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ . Доля молекул  $\text{H}_2\text{O}$ , разрушенных в мазерной зоне в результате указанных реакций, составляет  $\sim 5\%$  (для  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ ). Поэтому влияние скорости ионизации газа на значение оптических толщин для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  мало. На рис. 5б приведены оптические толщины в мазерных линиях  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  для двух значений магнитного поля (параметр  $\beta = 0.5$  и  $1$ ), а значение скорости ионизации газа в обоих случаях равно  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ . Чем меньше значение магнитного поля, тем уже фронт ударной волны, и выше температура газа на

фронте. Это приводит к тому, что оптические толщины в линиях молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  меньше в случае более слабого магнитного поля. Разрушение ледяных мантий пылинок происходит при меньших скоростях ударной волны. Поэтому кривая зависимости оптической толщины от скорости ударной волны смещается влево для  $\beta = 0.5$  (рис. 5б).

В табл. 3 приведена яркостная температура мазеров, рассчитанная по формуле (8), для параметров ударной волны  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $u_s =$

**Таблица 3.** Яркостная температура мазеров  $\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{H}_2\text{O}$

Переход	$\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$	$\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$
1720 МГц ( $\text{OH}$ )	—	$5 \times 10^4 \text{ К}$
44.0 ГГц ( $\text{CH}_3\text{OH}$ )	$> 10^7 \text{ К}$	$\sim 10^7 \text{ К}$
36.1 ГГц ( $\text{CH}_3\text{OH}$ )	$> 10^7 \text{ К}$	$10^4 \text{ К}$
183.3 ГГц ( $\text{H}_2\text{O}$ )	$2 \times 10^8 \text{ К}$	$5 \times 10^8 \text{ К}$

**Примечание.** Параметры ударной волны:  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $u_s = 17.5 \text{ км/с}$ ,  $\beta = 1$ ; отношение длины усиления мазерного излучения к ширине ударной волны  $1/\mu = 5$ . Оценка снизу на яркостную температуру для мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  означает, что мазеры насыщены.

$= 17.5$  км/с,  $\beta = 1$  и для двух значений скорости ионизации газа,  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17}$  и  $3 \times 10^{-15}$  с $^{-1}$ . Параметр  $a = 1/\mu$  был выбран равным 5 в этих оценках (где  $\mu$  — косинус угла между лучом зрения и направлением скорости ударной волны). Температура фонового излучения полагалась равной  $T_{\text{bg}} = 3$  К для мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  и  $T_{\text{bg}} = 50$  К для мазера  $\text{OH}$  1720 МГц (Хоффман и др., 2005). Согласно нашим оценкам, мазеры  $\text{CH}_3\text{OH}$  переходят в режим насыщения, когда яркостная температура становится  $T_{\text{b,sat}} \sim 10^7$  К, а мазер пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц становится насыщенным при  $T_{\text{b,sat}} \sim 10^9$  К. Нижние пределы на яркостную температуру, которые приводятся в табл. 3, равны максимальной яркостной температуре мазера в ненасыщенном режиме  $T_{\text{b,sat}}$ . В этом случае в расчетах яркостной температуры излучения необходимо учитывать насыщение мазера, что выходит за рамки данного исследования. Таким образом, для скорости ионизации газа  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-15}$  с $^{-1}$ , начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5$  см $^{-3}$ , скорости ударной волны  $u_s \approx 20$  км/с возможно сосуществование в одном источнике мазерного излучения переходов  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса,  $\text{H}_2\text{O}$  (183.3 ГГц) и  $\text{OH}$  (1720 МГц) (при условии, что направление скорости ударной волны перпендикулярно лучу зрения,  $a \sim 5$ ).

