

Том 50, Номер 7

ISSN 0320-0108  
Июль 2024



# ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

*Астрономия и космическая астрофизика*



НАУКА  
— 1727 —

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

**Том 50, Номер 7, 2024**

---

---

Проблема широкого компонента [Ar II] 7 мкм сверхновой SN 1987A <i>Н. Н. Чугай, В. П. Утробин</i>	457
Статистические вопросы многоканального приема и обработки импульсных радио- астрономических сигналов <i>В. А. Фёдорова, А. Е. Родин</i>	464
Влияние ударной волны на нуклеосинтез, развивающийся при взрыве нейтронной звезды малой массы <i>И. В. Панов, А. Ю. Игнатовский, А. В. Юдин</i>	478
Исследование спиральной структуры галактик в компактных группах и в изоляции <i>М. Н. Скрябина, А. Д. Панасюк, А. В. Мосенков, П. И. Смирнова, А. А. Марчук, И. В. Чугунов, В. П. Решетников</i>	489
Слияние двойных первичных черных дыр в эволюционирующих гало темной материи <i>В. Д. Стасенко, Ю. Н. Ерошенко</i>	502

---

---

## ПРОБЛЕМА ШИРОКОГО КОМПОНЕНТА [Ar II] 7 МКМ СВЕРХНОВОЙ SN 1987A

© 2024 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>НИИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию: 25.05.2024 г.

После доработки 03.06.2024 г.; принята к публикации 06.06.2024 г.

Исследуется происхождение широкого компонента эмиссионной линии [Ar II] 7 мкм, связанной с возбуждением газа нейтронной звездой SN 1987A. Мы приводим аргументы в пользу того, что широкие крылья линии формируются в газе с температурой  $\sim 300$  К. Избыток потока в красном крыле линии [Ar II] воспроизводится рассеянием фотонов линии в оптически тонком однородном пылевом компоненте с размерами пылинок 1–2 мкм и общей массой (несколько)  $\times 10^{-3} M_{\odot}$ . Облака, содержащие практически всю пыль SN 1987A, имеют относительно небольшой фактор покрытия, и рассеяние фотонов на них не вносит заметного вклада в красное крыло. Обсуждается возможность дополнительного нагрева газа релятивистскими протонами.

*Ключевые слова:* звезды — сверхновые; звезды — нейтронные звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824070019, EDN: MCNZTA

### ВВЕДЕНИЕ

Идея о том, что эмиссионные линии ионов с высоким потенциалом ионизации могут свидетельствовать о возбуждении газа SN 1987A пульсаром, который непосредственно не наблюдается (Шевалье, Франссон, 1992), мотивировала наблюдение SN 1987A орбитальной обсерваторией JWST 16 июля 2022 года (Франссон и др., 2024). Полученные инфракрасные спектры показывают узкие эмиссионные линии ионов аргона и серы, которые возникают в газе, облучаемом ионизирующим излучением остывающей нейтронной звезды (CNS) или туманности, образованной пульсарным ветром (PWN) (Франссон и др., 2024).

Особый интерес представляют линии [Ar II] 6.98527 мкм и [Ar VI] 4.5 мкм. Вторая является признаком жесткого ионизирующего излучения, обусловленного NS (Франссон и др., 2024), тогда как первая, имеющая профиль с высоким отношением сигнал/шум, позволяет исследовать зону формирования линии. Отмечается, что узкое ядро линии [Ar II] 7 мкм указывает на доминирующую роль CNS в ионизации газа по сравнению со сценарием PWN (Франссон и др., 2024).

Косвенное и вместе с тем убедительное обнаружение NS на основе спектральных наблюдений ставит вопрос, понимаем ли мы существенную физику, связанную с формированием линии [Ar II]

7 мкм. По крайней мере два важных пункта требуют более детального исследования. Во-первых, модель ионизационного и теплового состояния газа способна объяснить только узкий компонент ((FWHM  $\sim 120$  км с<sup>-1</sup>) линии [Ar II] 7 мкм. Это оставляет без объяснения широкий компонент (FWHM  $\sim 360$  км с<sup>-1</sup>). Во-вторых, линия [Ar II] 7 мкм показывает значительный избыток потока в красном крыле, который, скорее всего, обусловлен рассеянием фотонов линии на пыли (Франссон и др., 2024), однако предположение нуждается в подтверждении численным моделированием. Заметим, что эффекты рассеяния на пыли могут осложняться тем, что пыль сосредоточена в непрозрачных облаках (Двек, Арендт, 2015).

Представленное сообщение исследует оба поднятых выше вопроса. Исследование основано на простой сферической модели с радиальным распределением коэффициента излучения, восстановленного по профилю линии. Несмотря на простоту модели, она позволяет прийти к интересным выводам относительно распределения пыли и теплового состояния излучающего газа, ответственного за широкий компонент линии [Ar II] 7 мкм.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ЛИНИИ

#### *Описание модели*

Профиль линии [Ar II] 7 мкм вычисляется в предположении, что зона свечения вокруг NS является сферической с излучающей способностью

\*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

$\varepsilon(r)$  и гомологическим расширением  $v = r/t$ , где  $r$  — расстояние от NS, а  $t = 35$  лет — возраст сверхновой в эпоху наблюдения обсерваторией JWST. Заметим, что гомологическое расширение с центром, совпадающим с нейтронной звездой, является следствием общего гомологического расширения оболочки сверхновой; здесь мы пренебрегаем возможным отклонением от гомологического расширения, связанного с PWN (если она есть). Ниже, как правило, имеется в виду скорость расширения относительно NS, кроме тех случаев, когда рассматривается скорость расширения оболочки сверхновой относительно ее центра.

Рассеяние и поглощение излучения линии пылью рассчитывается методом Монте Карло в предположении однородного распределения пыли в сфере радиуса  $v_d = 800 \text{ км с}^{-1}$ , в центре которой NS. Заметим, что эта величина скорости близка к скорости пылевого ядра  $910 \text{ км с}^{-1}$  в модели инфракрасного излучения пыли (Двек, Арндт, 2015). Скорее всего, имеет место смещение центров распределения пыли и излучающего газа. Однако мы пренебрегаем возможным несовпадением, которое может внести лишь незначительную поправку в рассчитанный профиль.

Существенные свойства пыли включают полную (по экстинкции) оптическую толщину пылевой сферы  $\tau_d$ , альbedo однократного рассеяния  $\omega$  и параметр асимметрии — средний косинус  $\mu$  угла  $\theta$  между волновым вектором падающего и вектором рассеянного фотона  $g = \langle \mu \rangle$ . Ипользуется фазовая функция (индикатриса) рассеяния, предложенная (Дрейн, 2003),

$$\varphi(\mu) = C \frac{1 + \mu^2}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{3/2}}, \quad (1)$$

где  $C$  — нормировочный множитель. Для пылинок малых размеров  $x = 2\pi a/\lambda \ll 1$  параметр  $g \rightarrow 0$ , и приведенная индикатриса переходит в рэлеевскую.

Инфракрасные спектры, полученные Herschel на стадии 25 лет (Вессон и др., 2015), предполагают доминирование крупной пыли до 3 мкм. Это означает, что индикатриса рассеяния может иметь значительную асимметрию при рассеянии излучения с длиной волны 7 мкм. Ниже будут представлены несколько вариантов для демонстрации влияния основных параметров на профиль линии.

Исследуются две возможности распределения пыли: однородное и облачное. Распределение пыли в оптически плотных облаках было предложено с целью согласовать относительно небольшую оптическую толщину пылевой зоны, которая требовалась для объяснения синего смещения дубле-

та [O I] 6300, 6364 Å, ( $\tau_d \lesssim 1$ ) ( $\tau_c \gg 1$ ), и высокую оптическую толщину в модели инфракрасного излучения пыли (Люси и др., 2021). Большая оптическая толщина облаков в SN 1987A имеет место и на поздней стадии ( $t = 25$  лет) (Двек, Арндт, 2015; Вессон и др., 2015) при полной массе пыли  $0.8 M_\odot$  (Вессон и др., 2015).

Если пыль находится только в оптически толстых облаках, в роли оптической толщины среды выступает среднее число облаков вдоль радиуса ( $\tau_{oc}$ ) или “occultation optical depth” (Люси и др., 2021). Расчет рассеяния фотонов на оптически толстом облаке осложняется тем, что поверхность облака, как правило, имеет сложную форму. Мы, однако, рассмотрим простую модель, которая улавливает суть диффузного отражения, а именно: предполагается ламбертовское отражение от гладкой поверхности сферического облака при нормальном падении фотона на поверхность ( $\cos \theta_0 = \mu_0 = 1$ ). В приближении большой оптической толщины облака  $\tau_c \gg 1$  и сферической индикатрисы плоское альbedo имеет вид  $A = 1 - \varphi(\mu_0, \omega) \sqrt{1 - \omega}$  (Соболев, 1975). Функция  $\varphi(\mu_0, \omega)$  при  $\omega = 0.5$  (силикатная пылинка с радиусом 1 мкм и  $\lambda = 7$  мкм (Дрейн, 2011)) и  $\mu_0 = 1$  равна 1.26 (Соболев, 1975). В этом случае альbedo облака составляет  $A = 0.11$ ; эта величина используется ниже.

#### Оптически тонкий пылевой компонент

Профили линии [Ag II] 7 мкм, рассчитанные для разных наборов параметров (см. табл. 1), представлены на рис. 1 вместе с наблюдаемой линией. Рассчитанные профили смещены в синюю сторону на  $-260 \text{ км с}^{-1}$ , в систему покоя нейтронной звезды (Франссон и др., 2024). Все модели используют нормированное распределение излучательной способности  $\varepsilon(v)$  как функцию скорости  $v = r/t$  относительно NS (рис. 2).

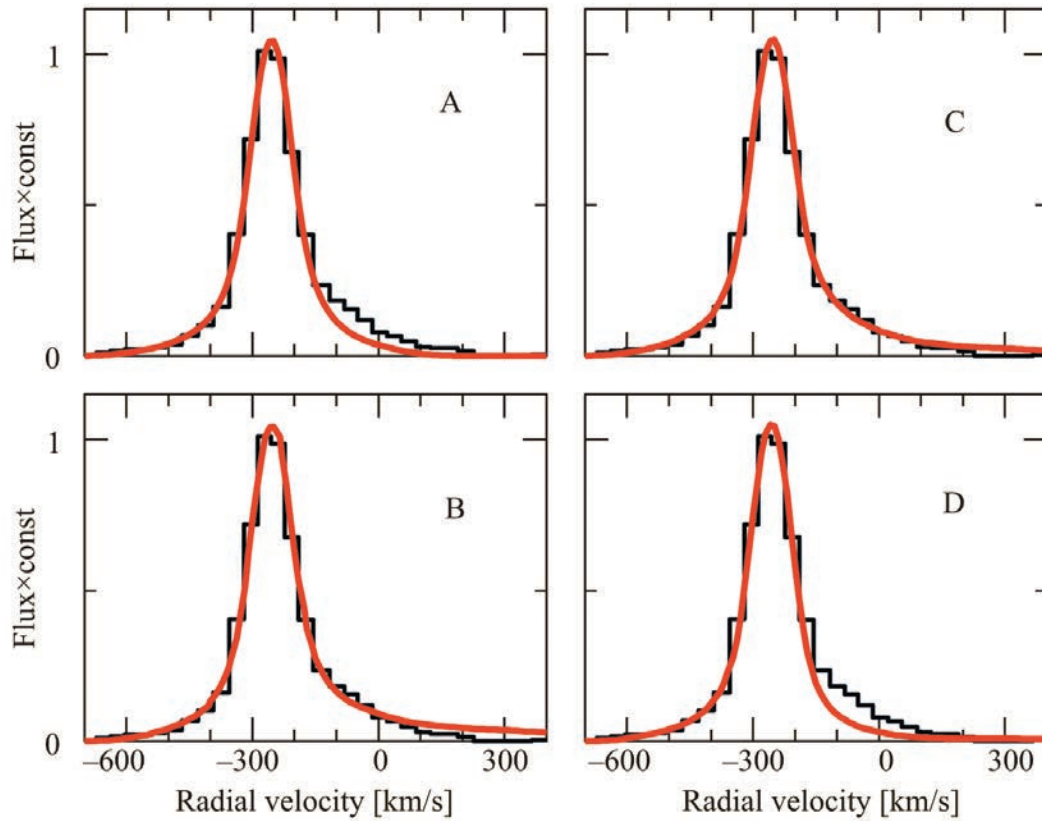
Таблица 1. Параметры моделей

Модель	$\tau_d$	$\omega$	$g$
A	0.0	0.0	0.0
B	0.9	0.5	0.0
C	0.9	0.5	0.3
D	0.9*	0.5/0.11**	0.0

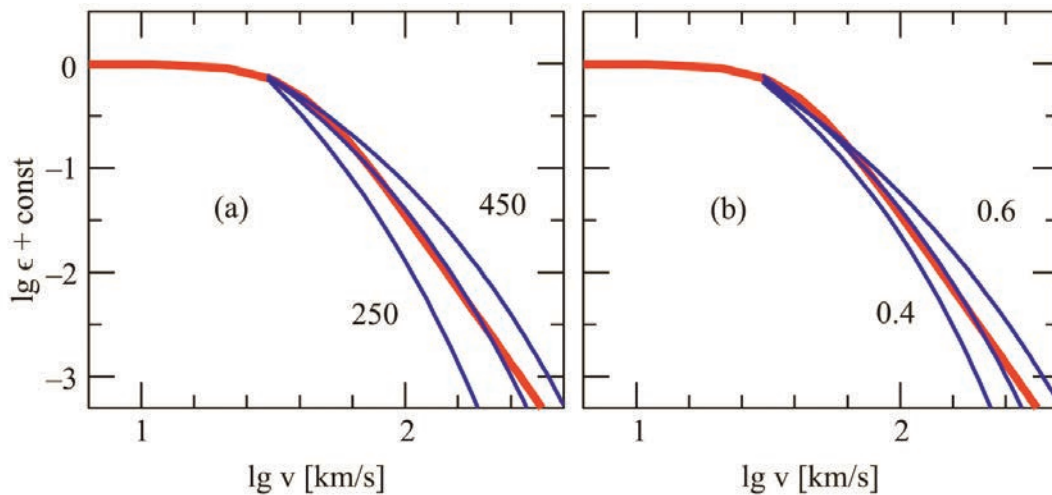
\*  $\tau_{oc}$

\*\*  $\omega$ /альbedo облака

Модель A с нулевой оптической толщиной пыли демонстрирует значительную величину вклада рассеяния на пыли в формирование красного крыла. Усиленное красное крыло присутствует в моделях B и C с одинаковой оптической толщиной



**Рис. 1.** Модельные профили (красная линия) для случаев А, В, С и D (табл. 1) совместно с наблюдаемым профилем линии [Ar II] 7 мкм. Модель С предпочтительна по сравнению с моделью В, которая имеет слишком сильное далекое красное крыло; модель D, в которой вся пыль находится в оптически толстых облаках, неспособна описать красное крыло линии.



**Рис. 2.** Излучательная способность линии [Ar II] 7 мкм, восстановленная по наблюдаемому профилю (красная линия), и ее аппроксимация распределением температуры  $(T_e/T_0) = (v/v_0)^{-\gamma}$ . Панель (a) показывает варианты с различной температурой  $T_0$  равной 250, 350 и 450 К при фиксированной величине  $\gamma = 0.5$ ; панель (b) — варианты с величиной  $\gamma$  равной 0.4, 0.5 и 0.6 при  $T_0 = 350$  К. Величины  $\gamma = 0.5$  и  $T_0 = 350$  К являются оптимальным выбором.

пыли, но с различной величиной параметра асимметрии рассеяния. Модель С с параметром асимметрии  $g = 0.3$  предпочтительнее модели В с параметром  $g = 0$ . В последнем случае дальнее красное крыло ( $v_r \gtrsim +50$  км с<sup>-1</sup>) слишком сильное по сравнению с наблюдаемым профилем. Модель D, в которой вся пыль находится в оптически толстых пылевых облаках со средним числом облаков вдоль радиуса пылевой зоны  $\tau_{oc} = 0.9$ , не способна описать красное крыло и должна быть отвергнута. Мы не показываем модели с различной величиной радиуса (скорости) пылевой сферы. Однако следует подчеркнуть, что принятая величина  $v_d = 800$  км с<sup>-1</sup> с неопределенностью  $+100/-200$  км с<sup>-1</sup> является оптимальной.

Основной вывод моделирования профиля линии Ar II состоит в том, что вся пыль не может быть заключена в оптически толстых облаках. Небольшая доля пыли должна присутствовать в форме однородного оптически тонкого компонента ( $\tau_d \approx 0.9$ ) в межоблачной среде с характерным масштабом скорости  $r/t \approx 800$  км с<sup>-1</sup>. Облачный компонент пыли должен иметь относительно небольшую величину среднего числа облаков вдоль радиуса  $\tau_{oc} < 0.5$ , поскольку рассеяние на облаках не должно вносить заметный вклад в формирование профиля линии. Формально это означает, что  $\tau_{oc} = (3/4)(R_d/r_c)f < 1$ , где  $f$  — фактор заполнения облачного компонента,  $R_d = v_d t \sim 10^{17}$  см — радиус зоны облачного компонента,  $r_c$  — средний радиус облака. Для иллюстрации, при  $R_d/r_c = 50$  условие  $\tau_{oc} \approx 0.5$  выполняется, если  $f \sim 0.01$ .

Масса однородного оптически тонкого компонента составляет

$$M_d = 2 \times 10^{-3} \zeta \left( \frac{\tau_d}{0.9} \right) \left( \frac{v_d}{800 \text{ км с}^{-1}} \right)^2 \times \left( \frac{a}{1 \text{ мкм}} \right) M_{\odot}, \quad (2)$$

где  $\zeta \approx 1$  г см<sup>-3</sup> — плотность материала пылинки. Интересно, что пылинки микронного размера требуются для описания распределения энергии инфракрасного излучения (Вессон и др., 2015), и такие же большие пылинки предполагаются величиной параметра асимметрии рассеяния  $g = 0.3$  в оптимальной модели С для описания красного крыла линии Ar II.

В самом деле, согласно теории Ми, сферические пылинки с параметром  $x = 2\pi a/\lambda$  в диапазоне  $1 < x < 2$  имеют параметр асимметрии  $0.2 < g < 0.6$  (Эхлер, Моосмюллер, 2023). Интервал  $1 < x < 2$  при  $\lambda = 7$  мкм соответствует радиусам пылинок  $1.1 < a < 2.2$  мкм. Следовательно, радиус пылинок с параметром асимметрии  $g = 0.3$  находится

в пределах 1–2 мкм. При радиусе  $a = 1.5$  мкм масса однородного компонента пыли, согласно уравнению (2), составляет  $\sim 0.003 M_{\odot}$ . При эффективности поглощения астросиликатов  $Q_{abs} = 0.014(a/1 \text{ мкм})(100 \text{ мкм}/\lambda)^2$  (Дрейн, 2011) и температуре пыли 20 К (Вессон и др., 2015) светимость однородного пылевого компонента равна  $\approx 4 L_{\odot}$ , что составляет  $\sim 2\%$  светимости пылевого ядра SN 1987A на стадии 25 лет (Вессон и др., 2015).

Итак, можно утверждать, что однородный оптически тонкий компонент пыли, ответственный за красное крыло линии [Ar II] 7 мкм, образован пылинками 1–2 мкм с общей массой (несколько)  $\times 10^{-3} M_{\odot}$ . Вполне возможно, что однородный оптически тонкий компонент пыли является совокупностью пылевых гало оптически толстых пылевых облаков.

### Широкий компонент и электронная температура

Линия [Ar II] 7 мкм описывается двумя гауссианами: узким компонентом (FWHM = 120 км с<sup>-1</sup>) со светимостью  $L_n = 1.4 \times 10^{32}$  эрг с<sup>-1</sup> и широким компонентом (FWHM = 360 км с<sup>-1</sup>) со светимостью  $L_b = 10^{32}$  эрг с<sup>-1</sup> (Франссон и др., 2024). Половина светимости широкого компонента, по результатам нашего моделирования профиля линии, связана с рассеянием на пыли излучения узкого компонента, так что светимость исходного широкого компонента составляет  $\approx 5 \times 10^{31}$  эрг с<sup>-1</sup>.

Широкий компонент излучается газом со скоростями 60–350 км с<sup>-1</sup>, т.е. на расстояниях  $(6-40) \times 10^{15}$  см от нейтронной звезды (мы не учитываем тангенциальной скорости, которая известна с большой неопределенностью). В ионизационных моделях CNS и PWN рассматривается газ в пределах низких скоростей расширения  $\lesssim 70$  км с<sup>-1</sup> (Франссон и др., 2024). В обеих моделях степень ионизации и электронная температура уменьшаются с расстоянием от NS. Экстраполируя эти модели на область скоростей  $\gtrsim 70$  км с<sup>-1</sup>, примем степень ионизации  $x_e = 0.03$ , долю Ar II 0.03 и электронную температуру  $T_e = 100$  К.

Излучательная способность  $\varepsilon(v)$  [эрг с<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup>] линии [Ar II] 7 мкм ( $J_1 = 3/2$ ,  $J_2 = 1/2$ ,  $A_{21} = 5.3 \times 10^{-2}$  с<sup>-1</sup>,  $T_{ex} = E_{12}/k = 2060$  К) определяется в основном электронными столкновениями. Возбуждение Ar II столкновениями с нейтральным кислородом возможно, но скорость его неизвестна. Исходя из аналогии с возбуждением Ar II нейтральным водородом, коэффициент скорости которого на четыре порядка меньше, чем для электронов при температуре 100–1000 К (Ян, Бабб, 2024), столкновениями с нейтральным кислородом можно пренебречь.

Примем содержание Ar в смеси O-Si-S-Ar-Sa равным  $2.7 \times 10^{-2}$  по числу атомов, а концентрацию ионов (включая нейтралы) оценим, полагая однородную плотность  $n_i = 2.7 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$  в центральной зоне  $v < 2200 \text{ км с}^{-1}$  с массой  $3 M_\odot$  (Франссон и др., 2024). В приближении для силы столкновений  $\omega_{21} = (2J_1 + 1)(2J_2 + 1)$  (Гоулд, 1963) скорость столкновительного перехода вниз составляет  $q_{21} = 3.4 \times 10^{-6} (T_e/100 \text{ К})^{-0.5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ . Поскольку электронная концентрация ( $\sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ ) значительно меньше критической плотности  $A_{21}/q_{21} \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ , то

$$\varepsilon = E_{12} \left( \frac{g_2}{g_1} \right) q_{21} n_e n(\text{Ar II}) \exp \left( \frac{-T_{ex}}{T_e} \right), \quad (3)$$

где  $n(\text{Ar II})$  — концентрация ионов Ar II. Для принятых значений плотности, ионизации и температуры (100 К) светимость широкого компонента линии [Ar II] 7 мкм в зоне его формирования ( $< 350 \text{ км с}^{-1}$ ) равна  $L_b \approx 2.4 \times 10^{25} \text{ эрг с}^{-1}$  — на шесть порядков ниже наблюдаемой. Поскольку эта величина определяется в основном принятой температурой, то данное расхождение указывает на более высокую температуру газа в зоне формирования широкого компонента. При тех же условиях для согласия с наблюдаемой светимостью температура газа в зоне формирования широкого компонента ( $60\text{--}350 \text{ км с}^{-1}$ ) должна быть  $T_e \approx 390 \text{ К}$ , существенно выше температуры в моделях CNS и PWN, экстраполированных на высокие скорости.

Тот факт, что экспоненциальный фактор  $\exp(-T_{ex}/T_e)$  определяет зависимость излучательной способности от скорости  $\varepsilon(v)$ , открывает интересную возможность независимой оценки температуры газа в области формирования широкого компонента ( $v \sim 100 \text{ км с}^{-1}$ ) на основе моделирования нормированного профиля. В представленных выше моделях профиля линии принята степенная зависимость  $\varepsilon(v) \propto v^{-\beta}$  со степенью  $\beta = 3.5$  в области  $v > 60 \text{ км с}^{-1}$ . В предположении, что только температура зависит от скорости  $T_e \propto v^{-\gamma}$ , логарифмическая производная выражения  $\varepsilon \propto T_e^{-1/2} \exp(-T_{ex}/T_e)$  приводит к простой формуле для электронной температуры

$$T_e = T_{ex} \left( \frac{\beta}{\gamma} + 0.5 \right)^{-1}, \quad (4)$$

которая относится к области скоростей  $\sim 100 \text{ км с}^{-1}$ . Величина  $\gamma$  может быть определена путем описания зависимости  $\varepsilon(v)$ , найденной ранее из наблюдаемого профиля.

На рис. 2 представлено описание поведения  $\varepsilon(v)$  с использованием соотношений  $\varepsilon \propto$

$T_e^{-1/2} \times \exp(-T_{ex}/T_e)$  при  $T_e = T_0 (v/v_0)^{-\gamma}$  (где  $v_0 = 100 \text{ км с}^{-1}$ ) и  $\varepsilon \propto v^{-\beta}$  при  $\beta = 3.5$ . Визуальная подгонка приводит к оптимальным величинам  $\gamma = 0.5$  и  $T_0 = 350 \text{ К}$ . Найденная температура согласуется с величиной 390 К, полученной из светимости широкого компонента. Уравнение (4) при  $\gamma = 0.5$  дает еще одну оценку температуры  $T_e = 275 \text{ К}$ , которая несколько меньше величин полученных выше.

Все три оценки температура указывают на то, что температура газа в зоне излучения широкого компонента ( $v \sim 100 \text{ км с}^{-1}$ ) лежит в пределах 300–400 К и медленно падает с увеличением скорости  $T_e \propto v^{-0.5}$ . Если ионизация также падает с ростом скорости, то падение температуры с увеличением скорости должно быть еще медленнее, с показателем степени  $\gamma < 0.5$ .

## ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Цель работы заключалась в исследовании происхождения широкого компонента эмиссии [Ar II] 7 мкм в ядре SN 1987A и объяснении избытка потока в красном крыле линии. Первый важный вывод состоит в том, что красное крыло является результатом рассеяния на относительно однородном распределении пыли с размерами пылинок 1–2 мкм и общей массой (несколько)  $\times 10^{-3} M_\odot$ . Рассеяние на оптически толстых пылевых облаках не вносят заметного вклада.