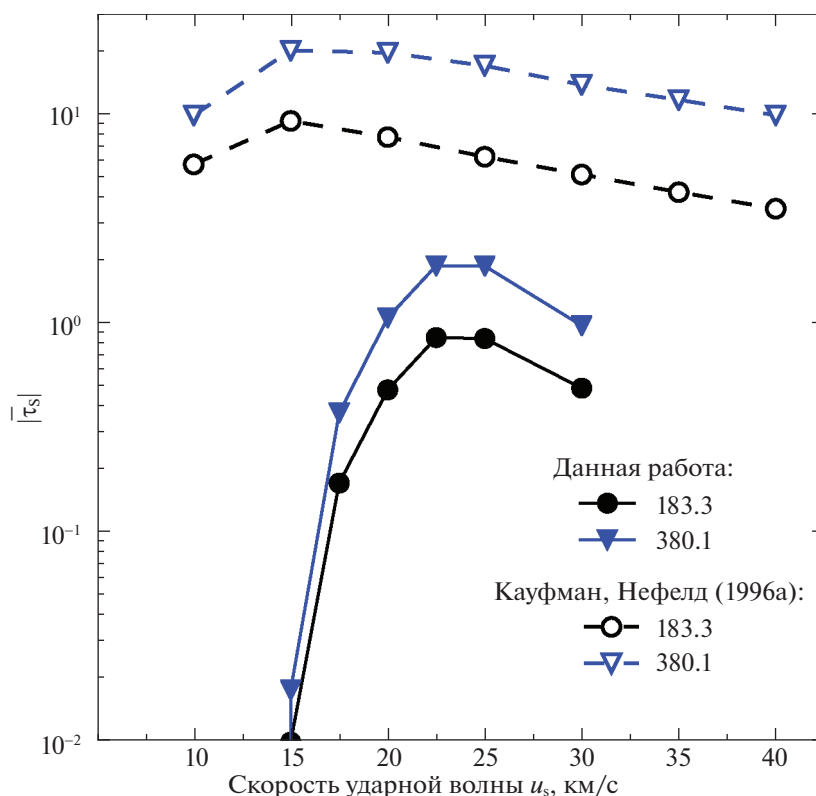
## ОБСУЖДЕНИЕ

### *Сравнение с результатами предшествующих исследований*

Кауфман, Нефелд (1996а) опубликовали модель ударной волны С-типа и провели исследование возникновения мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$  в ударных волнах этого типа. В их работе рассматривались значения плотности газа перед фронтом ударной волны  $n_{\text{H}_2,0} = 10^7 - 10^{9.5}$  см $^{-3}$ , но не учитывалось взаимодействие частиц пыли и газа (адсорбция, десорбция, спаттеринг ледяных мантий частиц пыли). В их модели источником  $\text{H}_2\text{O}$  в газе являлись газофазные реакции превращения атомарного кислорода в  $\text{H}_2\text{O}$ , в то время как в нашей модели  $\text{H}_2\text{O}$  образуется на частицах пыли. На фронте ударной волны  $\text{H}_2\text{O}$  попадает в газ в результате спаттеринга ледяных мантий частиц пыли, при этом газофазные реакции образования  $\text{H}_2\text{O}$  тоже вносят вклад. На рис. 6 показана средняя оптическая толщина на соболевской длине  $\bar{\tau}_S$  для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  183.3 и 380.1 ГГц, полученная в наших расчетах и в работе Кауфмана, Нефелда (1996а) (см. рис. 8 в их статье). Приведены результаты для начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^7$  см $^{-3}$  (определение оптической толщины на соболевской

длине и метод усреднения этого параметра в мазерной зоне см. в работах Кауфмана, Нефелда, 1996а,б). Относительное содержание  $\text{H}_2\text{O}$  в газе за фронтом ударной волны составляет  $x_{\text{H}_2\text{O}} \approx 4 \times 10^{-4}$  в модели Кауфмана, Нефелда (1996а,б). В нашей модели максимальное относительное содержание  $\text{H}_2\text{O}$  в остывающем газе за фронтом ударной волны составляет  $x_{\text{H}_2\text{O}} \approx 10^{-4}$  — в 4 раза меньше. Кроме того, согласно нашим расчетам, ширина области за фронтом ударной волны, где рождается мазерное излучение, в 1.5–5 раз меньше, чем в модели Кауфмана, Нефелда (1996а,б). Наименьшая скорость ударной волны, при которой происходит спаттеринг ледяных мантий пылинок, равна 17.5–20 км/с для  $n_{\text{H}_2,0} = 10^7$  см $^{-3}$  — это объясняет отсутствие мазерного излучения при малых скоростях ударной волны в нашей модели. При малых скоростях ударной волны испарение ледяных мантий пылинок из-за нагрева частиц пыли не происходит, так как температура пыли недостаточно высока в нашей модели ударной волны ( $T_d \lesssim 30$  К для  $u_s = 10$  км/с). Однако данный эффект может иметь место при других параметрах модели пыли, или при более высокой начальной плотности газа (Хартквист и др., 1995). При скоростях ударной волны  $u_s > 30$  км/с происходит диссоциация молекул  $\text{H}_2$  на фронте, и ударная волна становится ударной волной J-типа. Указанные эффекты объясняют отличие результатов наших расчетов от результатов Кауфмана, Нефелда (1996а). Флауэр, Пино де Форте (2010) также исследовали возбуждение и излучение молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  в ударных волнах С-типа, однако результаты для инвертированных переходов в их работе не обсуждались.

Серничаро и др. (1994) провели численное моделирование накачки мазеров пара- $\text{H}_2\text{O}$ , используя метод большого градиента скорости для решения уравнения переноса излучения. В их работе показано, что инверсия населенностей уровней для переходов пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 и 325.1 ГГц имеет место при относительно низких температурах и плотностях:  $T_g \approx 100$  К и  $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^5$  см $^{-3}$ . Из наших расчетов также следует, что эффективная накачка мазеров пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц, орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц происходит при низких плотностях:  $|\tau_{\mu=1,\text{l.c.}}| \sim 1$  для начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5$  см $^{-3}$  (рис. 2). Инверсия населенностей энергетических уровней для перехода пара- $\text{H}_2\text{O}$  325.1 ГГц имеет место для  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5$  см $^{-3}$ , однако оптическая толщина мала,  $|\tau_{\mu=1,\text{l.c.}}| < 0.1$ . Для возникновения интенсивного излучения в мазерной линии орто- $\text{H}_2\text{O}$  22.23 ГГц ( $|\tau_{\mu=1,\text{l.c.}}| \sim 1$ ) необходимы высокие плотности,  $n_{\text{H}_2,0} \gtrsim 10^6$  см $^{-3}$  (рис. 2 и 3).



**Рис. 6.** Средняя оптическая толщина на соболевской длине  $\bar{\tau}_S$  для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  183.3 и 380.1 ГГц в зависимости от скорости ударной волны. Плотность газа перед фронтом ударной волны равна  $n_{\text{H}_2\text{O}} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Показаны результаты наших расчетов и результаты из работы Кауфмана, Нефелда (1996а).

*Наблюдения мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  183.3, 380.1 и 448.0 ГГц*

Серничаро и др. (1990, 1994) открыли пространственно распределенное мазерное излучение пара- $\text{H}_2\text{O}$  в линии 183.3 ГГц в Orion A-IRc2 с помощью наблюдений на телескопе IRAM. Размер области, откуда приходит излучение, составляет  $80''$  или  $\approx 0.2$  пк, что много больше размеров мазерных конденсаций, наблюдаемых в линии 22.23 ГГц в том же объекте,  $\sim 10^{14} - 10^{15}$  см (Гензель и др., 1981). Доти (2000) использовал модель молекулярного ядра с протозвездой в центре для исследования возбуждения мазерной линии пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц. Доти (2000) показал, что для объяснения наблюдательных данных в Orion A-IRc2 необходимо высокое относительное содержание  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $x_{\text{H}_2\text{O}} \sim 10^{-5}$ , гораздо выше относительного содержания  $\text{H}_2\text{O}$  в газовой фазе в холодных частях молекулярных ядер,  $x_{\text{H}_2\text{O}} \lesssim 10^{-7}$  (ван Дисхук и др., 2013). Это означает, что необходимо привлечение механизмов высвобождения  $\text{H}_2\text{O}$  из ледяных мантий пылинок, такие как ударные волны.