В предложенном сценарии широкий компонент линии [Ar II] возникает в газе со скоростями расширения  $60 < v < 350 \text{ км с}^{-1}$  относительно NS и температурой электронов 300–400 К. Эта температура значительно выше величины  $\lesssim 100 \text{ К}$  в моделях CNS и PWN (Франссон и др., 2024), экстраполированных на скорости  $> 70 \text{ км с}^{-1}$ .

Возникает вопрос: может ли сосуществовать пыль с температурой  $T_d \approx 20 \text{ К}$  (Вессон и др., 2015) в среде с температурой газа  $T_e \approx 350 \text{ К}$ ? Мы оценили максимальный темп нагрева пылинок потоком всех частиц (нейтралы, ионы, электроны) и нашли, что темп нагрева в 30 раз меньше темпа охлаждения пылинок за счет излучения. Это означает, что холодная пыль может при данных условиях сосуществовать с теплым газом.

Проблема источника нагрева газа оказывается более серьезной, поскольку исследованные модели ионизации и теплового баланса CNS и PWN (Франссон и др., 2024) не содержат дополнительных возможностей нагрева. Позитроны от распада  $^{44}\text{Ti}$  теряют всю свою энергию в Fe-конденсациях, благодаря удержанию их магнитным полем (Чугай и др., 1997). Подчеркнем, что, если бы позитроны свободно проникали в межоблачную среду, их ионизационные потери привели бы к появлению

интенсивных широких крыльев линии в интервале скоростей  $\approx 1000$  км с<sup>-1</sup>, что противоречило бы наблюдаемому профилю [Ag II] 7 мкм. Дополнительный источник нагрева скорее всего связан с NS.

В отсутствие альтернативы мы предполагаем, что дополнительный нагрев обусловлен ионизационными потерями релятивистских протонов, покидающих PWN. Вопрос о соотношении лептонов и протонов в PWN не вполне ясен, поскольку признаки релятивистских протонов трудно обнаружить. Недавнее детектирование PeV-ных гамма-квантов от Крабовидной туманности установкой LHAASO указывает на то, что релятивистские протоны там есть и они могут уносить 10–50% полной светимости пульсара (Лиу, Ванг, 2021).

Для предлагаемого механизма нагрева существенно, чтобы время диффузии частиц в сфере радиуса  $R \sim 2 \times 10^{16}$  см было бы порядка возраста сверхновой  $t_{dif} \sim R^2/6D \sim 35$  лет. Время диффузии релятивистской частицы ( $\gamma \gg 1$ ) в магнитном поле одинаково для электронов и протонов данной энергии. Однако при энергии  $\gtrsim 100$  МэВ доля ионизационных потерь электронов ничтожно мала по сравнению с радиационными потерями, и нагрев протонами оказывается более эффективным. В предположении бомовской диффузии, т.е.  $D = r_g c/3$  с гирорадиусом  $r_g = E/eB$ , энергия частиц  $E$  и магнитное поле ограничиваются условием  $B \sim 5(E/10 \text{ ГэВ})(R/2 \times 10^{16} \text{ см})^{-2}$  мкГс; при  $B \approx 5$  мкГс энергия протонов должна быть  $\sim 10$  ГэВ. Заметим, что поле  $\sim 5$  мкГс требуется также для удержания позитронов распада <sup>44</sup>Ti с энергией  $\approx 1$  МэВ при радиусе Fe-конденсаций  $\sim 10^{-2}R \sim 2 \times 10^{14}$  см. Магнитное поле PWN может быть сильнее и вероятно иметь более сложную топологию, которая может затруднять выход релятивистских протонов, или, наоборот, облегчать. При радиусе PWN (Франссон и др., 2024) в 10 раз меньше, чем принятый радиус зоны свечения широкого компонента эмиссии [Ag II] 7 мкм, время диффузии в PWN будет сравнимо с диффузией в зоне свечения широкого компонента даже при 100-кратно более сильном поле PWN.

Пробег протонов с энергией 10 ГэВ, обусловленный ионизационными потерями в O/Si-смеси, составляет  $R_{ion} \approx 5 \times 10^3$  г см<sup>-2</sup> (данные NIST). При плотности вещества  $\rho \approx 10^{-19}$  г см<sup>-3</sup> в центре оболочки SN 1987A характерное время потерь энергии протонов  $t_{ion} = R_{ion}/(c\rho) \sim 1.6 \times 10^{12}$  с. Мощность ионизационных потерь, требуемая для дополнительного нагрева зоны свечения Ag II, составляет  $L_{ion} \sim 10^{32}$  эрг с<sup>-1</sup>. Это предполагает полную энергию релятивистских протонов  $W_p \sim L_{ion}t_{ion} \sim 1.6 \times 10^{44}$  эрг и число протонов с энергией около 10 ГэВ  $N_p \sim 10^{46}$ . Потери энергии релятивист-

ских протонов определяются работой  $pdV$  равной  $W_p/t \sim 1.4 \times 10^{35}$  эрг с<sup>-1</sup>. Эта величина существенно меньше оценки верхнего предела темпа потери вращательной энергии нейтронной звезды  $\lesssim 3 \times 10^{36}$  эрг с<sup>-1</sup> (Франссон и др., 2024).

Столкновения протонов с ядрами приводят к рождению  $\pi^0$ -мезонов с последующим распадом на два гамма-кванта с суммарной энергией в системе покоя  $m_\pi c^2 = 135$  МэВ. Детектирование гамма-излучения распада  $\pi^0$  либо верхний предел потока могли бы верифицировать предложенный механизм нагрева. При концентрации частиц (O и Si)  $3 \times 10^3$  см<sup>-3</sup> со средним атомным весом  $A = 22$ , радиусом ядра  $R = 1.25A^{1/3}$  Фм и сечением  $\sigma_n = \pi R^2 = 385$  мб время свободного пробега протонов относительно ядерных столкновений равно  $t_n \sim 3 \times 10^{11}$  с. Эксперименты по столкновению протонов с ядрами <sup>4</sup>He и <sup>12</sup>C (Янг и др., 2018), экстраполированные на ядра с  $A = 22$  показывают, что сечение производства  $\pi^0$  при энергии 10 ГэВ равно  $\sigma_{\pi^0} \approx 360$  мб, близкое к геометрическому сечению. Таким образом, каждое (pA)-столкновение с ядрами ( $A = 22$ ) порождает в среднем один нейтральный пион. Полная светимость гамма-квантов (без учета импульса рожденного  $\pi^0$ ) в этом случае равна  $L_\gamma = m_\pi c^2 N_p/t_n \sim 10^{31}$  эрг с<sup>-1</sup>.

В рассматриваемой картине поток гамма-квантов от распада  $\pi^0$  при расстоянии до LMC  $D = 50$  кпк в диапазоне 100 МэВ должен составить  $f_\gamma = L_\gamma/(4\pi D^2) \sim 3.5 \times 10^{-17}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Эта величина на 5 dex ниже порога обнаружения Fermi LAT в диапазоне 100 МэВ при экспозиции в 4 года (<https://fermi.gsfc.nasa.gov>). Низкий ожидаемый поток гамма-квантов распада  $\pi^0$  в настоящее время оставляет открытым вопрос о верификации предложенного механизма дополнительного нагрева газа, ответственного за широкий компонент линии [Ag II] 7 мкм. По этой причине данный механизм следует рассматривать как интересную возможность нуждающуюся в подтверждении.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вессон и др. (R. Wesson, M. J. Barlow, M. Matsuura, and B. Ercolano), *MNRAS* **446**, 2089 (2015).
2. Гоулд (R. J. Gould), *Astrophys. J.* **138**, 1308 (1963).
3. Двек, Арендт (E. Dwek and R. G. Arendt), *Astrophys. J.* **810**, 75 (2015).
4. Дрейн (B. T. Draine), *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton: Princeton Univer. Press, 2011).
5. Дрейн (B. T. Draine), *Astrophys. J.* **598**, 1017 (2003).
6. Лиу, Ванг (R.-Y. Liu and X.-Y. Wang), *Astrophys. J.* **922**, 221 (2021).



7. Люси и др. (L. B. Lucy, I. J. Danziger, C. Gouiffès, and P. Bouchet), *Supernovae. The Tenth Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics* (Ed. S. E. Woosley. New York: Springer-Verlag, 1991).
8. Соболев (V. V. Sobolev), *Light scattering in planetary atmospheres* (Oxford and New York: Pergamon Press, 1975).
9. Франссон и др. (C. Fransson, M. J. Barlow, P. J. Kavanagh, et al.), *Science* **383**, 898 (2024).
10. Чугай и др. (N. Chugai, R. Chevalier, R. Kirshner, and P. Challis), *Astrophys. J.* **483**, 925 (1997).
11. Шевалье, Франссон (R. Chevalier and C. Fransson), *Astrophys. J.* **395**, 540 (1992).
12. Эхлер, Моосмюллер (K. Ehler and H. Moosmüller), *Aerosol Sci. and Technology* **57**, 425 (2023).
13. Ян, Бабб (P.-G. Yan and J. F. Babb), *Astrophys. J.* **961**, 43 (2024).
14. R. Yang, E. Kafexhiu, and F. Aharonian (P.-G. Yan and J. F. Babb), *Astron. Astrophys.* **615**, A108 (2018).

# СТАТИСТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ МНОГОКАНАЛЬНОГО ПРИЕМА И ОБРАБОТКИ ИМПУЛЬСНЫХ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

© 2024 г. В. А. Фёдорова<sup>1\*</sup>, А. Е. Родин<sup>1\*\*</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию: 28.04.2024 г.

После доработки 05.07.2024 г.; принята к публикации 18.07.2024 г.

Предложен новый подход к обнаружению радиоастрономических импульсных сигналов, основанный на многоканальном приеме, взамен традиционного порогового обнаружения. Показано, что для слабых и сверхслабых импульсных сигналов такой подход является предпочтительным, так как позволяет работать с сигналами, которые в случае порогового обнаружения были бы откинuty как недостоверные. Предложена новая интерпретация вероятности ложной тревоги, основанная на случайном упорядочивании сигнала в многоканальном приемнике. На основе этой вероятности введено эквивалентное отношение сигнал/шум, как если бы использовался одноканальный приемник. Впервые показаны теоретические зависимости  $\log N - \log F$  для шумовых вариаций, подчиняющихся распределению Гаусса и Лапласа. Показано, что шумовые вариации не могут объяснить закон  $-3/2$ , соответствующий равномерному распределению источников в пространстве. Предложенный новый подход применен к радиоастрономическим данным радиотелескопа БСА ФИАН.

*Ключевые слова:* звезды — сверхновые; звезды — нейтронные звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824070024, EDN: MCBXKP

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие радиоастрономической техники привело к тому, что со временем космические сигналы принимаются во все более широкой полосе частот с использованием либо многоканальных приемников, либо методом прямой оцифровки сигнала во всей наблюдательной полосе. Это позволяет применять более продвинутые методы выделения сигналов из шумов, в частности используя частотную зависимость времени прихода от частоты — так называемую дисперсионную задержку. В этом случае считают, что сам факт поведения сигнала в зависимости от частоты и ширины частотного канала доказывает его космическое происхождение. Суммарный импульс при этом может быть относительно слабым с точки зрения отношения сигнал/шум, тем не менее он учитывается исследователями как реальный именно в силу наблюдаемой частотной зависимости. Именно такая ситуация сейчас сложилась с регистрацией быстрых радиовсплесков за рубежом, когда исследователи хотя и декларируют, что нужно учитывать только сигналы с  $S/\text{Ш} \geq 7$ , но

в каталог заносят заведомо более слабые сигналы, не приводя при этом отношение сигнал/шум.

Хорошим примером из совершенно другой области астрономии того, что подход, основанный на пороговом обнаружении, устарел и нуждается в замене, является регистрация на гравитационно-волновых антеннах сигналов от катастрофических событий типа слияний черных дыр и/или нейтронных звезд. В этом случае гораздо более весомым аргументом за реальность события является уникальная частотная зависимость от времени принимаемого сигнала, хотя зачастую отношение сигнал/шум при этом совершенно не соответствует классическим пороговым критериям достоверности (рис. 1). На графике на грани обнаружения виден нелинейный сигнал с  $S/\text{Ш} \approx 2.5$ . Если бы мы по-прежнему придерживались критериев, основанных на пороговом обнаружении, сигнал непременно был бы отброшен как недостоверный, и исследователи лишились ценного научного материала.

В этой статье предлагается в качестве критерия достоверности использовать хорошо известное в радиофизике понятие вероятности ложной тревоги  $P_{\text{ЛТ}}$ , которое является гораздо более универ-

\*Электронный адрес: v.fedorova@lebedev.ru

\*\*Электронный адрес: a.rodin@lebedev.ru

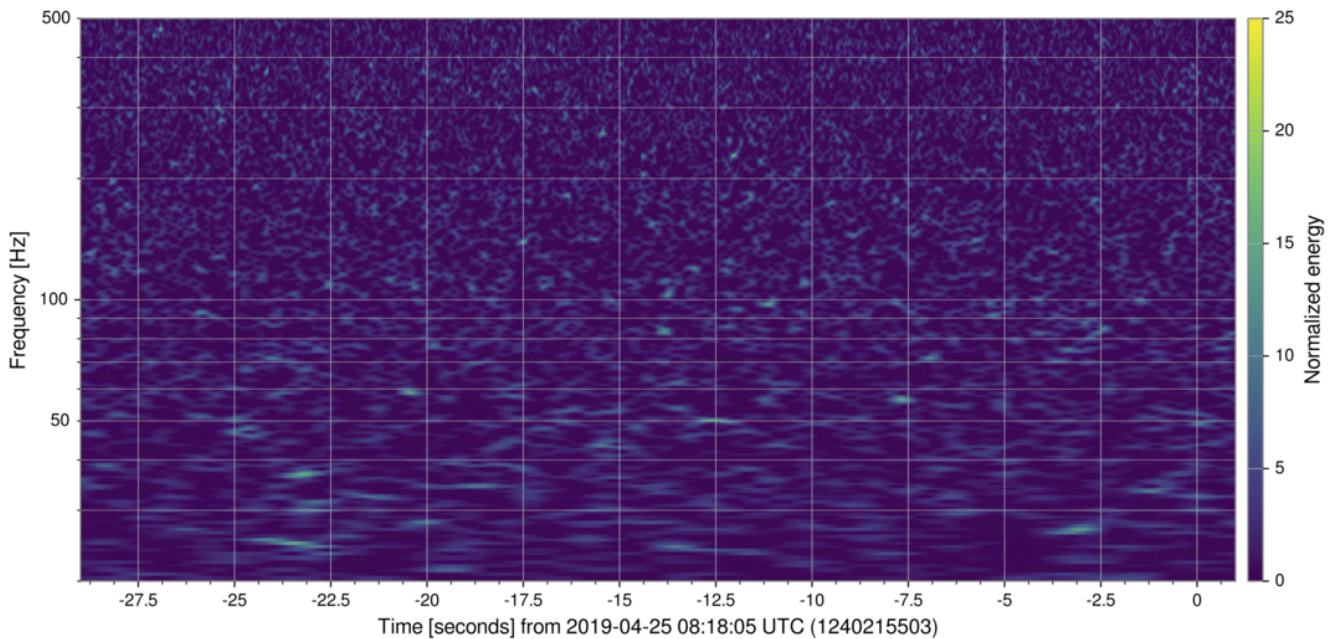


Рис. 1. График гравитационно-волнового события GW 190425. Данные взяты из электронного ресурса (GW190425, 2019a,b)

сальным в сравнении с отношением сигнал/шум. Вероятность ложной тревоги можно вычислить для всех современных сложных сигналов. При этом оказывается, что часто  $P_{\text{ЛТ}}$  стремится к исчезающе малой величине, что неявно используется некоторыми исследователями как обоснование достоверности даже относительно слабых сигналов.

Вероятность ложной тревоги однозначно связана с формой распределения случайной величины и ее отклонением от среднего. В итоге мы можем ввести так называемое эквивалентное отношение сигнал/шум, основанное на вероятности  $P_{\text{ЛТ}}$  и функции плотности распределения, как если бы мы имели дело с одноканальным приемником. Эти расчеты приведены в разделе 3.3.

Поскольку в качестве критерия достоверности де-факто используется поведение сигнала в зависимости от времени и частоты, как в случае с динамическим спектром, то совершенно необходимым является надежное визуальное выделение сигнала на фоне шумов. При таком подходе предлагается использовать так называемый радиометрический выигрыш — хорошо известную в радиофизике величину  $\sqrt{\tau \Delta f}$ , где  $\tau$  — постоянная интегрирования,  $\Delta f$  — частотная полоса. В разделе 2 будет показано, что большой радиометрический выигрыш является более предпочтительным для обнаружения радиоастрономических сигналов в сравнении с простым увеличением амплитуды сигнала путем использования узких частотных каналов.

Наконец, последним вопросом, рассматриваемым в статье в разделе 4, является теоретическая

зависимость подсчета источников в зависимости от их яркости  $\text{Log } N - \text{Log } F$ , построенная для двух видов распределений шума: по Гауссу и по Лапласу.

Так как доказательство космического происхождения транзиентных импульсных сигналов является одной из самых сложных задач современной радиоастрономии, подход, предлагаемый в статье, призван помочь разрешить этот вопрос.

В качестве наблюдательного материала в статье используются радиоастрономические данные антенны БСА ФИАН из работ (Фёдорова, Родин, 2019a,b, 2021; Фёдорова, 2023). В первую очередь речь идет об обнаружении одиночных импульсных сигналов типа быстрых радиовсплесков (FRB — fast radio burst) и вращающихся радиотранзиентов (RRATs — rotation radio transients). На БСА ФИАН уже обнаружено более 60 быстрых радиовсплесков, несколько десятков новых пульсаров и радиотранзиентов. Обнаружение импульсных сигналов на других радиотелескопах, например, регистрация быстрых радиовсплесков на радиотелескопе CHIME, дано в статье (Куртин и др., 2024). На радиотелескопе LOFAR также зарегистрированы импульсы от повторяющегося события FRB 20180916B (Плеунис и др., 2021). Для обнаружения FRB использовалась свертка с шаблоном согласованной формы с последующим визуальным анализом данных. Для обнаружения пульсаров использовалось быстрое преобразование Фурье, в котором использовалась пороговое обнаружение гармоник амплитудой выше  $3\sigma$ , с последующей сверткой с обнаруженным периодом и визуальным подтверждением дисперсионного запаздывания импульсов как до-

полнительного критерия космического происхождения импульсов. В качестве работ с подробным объяснением алгоритма обнаружения, например, можно привести работы (Фёдорова, Родин, 2019a,b, 2021; Фёдорова, 2023; Родин и др., 2017).

## 2. ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПОИСКА СЛАБЫХ СИГНАЛОВ В МНОГОКАНАЛЬНЫХ ДАННЫХ РАДИОТЕЛЕСКОПА БСА ФИАН

С 2017 года в Пушинской радиоастрономической обсерватории ведется поиск быстрых радиовсплесков с помощью радиотелескопа БСА ФИАН (Фёдорова, Родин, 2019a,b, 2021; Фёдорова, 2023), который является самым чувствительным инструментом в мире в метровом диапазоне длин волн. Несравненным преимуществом перед другими радиотелескопами является широкое поле зрения антенны ( $\sim 60$  кв. гр.) и флуктуационная чувствительность 140 мЯн (Орешко и др., 2017). Также отличительной особенностью инструмента является возможность одновременной записи наблюдательных данных в полосе приема 2.5 МГц в двух режимах: в шести частотных каналах с временным разрешением 0.1 сек и шириной канала 416 кГц, и 32-частотных каналах с временным разрешением 0.0125 сек, шириной канала 78 кГц. Поиск быстрых импульсных радиосигналов осуществляется в 6-канальных данных. Такое решение было принято в связи с тем, что производился поиск импульсов шириной несколько сотен миллисекунд, для которых избыточное временное разрешение не нужно, а также с меньшим объемом данных и, соответственно, более быстрой обработкой.

Сложность поиска слабых импульсов в метровом диапазоне длин волн заключается в том, что они имеют пиковую плотность потока несколько сотен миллианских (FRBSTATS). Соответственно с помощью общепринятых методов профиль таких импульсов на фоне шумовой дорожки невооруженным глазом не виден как и дисперсионная задержка сигнала на динамическом спектре. Кроме того, всплески радиоизлучения представляют собой единичные импульсы, поэтому, в отличие от радиопульсаров, их естественную природу гораздо сложнее доказать в связи с отсутствием повторяемости импульсов.

Основными факторами, воздействующими на импульсные радиосигналы при их распространении в межзвездной среде, являются дисперсионное запаздывание и рассеяние. Дисперсионное запаздывание определяется следующей формулой

$$t_{DM} = \frac{DM}{f^2}, \quad (1)$$

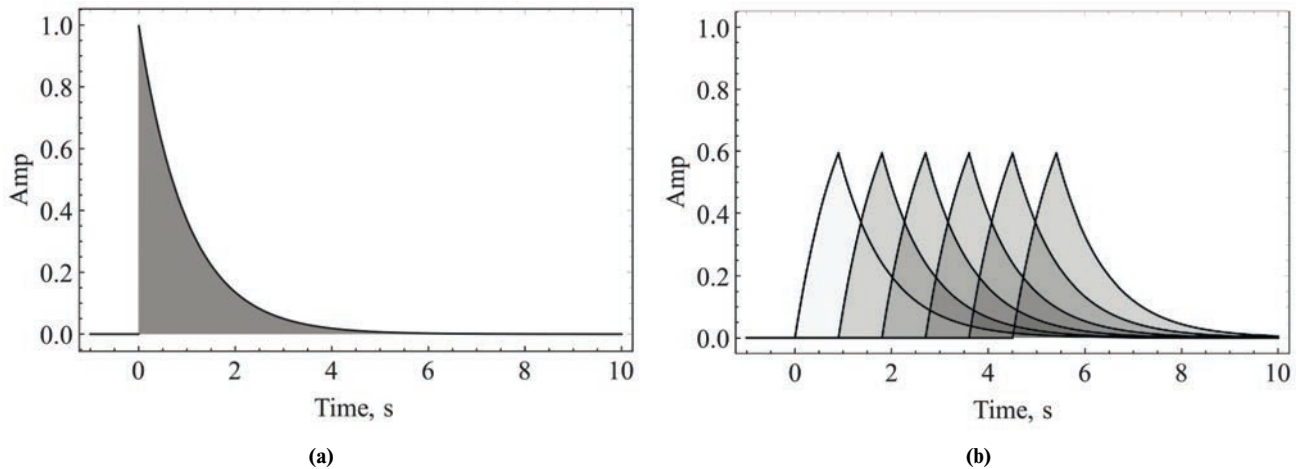
где  $f$  — наблюдательная частота (Томпсон и др., 2003),  $DM$  — так называемая мера дисперсии, которая показывает количество электронов по пути распространения сигнала и выражается формулой

$$DM = \int_0^L n_e(l) dl, \quad (2)$$

где  $n_e(l)$  — концентрация электронов по пути распространения,  $L$  — расстояние до радиосточника. Рассеяние импульсных сигналов для галактических источников подчиняется закону  $\Delta\tau \propto f^{-4}$  (Шойер, 1968; Рикетт, 1969). Дисперсионное запаздывание приводит к тому, что при приеме в частотных каналах конечной ширины импульс дополнительно уширяется на величину  $\Delta t = -2DM\Delta f/f^3$ . На частоте БСА ФИАН 111 МГц и ширине частотного канала 416 кГц эффекты рассеяния и уширения сравниваются по величине при  $DM \approx 350 \div 360$  пк/см<sup>3</sup>. При  $DM > 360$  пк/см<sup>3</sup> доминирует эффект рассеяния. Приведенное сравнение верно для галактических источников, пульсаров и радиотранзиентов. Для внегалактических быстрых радиовсплесков, как показано в статьях (Фёдорова, Родин, 2021; Лоример и др., 2013; Карастергиу и др., 2015), рассеяние намного меньше и не подчиняется закону  $f^{-4}$ , что и позволяет их наблюдать несмотря на гигантские меры дисперсии.

В ходе специально проведенного математического моделирования было показано, что в силу особенностей параметров БСА ФИАН мы имеем дело с широкими импульсами, форма которых показана на рис. 2 и подробно описана в работе (Фёдорова, Родин, 2019a). Под широкими импульсами мы понимаем длительность сигнала сотни миллисекунд на частоте 111 МГц. Кроме того, вся методика поиска импульсных сигналов на указанной частоте была выстроена именно под обнаружение широких импульсов. Рис. 2a показывает пример импульса, пришедшего на радиотелескоп и уширенного межзвездной средой. На рис. 2b показана форма импульса после уширения в шести частотных каналах.

Рассмотрим в качестве примера два импульса различной ширины, зарегистрированных в 6-канальных данных радиотелескопа БСА ФИАН, которые показаны на рис. 3. На рис. 3a изображен импульс, ширина которого 1 с. На рис. 3b показан импульс, ширина которого значительно меньше и равна 0.1 с. Под шириной импульса мы понимаем ширину на уровне  $1/e$ . Уширение в частотном канале одинаково в обоих случаях и составляет 0.9 с. Как можно заметить, в первом случае после уширения сигнала в каждом из шести частотных каналов на выходе мы получаем незначитель-



**Рис. 2.** Форма импульса, полученная в ходе моделирования в работе Фёдорова, Родин (2019а). а) — форма импульса, принятого антенной; б) — форма импульса после уширения в шести частотных каналах.

ное падение амплитуды суммарного импульса, чего нельзя сказать о втором случае. Рис. 3б показывает, что при прохождении узкого импульса в результате уширения мы получаем значительное падение амплитуды сигнала. При этом, забегая вперед, следует отметить, что даже такое сильное падение амплитуды не препятствует визуальному поиску в динамических спектрах импульсных сигналов с дисперсионной задержкой в данных радиотелескопа БСА ФИАН.