Наблюдения излучения пара- $\text{H}_2\text{O}$  в линии 183.3 ГГц проводились в направлении маломассивных протозвезд HH7-11, L1448-mm, Serpens SMM1 (Серничаро и др., 1996; ван Кемпен и др.,

2009). Серничаро и др. (1996) опубликовали наблюдения излучения в линии пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц в направлении группы объектов Хербиг–Аро HH7-11, полученные с помощью телескопа IRAM. Излучение рождается в обширной области ( $>10''$  или  $>0.015$  пк), которая пространственно совпадает с потоками около близкой двойной системы SVS 13, видимых в линиях CO. Спектр излучения имеет высокоскоростной компонент, пространственный пик излучения этого компонента совпадает с HH11. Переменность интенсивности излучения указывает на мазерный эффект. Яркостная температура компонента излучения составляет около 10 К. Если допустить, что излучение рождается в компактных источниках, размеры которых много меньше углового разрешения телескопа ( $15''$  или 0.02 пк), то яркостная температура мазеров 183.3 ГГц  $T_b \gg 10$  К. Мазеры  $\text{H}_2\text{O}$  на частоте 22.23 ГГц располагаются вблизи SVS 13 в пределах  $0.3''$  (Родригес и др., 2002).

Ван Кемпен и др. (2009) опубликовали наблюдения в линии 183.3 ГГц в направлении маломассивной протозвезды Serpens SMM1, полученные с помощью интерферометра SMA. Размеры диаграммы направленности интерферометра составляли  $3'' \times 4''$ , что соответствует линейному расстоя-

нию в источнике около 1500 а.е. (если принять расстояние до объекта 440 пк; Ортис-Леон и др., 2017). В Serpens SMM1 были задетектированы три пространственных компонента излучения, которые совпадают с потоком от протозвезды и находятся на расстоянии 1500–3500 а.е. от нее. Яркостная температура излучения компонентов лежит в диапазоне 1000–2000 К, где в оценках предполагалось, что излучение полностью заполняет диаграмму направленности интерферометра. Если предположить, что размеры области излучения в линии 183.3 ГГц составляют  $10^{15}$  см (что соответствует модели ударной волны с начальной плотностью газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ), то яркостная температура в мазерной линии для самого яркого компонента составляет  $T_b \approx 10^6$  К. Такие значения яркостной температуры мазера  $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц воспроизводятся в модели ударной волны С-типа с параметрами  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $u_s \gtrsim 17.5 \text{ км/с}$ , и  $a \approx 3$ . Москаделли и др. (2006) наблюдали мазеры  $\text{H}_2\text{O}$  в линии 22.23 ГГц в направлении Serpens SMM1 на радиоинтерферометре VLBA. Источники мазерного излучения 22.23 ГГц расположены на расстоянии  $\approx 10$ –20 а.е. от протозвезды (по всей видимости, внутри аккреционного диска), а размеры мазерных конденсаций  $< 5$  а.е. Таким образом, мазер пара- $\text{H}_2\text{O}$  в линии 183.3 ГГц, как и мазеры  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса, являются индикаторами потоков газа, взаимодействующих с оболочкой протозвезды и межзвездной средой, в то время как мазеры  $\text{H}_2\text{O}$  в линии 22.23 ГГц возникают в ближайших окрестностях протозвезд.