Изначально радиотелескоп БСА ФИАН создавался под конкретную научную задачу — поиск и наблюдение пульсаров (Кузьмин, Сороченко, Илясов). Как уже было неоднократно сказано, радиотелескоп БСА ФИАН ведет запись данных в двух режимах: 6 и 32 частотных канала с соответствующим временным разрешением 0.1 с и 0.0125 с соответственно. 32-канальные данные как нельзя лучше подходят для поиска и наблюдений коротких импульсных сигналов типа пульсаров или радиотранзиентов, у которых величина меры дисперсии в среднем находится в пределах 20–100 пк/см<sup>3</sup> и уширение в частотных каналах при данной мере дисперсии незначительно. Здесь и далее “уширением” мы называем увеличение ширины импульса в отдельном частотном канале за счет комбинированного эффекта дисперсионной задержки при распространении в ионизованной среде и конечной ширины частотного канала.

В случае поиска единичных импульсных сигналов ситуация с их регистрацией складывается иным образом. На частоте 111 МГц — это импульсы длительностью несколько сотен миллисекунд, имеющие большую меру дисперсии. Поэтому для поиска радиовсплесков в данном случае больше подходят данные, с относительно невысоким временным разрешением. Кроме того, при визуальном анали-

зе на динамическом спектре за счет радиометрического выигрыша (см. ниже) импульс лучше всего виден именно в 6-канальных данных. Ниже приведен пример, в котором рассмотрен модельный импульс шириной 0.2 с (рис. 4а и 5а). Профиль импульса, записанный в 32-канальных данных ожидаемо, более узкий и имеет большую амплитуду в сравнении с профилем сигнала в 6-канальных данных (рис. 4д и 5д). Несмотря на большую амплитуду сигнала, в динамическом спектре 32-канальных данных он просматривается на пределе визуального обнаружения (рис. 4б-с), чего нельзя сказать о динамическом спектре 6-канальных данных (рис. 5б-с). Такая ситуация объясняется разным отношением “сигнал/шум” в динамическом спектре, который в случае 6-канальных данных примерно 6.5 раз больше, чем в 32-канальных данных. Отношение С/Ш улучшается за счет так называемого радиометрического выигрыша, который определяется как  $\sqrt{\tau\Delta f}$ , где  $\tau$  — постоянная интегрирования (временное разрешение),  $\Delta f$  — полоса приема отдельного частотного канала и который представляет собой ни что иное как усреднение сигнала по полосе  $\Delta f$  и интервалу  $\tau$ . Результирующее отношение сигнал/шум включает в себя выражение для радиометрического выигрыша (Томпсон и др., 2003).

$$\frac{S}{N} = C \frac{T_A}{T_S} \sqrt{\Delta f \tau}, \quad (3)$$

где  $T_A$  — антенная температура,  $T_S$  — системная температура,  $C$  — постоянная прядка единицы.

Антенная температура связана с плотностью потока радиоисточника  $S$  через следующие формулы

$$P_r = \frac{1}{2} AS\Delta f, \quad (4)$$

$$P_r = kT_A\Delta f, \quad (5)$$

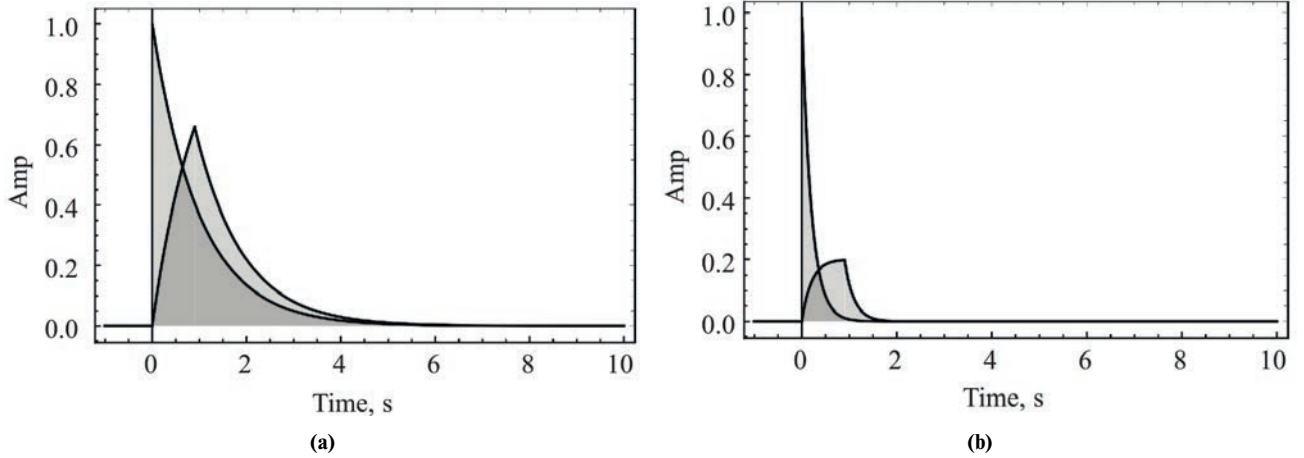


Рис. 3. Падение амплитуды импульса при уширении в шести частотных каналах. а) — ширина импульса на уровне  $1/e$  равна 1 с; б) — ширина импульса равна 0.2 с. В обоих случаях уширение в каждом частотном канале составляет 0.9 с.

$P_r$  — мощность излучения, принимаемого от радиоисточника,  $k$  — постоянная Больцмана,  $A$  — эффективная площадь антенны.

Таким образом, если сравнивать 6- и 32-канальные динамические спектры, то отношение сигнал/шум в каждом элементе 6-канального динамического спектра будет выше в 6.5 раз:

$$\frac{\sqrt{\tau_6 \Delta f_6}}{\sqrt{\tau_{32} \Delta f_{32}}} = \frac{\sqrt{0.1 \text{ с} \cdot 416 \text{ кГц}}}{\sqrt{0.0125 \text{ с} \cdot 78 \text{ кГц}}} \cong 6.5, \quad (6)$$

где  $\Delta f_6$  и  $\Delta f_{32}$  — ширина полосы одного частотного канала,  $\Delta t_6$  и  $\Delta t_{32}$  — временное разрешение для данных записанных в режиме шести и 32 каналов.

Наглядный пример того, как “работает” радиометрический выигрыш, показан на реальных записях одного и того же импульса в 6 и 32 каналах радиотелескопа БСА ФИАН. На рис. 6а и 6б отчетливо видно, что импульс, видимый в 6-канальных записях, совершенно теряется в 32-канальных данных несмотря на увеличение амплитуды сигнала.

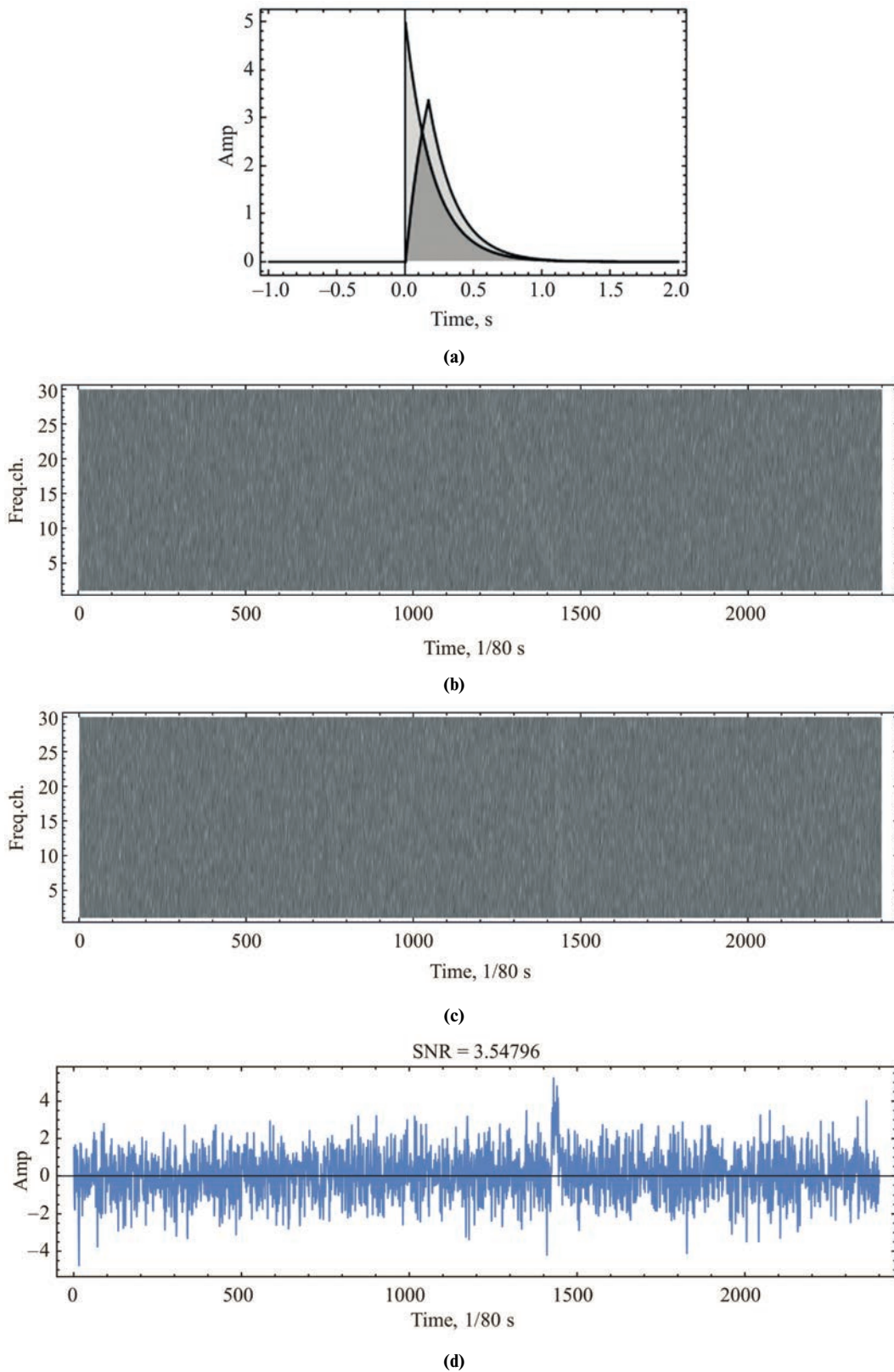
Действительно, если рассмотреть реальный радиовсплеск на рис. 6б, то мы увидим суммарный профиль импульса длительностью  $\Delta t = 0.78$  с, записанного в 32 частотных каналах, отношение сигнал/шум которого 4.3 — величина совершенно недостаточная для классического порогового обнаружения. Более того, если обратить внимание на динамический спектр данного импульса, то импульс практически не виден на записи, чего нельзя сказать о динамическом спектре в шести частотных каналах, приведенном на рис. 6а. В этом случае импульс в динамическом спектре хорошо виден и отчетливо выделяется на фоне шумов. Также на рис. 6а приведен суммарный профиль импульса, свернутого с шаблоном согласованной формы, применение которого позволяет получить дополнительный выигрыш в отношении сигнал/шум

пропорциональный  $\sqrt{N}$ , где  $N$  — эквивалентная ширина шаблона в отсчетах времени. В этом случае мы видим, что мелкие шумовые вариации сглажены и сигнал лучше выделяется на фоне шумов, а его ширина ожидаемо увеличилась и составляет  $\Delta t = 2.1$  с.

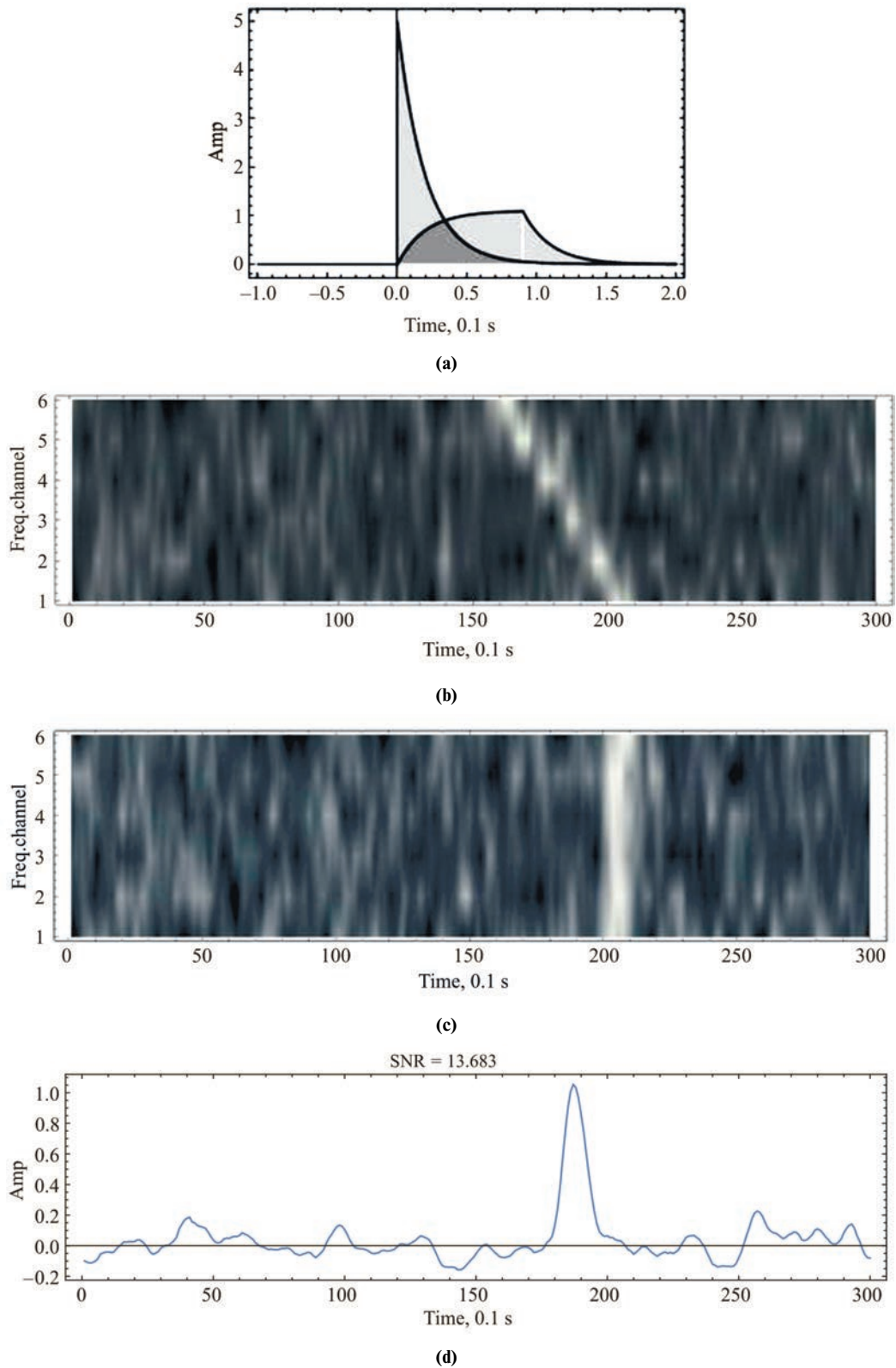
Таким образом, на практике дело сводится к тому, что хотя формально амплитуда импульса увеличивается в число раз, равное отношению ширины частотных каналов, импульс регистрируется при худшем отношении сигнал/шум (рис. 6).

Еще раз отметим преимущество методики свертки наблюдательных данных с шаблоном согласованной формы, эквивалентная ширина которого  $\Delta t = 1$  с и которая повышает отношение сигнал/шум еще в  $\sqrt{10}$  раз. Таким образом, суммарный выигрыш от применения свертки данных с шаблоном согласованной формы и радиометрического выигрыша составляет  $\approx 20$  раз, что многократно превышает увеличение амплитуды искомого импульса в  $32/6 \approx 5.3$  раза за счет более узких частотных каналов. Подчеркнем, что вышеприведенные рассуждения верны для визуального обнаружения импульсов в динамическом спектре, которое применялось в работах Фёдорова, Родин (2019a,b, 2021); Фёдорова (2023).

Альтернативой пороговому обнаружению служит метод выделения сигнала, основанный на выделении поведения сигнала в зависимости от времени и частоты в наблюдательных данных. Как уже говорилось во введении, в случае гравитационно-волновых наблюдений катастрофических явлений типа слияний ЧД и/или НЗ главным критерием является детерминированная кривая на частотно-временной зависимости (рис. 1). В случае радиоастрономических данных рассматривают поведение сигнала в динамическом спектре.



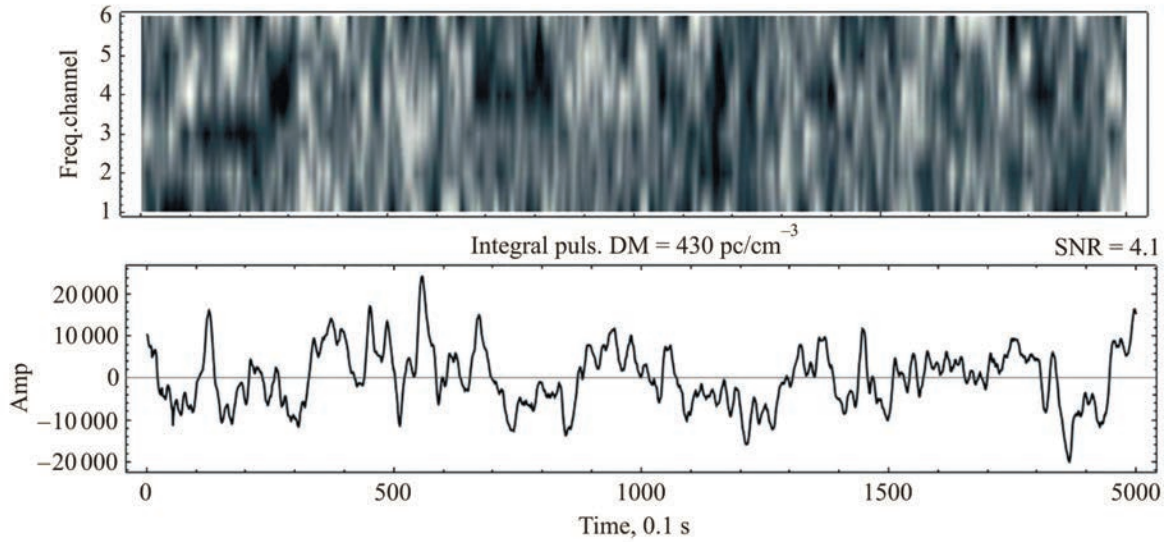
**Рис. 4.** а) Импульс с большей амплитудой – импульс, принимаемый радиотелескопом БСА ФИАН, импульс с меньшей амплитудой – форма сигнала после уширения в 32 частотных каналах. б) Динамический спектр импульса, записанного в 32-канальных данных без компенсации меры дисперсии. в) Динамический спектр импульса, записанного в 32-канальных данных с компенсацией меры дисперсии. г) Суммарный профиль импульса.



**Рис. 5.** а) Импульс с большей амплитудой – импульс принимаемый радиотелескопом БСА ФИАН, импульс с меньшей амплитудой – сигнал после уширения в шести частотных каналах. б) Динамический спектр импульса, записанного в 6-канальных данных без компенсации меры дисперсии. в) Динамический спектр импульса, записанного в 6-канальных данных с компенсацией меры дисперсии. д) Суммарный профиль импульса. На рис. б)–д) применена свертка с шаблоном согласованной формы.

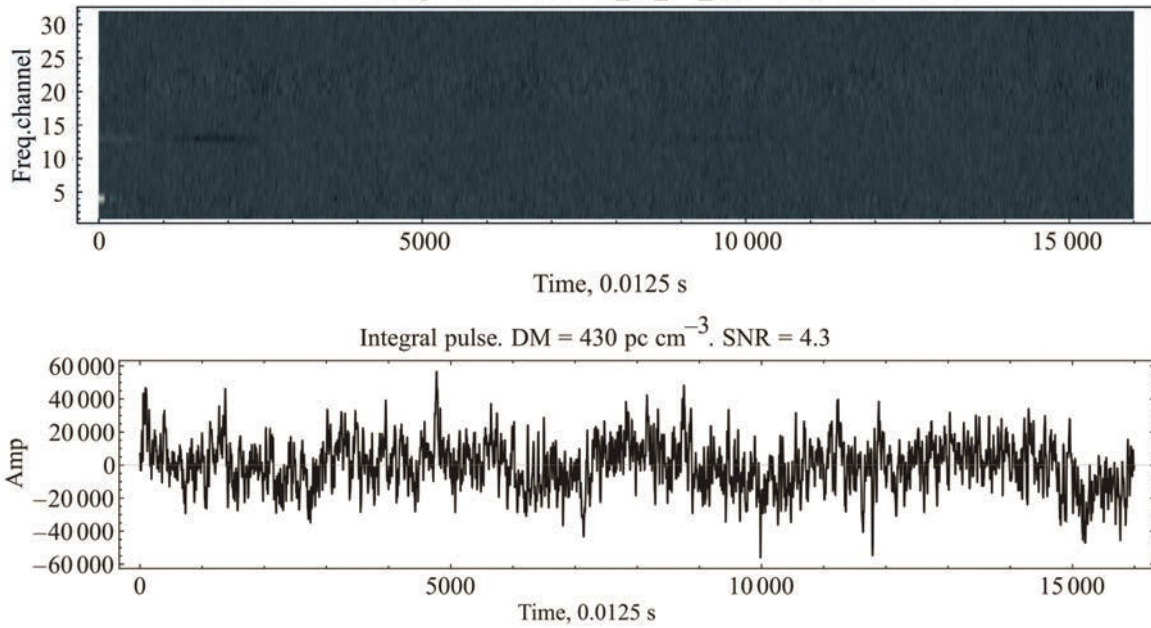


Convolution with template. File: 280418\_00\_N1,  $\alpha = 115617$ ,  $\delta = 26.4598$



(a)

Convolution with template. File: 280418\_00\_N1\_0,  $\alpha = 115617$ ,  $\delta = 26.4582$



(b)

**Рис. 6.** Сравнение записей данных радиотелескопа БСА ФИАН, сделанных в режиме а) шести частотных каналов и б) 32 частотных каналов. На верхних изображениях рисунков а) и б) показаны динамические спектры импульсов. По оси ординат приводятся номера частотных каналов от наименьшей частоты к наибольшей. На нижних изображениях рисунков а) и б) показаны суммарные профили импульсов. По оси ординат приведена амплитуда в единицах АЦП ( $1 \text{ Ян} \approx 1.7 \times 10^5 \text{ ед. АЦП}$ ). Для нижних и верхних рисунков по оси абсцисс приводится время. Одна точка соответствует 0.0125 с для записи в 32 частотных каналах (нижний рисунок) и 0.1 с для записи в шести частотных каналах (верхний рисунок). На обоих рисунках а) и б) оси абсцисс в динамическом спектре и суммарном профиле импульса совпадают

Так как импульсный сигнал распространяется в межзвездной и межгалактической плазме, то он испытывает запаздывание, которое определяется формулой (1).

В динамическом спектре нелинейная зависимость  $\Delta \sim f^{-2}$  выражается в виде запаздывания сигнала к низким частотам. В классическом пороговом обнаружении детектирование суммарно-

го импульса сводится к превышению его амплитуды наперед заданной величины. Но гораздо более сильным критерием неслучайности импульса является сама зависимость задержки сигнала от частоты  $\Delta \sim f^{-2}$ . Вычислению вероятности случайного упорядочивания шумовых флуктуаций посвящен специальный раздел статьи.

### 3. ШУМОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ИЛИ КОСМИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ НА РЕКОРДНО НИЗКОЙ ЧАСТОТЕ?

#### 3.1. О помеховой обстановке

В начале исследования быстрых радиовсплесков ученые обсерватории Паркс столкнулись с феноменом перитонов — искусственными сигналами, полностью имитировавшими быстрые радиовсплески (Петрофф и др., 2015). Впервые данное явление ученые фиксировали еще в 1998 году с частотой не более нескольких раз в год. Сигналы регистрировались, как мощные миллисекундные вспышки, их природа была не ясна, но неоднократно высказывались предположения о том, что таким образом могли регистрироваться разряды молнии.

В случае с парковскими перитонами сразу стало понятно, что данное явление — это земные помехи. На тот момент было зарегистрировано уже несколько быстрых радиовсплесков и все они приходили из какой-либо конкретной области. Перитоны в момент регистрации были очень похожи на быстрые радиовсплески, но главное их отличие состояло в том, что они не имели выделенного направления, а регистрировались со всей небесной сферы и во всех лучах диаграммы направленности радиотелескопа. В результате учеными была проведена исследовательская работа, в результате которой выяснилось, что данные помехи возникают в момент отключения магнетрона СВЧ-печи.

Данный пример свидетельствует о том, что доказательство естественной природы импульсов — это сложная задача, требующая тщательного анализа и проверки. Авторами данной работы неоднократно были представлены критерии, которые позволяют отличить импульсы космического происхождения на низких частотах от радиопомех:

1. Видны в одном луче диаграммы.
2. Имеют частотную зависимость времени прихода.
3. Регистрируются во всех шести каналах.
4. Имеют относительно невысокую амплитуду.

Импульсы, которые не удовлетворяли вышеприведенным условиям, считались помехами и не рассматривались (Фёдорова, Родин, 2019b).

В этой же работе (Фёдорова, Родин, 2019b) показано, что помеховая обстановка около БСА контролируется регулярно. Соответственно, на осно-

вании многолетних измерений авторами выделяются следующие виды помех:

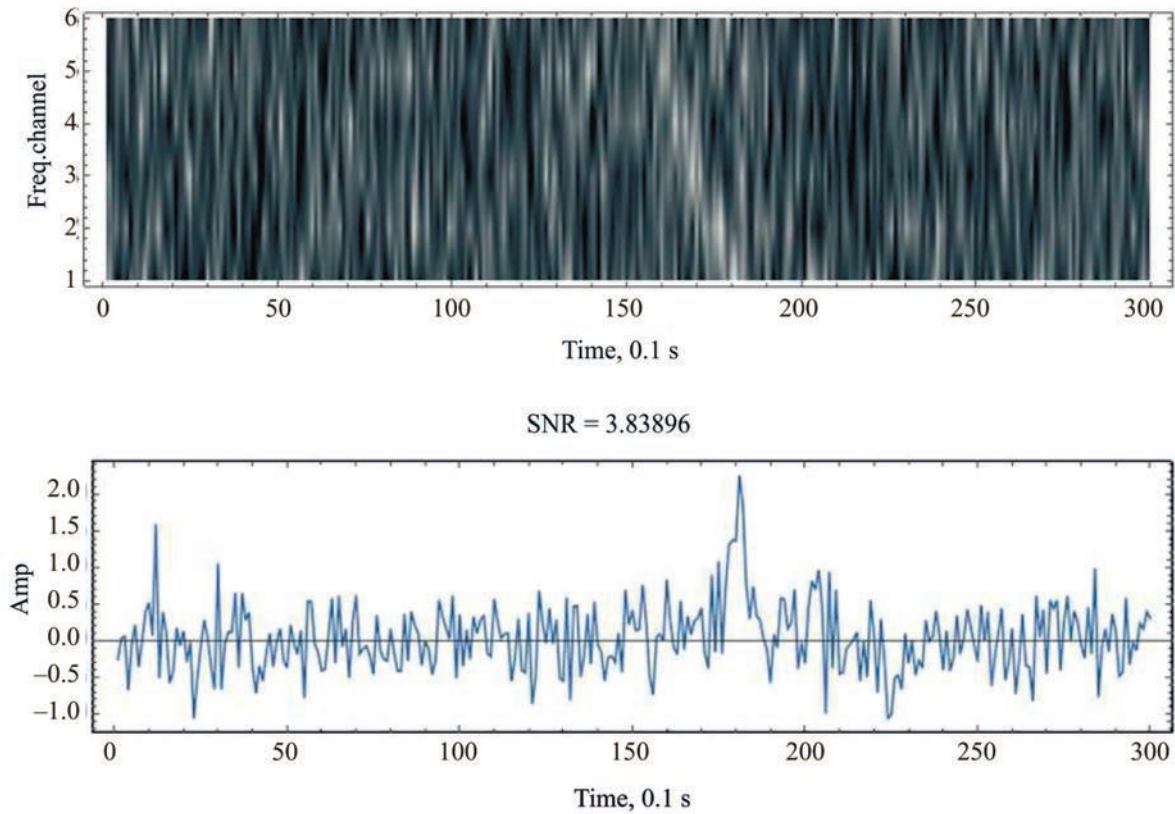
1. Атмосферные (грозовые разряды, возмущения ионосферы во время солнечных вспышек).
2. Индустриальные (искровые разряды от работающих электроприборов, проезжающих автомобилей, электросварки и другое).
3. Помехи от радиооборудования (телевидение, УКВ-радиостанции, РЛС и прочее).

#### 3.2. О вероятности ложной тревоги

Оценка достоверности импульса как реально-го космического сигнала является весьма условным соглашением между наблюдателями. В радиоастрономии поиск импульсных сигналов естественной природы практически всегда сводился к одной методике — пороговому обнаружению. Большинство исследователей считает, что если сигнал имеет амплитуду выше  $5-7\sigma$ , где  $\sigma$  — это среднеквадратическое отклонение шумовой дорожки, то это с большой долей вероятности реальный космический импульс. Обычно в работах по обнаружению импульсов пульсаров или радиотранзиентов в качестве пороговой величины берется  $S/\text{Ш} \geq 7$  (Родин и др., 2017). Что касается конкретно быстрых радиовсплесков, обнаруженных на зарубежных инструментах, то в некоторых случаях наблюдатели не стесняются давать оценку отношения сигнал/шум, равную нулю, при этом считая сигнал реальным (FRBSTATS).

Так как на частоте 111 МГц быстрые радиовсплески представляют собой слабые импульсы, в данном случае применять к ним вышеуказанные критерии не совсем корректно. Поэтому в нашей работе на этапе отбора импульсов-кандидатов в быстрые радиовсплески мы пользовались именно визуальным анализом, а не пороговым обнаружением. При этом на кандидаты накладывался, как уже отмечалось, жесткий критерий: импульс должен быть виден в каждом частотном канале и только в одном луче радиотелескопа БСА ФИАН.

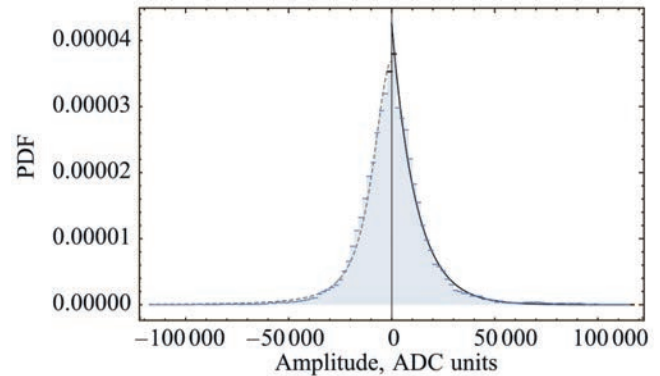
Итак, рассмотрим пример. Экспериментально установлено, что при визуальном анализе в каждом частотном канале импульс хорошо виден глазом при амплитуде  $1.5\sigma$ . В этом случае отношение  $S/\text{Ш}$  суммарного сигнала будет равно 3.7 (рис. 7). Среди импульсов, обнаруженных на частоте 111 МГц всего несколько имеют значение  $S/\text{Ш} \approx 3-4.5$ , остальные же имеют значение  $S/\text{Ш} \geq 5$ . Это свидетельствует о том, что визуальный метод выделения слабых сигналов на фоне шумовых флуктуаций не уступает пороговому обнаружению, несмотря на малое отношение сигнал/шум суммарного импульса.



**Рис. 7.** Пример динамического спектра (верхнее изображение) и суммарного профиля импульса (нижнее изображение), которые исследуются визуальным методом в ходе поиска импульсных радиосигналов на частоте 111 МГц. На верхнем изображении представлен динамический спектр с отдельными импульсами в каждом из шести частотных каналов, амплитуда которых  $1.5\sigma$ . Суммарный профиль при этом имеет отношение «сигнал/шум»  $\approx 3.8$ . По оси ординат на верхнем рисунке приводятся номера частотных каналов от наименьшей частоты к наибольшей, на нижнем рисунке — амплитуда в произвольных единицах

Поскольку в нашей работе мы имеем дело со слабыми сигналами, неоднократно возникал вопрос о том, могут ли шумовые флуктуации случайно выстраиваться в искомый динамический спектр? Для ответа на этот вопрос в первую очередь нами была проанализирована сама шумовая дорожка без каких-либо сигналов. В результате анализа было установлено, что шумы в шумовой дорожке подчиняются смешанному распределению: шумовые выбросы, имеющие отрицательные значения, подчиняются распределению Стьюдента, а выбросы, имеющие положительные значения, подчиняются распределению Лапласа (рис. 8), поэтому далее в работе рассматривается только распределение Лапласа и для сравнения с ним распределение Гаусса.

Также в работах (Фёдорова, Родин, 2019b; Фёдорова, 2023) была рассмотрена вероятность случайного выстраивания шумовых флуктуаций в реальный динамический спектр. В результате в зависимости от ширины импульса была получена оценка данной вероятности, равная  $10^{-12}$ – $10^{-16}$ . Эта



**Рис. 8.** Смешанное распределение шумов в шумовой дорожке часовой записи радиотелескопа БСА ФИАН. Прерывистой линией показаны вариации шумового сигнала, имеющие отрицательные значения и подчиняющиеся распределению Стьюдента. Сплошной линией отмечены вариации шумового сигнала, имеющие положительные значения и подчиняющиеся распределению Лапласа

оценка дается при приеме сигнала в многоканальном приемнике и по своему смыслу является ничем иным как вероятностью ложной тревоги — вероят-

ность, с которой мы принимаем случайный шумовой выброс за реальный сигнал в отсутствии реального сигнала. Если же мы проведем аналогию с пороговым обнаружением и рассмотрим одноканальный приемник, то, в таком случае, вероятность ложной тревоги при заданной функции плотности вероятности распределения шумов однозначно определяется пороговым отношением сигнал/шум.

В качестве примера рассмотрим уравнение (7), которое описывает плотность вероятности нормально распределенной случайной величины. Вероятность ложной тревоги сводится к вычислению интеграла

$$P_{\text{ЛТ}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\alpha}^{\infty} e^{-x^2/2} dx \approx \frac{e^{-\alpha^2/2}}{\sqrt{2\pi\alpha}} \quad (\alpha \gg 1), \quad (7)$$

где  $\alpha$  — пороговое отношение сигнал/шум.

Зависимость величины порогового отношения С/Ш от вероятности ложной тревоги  $\alpha(P_{\text{ЛТ}})$  находится путем решения уравнения (7) относительно  $\alpha$  и определяется следующей формулой

$$\alpha(P_{\text{ЛТ}}) = \sqrt{2} \operatorname{Ierf}(-1 + 2P_{\text{ЛТ}}), \quad (8)$$

где  $\operatorname{Ierf}$  — обратная функция ошибок, которая определяется как решение для переменной  $z$  в уравнении  $s = \operatorname{erf}(z)$ , где  $\operatorname{erf}(z)$  — это интегральная функция распределения случайной величины. График зависимости  $\alpha(P_{\text{ЛТ}})$  для нормально распределенной случайной величины показан на рис. 9 сплошной серой линией.

Аналогичные вычисления можно провести для случайной величины, подчиненной распределению Лапласа. В этом случае зависимость  $\alpha(P_{\text{ЛТ}})$  определяется формулой

$$\alpha(P_{\text{ЛТ}}) = \begin{cases} -\ln 2(1 - P_{\text{ЛТ}}), & 0 \leq P_{\text{ЛТ}} < 1/2, \\ \ln(2P_{\text{ЛТ}}), & 1/2 \leq P_{\text{ЛТ}} < 1. \end{cases} \quad (9)$$

График зависимости  $\alpha(P_{\text{ЛТ}})$  для распределения Лапласа показан на рис. 9 прерывистой линией.

Так как определение вероятности ложной тревоги носит универсальный характер, то оно является первичным по отношению к критерию порогового обнаружения, применяемого в случае одноканального приема. Для перехода от одного метода обнаружения к другому можно сопоставить  $P_{\text{ЛТ}}$ , основанное на многоканальном приеме, с отношением сигнал/шум в одноканальном приемнике. Тогда для верхней оценки вероятности  $P_{\text{ЛТ}} = 10^{-12}$  величина  $\alpha \approx 7$  для нормального распределения и  $\alpha \approx 25 \div 30$  для распределения Лапласа. Обе величины соответствуют высокому уровню достоверности.

Хотя расчет вероятности ложной тревоги неоднократно приводился в предыдущих статьях, приведем здесь еще один альтернативный метод расчета, который ожидаемо приводит к тому же результату. Рассмотрим пример динамического спектра, получаемого на БСА. Типичная продолжительность записи  $T = 300$  секунд, что в среднем соответствует прохождению источника через диаграмму БСА. После сглаживания шаблоном с эквивалентной шириной 1 с имеем в каждом из  $M = 6$  частотных каналах  $N = TM$  отсчетов. Таким образом, вероятность появления сигнала случайным образом в динамическом спектре сводится к известной задаче спорлото выпадения шести нужных чисел. Запишем вероятность в общем виде

$$P_1 = \frac{L}{N_{\text{tot}}}, \quad (10)$$

где  $L$  — это число благоприятных исходов,  $N_{\text{tot}}$  — общее число исходов.  $L$  сверху можно оценить величиной  $T^2$ , которая учитывает, что сигнал может появиться в любом месте динамического спектра и может иметь произвольную меру дисперсии. Общее число исходов дается известной из комбинаторики формулой

$$N_{\text{tot}} = \frac{N!}{M!(N-M)!} = 46\,846\,777\,478\,732\,700. \quad (11)$$

В этом случае вероятность случайного “выпадения” сигнала без учета отношения сигнал/шум равна  $P = 1.9 \times 10^{-12}$ .

Экспериментально установлено, что на пределе визуального обнаружения человеческий глаз в динамическом спектре в каждом частотном канале выделяет импульсный сигнал с  $\text{С/Ш} = \alpha = 1.5$ . В случае 6-канальных данных отношение сигнал/шум суммарного импульса будет  $\alpha = 1.5\sqrt{6} \approx 3.8$ . Вероятность превышения сигналом порога  $\alpha P_2$  в общем виде выражается формулой (Гуткин, 1972)

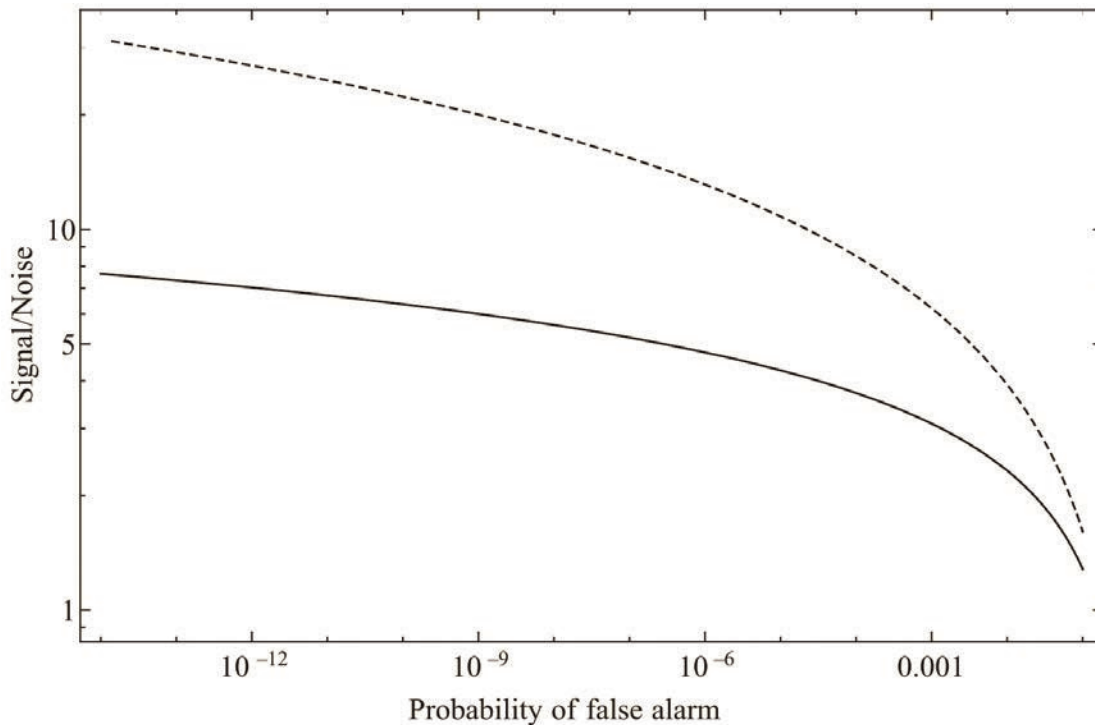
$$P_2 = \int_{\alpha}^{\infty} f(x) dx, \quad (12)$$

где  $f(x)$  — плотность вероятности распределения случайной величины. Для централизованного ряда с  $\sigma = 1$  распределения Гаусса

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2}, \quad (13)$$

и распределения Лапласа

$$f(x) = \frac{1}{2} e^{-|x|}, \quad (14)$$



**Рис. 9.** Зависимость порогового обнаружения сигнал/шум от вероятности ложной тревоги для двух распределений: нормального (серая сплошная линия) и Лапласа (прерывистая линия)

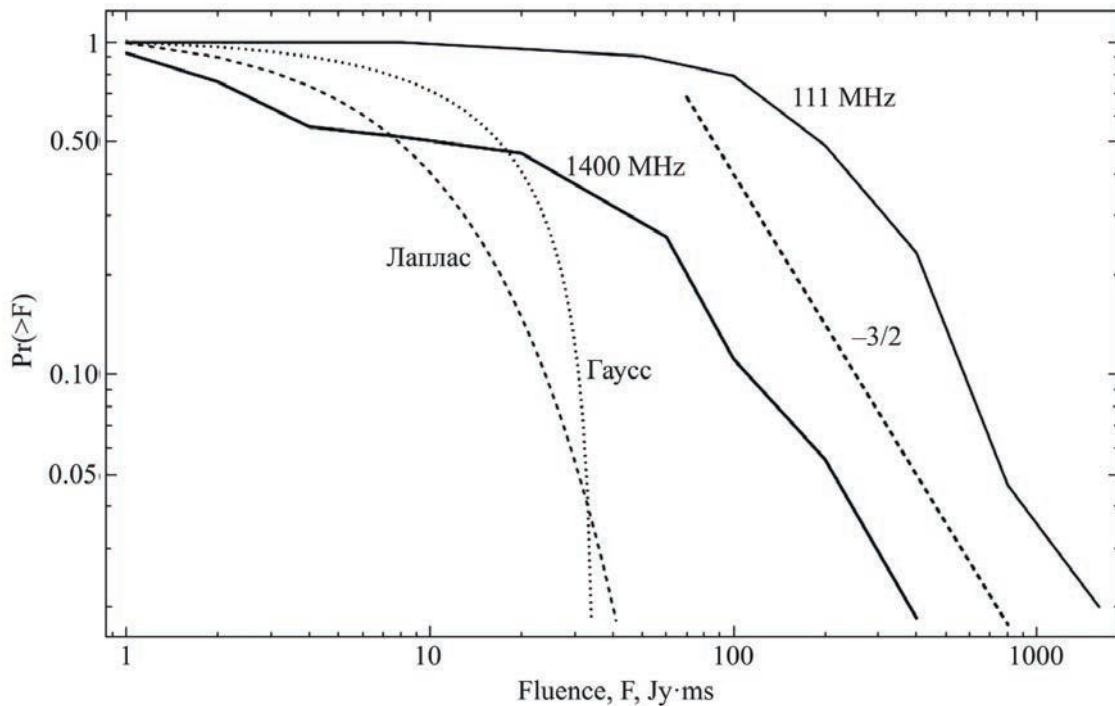
$P_2(\alpha = 3.8) = 1.2 \times 10^{-4}$  и  $1.3 \times 10^{-2}$  для распределений Гаусса и Лапласа соответственно. Так как события, соответствующие вероятностям  $P_{ЛТ}$  и  $P_2$ , являются независимыми, то результирующая вероятность  $P = P_{ЛТ} \cdot P_2 \sim (2.3 \times 10^{-16} \div 2.4 \times 10^{-14})$ .

#### 4. ЗАВИСИМОСТЬ $\text{LOG } N - \text{LOG } F$ ДЛЯ РАЗНЫХ ТИПОВ ШУМА

В наблюдательной космологии используется так называемая зависимость  $\text{Log } N - \text{Log } F$ , которая представляет собой функцию интегрального количества радиоисточников  $N$  выше определенной плотности потока  $F$ . При равномерном распределении радиоисточников в пространстве эта функция представляет собой степенную зависимость  $N \propto F^{-3/2}$ . При проведении таких подсчетов в зависимости от плотности потока часто возникает желание объяснить падающую зависимость  $\text{Log } N - \text{Log } F$  статистикой поведения сильных шумовых выбросов. Действительно, сильные выбросы встречаются реже, что дает искомым зависимость. Для того чтобы опровергнуть это утверждение было проведено специальное исследование и выведены теоретические зависимости  $\text{Log } N - \text{Log } F$  для двух видов белого шума — с распределением Гаусса и Лапласа. Вывод теоретических зависимостей  $\text{Log } N - \text{Log } F$  основан на построении комплиментарной кумулятивной функции плотности вероятности распределения случай-

ной величины. Полученные теоретические кривые показаны на рис. 10 вместе с экспериментальными зависимостями на 111 и 1400 МГц. Хорошо видно, что ни одна из теоретических зависимостей не падает в соответствии с экспериментальными данными и наклоном  $-3/2$ , а убывает гораздо быстрее. Иными словами шумовые вариации с большой амплитудой заканчиваются быстрее, чем это необходимо для объяснения экспериментальных кривых. Таким образом, из поведения теоретических кривых  $\text{Log } N - \text{Log } F$  на рис. 10 следует однозначный вывод, что зарегистрированные импульсные сигналы не могут быть объяснены простыми шумовыми флуктуациями.

Также неоднократно высказывался комментарий, что в силу огромной статистики яркие импульсы должны появиться просто в силу большой вероятности их появления в таком богатом массиве данных. Для независимой проверки этого утверждения было проведено специальное математическое моделирование, имитирующее процесс обнаружения импульсных сигналов. Было сгенерировано 600 тысяч динамических спектров по числу уже просмотренных, шум в каждом из шести частотных каналов генерировался в соответствии с распределением Лапласа. Затем на основе динамических спектров вычислялись средние импульсы с пробной мерой дисперсии в диапазоне от 0 до 3 000 пк/см<sup>3</sup>, и к ним применялось пороговое обна-



**Рис. 10.** График теоретической зависимости  $\text{Log } N - \text{Log } F$  для двух видов распределения шумовых флуктуаций: гауссовского (пунктирная линия) и Лапласа (прерывистая линия). Для сравнения показаны экспериментальные зависимости  $\text{Log } N - \text{Log } F$  данных на 111 и 1400 МГц. Хорошо видно, что ни одна из теоретических зависимостей не подчиняется закону  $-3/2$ , а убывают гораздо быстрее

ружение с  $C/\text{Ш} \geq 5$ . Импульсы с амплитудой выше заданного порога действительно были обнаружены в количестве 3–5 штук, чего совершенно недостаточно для объяснения на порядок большего количества уже обнаруженных импульсов. Более того, и это самое главное, все обнаруженные импульсы были получены в результате сложения случайных вариаций в **двух** частотных каналах, и ни разу не было чтобы импульсы самопроизвольно упорядоченно выстроились в соответствии с дисперсионной задержкой во всех шести частотных каналах.

Таким образом, требование упорядоченного выстраивания импульсов в динамическом спектре является гораздо более жестким по сравнению с простым пороговым обнаружением. Этот вывод хорошо согласуется с предыдущим выводом, что за счет шумовых флуктуаций не набирается достаточного количества импульсов с требуемыми свойствами.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье показано, что для распознавания в динамических спектрах слабых импульсных сигналов длительностью несколько сотен миллисекунд необходимо использовать оптимальные параметры по частотному и временному разрешению. Избыточное разрешение по времени и частоте за счет малого радиометрического выигрыша приводит к то-

му, что слабый сигнал теряется на фоне шумов, что приводит к невозможности его визуального обнаружения. Дополнительное сглаживание данных шаблоном оптимальной формы позволяет получить дополнительный выигрыш отношения сигнал/шум порядка  $\sqrt{N}$ , где  $N$  — эквивалентная ширина шаблона в отсчетах времени.

В статье вводится понятие вероятности ложной тревоги, основанное не на пороговом обнаружении, а на многоканальном приеме, когда искомый сигнал в динамическом спектре следует закону дисперсионного запаздывания. Верхний предел вероятности случайного упорядочивания импульсов в динамическом спектре без учета отношения сигнал/шум оценивается величиной  $\lesssim 10^{-12}$ , что с точки зрения одноканального приема соответствует пороговой величине сигнал/шум  $\approx 7$  и  $\approx 25 \div 30$  для распределений Гаусса и Лапласа соответственно, что соответствует заведомо достоверному уровню обнаружения.

Впервые в статье выведены теоретические зависимости  $\text{Log } N - \text{Log } F$  для шумовых вариаций, распределенных по закону Гаусса и Лапласа. В обоих случаях эти теоретические зависимости не могут объяснить экспериментальные зависимости, следующие наклону  $-3/2$ , так как убывают быстрее. Иными словами, шумовые вариации с большой

амплитудой заканчиваются быстрее, чем реальные импульсы.

Этот же вывод независимо подтверждается проведенным математическим моделированием, в результате которого хотя и были получены импульсы с  $S/\text{Ш} > 5$ , но в количестве совершенно недостаточном для объяснения числа обнаруженных радиовсплесков.

Таким образом, использование вероятности ложной тревоги для обоснования достоверности регистрации импульсных сигналов является гораздо более сильным методом в сравнении с классическим пороговым обнаружением и де-факто давно используется исследователями в других областях астрономии.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы статьи хотят выразить большую благодарность директору ФИАН, член-корреспонденту РАН, д.ф.-м.н. Н. Н. Колачевскому, заместителям директора ФИАН к.ф.-м.н. О. В. Иванову и к.ф.-м.н. А. В. Колобову, сотрудникам ФИАН д.ф.-м.н. А. В. Леонидову, к.ф.-м.н. В. А. Нечитайло, а также Отделению теоретической физики им. И. Е. Тамма ФИАН за проявленный интерес к работе (Фёдорова, 2023) и ее независимую оценку.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуткин (Л. С. Гуткин), *Теория оптимальных методов приема при флуктуационных помехах* (М.: Советское радио, 1972).
2. Карастергиу и др. (А. Karastergiou, J. Chennamangalam, W. Armour, et al.), *MNRAS* **452**, 1254 (2015).
3. Д. А. Кузьмин, Р. Л. Сороченко, Ю. П. Илясов и др., *50 лет Пуцунской радиоастрономической обсерватории*. Электронная книга: <https://www.prao.ru/History/history.html>.
4. Куртин и др. (А. Р. Curtin, S. Sirota, V. M. Kaspi, et al.), eprint arXiv:2404.09242 (2024).
5. Лоример и др. (D. R. Lorimer, A. Karastergiou, M. A. MacLaughlin, S. Jonson), *MNRAS* **436**, L5 (2013).
6. Орешко и др. (В. В. Орешко, Г. А. Латышев, И. А. Алексеев, Ю. А. Азаренков, Б. И. Иванов, В. М. Карпов, В. И. Кастромин), *Труды ИПА* **24**, 80 (2012).
7. Петрофф и др. (E. Petroff, E. F. Keane, E. Barr, et al.), *MNRAS* **451(4)**, 3933 (2015).
8. Плеунис и др. (Z. Pleunis, D. Michilli, C. G. Bassa, et al.), *ApJL* **911**, L3 (2021).
9. Рикетт (B. J. Rickett), *Nature* **221(5176)**, 158 (1969).
10. Родин и др. (А. Е. Rodin, V. V. Rodin, V. A. Samodurov), *ARep.* **61(1)**, 30 (2017).
11. Томпсон и др. (А. Р. Томпсон, Д. М. Моран, Д. У. Свенсон-мл.), *Интерферометрия и синтез в радиоастрономии* (М.: Физматлит, 2003).
12. Фёдорова, Родин (V. A. Fedorova, A. E. Rodin), *ARep.* **63(1)**, 39 (2019).
13. Фёдорова, Родин (V. A. Fedorova, A. E. Rodin), *ARep.* **63(11)**, 877 (2019).
14. Фёдорова, Родин (V. A. Fedorova, A. E. Rodin), *ARep.* **65(9)**, 776 (2021).
15. Фёдорова (V. A. Fedorova), *Detection and study of fast radio bursts at the radio telescope BSA LPI: Thesis*: 1.3.1, DOI 10.13140/RG.2.2.20914.58566 (2023).
16. Шойер (P. A. G. Scheuer), *Nature* **218(5145)**, 920 (1968).
17. Электронный каталог быстрых радиовсплесков, <https://www.herta-experiment.org/frbstats/catalogue>.
18. Анимированное gif-изображение динамического спектра гравитационно-волнового события GW 190425, [https://www.ligo.org/detections/GW190425/L1\\_spectrogram.gif](https://www.ligo.org/detections/GW190425/L1_spectrogram.gif).
19. GW190425 Detail Page, [https://gwosc.org/eventapi/html/O3\\_Discovery\\_Papers/GW190425/v1/](https://gwosc.org/eventapi/html/O3_Discovery_Papers/GW190425/v1/).

# ВЛИЯНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА НУКЛЕОСИНТЕЗ, РАЗВИВАЮЩИЙСЯ ПРИ ВЗРЫВЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ МАЛОЙ МАССЫ

© 2024 г. И. В. Панов<sup>1,\*</sup>, А. Ю. Игнатовский<sup>1,2\*\*</sup>, А. В. Юдин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский Институт”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию: 30.05.2024 г.

После доработки 25.06.2024 г.; принята к публикации 18.07.2024 г.

Рассмотрен характер нуклеосинтеза при взрыве маломассивной нейтронной звезды, образовавшейся в тесной двойной системе в сценарии обдирания. Показано, что в рассмотренном сценарии ударная волна, возникающая при взрыве, сильно нагревает разлетающееся вещество нейтронной звезды. В результате резкого усиления роли фотоядерных реакций происходит частичное разрушение тяжелых ядер, созданных на предшествующей стадии нуклеосинтеза. Продемонстрировано, что даже кратковременный нагрев вещества ударной волной может оказать заметное влияние на результаты синтеза элементов в  $\gamma$ -процессе в веществе внутренней коры, а взрывной нуклеосинтез приводит к образованию новых элементов в веществе внешней коры с массовыми числами  $A$  от 50 до 130.

**Ключевые слова:** нейтронные звезды, тесные двойные системы, нуклеосинтез, ядерные реакции, бета-распад, ударные волны.

DOI: 10.31857/S0320010824070038, EDN: MBZGKS

## 1. ВВЕДЕНИЕ

После исторической совместной идентификации гравитационного сигнала GW170817 и гамма-всплеска GRB170817A (Танвир и др., 2017), а также наблюдательного подтверждения образования актиноидов в данном событии (Ватсон и др., 2019), слияние нейтронных звезд (НЗ) считается одним из основных космических сценариев, в которых реализуется  $\gamma$ -процесс (Коуэн и др., 2020).

Поэтому изучение подробностей эволюции тесной двойной системы на ее последних стадиях стало еще более важным для оценки результатов нуклеосинтеза в таких сценариях.

Общая схема — сближение нейтронных звезд, завершающееся их контактом и слиянием (СНЗ) не претерпевала заметных изменений после ее первой реализации (Дэвис и др., 1994). Однако процесс взаимодействия двух нейтронных звезд в тесной двойной системе может протекать и по-другому. Исторически первым был предложен сценарий обдирания (“stripping”, (Кларк, Эрдли, 1977), отличающийся от получившего распространение сценария слияния. Он заключается в процессе от-

носительно медленного перетекания вещества от одного компонента к другому и заканчивается взрывом ставшего нестабильным маломассивного компонента. Этот сценарий, долгие годы оставшийся в забвении, оказался удивительно успешен в описании параметров пекулярного гамма-всплеска GRB170817A (см., например, (Блинников и др., 2021, 2022).

В классическом сценарии слияния образование массивной горячей нейтронной звезды сопровождается выбросом остывающего сильно нейтронизованного вещества в виде струй или ветра. В сценарии же обдирания за счет перетекания вещества с менее массивного компаньона на более массивный образуется маломассивная нейтронная звезда (МНЗ), которая при уменьшении ее массы ниже критической теряет устойчивость и взрывается. В результате взрыва все вещество МНЗ массой  $\sim 0.1M_{\odot}$  выбрасывается в окружающую среду, обогащая ее тяжелыми элементами (Панов, Юдин, 2020). Напомним, что в сценарии СНЗ масса выбрасываемого вещества порядка  $10^{-3} \div 10^{-4}M_{\odot}$ , (Россвог и др., 1999), а основное количество нейтронно-избыточного вещества остается “запертым” в массивной нейтронной звезде

\*Электронный адрес: igor.panov@itep.ru

\*\*Электронный адрес: lirts@phystech.edu



(или черной дыре), образовавшейся на месте тесной двойной системы.

На основе численной реализации сценария обдирания (Юдин, 2022) было показано, что при разрушении маломассивной нейтронной звезды могут быть образованы все тяжелые элементы (Панов, Юдин, 2020, 2023), а их выход зависит от разных параметров модели (Юдин и др., 2023; Игнатовский и др., 2023). При этом конечная распространенность элементов выглядит немного иначе, чем в сценарии СНЗ (Фрайбургхаус и др., 1999), преимущественно из-за разной динамики нуклеосинтеза при расширении вещества в процессе взрыва. Рассмотрение отложенного взрыва МНЗ после потери ей части массы (Йип и др., 2023) подтверждает результаты наших текущих и прежних (Панов, Юдин, 2020) расчетов нуклеосинтеза в сценарии обдирания.

В настоящей работе рассматриваются особенности нуклеосинтеза, протекающего в коре МНЗ при ее расширении в процессе взрыва. В разлетающемся достаточно холодном, сильно нейтронизованном веществе начинается  $g$ -процесс (Панов, Юдин, 2020, 2023). Однако через некоторое время это вещество нагревается пришедшей ударной волной (УВ) до значений  $T > 2 \times 10^9$  К, и  $g$ -процесс прерывается. В результате резкого увеличения температуры процесс образования более тяжелых ядер на время порядка 10 мс приобретает иной характер, заметно меняя изотопный состав вещества коры, причем происходит диссоциация части наиболее тяжелых ядер. После прохождения УВ температура разлетающегося вещества падает и при наличии необходимых условий (количество электронов на барион  $Y_e < 0.4$ )  $g$ -процесс продолжается.

Статья состоит из нескольких разделов: в разделе 2 кратко описаны гидродинамика взрыва МНЗ и соответствующие параметры, определяющие начальные условия и кинетику  $g$ -процесса. В разделе 3 описана модель нуклеосинтеза и характерные особенности траекторий разлета вещества, в котором развивается  $g$ -процесс. В разделе 4 рассмотрены количественные результаты нуклеосинтеза и обсуждаются особенности его протекания на разных траекториях разлета вещества МНЗ.

## 2. СЦЕНАРИЙ ОБРАЗОВАНИЯ И ВЗРЫВА МАЛОМАССИВНОЙ НЗ

Последние стадии эволюции системы нейтронных звезд уже давно рассматриваются и как источник коротких гамма-всплесков, и как место для  $g$ -процесса (Латтимер, Шрамм, 1974; Блинников и др., 1984; Бесерра и др., 2023). Однако почти во всех проведенных многомерных гидродинамических расчетах массы НЗ были близки и достаточно велики  $M \gtrsim M_\odot$ , и результатом их взаимодействия

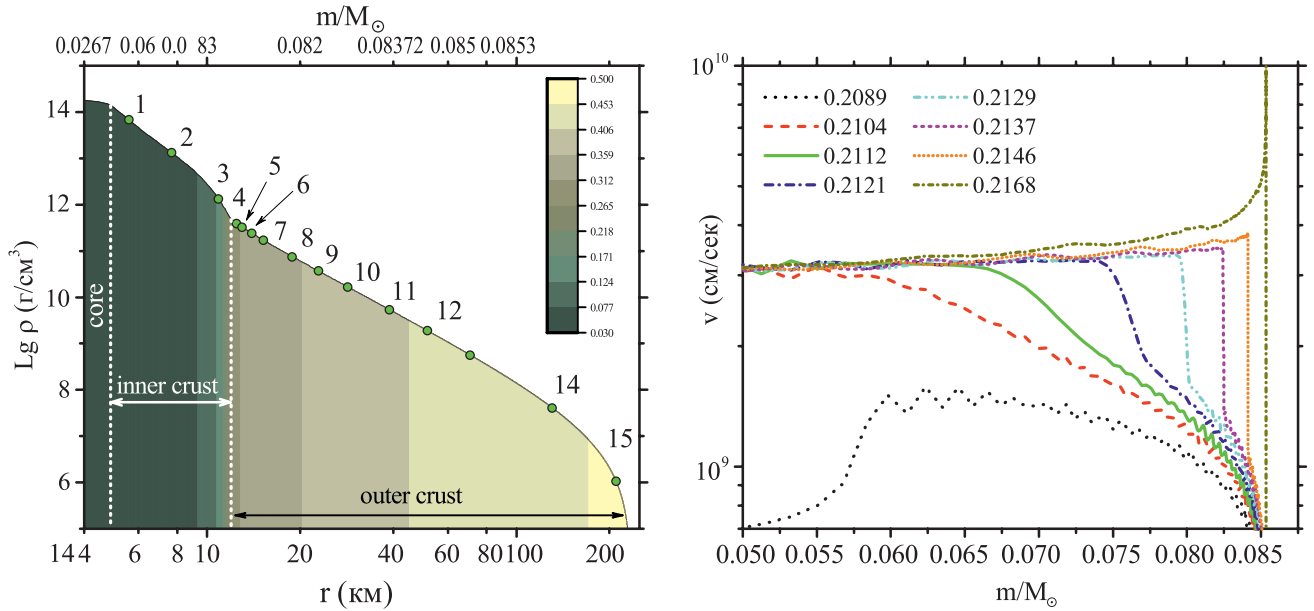
являлось объединение в один объект, т.е. слияние (Коробкин и др., 2012; Россвог и др., 2014; Мартин и др., 2015). Действительно, радиус таких НЗ слабо зависит от массы (Латтимер, Пракаш, 2001), и при соприкосновении они ведут себя подобно двум каплям жидкости, сливаясь в один объект — сверхмассивную НЗ или черную дыру.

Но если система нейтронных звезд достаточно асимметрична (Крамарев, Юдин, 2023), т.е. массы компонент значительно отличаются, то может реализоваться сценарий обдирания (Кларк, Эрдли, 1977). При сближении компонентов системы нейтронная звезда меньшей массы первой переполняет свою полость Роша и начинает перетекать на более массивный компаньон. В процессе такого обмена масс она может дойти до нижнего предела массы НЗ (порядка  $0.1M_\odot$ , см., например, Хензель и др., 2007)) и взорваться, производя гамма-всплеск (Блинников и др., 1984, 1990).

Процесс взрывного разрушения МНЗ моделировался в целом ряде работ (Блинников и др., 1990; Сумиоши и др., 1998; Кольпи и др., 1989). В данной статье мы основываемся на расчетах (Юдин, 2022), в которых для решения задачи о взрыве были использованы уравнения релятивистской гидродинамики (Хванг, Ноа, 2016). Гравитационное поле предполагалось достаточно слабым, чтобы эффекты общей теории относительности были не важны, однако скорости движения вещества и плотность энергии малыми не считались. Для моделирования взрыва МНЗ исходные уравнения были преобразованы в вид, предполагающий сферическую симметрию задачи, и лагранжеву форму записи для удобства численного решения.

Структура коры образовавшейся МНЗ перед взрывом приведена на рис. 1 слева. Показана зависимость логарифма плотности  $\lg \rho$  от радиуса  $r$  (соответствующие значения массовой координаты  $m$  приведены на верхней оси). Показана часть ядра, внутренняя и внешняя кора НЗ. Точками с цифрами от 1 до 15 отмечены начальные положения траекторий, вдоль которых был проведен расчет нуклеосинтеза (см. табл. 1).

Справа на рис. 1 показана зависимость скорости вещества  $v$  как функция массовой координаты  $m$  для нескольких моментов времени  $t$  (значения  $t$  показаны на врезке), отсчитываемого от момента потери звездой гидродинамической устойчивости. Отчетливо виден процесс зарождения, распространения и кумуляции ударной волны при ее выходе на поверхность звезды. Для оценки условий вдоль каждой рассмотренной траектории полезно сравнить левую и правую панель рис. 1, используя лагранжеву координату  $m$  для установления соответствия.



**Рис. 1.** Слева отображена структура МНЗ перед взрывом — зависимость логарифма плотности  $\text{Lg } \rho$  вещества от радиуса  $r$  нейтронной звезды. Цветовая панель соответствует значению  $Y_c$  в веществе. Справа — зависимость скорости  $v$  от массовой координаты  $m$  для нескольких моментов времени в процессе взрыва. Значения временных сечений приводятся в секундах. Подробности в тексте.

После взрыва вещество НЗ под действием ударной волны разлетается с разной скоростью (см. рис. 1), причем прохождение ударной волны приводит к кратковременному нагреву среды до температур  $T \sim 10^{10}$  К и более в максимуме (см. табл. 1). В связи с большой скоростью разлета температура нагретого ударной волной нейтронно-избыточного вещества коры нейтронной звезды быстро падает. Вопрос о влиянии такого нагрева, отсутствующего в модели слияния НЗ, на кинетику реакций нуклеосинтеза и будет рассмотрен ниже.

Начальные характеристики вещества коры нейтронной звезды для разных траекторий приведены в табл. 1. Временная эволюция химического состава для наиболее характерных из них подробно рассмотрена ниже.

Нуклеосинтез в разлетающемся веществе ядра НЗ пока нами не рассматривался из-за сложности описания декомпрессии вещества ядерной плотности из центральных областей и определения зародышевых ядер. Кроме того, нуклеосинтез нами рассчитывался off-line, на уже готовых траекториях, полученных из гидродинамического моделирования (Юдин, 2022). Подобная практика является общепринятой при расчетах в рамках модели СНЗ. Близкая к сферической симметрии постановка задачи о взрыве НЗ малой массы в модели обдирания позволяет надеяться на осуществимость *самосогласованного* совместного расчета гидродина-

мики и нуклеосинтеза. Авторы планируют осуществить подобное моделирование в обозримом будущем. Его результатом, по-видимому, станет дополнительный нагрев вещества НЗ от неравновесных бета-распадов, но точную величину эффекта заранее оценить сложно.

Для расчета начального состава МНЗ было использовано уравнение состояния BSk25 (Пирсон и др., 2018). Данное уравнение состояния, основанное на функционале Скирма, отвечает всем современным наблюдательным ограничениям. Зависимость результатов расчета нуклеосинтеза от используемого уравнения состояния подробно обсуждалась ранее (Игнатовский и др., 2023).

Использование приближения холодного полностью катализированного вещества (см., например, (Хензель и др., 2007)) приводит к тому, что начальный состав вещества на всех траекториях (см. табл. 1) состоит из изотопа одного элемента (естественно, своего для каждой траектории), а структура коры НЗ — из моноядерных слоев (см. например, рис. 1 в работе (Юдин и др., 2023)). В реальности, конечно, даже для изолированных НЗ ядерный состав вещества может несколько отличаться от равновесного (см., например, (Потехин, Шабрие, 2021)). Тем более это справедливо для МНЗ: во-первых, из-за приливного нагрева вещества. А во-вторых, вследствие того, что в процессе обдирания вещество МНЗ испытывает хоть и относительно

медленную (с характерным временем порядка 1 с) декомпрессию. И здесь уже состав вещества должен определяться, исходя из решения соответствующих кинетических уравнений. Авторы пока оставляют эту интереснейшую задачу для будущего исследования.

Вещество внутренней коры субъядерной плотности (траектории 1–3) состоит из тяжелых сильно нейтронно-избыточных экзотических ядер, окруженных свободными нейтронами. Во время взрыва и декомпрессии вещества эти ядра распадаются. Для расчета нуклеосинтеза в этой области нами была использована одна из возможных моделей распада таких ядер (Юдин и др., 2023), в которой преимущественным каналом распада является испарение нейтронов, приводящее к уменьшению атомного номера  $A$  с сохранением зарядового числа  $Z$ . При этом формировалось ядро с максимально возможным для выбранной массовой модели числом  $A = A_{\max}(Z)$ . Таким образом определялся состав зародышевых ядер, а испарившиеся нейтроны увеличивали плотность свободных нейтронов. При этом локальное значение  $Y_e$  в веществе оставалось неизменным. О влиянии используемой модели распада экзотических ядер внутренней коры на результаты нуклеосинтеза (см. Юдин и др. 2023).

При нуклеосинтезе вдоль траекторий 1 и 2 вещество внутренней коры нагревается ударной волной слабо и в них развивается полный  $\gamma$ -процесс. А вещество, разлетающееся по траектории 3 и по траекториям внешней коры, при разрушении МНЗ нагревается ударной волной сильно. При превышении пороговых для заряженных частиц значений температуры, термоядерные реакции с нуклонами и альфа-частицами становятся определяющими при образовании новых элементов. Влияние температуры на нуклеосинтез на этих траекториях мы рассмотрим более подробно.

### 3. МОДЕЛЬ НУКЛЕОСИНТЕЗА И ПАРАМЕТРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Для численных расчетов  $\gamma$ -процесса вдоль эволюционных траекторий, характеризующихся зависящими от времени параметрами, в том числе плотностью и температурой, нами была применена кинетическая схема, ранее реализованная в программе SYNTHEZ (Надёжин и др., 1998). Она позволяет определить концентрации всех вовлеченных в нуклеосинтез ядер. В более позднем варианте модели нуклеосинтеза, реализованной в коде SYNTHETIC (nucleoSYNThesis of HEavy elements in the R-process (Корнеев, Панов, 2011), реакции деления были дополнены более корректным учетом массового распределения ядер-продуктов деления, учетом их возвращения в  $\gamma$ -процесс в качестве но-

вых зародышевых ядер, что приводит при определенных условиях к установлению квазистационарного тока ядер (Панов, 2016).

В реальных сценариях условия, характерные для  $\gamma$ -процесса, могут реализоваться, в частности, после взрывного нуклеосинтеза при коллапсе сверхновых (Вусли и др., 1994) или в других взрывных процессах, например при взрыве нейтронной звезды минимальной массы (Юдин, 2022; Игнатовский и др., 2023). При этом образуются зародышевые для  $\gamma$ -процесса ядра от элементов железного пика до циркония. Поэтому возможности кода были расширены и в модель был включен ряд дополнительных реакций, характерных для взрывного нуклеосинтеза при высоких температурах (Арнетт, 2000; Раушер, Тилеманн, 2000). Был расширен перечень реакций слабого взаимодействия, а в модели нуклеосинтеза были учтены взаимодействия нуклонов и ядер с электронами (Панов и др., 2016), важные при высоких температуре и плотности. Была также расширена область ядер, для которых учитывались реакции с заряженными частицами и обновлена база скоростей этих реакций, основанная на независимых от температуры аппроксимациях этих величин (Раушер, Тилеманн, 2000).

Поскольку скорости реакций перечисленных процессов, определяющие собственные значения матрицы Якоби системы дифференциальных уравнений, реализованных в наших кодах нуклеосинтеза, различаются по абсолютному значению на многие порядки величин, система уравнений нуклеосинтеза является классическим примером жесткой системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Для ее численного интегрирования нами использовался метод Гира (Гир, 1971), при реализации которого был использован разработанный ранее пакет программ обращения матриц (Блинников, Дунина-Барковская, 1990). В качестве основного алгоритма использовался метод предсказания и коррекции (предиктор–корректор) с автоматическим выбором шага и порядка точности метода, который реализован в обоих используемых нами кодах, имеющих внутреннюю проверку на сохранение числа нуклонов и заряда.

Границы области нуклидов, участвующих в нуклеосинтезе:  $Z_{\min} = 1$ ,  $Z_{\max} = 110$ ,  $A_{\min}(Z)$  и  $A_{\max}(Z)$ , определялись согласно используемой массовой модели: обобщенной модели Томаса-Ферми с интегралом Струтинского (Абуссир и др., 1995) или жидко-капельной модели FRDM (Меллер и др., 1995). В зависимости от модели определялись границы рассматриваемой области и полное число ядер  $N$ , участвующих в нуклеосинтезе, варьирувавшееся от 5 800 до 6 300.

**Таблица 1.** Параметры эволюционных траекторий для внутренней (№ 1–3) и внешней (№ 4–15) коры НЗ. Значения  $T^{\max}$  соответствуют максимальным значениям температуры за все время для каждой из траекторий,  $\text{Lg } \rho^{\max}$  — максимальное значение логарифма плотности.  $Y_e$  — количество электронов на барион.  $R$  — координата центра траектории, отсчитываемая от центра НЗ.  $\Delta M$  — массы траекторий в долях солнечной массы  $M_{\odot}$ .

Траектория	Состав	$T^{\max}/10^9 \text{ K}$	$\text{Lg } \rho^{\max}$	$Y_e$	$R, \text{ км}$	$\Delta M, 10^{-4} M_{\odot}$
1	$^{180}\text{Ce}+1205\text{n}$	0.10	13.84	0.042	5.50	170.85
2	$^{152}\text{Sn}+735\text{n}$	0.81	13.13	0.056	7.65	155.17
3	$^{152}\text{Sn}+208\text{n}$	6.75	12.13	0.139	10.58	35.29
4	$^{122}\text{Sr}$	8.63	11.59	0.310	12.32	2.64
5	$^{120}\text{Sr}$	10.01	11.52	0.312	13.09	2.79
6	$^{122}\text{Zr}$	10.57	11.39	0.327	13.92	2.45
7	$^{124}\text{Mo}$	11.44	11.24	0.339	15.46	5.33
8	$^{78}\text{Ni}$	13.76	10.88	0.359	18.52	6.76
9	$^{80}\text{Zn}$	14.74	10.58	0.375	22.49	5.06
10	$^{82}\text{Ge}$	15.54	9.10	0.390	28.05	6.25
11	$^{84}\text{Se}$	16.83	8.94	0.405	38.15	7.03
12	$^{86}\text{Kr}$	17.94	8.73	0.419	50.75	3.98
13	$^{64}\text{Ni}$	17.81	8.50	0.438	71.00	5.22
14	$^{62}\text{Ni}$	16.32	7.92	0.452	127.74	4.61
15	$^{56}\text{Fe}$	10.66	6.56	0.464	202.33	0.36

Скорости ядерных реакций, являющиеся коэффициентами в дифференциальных уравнениях, были рассчитаны с использованием тех же массовых моделей. В список учитываемых ядерных реакций входят все парные реакции с нейтронами, протонами, альфа-частицами и гамма-квантами; бета-распад и бета-запаздывающие процессы, такие как эмиссия нескольких нейтронов при бета-распаде и запаздывающее деление; вынужденное и спонтанное деление; ряд других важных реакций, таких как  $3\text{-}\alpha$  реакция и реакции горения  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{Si}$ .

Развитая схема позволяет эффективно рассчитывать нуклеосинтез в различных сценариях при температурах  $T < 7 \times 10^9 \text{ K}$  и плотностях  $\rho < 10^{12} \text{ г/см}^3$ . Основные расчеты нуклеосинтеза в данной работе были сделаны с использованием известных скоростей бета-распада и эмиссии запаздывающих нейтронов и альфа-распада (Меллер и др., 1997, 2003), а также скоростей термоядерных реакций (Раушер, Тилеманн, 2000). Деление учитывалось для всех ядер химических элементов с  $Z > 82$ , хотя значимые скорости деления имеют только актиниды. Скорости захвата нейтронов тяжелыми ядрами (для элементов с  $Z > 82$ ), а также скорости деления, индуцированного нейтронами, основаны на расчетах сечений реакций в модели Хаузера–Фешбаха (Панов и др., 2010), как и скорости запаздывающего деления (Панов и др., 2005). Спонтанное деление учитывалось согласно феноменологическим моделям (Панов и др., 2013)

В наиболее распространенном сценарии слияния нейтронных звезд горячее вещество джетов, выброшенное при образовании массивного компактного объекта, расширяясь и остывая, создает условия характерные для развития  $g$ -процесса, который и продолжается либо до исчерпания нейтронов, либо до падения плотности вещества ниже критической. В рассматриваемом нами сценарии обдирания, в веществе взорвавшейся достаточно холодной нейтронной звезды после декомпрессии вещества субъядерной плотности начинается  $g$ -процесс, который через некоторое время в результате нагрева среды ударной волной переходит во взрывной нуклеосинтез. Хотя продолжительность взрывного нуклеосинтеза невелика, за счет фотоядерных реакций промежуточный состав химических элементов изменяется.  $R$ -процесс может быть продолжен после падения температуры в результате продолжающегося разлета вещества, если сохранятся необходимые для его протекания условия. Такие условия после прохождения ударной волны сохраняются только для траектории 3, на которой после падения температуры продолжается  $g$ -процесс с зародышевыми ядрами, созданными в результате взрывного нуклеосинтеза.

Подробно различные режимы нуклеосинтеза и зависимость состава синтезированных элементов от параметров оболочки в сценарии обдирания будут рассмотрены в следующем параграфе.

#### 4. ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В КОРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

На основе модели обдирания были проведены расчеты распространенности  $Y(A)$  для пятнадцати траекторий, начинающихся из разных слоев коры маломассивной нейтронной звезды (см. рис. 1 и табл. 1).

В расчетах использовалась улучшенная база данных кода, в которой ограниченная библиотека скоростей термоядерных реакций (Тилеманн и др., 1987) была заменена более полной (Раушер, Тилеманн, 2000), аккуратнее проведена сшивка разных библиотек, а также использованы обновленные скорости нейтронных реакций для элементов с  $Z > 82$  (Панов и др., 2010) и слабых взаимодействий (Ланганке, Мартинез-Пинедо, 2000).

Сценарий обдирания отличается от сценария слияния, в частности, динамикой разлета и различной зависимостью плотности и наиболее сильно — температуры от времени, что связано с действием ударной волны. Меньшая скорость разлета вещества на начальном этапе здесь приводит к более медленному снижению плотности (рис. 2а). А первоначально невысокая температура скачком кратковременно увеличивается за счет нагрева ударной волной (рис. 2б). Таким образом, сценарий обдирания отличается от сценария СНЗ еще типом и характером протекания нуклеосинтеза.