Возникновение мазерного излучения в линиях пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц и орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц возможно при меньших значениях плотности газа, чем для перехода орто- $\text{H}_2\text{O}$  22.23 ГГц. Излучение в указанных линиях предоставляет дополнительную возможность диагностики физических условий в астрофизических объектах (см., например, Кёниг и др., 2017). Переходы орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц невозможно наблюдать наземными телескопами в астрофизических объектах нашей Галактики из-за поглощения в атмосфере Земли. Однако возможны наблюдения этих переходов в направлении галактик локальной Вселенной и на космологических расстояниях, где излучение в этих линиях сдвинуто в область частот, доступную для наблюдений (Перейра-Сантаэлла и др., 2017; Куо и др., 2019; Янг и др., 2020). В частности, Куо и др. (2019) с помощью радиоинтерферометра ALMA наблюдали излучение перехода орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 ГГц в направлении линзированного квазара QSO MG J0414+0534 на красном смещении  $z = 2.639$ . Зарегистрированное излучение, возможно, имеет мазерную природу — согласно их оцен-

кам, изотропная (нелинзированная) светимость в линии составляет  $\approx 5 \times 10^6 L_\odot$ .

#### *Отсутствие мазеров $\text{H}_2\text{O}$ 22.23 ГГц, связанных с остатками сверхновых звезд*

Клауссен и др. (1999) предприняли поиск излучения  $\text{H}_2\text{O}$  в линии 22.23 ГГц в направлении трех остатков сверхновых звезд, в которых было известно мазерное излучение ОН на частоте 1720 МГц — W28, W44 and IC 443. Вудолл, Грэй (2007) искали излучение 22.23 ГГц в направлении 18 остатков сверхновых звезд (они также включили в выборку остатки сверхновых, где излучение ОН не было зарегистрировано). Ни в одном из источников излучение в линии 22.23 ГГц не было обнаружено. Вудолл, Грэй (2007), используя модель ударных волн С- и J-типа, провели численное моделирование накачки мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  в линии 22.23 ГГц. Начальная плотность газа в их численных расчетах варьировалась в диапазоне  $n_{\text{H}_2,0} = 10^3$ – $10^5 \text{ см}^{-3}$  — именно при данных начальных плотностях газа столкновительная накачка мазеров ОН на частоте 1720 МГц эффективна. Вудолл, Грэй (2007) показали, что мазерное излучение в линии  $\text{H}_2\text{O}$  22.23 ГГц отсутствует при этих плотностях газа. Такие же выводы следуют из наших расчетов — оптическая толщина в линии 22.23 ГГц  $|\tau_{\mu=1, \text{l.c.}}| \lesssim 0.05$  для начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ . В то же время для данной начальной плотности газа возможна генерация мазерного излучения пара- $\text{H}_2\text{O}$  в линии 183.3 ГГц (так же как и в линиях орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц, но наблюдение этих линий в галактических объектах затруднено вследствие поглощения в атмосфере Земли). Заметим, что вблизи остатков сверхновых звезд W28 и W44 наблюдалось мазерное излучение ОН в линии 1720 МГц и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в линиях 36.1 и 44.0 ГГц (Пилстрем и др., 2014; МакИвен и др., 2016).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследуется столкновительная накачка мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в ударных волнах С-типа. В рамках рассмотренных в работе моделей показано, что переходы пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц, орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц могут быть инвертированы при относительно невысоких начальных плотностях,  $n_{\text{H}_2,0} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ . При этих плотностях и при скоростях ударной волны  $u_s = 17.5$ – $22.5 \text{ км/с}$  возможна генерация мазерного излучения молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в одной и той же области за фронтом ударной волны. Показано, что эффект отношения орто-/пара- $\text{H}_2$  на накачку мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  в ударной волне мал, а на накачку мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  существенен. Мазерное излучение  $\text{H}_2\text{O}$  в