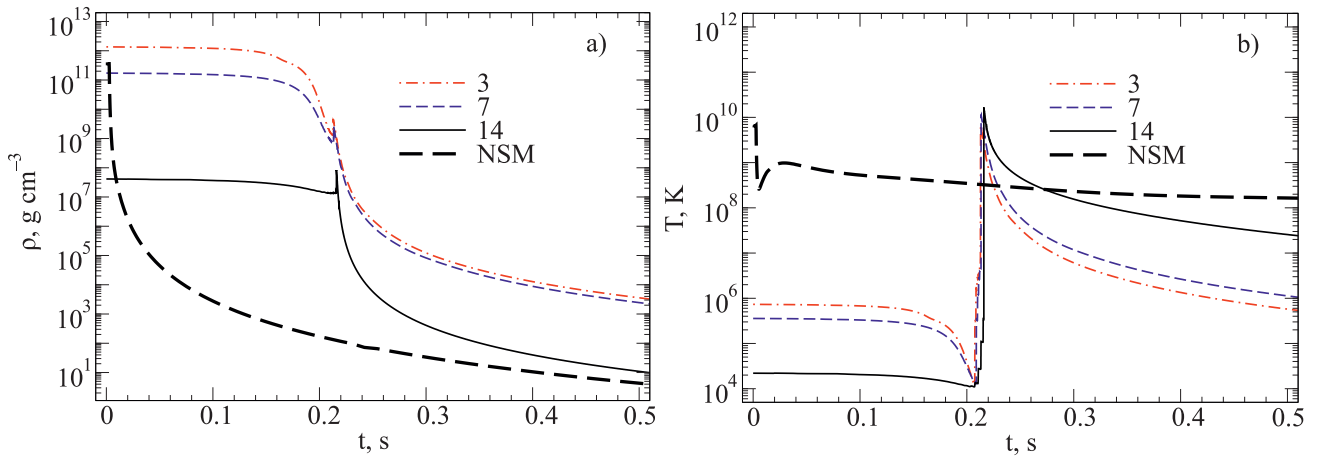
На рис. 2 приведены зависимости плотности и температуры вещества от времени для нескольких траекторий внешней и внутренней коры. В нуклеосинтезе вдоль этих траекторий наиболее интенсивно образуются тяжелые элементы, как в  $\gamma$ -процессе (Панов, Юдин, 2020, 2023; Юдин и др., 2023), так и в смешанном типе нуклеосинтеза, частично рассмотренном (Игнатовский и др., 2023). Из рисунка видно, что через время  $t_{sw}$  после взрыва на некоторых траекториях внутренней коры и части траекторий внешней коры, в которых после декомпрессии вещества от субъядерной плотности начался  $\gamma$ -процесс, разлетающееся нейтронно-избыточное вещество догоняет ударная волна и разогревает его до температур, при которых  $\gamma$ -процесс прекращается и начинается взрывной нуклеосинтез.

Зависимость плотности свободных нейтронов от времени (рис. 3) иллюстрирует динамику нуклеосинтеза при сбросе внешней оболочки внутренней коры (рис. 3а) и оболочек внешней коры (рис. 3б) и совместно с рис. 2 показывает наличие параметров среды, необходимых для поддержания  $\gamma$ -процесса ( $\rho > 1 \text{ г/см}^3$ ,  $T < 2 \times 10^9 \text{ К}$ ,  $N_n > 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ), или их отсутствие.

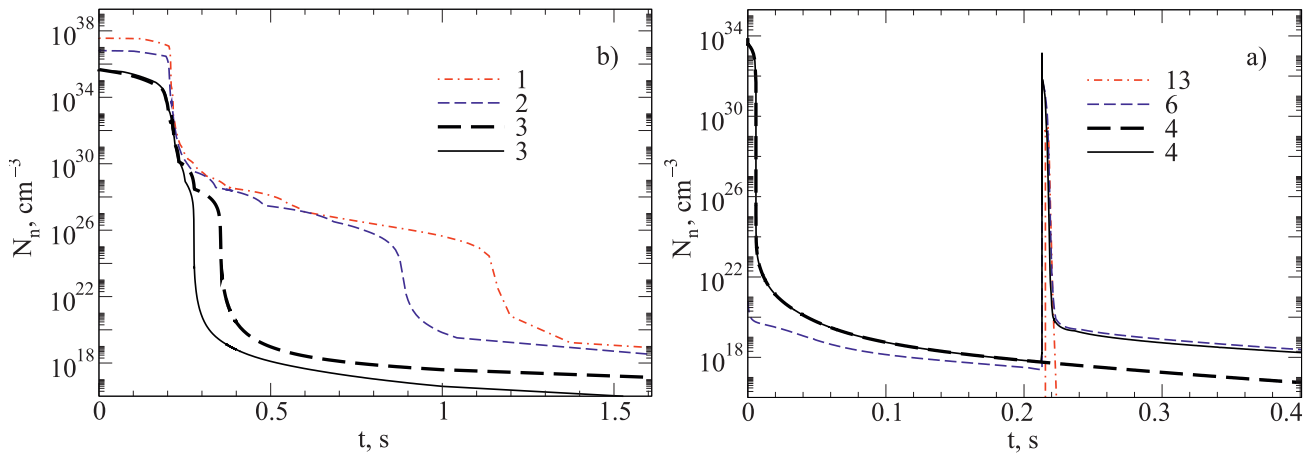
В слоях внутренней коры развивается сильный  $\gamma$ -процесс, однако динамика развития нуклеосинтеза для этих слоев немного разная. При разлете вещества коры вдоль траектории № 3 резкое увеличение значения  $N_n$  (примерно на порядок) при ее нагревании ударной волной приводит к поддержанию высокой температуры в течение времени  $\Delta t \sim 0.001 \text{ с}$ , что на рисунке практически незаметно и несущественно относительно предшествующего значения  $N_n \sim 10^{33} \text{ см}^{-3}$ . Скачок температуры прерывает  $\gamma$ -процесс, а начавшийся взрывной нуклеосинтез приводит к фотодиссоциации наиболее тяжелых ядер. По мере снижения температуры за ударной волной, нуклеосинтез опять возвращается к  $\gamma$ -процессу, стартующему от нового распределения атомных ядер со значительно меньшими  $Z$  и  $A$ . В итоге взрывная волна вдоль траектории № 3 (рис. 3а) лишь приостанавливает  $\gamma$ -процесс, который возобновляется после окончания взрывного нуклеосинтеза. Новый состав начальных для стартающего второй раз  $\gamma$ -процесса состоит из менее нейтроноизбыточных ядер, а плотность свободных нейтронов много меньше, чем до прихода ударной волны. Поэтому  $\gamma$ -процесс закончится быстрее, чем в модели с отсутствием нагрева, вызванного ударной волной.

Значительная часть вещества внутренней коры (траектории 1 и 2) ударной волной нагревается незначительно ( $T < 10^9 \text{ К}$ ), и в них, благодаря высокой доле свободных нейтронов, развивается сильный  $\gamma$ -процесс с образованием характерных для него элементов с массовым числом более 100. Поскольку повышение температуры для этих траекторий несущественно (см. табл. 1), то взрывной нуклеосинтез не развивается, и ядра с  $A < 100$  не образуются.

При сбросе внешней коры нагрев вещества ударной волной приводит к созданию условий для взрывного нуклеосинтеза (рис. 4). Вдоль нескольких траекторий, с номерами 4–7, первичная высокая концентрация нейтронов держится очень недолго и даже слабый  $\gamma$ -процесс реализоваться не успевает, поскольку продолжительность поддержания условий для  $\gamma$ -процесса меньше характерного времени бета-распада  $\tau_\beta$ . Здесь возможен только слабый  $n$ -процесс (Блэйк, Шрамм, 1976), потому что для траекторий 4–7 скорости захвата нейтронов (см. также рис. 3б,  $0.02 < t < 0.2$ ) сравнимы со скоростями бета-распада. За время до прихода УВ,  $t_{sw}$ , за счет этого процесса формируется распределение ядер, которое состоит из изотопов исходного ядра и соседних с ним элементов — от молибдена до кадмия (кривые 1 на рис. 4а,б). С приходом же ударной волны начинается взрывной нуклеосинтез.



**Рис. 2.** Зависимость плотности (а) и температуры (б) от времени  $t$  в секундах в расширяющемся веществе для разных траекторий: № 3, 7 и 14. Для сравнения динамики разлета вещества в сценарии СНЗ (Фрайбургхаус и др., 1999) приведены кривые эволюции температуры и плотности при слиянии НЗ примерно одинаковых масс. Шифр этих кривых – NSM.



**Рис. 3.** Зависимость концентрации свободных нейтронов  $N_n$  в  $\text{cm}^{-3}$  от времени  $t$  в секундах для характерных траекторий внутренней (а) и внешней (б) коры. Шифр кривых – номер траектории. Жирная штриховая линия соответствует расчетам без учета нагрева ударной волной.

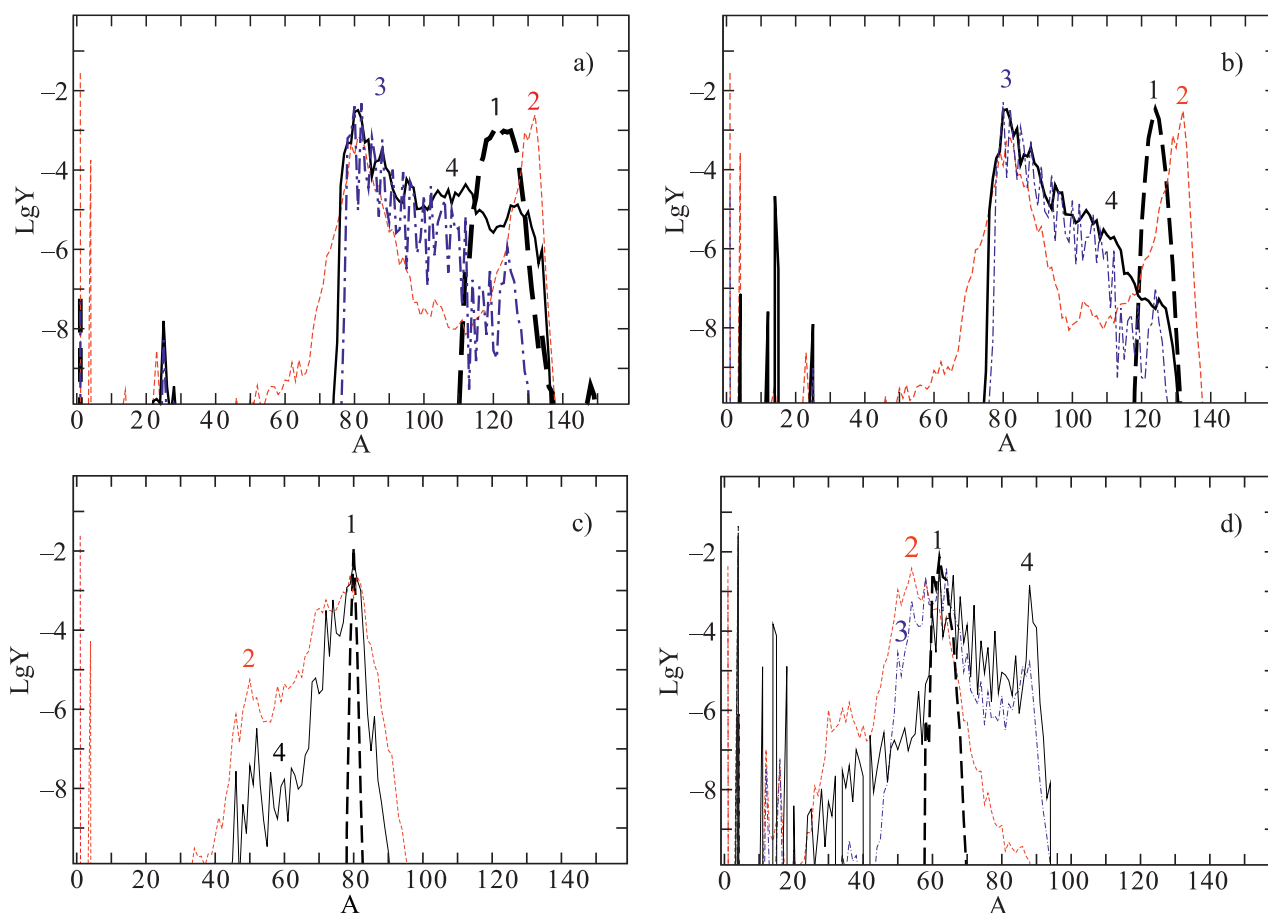
После прохождения УВ и окончания взрывного нуклеосинтеза возможно продолжение слабого  $p$ -процесса, поскольку плотность свободных нейтронов примерно на порядок выше, чем до прихода УВ (см. рис. 4b). Эволюция состава в таком  $p$ -процессе видна на рис. 4b, когда сильный четно-нечетный эффект, полученный после прохождения УВ (кривые 3) сглаживается (кривые 4) и образуются химические элементы вплоть до 2-го пика.

Заметим, что во взрывном нуклеосинтезе для многих траекторий внешней коры количество химических элементов увеличивается, но их порядковый номер и массовое число уменьшаются.

Отметим, что на короткой временной шкале при нуклеосинтезе вдоль траекторий № 4–7, кроме интенсивного образования нового пика распространенности химических элементов в области  $A \sim 80$ , из-за оболочечных эффектов времен-

но возникает пик в области  $(Z, A) \sim (50, 130)$ , который быстро разрушается, образуя новые более легкие элементы с  $A < 90$ . В конечном итоге, после падения температуры ниже значения  $T < 3 \times 10^9$  К, в процессе дальнейшего разлета вещества в слабом  $p$ -процессе во внутренней части внешней коры образуются более тяжелые элементы (кривые 4 на рис. 4a,b).

На рис. 4c,d показано, как после взрыва МНЗ эволюционирует изотопный состав вещества, разлетающегося по траекториям 9–14, на которых вещество ударной волной нагревается до более высоких значений  $T > 10^{10}$  К, чем при разлете вещества траекторий 4–7. Первичный моноядерный состав коры вдоль этих траекторий трансформируется в процессе нуклеосинтеза незначительно, с образованием небольшого количества новых химических элементов, поскольку  $p$ -процесс из-за недо-



**Рис. 4.** Распространенность химических элементов на бариион  $Y = X/A$  от атомного массового числа  $A$  при прохождении ударной волны вдоль траекторий 4 (а), 7 (b), 9 (с) и 14 (d) внешней коры: 1 – перед приходом ударной волны; 2 – в пике ударной волны; 3 – спустя  $\Delta t \approx 3 \times 10^{-3}$  с после ударной волны,  $T \sim 2 \times 10^9$  К; 4 – конечное распределение.  $X$  – массовая доля.

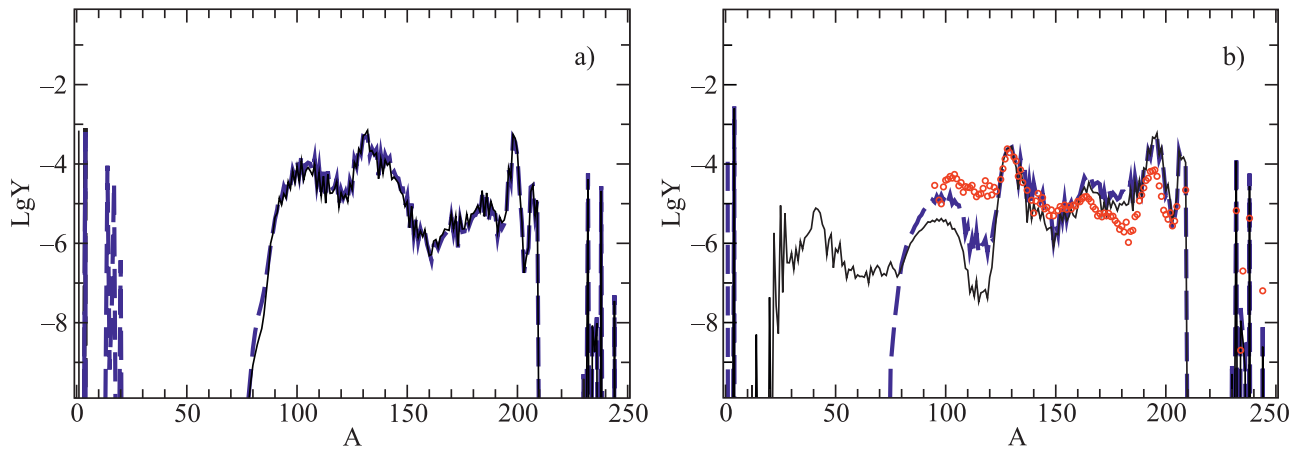
статочности свободных нейтронов не идет. Для траектории 9 (рис. 4с) начальный состав близок к равновесному распределению и потому мало меняется при нагреве ударной волной.

Для вещества, в котором перед взрывом  $Y_e > 0.35$ , короткоживущих нейтронно-избыточных изотопов не образуется, а образование новых изотопов происходит в области еще более легких ядер с  $A < 80$  за счет фотоядерных реакций, что характерно для траекторий 10–15, и проиллюстрировано на эволюции состава вещества вдоль траектории № 14 (рис. 4d). Отметим, что для этой траектории результаты немного отличаются от взрывного нуклеосинтеза вдоль других траекторий внешней коры (№ 10–15). Для траектории 14 из-за оболочечных эффектов за счет  $\alpha$ -процесса образуется заметное количество более тяжелого изотопа  $^{88}\text{Sr}$ .

Рассмотрим теперь процесс образования тяжелых элементов при разлете вещества внутренней коры (рис. 5). При нуклеосинтезе вдоль тра-

ектории № 3 после прохождения ударной волны и нагрева вещества до температуры  $T \sim 2 \times 10^9$  К и выше  $\gamma$ -процесс прекращается и сменяется на короткое время взрывным нуклеосинтезом. Область нуклеосинтеза при этом сдвигается от линии нейтронной стабильности в сторону стабильных ядер, за счет фотореакций заметно изменяя распространность синтезированных до прохождения УВ изотопов и образуя некоторое количество ядер с  $A < 80$ . При дальнейшем разлете вещества и его остывании, замораживаются уже реакции с заряженными частицами и  $\gamma$ -процесс возобновляется. Изменение распространности в результате такой задержки показано на рис. 5а, из которого также видно, что в отсутствие нагрева (пунктир) легкие и промежуточные элементы не образуются.

Вдоль траекторий 1 и 2 температура при прохождении ударной волны поднимается незначительно, и нуклеосинтез протекает только за счет  $\gamma$ -процесса. Из формы кривой видна сильная об-



**Рис. 5.** Распространенность химических элементов на барион  $Y = X/A$  от атомного массового числа  $A$  во внутренней коре: (а) вдоль траектории № 1 — сплошная кривая; вдоль траектории № 2 — штриховая кривая; (б) вдоль траектории № 3 с учетом нагрева — сплошная кривая; и без учета нагрева — штриховая кривая. Точками нанесена солнечная распространенность элементов в относительных единицах.  $X$  — массовая доля.

ратная связь за счет деления и наблюдается полное выгорание ядер легче элементов кадмиевого пика. Некоторое количество легких ядер (в основном углерода и кислорода) образуется лишь при эволюции химического состава за счет ( $\gamma$ ,  $\alpha$ ) и  $3\alpha$ -реакций вдоль траектории 2, при нагреве УВ до температур  $T \sim 10^9$  К. Отметим, что сумма всех расчетных массовых долей  $X_i = AY_i$  на рис. 4 и 5 равна 1.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ранее нами (Панов, Юдин, 2020, 2023) отмечалось, что ударная волна кратковременно нагревает вещество оболочек нейтронной звезды до температур  $10^{10}$  К и больше, в зависимости от используемого в модели обдирания уравнения состояния (Игнатовский и др., 2023), однако детали этого нагрева и его влияние на нуклеосинтез подробно не обсуждались.

В данной работе был изучен характер нуклеосинтеза при взрыве МНЗ в сценарии обдирания для ряда важных эволюционных траекторий вещества, разлетающегося из разных зон коры. Начальный состав траекторий сильно различался и по химическим элементам — см. табл. 1, и по избытку нейтронов — начальное значение  $Y_c$  менялось от 0.042 для исходного состава траектории 1 (внутренняя кора) до 0.452 для траектории 15 (внешняя кора), и по величине нагрева — до  $T \sim 1.8 \times 10^{10}$  К — для траекторий 12 и 13. Оказалось, что такой широкий набор параметров приводит к трем различным типам нуклеосинтеза, обусловленных коротким, но сильным нагревом вещества ударной волной:

1)  $g$ -процесс во внутренней коре характеризуется значительной ролью деления. По мере декомпрессии плотного нейтронизованного веще-

ства вдоль траекторий 1–3 начинается синтез тяжелых элементов под действием нейтронов. В пике ударной волны часть вещества внутренней коры, разлетающегося по траектории № 3, нагревается до температуры  $T \sim 6 \times 10^9$  К. Скорости реакций с заряженными частицами увеличиваются на порядки и  $g$ -процесс переходит во взрывной нуклеосинтез.

И хотя продолжительность такого нуклеосинтеза невелика (порядка десяти миллисекунд), состав образовавшихся ядер меняется, особенно для изотопов с  $A < 120$ , по сравнению с расчетом без учета нагрева (см. рис. 5). Причем образуется заметное количество более легких химических элементов. После продолжающегося разлета оболочки и остывания ее вещества  $g$ -процесс возобновляется. Роль нагрева фактически сводится к задержке распространения волны нуклеосинтеза, что эффективно уменьшает продолжительность  $g$ -процесса (траектория 3) и приводит к лучшему согласию с наблюдениями в области редкоземельного пика ( $A \sim 160$ – $180$ ) по сравнению со сценариями без промежуточного нагрева вещества во время  $g$ -процесса.

Для двух траекторий, берущих начало из глубины внутренней коры (№ 1 и 2) нагрев вещества ударной волной незначителен и нуклеосинтез за счет  $g$ -процесса приводит, как и при нуклеосинтезе вдоль траектории 3, к выгоранию начальных зародышевых ядер с установлению квази-равновесного тока ядер между областью деления и областью ядер-продуктов деления. Такое закливание нуклеосинтеза вдоль всех траекторий внутренней коры приводит к образованию сравнимого количества тяжелых химических элементов с  $A > 90$ .

2) В начале взрыва из-за малого отношения свободных нейтронов к зародышевым ядрам плот-



ность  $N_n$  при нуклеосинтезе вдоль траекторий внешней коры с № 4–7 быстро падает. Это приводит к увеличению числа изотопов из начального моноядерного состава за счет  $n$ -процесса. При прохождении ударной волны и нагреве среды, скорости фотоядерных реакций и реакций с заряженными частицами на порядки увеличиваются. В результате открываются новые каналы реакций с участием фотоядерных реакций, начинается взрывной нуклеосинтез и происходит частичное разрушение ядер, образованных на предшествующей нейтронно-избыточной холодной стадии, и образование более легких химических элементов. Развивающийся после окончания взрывного нуклеосинтеза  $n$ -процесс в этих слоях внешней коры увеличивает количество тяжелых элементов вплоть до области второго пика.

3) В остальных слоях внешней коры происходит преимущественно взрывной нуклеосинтез, в котором образуются более легкие элементы по сравнению с исходным моноядерным составом (траектории 8–15).

В целом можно заключить, что нагрев вещества внутренней (траектория 3) и внешней коры (траектории 4–15) ударной волной приводит к разному течению нуклеосинтеза, отличному от нуклеосинтеза только в результате  $g$ -процесса (траектории 1 и 2).

Сравнивая два разных сценария — обдирания и СНЗ (см., например, (Мартин и др., 2015), и ссылки там), стоит отметить, что и в джетах СНЗ, и в разлетающемся веществе внутренней коры при взрыве нейтронной звезды минимальной массы в сценарии обдирания, в  $g$ -процессе образуются тяжелые элементы от продуктов деления до актинидов. В ветре от горячей массивной нейтронной звезды (СНЗ) и во внешних слоях взрывающейся маломассивной нейтронной звезды (сценарий обдирания) образуются более легкие элементы. Эти сценарии не противоречат друг другу и являются разновидностями эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд. Только дальнейшие наблюдения помогут установить вклад каждого из них в общую распространенность тяжелых элементов.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны М. В. Звереву и А. И. Чугуну за плодотворные обсуждения свойств сверхплотной нейтронной материи и коры нейтронных звезд. Также авторы благодарят анонимных рецензентов за замечания, позволившие значительно улучшить представление полученных результатов.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абуссир и др. (Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur), *At. Data Nucl. Data Tables* **61**, 127 (1995).
2. Арнетт (D. Arnett), *Phys. Rep.* **333**, 109 (2000).
3. Бесеппа и др. (L. M. Becerra, C. Fryer, J. F. Rodriguez, J. A. Rueda, and R. Ruffini), *Universe* **9**, 332 (2023).
4. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev), *Письма в Астрон. журн.* **10**, 422 (1984).
5. Блинников и др. (S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev), *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984).
6. 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).
7. Блинников, Дунина-Барковская (S. I. Blinnikov and N. V. Dunina-Barkovskaya), *MNRAS* **266**, 289 (1994).
8. Блинников и др. (S. Blinnikov, D. Nadyozhin, N. Kramarev, and A. Yudin), *Astron. Rep.* **65**, 385 (2001).
9. Блинников и др. (S. Blinnikov, A. Yudin, N. Kramarev, and M. Potashov), *Particles* **5**, 198–209 (2002).
10. Блэйк, Шрамм (J. B. Blake and D. N. Schramm), *Astron. J.* **209**, 846 (1976).
11. Ватсон и др. (D. Watson, et al.), *Nature* **574**, 497 (2019).
12. Вусли и др. (S. E. Woosley, J. R. Wilson, G. J. Mathews et al.), *Astrophys. J.* **433**, 2299 (1994).
13. Гир (C. W. Gear), *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ (1971).
14. Дэвис и др. (M. B. Davies, W. Benz, T. Piran, F.-K. Thielemann), *Astrophys. J.* **431**, 742 (1994).
15. Игнатовский и др. (A. Y. Ignatovskiy, I. V. Panov, and A. V. Yudin), *Phys. of Atomic Nuclei* **86**, 692 (2023).
16. Йип и др. (Chun-Ming Yip, Ming-Chung Chu, Shing-Chi Leung, and Lap-Ming Lin), *Astrophys. J.* **956**, 12 (2023).
17. Кларк, Эрдли (J. P. A. Clark and D. M. Eardley), *Astrophys. J.* **215**, 311 (1977).
18. Кольпи и др. (M. Colpi, S. L. Shapiro, and S. A. Teukolsky), *Astrophys. J.* **339**, 318 (1989).
19. Коробкин и др. (O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler), *MNRAS* **426**, 1940 (2012).

20. Корнеев, Панов (I. Yu. Korneev and I. V. Panov), *Astron. Lett.* **37**, 684 (2011).
21. Коуэн и др. (J. J. Cowan, J. W. Truran, and F.-K. Thielemann), *Phys. Rep.* **208**, 367 (1991).
22. Коуэн и др. (J. J. Cowan, C. Sneden, J. E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, and F.-K. Thielemann), *Rev. Modern Phys.* **93**, article id.015002 (2020).
23. Крамарев, Юдин (N. Kramarev and A. Yudin), *MNRAS* **525**, 3306 (2023).
24. Ланганке, Мартинез-Пинедо (K. Langanke and G. Martinez-Pinedo), *Nuclear Phys. A* **673**, 481 (2000).
25. Латтимер, Шрамм (J. M. Lattimer and D. N. Schramm), *Astrophys. J. Lett.* **192**, L145 (1974).
26. Латтимер, Пракаш (J. M. Lattimer and M. Prakash), *Astrophys. J.* **550**, 426 (2001).
27. Мартин и др. (D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog), *Astrophys. J.* **813**, 2 (2015).
28. Меллер и др. (P. Moeller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki), *ADNDT* **59**, 185 (1995).
29. Меллер и др. (P. Moeller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz), *Atomic Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
30. Меллер и др. (P. Moeller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz), *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
31. Надёжин и др. (D. K. Nadyozhin, I. V. Panov, and S. I. Blinnikov), *Astron. Astrophys.* **335**, 207 (1998).
32. Панов (I. V. Panov), *Phys. Atomic Nucl.* **79**, 159 (2016).
33. Панов и др. (I. V. Panov, I. Yu. Korneev, S. I. Blinnikov, and F. Roepke), *JETPL* **103**, 431 (2016).
34. Панов и др. (I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann), *Nuclear Physics A* **747**, 633 (2005).
35. Панов и др. (I. V. Panov, I. Yu. Korneev, T. Rauscher, G. Martinez-Pinedo, A. Kelic-Heil, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann), *Astron. Astrophys.* **513**, A61 (2010).
36. Панов и др. (И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, Г. Мартинез-Пинедо, и Ф.-К. Тилеманн), *Письма в Астрон. журн.* **39**, 173 (2013).
37. Панов и др. (И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, С. И. Блинников и Ф. Репке, *Письма в ЖЭТФ* **103**, 431 (2016) I. V. Panov et al.), *JETP Lett.* **103**, 431 (2016).
38. Панов, Юдин (И. В. Панов, А. В. Юдин, *Письма в Астрон. журн.* **46**, 518 (2020) I. V. Panov et al.), *Astron. Lett.* **46**, 517 (2020).
39. Панов, Юдин (И. В. Панов, А. В. Юдин, *Ядерная физика* **86**, 4 (2023) I. V. Panov and A. V. Yudin), *Atomic Nucl.* **86**, 1 (2023).
40. Пирсон и др. (J. M. Pearson, N. Chamel, A. Y. Potekhin, A. F. Fantina, C. Ducoin, A. K. Dutta, and S. Goriely), *MNRAS* **488**, 2994 (2018).
41. Потехин, Шабрие (A. Y. Potekhin and G. Chabrier), *Astron. Astrophys.* **645**, A102 (2021).
42. Радиче и др. (D. Radice, A. Perego, K. Hotokezaka, S. A. Fromm, S. Bernuzzi, and L. F. Roberts), *Astrophys. J.* **869**, 31 (2018).
43. Раушер, Тилеманн (T. Rauscher and F.-K. Thielemann), *Thielemann* **75**, 1 (2000).
44. Россвог и др. (S. Rosswog, M. Liebendorfer, F.-K. Thielemann, M. B. Davies, W. Benz, and T. Piran), *Astron. Astrophys.* **341**, 499 (1999).
45. Россвог и др. (S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran), *MNRAS* **439**, 744 (2014).
46. Сумиоши и др. (K. Sumiyoshi, S. Yamada, H. Suzuki, and W. Hillebrandt), *Astron. Astrophys.* **334**, 159 (1998).
47. Танвир и др. (N. R. Tanvir, A. J. Levan, C. Gonzalez-Fernandez, et al.), *Astrophys. J.* **848**, L27 (2017).
48. Тилеманн и др. (F.-K. Thielemann, M. Arnould, and J. W. Truran), in *Advances in Nuclear Astrophysics*, ed. E. V.-F. et al. (Gif-sur-Yvette: Ed. Frontieres), 525 (1987).
49. Фрайбургхаус и др. (C. Freiburghaus, S. Rosswog, and F.-K. Thielemann), *Astrophys. J.* **525**, L121 (1999).
50. Хензель и др. (P. Haensel, A. Yu. Potekhin, and D. G. Yakovlev), *Neutron Stars, Equation of State and Structure* (NY: Springer, 2007), V. 1, P. 619..
51. Хванг, Ноа (J. Hwang and H. Noh), *Astrophys. J.* **833**, 180 (2016).
52. Юдин (A. V. Yudin), *Astron. Lett.* **48**, 393 (2022).
53. Юдин и др. (A. V. Yudin et al.), *Astron. Lett.* **48**, 622 (2022).
54. Юдин и др. (A. Yudin, N. Kramarev, I. Panov, and A. Ignatovskiy), *Particles* **6**, 784 (2023).

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИК В КОМПАКТНЫХ ГРУППАХ И В ИЗОЛЯЦИИ

© 2024 г. М. Н. Скрябина<sup>1\*</sup>, А. Д. Панасюк<sup>1</sup>, А. В. Мосенков<sup>3</sup>, П. И. Смирнова<sup>1</sup>, А. А. Марчук<sup>1,2</sup>,  
И. В. Чугунов<sup>1,2</sup>, В. П. Решетников<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Университет Бригама Янга, США

Поступила в редакцию: 17.12.2023 г.

После доработки 04.06.2024 г.; принята к публикации 06.06.2024 г.

Получены и проанализированы характеристики спиральной структуры галактик, находящихся в компактных группах (из каталогов HCG и SDSSCGA) и в изоляции (из каталога SIG). Изучена зависимость типа спирального узора от пространственного окружения галактик. Сделаны выводы о том, как приливное взаимодействие влияет на спиральную структуру. Показано, что доля гранд-дизайн спиралей в компактных группах значительно выше, чем в выборке изолированных объектов. Гранд-дизайн галактики, находящиеся в поле, в среднем имеют более голубые и более узкие спиральные ветви, что, вероятно, может быть связано с отсутствием приливного взаимодействия, которое оказывает сильное влияние на структуру галактик в тесном окружении.

*Ключевые слова:* спиральные галактики, компактные группы, пространственное окружение.

DOI: 10.31857/S0320010824070049, EDN: MBXIBZ

### ВВЕДЕНИЕ

Спиральная структура является отличительной особенностью спиральных галактик. Исследования спиральной структуры остаются актуальными на протяжении уже почти 200 лет с того момента, как Лорд Росс в 1846 г. впервые получил зарисовки “туманности” M 51 (галактика Водоворот), демонстрирующие крупномасштабный двухрукавный спиральный узор. Лишь спустя десятки лет выяснилось, что данная спиральная “туманность” является галактикой, сопоставимой в размерах с нашей галактикой Млечный Путь, а M 51 является не единичным случаем, а одной из огромного количества подобных объектов.

Спиральные галактики являются преобладающим типом галактик в локальной Вселенной, что подтверждается как в ранних, так и в современных исследованиях. Так, например, в работе (Конселис, 2006) получено, что доля спиральных галактик составляет около 75% от всех галактик ярче  $M_B = -20$ . Факт преобладания спиральных галактик обнаруживается и в каталоге Galaxy Zoo, в котором было проклассифицировано более миллиона объектов (Линтотт и др., 2011; Виллет и др., 2013). Исследование особенностей и параметров спиральных ветвей галактик помогает объяснить, как об-

разуются эти структуры, и какие механизмы играют в их образовании ключевую роль. Изучение структуры и свойств галактик с помощью компьютерного моделирования дает возможность корректировать и совершенствовать модели формирования и эволюции галактик, а именно, уточнять “рецепты”, используемые для построения этих моделей (Юан, Гросбол, 1981; Сало, Лаурикаинен, 2000; Форган и др., 2018).

Объекты, объединяемые в тип спиральных галактик, имеют морфологические подтипы согласно классификации, предложенной Эдвином Хабблом в 1926 г. (Хаббл, 1926). Однако классификация Хаббла не описывает всё разнообразие спирального узора в галактиках. Здесь можно упомянуть еще одну, более детальную классификацию спиральной структуры, представленную в работе (Элмегрин, Элмегрин, 1987), которая характеризует вид самих спиралей. В настоящей работе мы будем пользоваться именно этой классификацией для описания характеристик спирального узора. (Элмегрин, 1990) выделяют следующие основные типы спирального узора: галактики с упорядоченной спиральной структурой или гранд-дизайн (grand design) — галактики с двумя ярко выраженными спиральными рукавами, например, M 81; флоккулентные спирали (floculent) — галактики с большим количеством коротких спи-

\*Электронный адрес: skryabina.mary98@gmail.com

ралей, например, M 63; а также промежуточный класс многорукавных спиральных галактик (multi-armed), например, M 33.

Несмотря на существующие споры относительно физических механизмов, участвующих в процессе формирования различных типов спиральных рукавов, выделяют несколько основных. Каждый из этих механизмов имеет хорошее наблюдательное и теоретическое обоснование, по крайней мере для некоторых галактик. Первый из таких механизмов — квазистационарная теория волн плотности (Density Wave Theory, (Лин, Шу, 1964); (Робертс и др., 1975)), основанная на возникновении механических колебаний в диске, которые порождают волны плотности и способствуют концентрации звезд в некоторых участках. Волна плотности оказывает влияние не только на звезды, но и на газ, приводя к активному звездообразованию в областях повышенной плотности. Таким образом, в галактике возникает упорядоченная спиральная структура. Данная теория позволяет объяснить многие характеристики спиральных рукавов (Швейцер, 1976; Юан, Гросбол, 1981; Чемин и др., 2005; Саха, Элмегрин, 2016).

Еще один возможный механизм образования спиральных рукавов — теория свингового усиления (Джулиан, Тумре, 1966). В рамках данной теории предполагается, что спиральные рукава представляют собой временные, но повторяющиеся структуры, возникающие вследствие локальных неустойчивостей и возмущений. В отличие от спиралей в модели квазистационарных волн плотности, спираль, возникшая в процессе свингового усиления, не является стационарной, она постоянно появляется и исчезает (Селвуд, Карлберг, 1984; Баба и др., 2009). Спиральные рукава типа гранд-дизайн и симметричные внутренние части многорукавных галактик интерпретируются как долгоживущие спиральные волны плотности, тогда как флоккулентные галактики и внешние части многорукавных галактик связывают со случайными локальными гравитационными неустойчивостями в диске (Элмегрин и др., 2011).

Образование спиралей у галактик с баром объясняется теорией многообразий (Manifold theory, (Кайманн, Контопулос, 1996)). В рамках данной теории спиральная структура является результатом того, что звезды, образующиеся вблизи концов галактического бара, движутся по хаотичным, сильно эксцентричным орбитам, которые образуют многообразие в фазовом пространстве. Согласно этой теории, гравитационное воздействие бара заставляет звезды в диске располагаться в определенном порядке, образуя спиральные рукава, по которым они движутся.

Также с помощью моделирования было показано, что двухрукавная структура может образовываться в процессе приливных взаимодействий галактики с ее окружением (Корменди, Норман, 1979).

Исследование зависимости свойств спирального узора от пространственного окружения было выполнено ранее, в частности, в работе (Савченко и др., 2020) для 155 спиральных галактик. Они не обнаружили существенных отличий в углах закрутки, полуширинах спиралей и других параметрах, измеренных для галактик поля и галактик в группах и скоплениях. (Смит и др., 2022) также проанализировали зависимость характеристик спиральной структуры от пространственного окружения (у галактик поля и в скоплениях), но для существенно большей выборки, состоящей из более чем 4000 близких дисковых галактик. Авторы пришли к выводу, что галактики в скоплениях имеют более слабые спиральи, больший процент двухрукавных спиралей и меньшее среднее значение угла закрутки, чем у галактик поля. Этот вывод указывает на то, что тип наблюдаемого узора, а также параметры спиральных ветвей связаны с окружением, в котором находится спиральная галактика.

Цель данного исследования состоит в изучении влияния пространственного окружения на структуру спирального узора галактик с помощью более аккуратного метода анализа спиральной структуры. В работе (Смит и др., 2022) авторы выполнили анализ параметров спиральных галактик, используя результаты Фурье анализа SDSS изображений из работы (Ю, Хо, 2020), где были измерены угол закрутки, центральная концентрация,  $f_3$  (доля вклада третьей компоненты ряда Фурье в подсумму первых четырех Фурье амплитуд) и др. В данной работе с помощью современного глубокого обзора неба DESI Legacy Imaging Surveys (Дей и др., 2019) выполнен анализ спиралей галактик в двух экстремальных случаях пространственного окружения: для изолированных галактик и галактик в компактных группах (CG). С помощью оригинального метода фитинга спиральной структуры из работы (Савченко и др., 2020) мы получили расширенный список параметров спиральной структуры галактик, таких как угол закрутки, ширина спиральных рукавов, протяженность спиральной структуры, показатель цвета спиралей, а также вариацию этих параметров для всей совокупности рукавов галактики. Кроме того, метод позволяет определить изменение угла закрутки и ширины спиральи вдоль рукава, тогда как Фурье анализ дает постоянный угол закрутки вдоль рукава и не подразумевает определения его ширины.

## ВЫБОРКА И АНАЛИЗ

Для этого исследования нами были отобраны галактики, находящиеся в компактных группах из каталогов HCG (Хиксон, 1982) и SDSSCGA (Сон и др., 2015), а также изолированные галактики из каталога SIG (Аргудо-Фернандес и др., 2015). В финальную выборку были отобраны лишь те галактики, размер и угол наклона диска которых позволяют визуально определить тип спирального узора. Таких галактик в нашей выборке 104 из каталога HCG, 210 из каталога SDSSCGA и 329 из каталога SIG. Дополнительным важным критерием отбора галактик из каталогов CG является подтвержденная принадлежность к группе, которая определяется по значениям красных смещений галактики, её соседей и всей группы в целом. Данные по красным смещениям индивидуальных галактик собраны из базы данных SDSS DR16 (Ахумада и др., 2020) и HyperLeda (Макаров и др., 2014). В финальную выборку галактик из CG попали те объекты, спроецированные расстояния у которых лежат в пределах 1 Мпк от центра группы.

Далее каждый из отобранных объектов был проклассифицирован в зависимости от типа спирального узора. В работе выделены следующие основные типы: гранд-дизайн (G), многорукавная (M) и флоккулентная структуры (F) (Элмегрин, Элмегрин, 1987). Также в нашей классификации присутствуют дополнительные типы галактик: I — галактики с нерегулярной спиральной структурой, R — галактики с кольцом (преимущественно внешним). Классификация производилась тремя наблюдателями. Галактике присваивался один из перечисленных типов только в случае, когда два наблюдателя из трех определяли его одинаково. Для галактик, у которых тип был определен неоднозначно, мы ввели дополнительные категории: G/M, M/F, G/F. Это позволило провести сравнительный анализ данных параметров у галактик, находящихся в изоляции и в составе компактных групп. С результатами классификации и распределением галактик по классам можно ознакомиться в разделе с результатами.

Из описанной выше выборки была также отобрана “золотая” подвыборка галактик с хотя бы одной ярко выраженной спиралью. В нее вошли 63 изолированные галактики и 36 галактик в компактных группах. Для данной подвыборки была выполнена обработка изображений и фитинг спиральных ветвей — подробнее об этом в разделе с анализом спиралей.

## ДААННЫЕ И ИХ ОБРАБОТКА

В качестве источника глубокой фотометрии для исследования спиральной структуры отобранных

галактик использовался обзор DESI Legacy Imaging Surveys (Дей и др., 2019). DESI Legacy Imaging Surveys — это комплекс из трех проектов: Dark Energy Camera Legacy Survey (DECaLS), Beijing-Arizona Sky Survey (BASS) и Mayall z-band Legacy Survey (MzLS). Они были созданы для исследования внегалактических источников в северном и южном полушариях неба с площадью охвата порядка 14 000 кв. град. Наблюдения проводятся на телескопах Kitt Peak National Observatory и Cerro Tololo Inter-American Observatory в трех оптических фильтрах *grz*. Проект DECaLS обеспечивает предельное обнаружение  $5\sigma$  на уровне 23.72, 23.27 и 22.22 звездных величин в *g*, *r* и *z* диапазонах соответственно, для BASS/MzLS — 23.48, 22.87 и 22.29 величин. Качество изображения, основываясь на значениях FWHM для функции рассеяния точки (PSF), полученного в рамках DESI Legacy Imaging Surveys, составляет примерно 1,3'', 1,2'' и 1,1'' в *g*, *r* и *z* полосах соответственно (Дей и др., 2019).

Для определения параметров спирального узора использовались изображения в фильтрах *g* (фотометрическая глубина  $29.0 \pm 0.22$  зв. вел./кв. сек) и *r* (фотометрическая глубина  $28.38 \pm 0.25$  зв. вел./кв. сек). По данным в фильтре *r* были определены параметры ориентации галактик: позиционный угол *P.A.* и наклон плоскости галактики к лучу зрения *i*. Данная процедура осуществлялась посредством двух независимых методов. Первым являлся метод изофот, описанный в работе (Еджейевский, 1987). Разница между изофотой и азимутально усредненным профилем на расстоянии *R* от центра галактики представляется в виде разложения в ряд Фурье:

$$I(R, \varphi) = I_{azim}(R) + \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos(n\varphi) + B_n \sin(n\varphi).$$

На основе полученных коэффициентов  $A_n$  и  $B_n$  итеративно находятся искомые параметры ориентации галактики *P.A.* и *i*. В качестве итоговой ориентации галактики используются значения параметров для изофоты 25 зв. вел./кв. сек. Для улучшения качества работы алгоритма производится маскирование внешних источников и ярких спиральных рукавов. Для реализации данного метода использовался программный пакет IMAN<sup>1</sup>. Второй метод — это метод монотонности спиральных рукавов (Полторака, Фридман, 2007). Идея метода строится на предположении о том, что радиус спирали монотонно увеличивается при движении вдоль рукава от центра галактики к её периферии. Одна-

<sup>1</sup>[https://bitbucket.org/mosenkov/iman\\_new/src/master/](https://bitbucket.org/mosenkov/iman_new/src/master/)

ко при проекции плоскости галактики на фокальную плоскость данная монотонность может нарушаться. Задача метода состоит в поиске допустимых значений  $i$  и  $P.A.$ , позволяющих путем депроекции изображения получить монотонные зависимости для радиуса вдоль рукава. В качестве реализации данного метода использовалась программа MSA, описанная в работе (Савченко, 2012). Этот метод лишен многих недостатков метода изофот, однако при малых истинных значения угла  $i$  сильно возрастает область возможных значений позиционного угла и наклона плоскости галактики.

После получения параметров ориентации выполнялись депроекция галактик путем поворота изображения на угол  $-P.A.$  и растяжение на коэффициент  $q = \cos(i)^{-1}$  вдоль малой оси галактики. По получаемым изображениям отбирались параметры ориентации, полученные методом, обеспечивающим визуально более круглое изображения для диска.

Для депроецированных изображений было выполнено суммирование по двум фильтрам  $g$  и  $r$ . Это позволяет лучше проследить ход спиральных ветвей и учесть тот факт, что галактики разных типов имеют разные цвета спиральных рукавов. На полученных изображениях для минимизации вклада стороннего излучения созданы маски с использованием Python библиотеки photutils<sup>2</sup>.

## АНАЛИЗ СПИРАЛЕЙ

Для анализа параметров спиральных рукавов использовалась “золотая” подвыборка галактик с хотя бы одной ярко выраженной спиралью. Для нашего анализа спиральная ветвь должна легко выделяться из спирального узора и не иметь ветвлений и пересечений. В анализируемую подвыборку вошли 99 галактик, а именно, 15 объектов из HCG, 63 объекта из CG и 21 галактика из SDSSCGA. Для каждого объекта выборки определялся радиус изофоты 25 зв. вел./кв. сек. (оптический радиус  $R_{25}$ ). Данная процедура была выполнена по азимутально усредненному профилю депроецированного изображения в фильтре  $r$ . Распределение галактик выборки по  $R_{25}$  представлено на рис. 1а. Как видно из графика, большинство галактик выборки имеют оптический радиус менее 0.8 угл. мин, среднее значение  $\langle R_{25} \rangle = 0.52_{-0.19}^{0.3}$  угл. мин. Также для каждой галактики были посчитаны значения абсолютных звездных величин (рис. 1б) с учетом галактического поглощения и К-поправки (Чилингарян и др., 2010). Среднее значение  $-21.56_{-0.47}^{0.42}$  зв. величины.

<sup>2</sup><https://photutils.readthedocs.io/en/stable/>

Для отобранных объектов был выполнен фитинг спиралей на сложенных  $gr$  изображениях DESI Legacy. Процедура декомпозиции описана подробно в статье (Савченко и др., 2020) и кратко приведена ниже.

Для каждого объекта выборки в первую очередь была проведена разметка спиралей при помощи регионов-окружностей в SAOImageDS9 (Джой, Мэндел, 2003). Разметка спирали проводилась от бара или центра галактики к периферийной области галактики, в которой еще возможно отследить спиральные ветви. Далее при помощи специального алгоритма выполнялось построение срезов перпендикулярно направлению закрутки спирали в каждой точке центральной линии изнутри наружу вплоть до слабой периферии галактики. Значения интенсивностей усреднялись по срезу и аппроксимировались асимметричной гауссианой, представленной в виде

$$I(r) = I_0 \times \exp \left[ -\frac{(r - r_{peak})^2}{\omega_1^2 s + \omega_2^2 (1 - s)} \right],$$

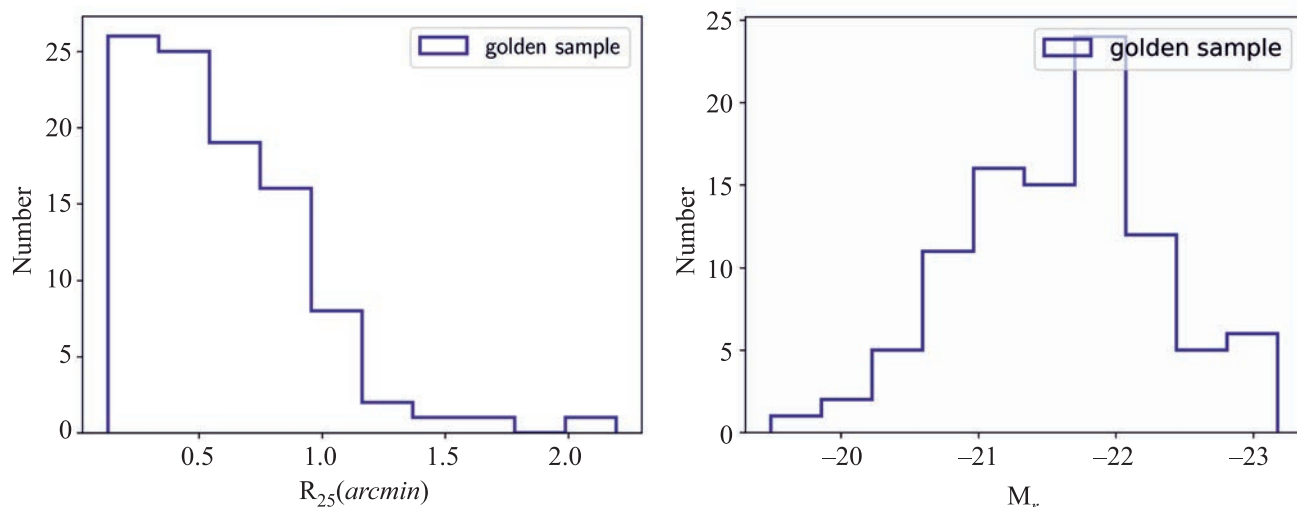
где  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  — внутренняя и внешняя полуширины спирального рукава,  $I_0$  — значение интенсивности в центре,  $r$  — расстояние между крайними точками вдоль среза,  $r_{peak}$  соответствует положению точки с наибольшим значением яркости,  $s$  — бинарный параметр, которой равен 0, когда  $r < r_{peak}$ , иначе равен 1 (Савченко и др., 2020). Также произведена свертка с профилем PSF для учета влияния оптической системы и атмосферы на анализируемый профиль. Таким образом, получив параметры на каждом участке спирали, была построена модель (маска) всего спирального рукава.

Процедура фитинга спиральных рукавов выполнена для всех 99 галактик, включая изолированные галактики и объекты из компактных групп. Для 4 из 99 галактик моделирование спирального узора выполнено лишь для одной ветви, тогда как для остальных 95 галактик фитинг выполнен для 2–5 спиральных ветвей. В результате фитинга получены параметры спирального узора (табл. ??), анализ которых подробно описан в следующем разделе статьи. Примеры масок спиралей для полученных моделей представлены на рис. 2.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

### *Распределение по типам и количеству спиральных рукавов*

Тип спирального узора и количество спиральных ветвей галактики предположительно связаны с различными механизмами формирования спиральной структуры. Например, во многих моделях,



**Рис. 1.** Распределения галактик “золотой” выборки по оптическому радиусу (а) и по значениям абсолютной звездной величины с учетом Галактического поглощения и К-поправки (б).