линии 22.23 ГГц, связанное с остатками сверхновых звезд, не было зарегистрировано ранее. Отсутствие мазерного излучения в линии 22.23 ГГц, по всей видимости, обусловлено относительно невысокими плотностями газа в ударных волнах в остатках сверхновых. Согласно нашим расчетам, для начальных плотностей газа  $n_{\text{H}_2,0} \leq 10^5 \text{ см}^{-3}$  оптическая толщина в линии 22.23 ГГц вдоль направления течения газа в ударной волне мала,  $< 0.05$ . При этом результаты численных расчетов указывают на возможность регистрации излучения пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц в тех областях остатка сверхновой, где рождается мазерное излучение OH на частоте 1720 МГц и  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса. Мазерное излучение в линии пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц предоставляет дополнительную возможность исследования физических условий в протозвездных потоках в областях звездообразования и около остатков сверхновых звезд.

Для меня большая честь посвятить эту работу памяти моего преподавателя и научного руководителя, академика РАН Дмитрия Александровича Варшаловича (1934–2020). Под его руководством я начал заниматься исследованием межзвездной среды и космических мазеров. Дмитрий Александрович навсегда останется в памяти как выдающийся ученый и замечательный человек.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бугерт и др. (A.C.A. Boogert, P.A. Gerakines, and D.C.B. Whittet), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **53**, 541 (2015).
- Варшалович Д.А., Иванчик А.В., Бабковская Н.С., Письма в *Астрон. журн.* **32**, 32 (2006) [D.A. Varshalovich, A.V. Ivanchik, N.S. Babkovskaya, *Astron. Lett.* **32**, 29 (2006)].
- Ватанабе, Коучи (N. Watanabe and A. Kouchi), *Astrophys. J.* **571**, L173 (2002).
- Воронков и др. (M.A. Voronkov, J.L. Caswell, S.P. Ellingsen, J.A. Green, and S.L. Breen), *MNRAS* **439**, 2584 (2014).
- Вудолл, Грэй (J.M. Woodall and M.D. Gray), *MNRAS* **378**, L20 (2007).
- Гензель и др. (R. Genzel, M.J. Reid, J.M. Moran, and D. Downes), *Astrophys. J.* **244**, 884 (1981).
- Гордон и др. (I.E. Gordon, L.S. Rothman, R.J. Hargreaves, R. Hashemi, E.V. Karlovets, F.M. Skinner, E.K. Conway, C. Hill, et al.), *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* **277**, 107949 (2022).
- Грин и др. (S. Green, S. Maluendes, and A.D. McLean), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **85**, 181 (1993).
- Грэй и др. (M.D. Gray, A. Baudry, A.M.S. Richards, E.M.L. Humphreys, A.M. Sobolev, and J.A. Yates), *MNRAS* **456**, 374 (2016).
- Грэй и др. (M.D. Gray, S. Etoka, A.M.S. Richards, and B. Pimpanuwat), *MNRAS* **513**, 1354 (2022); <https://doi.org/10.1093/mnras/stac854>
- Далгарно (A. Dalgarno), *Proceed. Nation. Acad. Sci.* **103**, 12269 (2006).
- Даниель, Серничаро (F. Daniel and J. Cernicharo), *Astron. Astrophys.* **553**, A70 (2013).
- Даниель и др. (F. Daniel, A. Faure, P.J. Dagdigian, M.-L. Dubernet, F. Lique, and G. Pineau des Forêts), *MNRAS* **446**, 2312 (2015).
- ван Дисхук и др. (E.F. van Dishoeck, E. Herbst, and D.A. Neufeld), *Chem. Rev.* **113**, 9043 (2013).
- Доти (S.D. Doty), *Astrophys. J.* **535**, 907 (2000).
- Дрейн (B.T. Draine), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **31**, 373 (1993).
- Дудоров А.Е., *Астрон. журн.* **68**, 695 (1991) [A.E. Dudorov, *Sov. Astron.* **35**, 342 (1991)].
- Кауфман, Нефелд (M.J. Kaufman and D.A. Neufeld), *Astrophys. J.* **456**, 250 (1996a).
- Кауфман, Нефелд (M.J. Kaufman and D.A. Neufeld), *Astrophys. J.* **456**, 611 (1996b).
- Клауссен и др. (M.J. Claussen, W.M. Goss, and D.A. Frail), *Astron. J.* **117**, 1387 (1999).
- ван Кемпен и др. (T.A. van Kempen, D. Wilner, and M. Gurwell), *Astrophys. J.* **706**, L22 (2009).
- Кёниг и др. (S. König, S. Martín, S. Müller, J. Cernicharo, K. Sakamoto, L.K. Zschaechner, E.M.L. Humphreys, T. Mroczkowski, et al.), *Astron. Astrophys.* **602**, A42 (2017).
- Крутчер и др. (R.M. Crutcher, B. Wandelt, C. Heiles, E. Falgarone, and T.H. Troland), *Astrophys. J.* **725**, 466 (2010).
- Куо и др. (C.-Y. Kuo, S.H. Suyu, V. Impellizzeri, and J.A. Braatz), *Publ. Astron. Soc. Japan* **71**, 57 (2019).
- Леурини и др. (S. Leurini, K.M. Menten, and C.M. Walmsley), *Astron. Astrophys.* **592**, A31 (2016).
- МакИвен и др. (B.C. McEwen, Y.M. Pihlström, and L.O. Sjouwerman), *Astrophys. J.* **793**, 133 (2014).
- МакИвен и др. (B.C. McEwen, Y.M. Pihlström, and L.O. Sjouwerman), *Astrophys. J.* **826**, 189 (2016).
- Москаделли и др. (L. Moscadelli, L. Testi, R.S. Furuya, C. Goddi, M. Claussen, Y. Kitamura, and A. Wootten), *Astron. Astrophys.* **446**, 985 (2006).
- Нестерёнок А.В., Письма в *Астрон. журн.* **39**, 797 (2013) [A.V. Nesterenok, *Astron. Lett.* **39**, 717 (2013)].
- Нестерёнок (A.V. Nesterenok), *MNRAS* **455**, 3978 (2016).
- Нестерёнок (A.V. Nesterenok), *Astrophys. Space Sci.* **363**, 151 (2018).
- Нестерёнок А.В., Письма в *Астрон. журн.* **46**, 480 (2020) [A.V. Nesterenok, *Astron. Lett.* **46**, 449 (2020)].
- Нестерёнок (A.V. Nesterenok), *J. Phys. Conf. Ser.* **2103**, 012012 (2021).
- Нестерёнок (A.V. Nesterenok), *MNRAS* **509**, 4555 (2022).
- Нестерёнок А.В., Варшалович Д.А., Письма в *Астрон. журн.* **37**, 499 (2011) [A.V. Nesterenok, D.A. Varshalovich, *Astron. Lett.* **37**, 456 (2011)].
- Нестерёнок и др. (A.V. Nesterenok, D. Bossion, Y. Scribano, and F. Lique), *MNRAS* **489**, 4520 (2019).

37. Нефелд, Мельник (D.A. Neufeld and G.J. Melnick), *Astrophys. J.* **368**, 215 (1991).
38. Нефелд и др. (D.A. Neufeld, G.J. Melnick, M.J. Kaufman, H. Wiesemeyer, R. Güsten, A. Kraus, K.M. Menten, O. Ricken, et al.), *Astrophys. J.* **843**, 94 (2017).
39. Ортис-Леон и др. (G.N. Ortiz-León, S.A. Dzib, M.A. Kounkel, L. Loinard, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodríguez, R.M. Torres, G. Pech, et al.), *Astrophys. J.* **834**, 143 (2017).
40. Перейра-Сантаэлла и др. (M. Pereira-Santaella, E. González-Alfonso, A. Usero, S. García-Burillo, J. Martín-Pintado, L. Colina, A. Alonso-Herrero, S. Arribas, et al.), *Astron. Astrophys.* **601**, L3 (2017).
41. Пилстрем и др. (Y.M. Pihlström, L.O. Sjouwerman, D.A. Frail, M.J. Claussen, R.A. Mesler, and B.C. McEwen), *Astron. J.* **147**, 73 (2014).
42. Родригес и др. (L.F. Rodríguez, G. Anglada, J.M. Torrelles, J.E. Mendoza-Torres, A.D. Haschick, and P.T.P. Ho), *Astron. Astrophys.* **389**, 572 (2002).
43. Салий С.В., Соболев А.М., Калинина Н.Д., *Астрон. журн.* **79**, 1059 (2002) [S.V. Salii, A.M. Sobolev, N.D. Kalinina, *Astron. Rep.* **46**, 955 (2002)].
44. Серничаро и др. (J. Cernicharo, C. Thum, H. Hein, D. John, P. Garcia, and F. Mattioco), *Astron. Astrophys.* **231**, L15 (1990).
45. Серничаро и др. (J. Cernicharo, E. González-Alfonso, J. Alcolea, R. Bachiller, and D. John), *Astrophys. J.* **432**, L59 (1994).
46. Серничаро и др. (J. Cernicharo, R. Bachiller, and E. González-Alfonso), *Astron. Astrophys.* **305**, L5 (1996).
47. Серничаро и др. (J. Cernicharo, J.R. Pardo, E. González-Alfonso, E. Serabyn, T.G. Phillips, D.J. Benford, and D. Mehringer), *Astrophys. J.* **520**, L131 (1999).
48. Стрельницкий В.С., *Успехи физ. наук* **113**, 463 (1974) [V.S. Strel'nitskii, *Sov. Phys. Uspekhi* **17**, 507 (1975)].
49. Флауэр, Пино де Форэ (D.R. Flower and G. Pineau des Forêts), *MNRAS* **406**, 1745 (2010).
50. Форэ и др. (A. Faure, N. Crimier, C. Ceccarelli, P. Valiron, L. Wiesenfeld, and M.L. Dubernet), *Astron. Astrophys.* **472**, 1029 (2007).
51. Форэ, Джосселин (A. Faure and E. Josselin), *Astron. Astrophys.* **492**, 257 (2008).
52. Хаммер, Рыбицки (D.G. Hummer and G.B. Rybicki), *Astrophys. J.* **293**, 258 (1985).
53. Хартквист и др., (T.W. Hartquist, K.M. Menten, S. Lepp, and A. Dalgarno), *MNRAS* **272**, 184 (1995).
54. Холленбах и др. (D. Hollenbach, M. Elitzur, and C.F. McKee), *Astrophys. J.* **773**, 70 (2013).
55. Хоффман и др. (I.M. Hoffman, W.M. Goss, C.L. Brogan, and M.J. Claussen), *Astrophys. J.* **627**, 803 (2005).
56. Шингледекер и др. (C.N. Shingledecker, J.B. Bergner, R. Le Gal, K.I. Öberg, U. Hincelin, and E. Herbst), *Astrophys. J.* **830**, 151 (2016).
57. Элитзур и др. (M. Elitzur, D.J. Hollenbach, and C.F. McKee), *Astrophys. J.* **346**, 983 (1989).
58. Эмпрехтингер и др. (M. Emprechtinger, D.C. Lis, R. Rolfs, P. Schilke, R.R. Monje, C. Comito, C. Ceccarelli, D.A. Neufeld, et al.), *Astrophys. J.* **765**, 61 (2013).
59. Янг и др. (C. Yang, E. González-Alfonso, A. Omont, M. Pereira-Santaella, J. Fischer, A. Beelen, and R. Gavazzi), *Astron. Astrophys.* **634**, L3 (2020).
60. Ятис и др. (J.A. Yates, D. Field, and M.D. Gray), *MNRAS* **285**, 303 (1997).