**Таблица 1.** Структурные параметры профилей дисков галактик, определенных для выборки объектов из каталогов CIG, HCG и SSDSSCGA по суммарным *gr* DESI Legacy изображениям

Название	Описание
Name	Название галактики
$\langle \omega \rangle$	Усредненное значение ширины спиральных рукавов в DESI <i>gr</i> суммарном изображении, в кпк
$R_{25}$	Значение оптического радиуса, в кпк
$\frac{\Phi_{\max} - \Phi_{\min}}{2\pi}$	Разность максимального и минимального значения азимутального угла для всех спиралей
$\langle \psi \rangle$	Среднее значение угла закрутки: угол между касательной спирали и азимутальным направлениями, в градусах
$R_{\max}$	Максимальная протяженность спиральной структуры, в кпк
A	Асимметрия спиральных рукавов: $\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2}$
a	Тангенс угла наклона графика зависимости ширины спиральных ветвей от галактоцентрического радиуса (скорость изменения ширины спиральных рукавов)

рассматривающих гравитационную неустойчивость как механизм формирования спиралей, можно наблюдать многорукавные спиральные структуры, количество спиральных рукавов которых зависит от распределения массы в галактике (Донгия, 2015; Мичикоши, Кокубо, 2016). Как правило, в подобных исследованиях не удается воспроизвести двухрукавную спиральную структуру, что может означать необходимость привлечения другого механизма образования спиралей данного типа. В некоторых работах было показано, что двухрукавные галактики могут образовываться в процессе приливного взаимодействия (Ох и др., 2008; Страк и др., 2011), тем самым увеличивая до-

лю данного типа спиралей в группах по сравнению с изолированными галактиками.

В случае распределения по классам, в работе (Элмегрин, Элмегрин, 1982) было продемонстрировано, что доли гранд-дизайн галактик в скоплениях и в поле примерно одинаковы. Однако в работе (Савченко и др., 2020) для выборки из  $\sim 150$  спиральных галактик получено, что доля гранд-дизайн спиралей в изоляции немного меньше, чем в неизолированном окружении, и составляет 15% и 25% соответственно. К тем же результатам пришли (Диаз-Гарсия и др., 2019), используя выборку из  $\sim 400$  спиральных галактик. (Харт и др., 2016) также пришли к схожему выводу, что доля гранд-

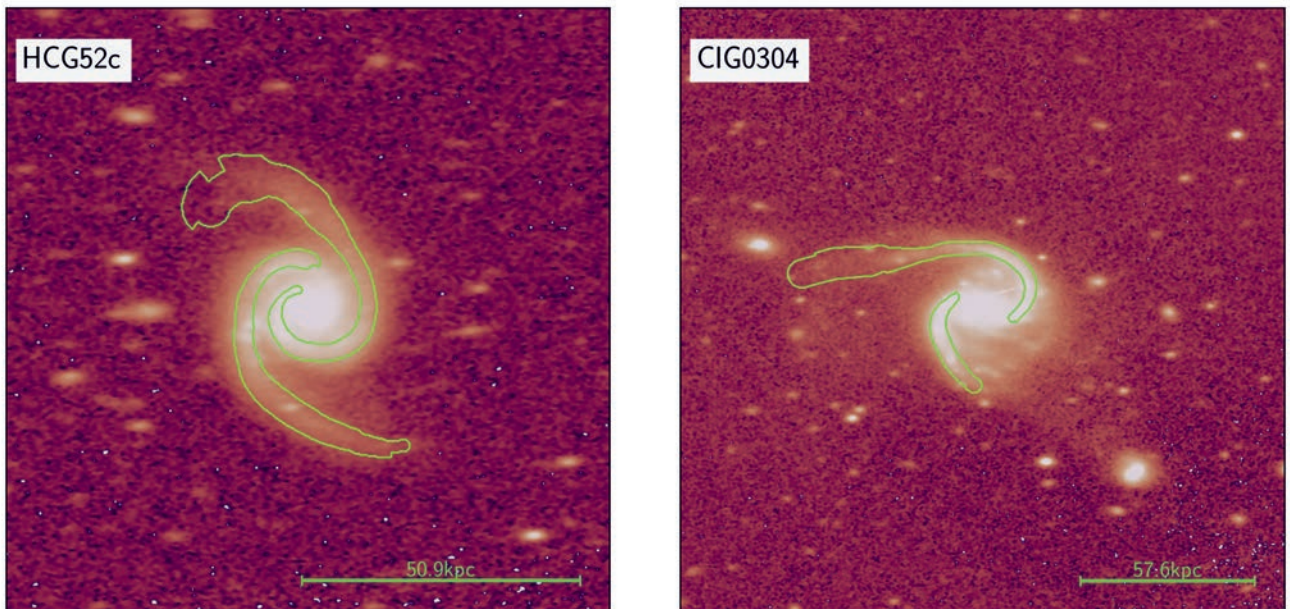


Рис. 2. Примеры масок спиралей, полученных в процессе фитинга спиральных ветвей.

дизайн галактик больше в областях повышенной плотности.

Исследуем этот вопрос для нашей первоначальной выборки из 643 галактик, включающей галактики в компактных группах (тесном окружении) и в изоляции. Сначала рассмотрим распределения объектов по типу спирального узора и количеству спиральных рукавов. На рис. 3 показано, что среди изолированных галактик большую долю всех объектов составляют многорукавные галактики и галактики со структурой гранд-дизайн. Их частота встречаемости составляет 27% и 36% соответственно. В случае же объектов, расположенных в компактных группах, доля многорукавных галактик очень мала и не превышает 9%. Галактики с гранд-дизайн структурой являются преобладающими в данной подвыборке, их доля составляет 73%. Таким образом, доля гранд-дизайн галактик является существенной в обеих подвыборках, несмотря на то, что в компактных группах их частота встречаемости выше. Сравнивая долю флоккулентных галактик, мы получили следующие результаты: 15% среди изолированных галактик и лишь 2% среди галактик в компактных группах. Данный факт может быть объяснен отличиями в доминирующих механизмах образования спиралей в разных пространственных окружениях. В частности, большую роль в образовании гранд-дизайн спиралей должны играть приливные взаимодействия галактик.

Также нами проанализировано распределение галактик выборки по количеству спиральных ру-

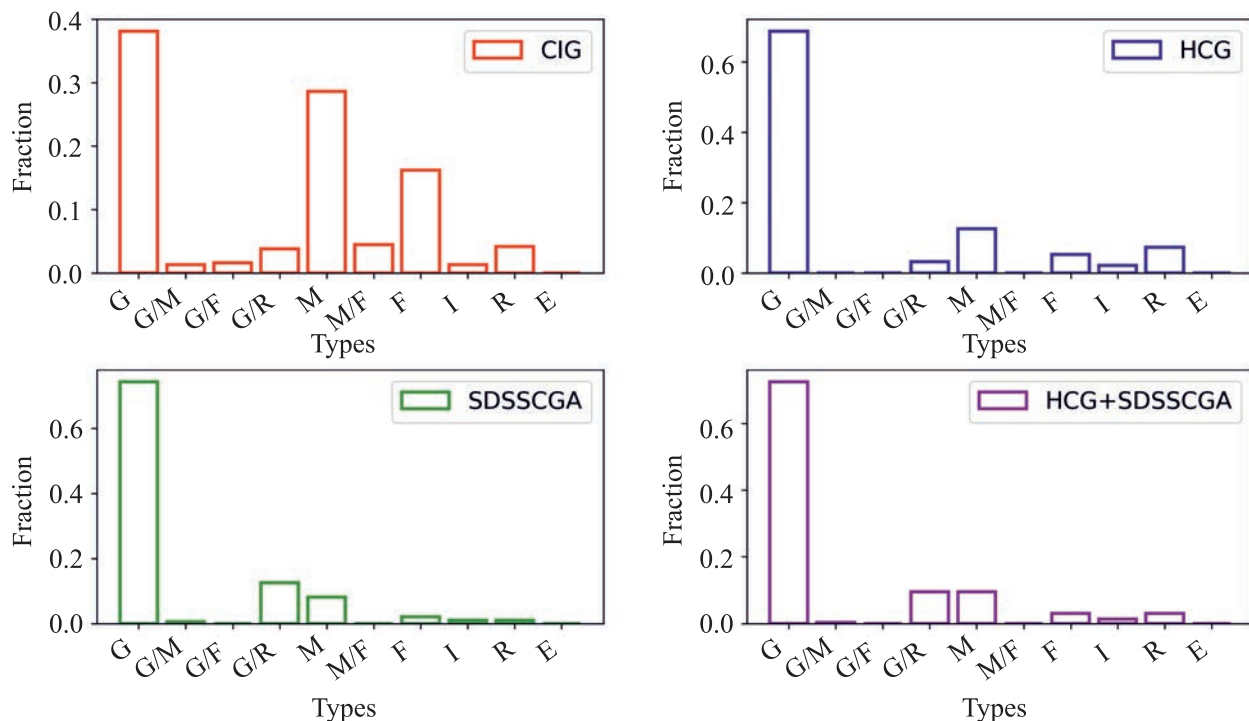
кавов. Результаты распределения представлены на рис. 4.

Среди галактик в компактных группах доля двухрукавных галактик составляет 64%, в выборке же изолированных галактик это значение равно 48%. Если рассматривать галактики с  $N_{arms} \geq 3$ , частота их встречаемости в изоляции и в компактных группах составляет 30% и 7% соответственно. На графиках также присутствуют галактики, у которых спиральи сложно различимы, но они присутствуют. В компактных группах и в поле доля таких галактик составляет 28% и 21% соответственно. Можно сделать предположение, что доля галактик с очень слабыми спиральными рукавами больше в компактных группах по причине существенных отличий в угловых размерах изолированных объектов в сравнении с галактиками в компактных группах (средние значения  $R_{25}$  составляют  $0.32^{+0.34}_{-0.12}$  угл. мин и  $0.57^{+0.31}_{-0.14}$  угл. мин соответственно). Это обстоятельство могло оказать влияние на точность определения количества спиральных ветвей. Данный факт отображен на рис. 6.

*Влияние пространственного окружения на характеристики спирального узора в гранд-дизайн галактиках*

Во введении были рассмотрены различные механизмы образования спирального узора галактик. Каждый из описанных механизмов имеет хорошее обоснование в литературе и может приводить к формированию определенных типов спиралей. Вполне вероятно, что механизмы возникновения





**Рис. 3.** Распределения по типам спирального узора для изолированных галактик выборки из каталога CIG и галактик в компактных группах из каталогов SDSSCGA и HCG. Здесь G — доля галактик с типом спиралей гранд-дизайн, M — много-рукавные галактики, I — галактики с нерегулярной спиральной структурой, F — флоккулентные галактики, R — галактики с кольцом, E — галактики, наблюдаемые в положении с ребра (или близком к нему).

спиральных ветвей могут отличаться от галактики к галактике. Более того, некоторые спирали могут формироваться благодаря совокупности различных механизмов. В процессе изучения гранд-дизайн спиралей в компактных группах и в изоляции имеется возможность проанализировать, каким образом именно приливные взаимодействия влияют на характеристики данного типа узора.

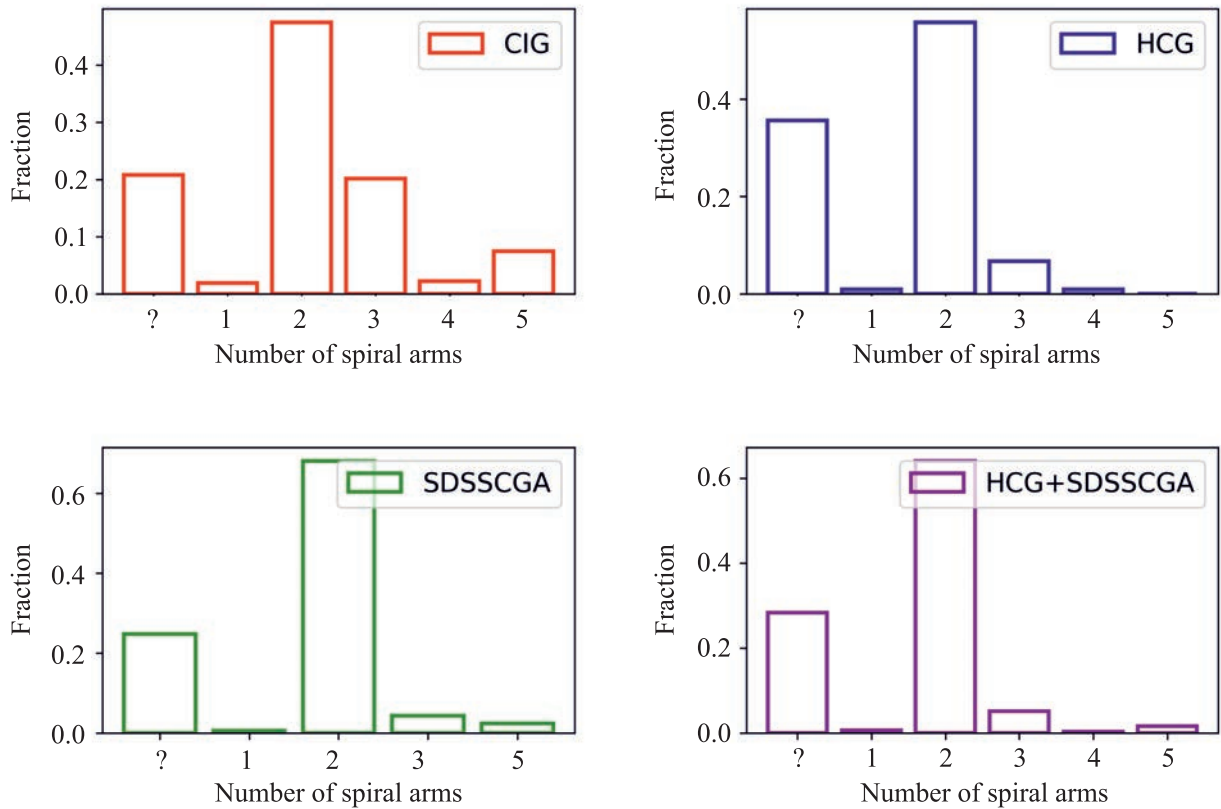
На рис. 5 представлены распределения по параметрам спирального узора для двух подвыборок гранд-дизайн галактик: в изолированном и неизол-ированном окружении. Следует заметить, что гранд-дизайн спирали в группах, как правило, имеют немного меньшие средние значения азимутальных углов по сравнению с изолированными объектами, и эти значения в среднем отличаются на 12%. В свою очередь, ширины спиральных рукавов и углы закрутки спиралей у галактик в компактных группах больше, чем у изолированных объектов на 13% и 20% соответственно. Меньшие средние значения ширин спиральных рукавов у изолированных галактик можно объяснить тем, что их спирали не испытывают “растяжения” вследствие приливных взаимодействий (Смит и др., 2022). Также можно заметить, что галактики в компактных группах в среднем имеют более красные спирали и, со-

ответственно, менее активное звездообразование, что отмечалось и в других работах (Кауфманн и др., 2004; Ветцель и др., 2012; Смит и др., 2022). Данный эффект можно объяснить, например, тем, что разогрев диска галактики гравитационным полем группы или скопления может уменьшить гравитационную неустойчивость в диске и, следовательно, подавить звездообразование (Гнедин, 2003).

Рассмотрим спирали с точки зрения симметричности. В рамках данной работы степень симметричности спиралей выражается через внутреннюю и внешнюю полуширины спиральных рукавов:

$$A = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2}.$$

Положительные значения A (усредненные по всем срезам) означают, что часть гауссианы, соответствующая внутренней стороне рукава имеет более крутой наклон, чем та, что соответствует внешней стороне. По результатам анализа (рис. 5) можно сделать вывод, что спиральные ветви галактик как в компактных группах, так и в изоляции практически симметричны. Статистически значимые отличия в скорости изменения ширины спиральных рукавов от центра к периферии, а также в протя-



**Рис. 4.** Распределения по количеству спиральных рукавов для изолированных галактик выборки из каталога CIG и галактик в компактных группах из каталогов SDSSCGA и HCG. По горизонтальной оси отложено количество спиральных рукавов в галактике.

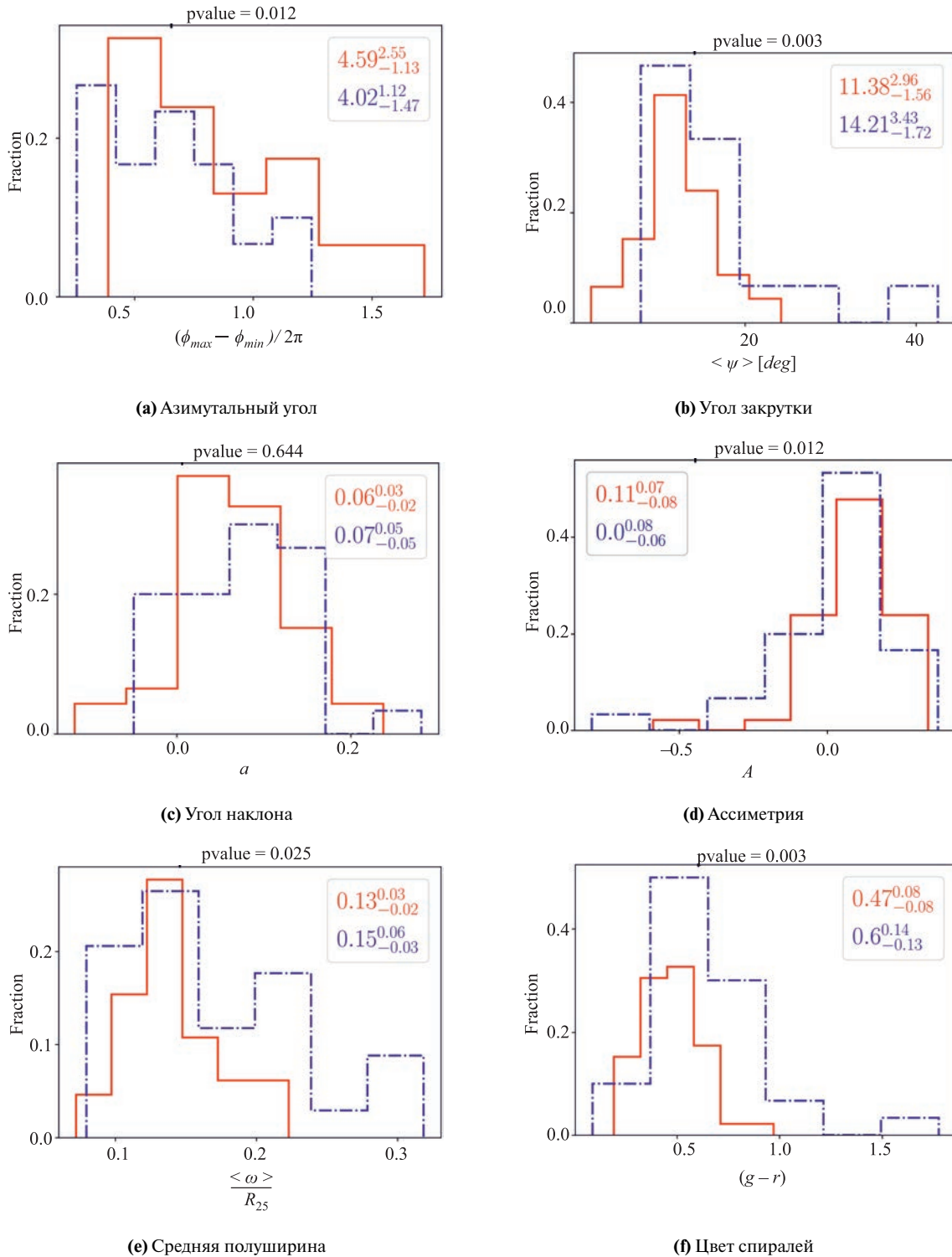
женности спиральных ветвей для двух исследуемых подвыборок в данной работе не обнаружены.

Рассмотрим также результаты фитинга параметров спиральных ветвей для всех типов галактик выборки в зависимости от окружения. Проведя анализ распределения параметров спиралей для галактик в группах и объектов поля, можно сделать выводы, схожие с полученными ранее для гранд-дизайн галактик (рис. 6): в данном анализе также присутствует тренд в пользу больших (на 15%) значений углов закрутки, больших ширин спиральных ветвей (на 14%), меньших значений азимутальных углов (на 11%) для галактик в компактных группах по сравнению с галактиками поля. В целом у галактик в компактных группах также наблюдаются более красные и симметричные спиральные ветви (отличие в показателе цвета  $g - r$  на 20%). Статистических отличий в уширении спиральных ветвей на периферии по сравнению с внутренними частями спиралей не обнаружено, как и в случае с протяженностью спиральных рукавов. Статистика по всем параметрам для гранд-дизайн галактик, а так-

же суммарно для всех типов галактик приведена в табл. 2.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были изучены особенности спиральной структуры галактик в зависимости от пространственного окружения. Проведены исследование и анализ параметров спиральных ветвей галактик для двух экстремальных случаев: изолированных галактик (из каталога CIG) и галактик в компактных группах (каталоги HCG и SDSSGA). Для этого была выполнена классификация спиралей по типам, а также выполнен количественный анализ спиральной структуры, включая фитинг отдельных спиралей с помощью срезов, построенных перпендикулярно направлению закрутки спирали в каждой точке центральной линии изнутри наружу вплоть до слабой периферии галактики. Общее количество галактик, для которых проводился фитинг спиралей, равно 99, общее количество фитируемых спиралей равно 250. По результатам анализа можно сделать следующие выводы об особенно-



**Рис. 5.** Распределения по параметрам спиральных рукавов для галактик со структурой типа гранд-дизайн, находящихся в группах (синий цвет) и изоляции (красный цвет): (a) — разность максимального и минимального значений азимутального угла для всех измеренных спиральных ветвей галактики; (b) — среднее значение угла закрутки для всех измеренных спиральных ветвей галактики; (c) — тангенс угла наклона графика зависимости ширины спиральных ветвей от галактоцентрического радиуса; (d) — асимметрия спиральных ветвей; (e) — среднее значение ширины спиральных ветвей; (f) — показатель цвета спиралей  $(g-r)$ ; (g) — оптический радиус диска галактик; (h) — протяженность спиральных ветвей. P value для всех выборок посчитано на базе U критерия Манна–Уитни.

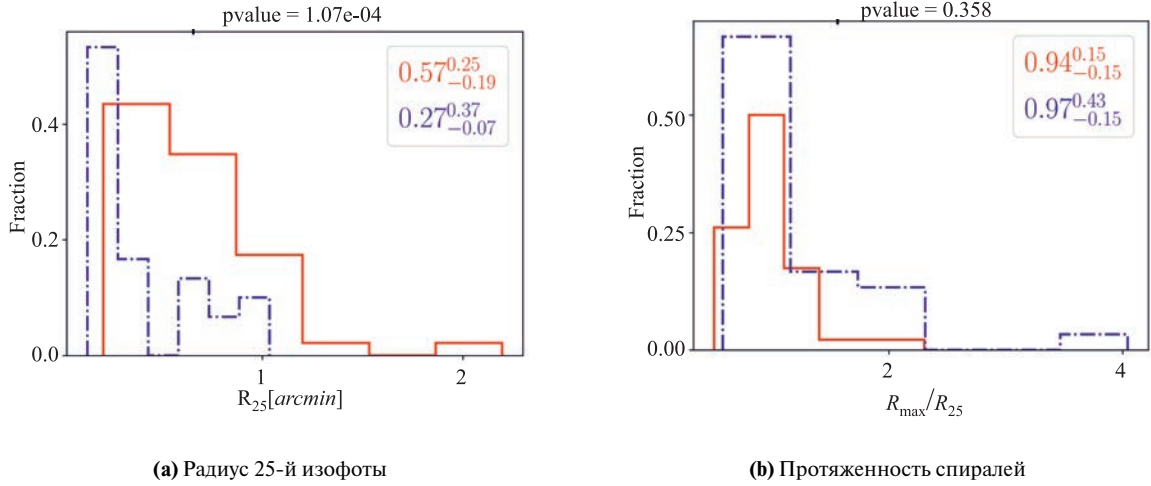


Рис. 5. Продолжение.

**Таблица 2.** Параметры спиральных ветвей, полученные в результате фитинга спиралей для подгрупп: гранд-дизайн галактики в компактных группах, изолированные гранд-дизайн галактики, все галактики выборки из компактных групп, все изолированные галактики выборки

Параметр	Гранд-дизайн (группы)	Гранд-дизайн (изол.)	Все типы (группы)	Все типы (изол.)
$R_{25}$	$0.27^{0.37}_{-0.07}$	$0.57^{0.25}_{-0.19}$	$0.32^{0.34}_{-0.12}$	$0.57^{0.31}_{-0.14}$
$\langle \psi \rangle$	$14.21^{3.43}_{-1.72}$	$11.38^{2.96}_{-1.56}$	$14.58^{3.06}_{-1.99}$	$12.43^{3.16}_{-2.15}$
$\frac{\langle \omega \rangle}{R_{25}}$	$0.15^{0.06}_{-0.03}$	$0.13^{0.03}_{-0.02}$	$0.15^{0.07}_{-0.03}$	$0.13^{0.03}_{-0.02}$
$a$	$0.07^{0.05}_{-0.05}$	$0.06^{0.03}_{-0.02}$	$0.07^{0.05}_{-0.04}$	$0.05^{0.04}_{-0.02}$
$A$	$0.0^{0.08}_{-0.06}$	$0.11^{0.07}_{-0.08}$	$0.01^{0.07}_{-0.06}$	$0.11^{0.07}_{-0.1}$
$\frac{\Phi_{\max} - \Phi_{\min}}{2\pi}$	$4.02^{1.12}_{-1.47}$	$4.59^{2.55}_{-1.13}$	$4.11^{1.45}_{-1.41}$	$4.57^{1.93}_{-1.11}$
$\frac{R_{\max}}{R_{25}}$	$0.97^{0.43}_{-0.15}$	$0.94^{0.15}_{-0.15}$	$0.99^{0.41}_{-0.17}$	$0.95^{0.17}_{-0.13}$
$(g - r)$	$0.6^{0.14}_{-0.13}$	$0.47^{0.08}_{-0.08}$	$0.59^{0.15}_{-0.12}$	$0.47^{0.09}_{-0.13}$

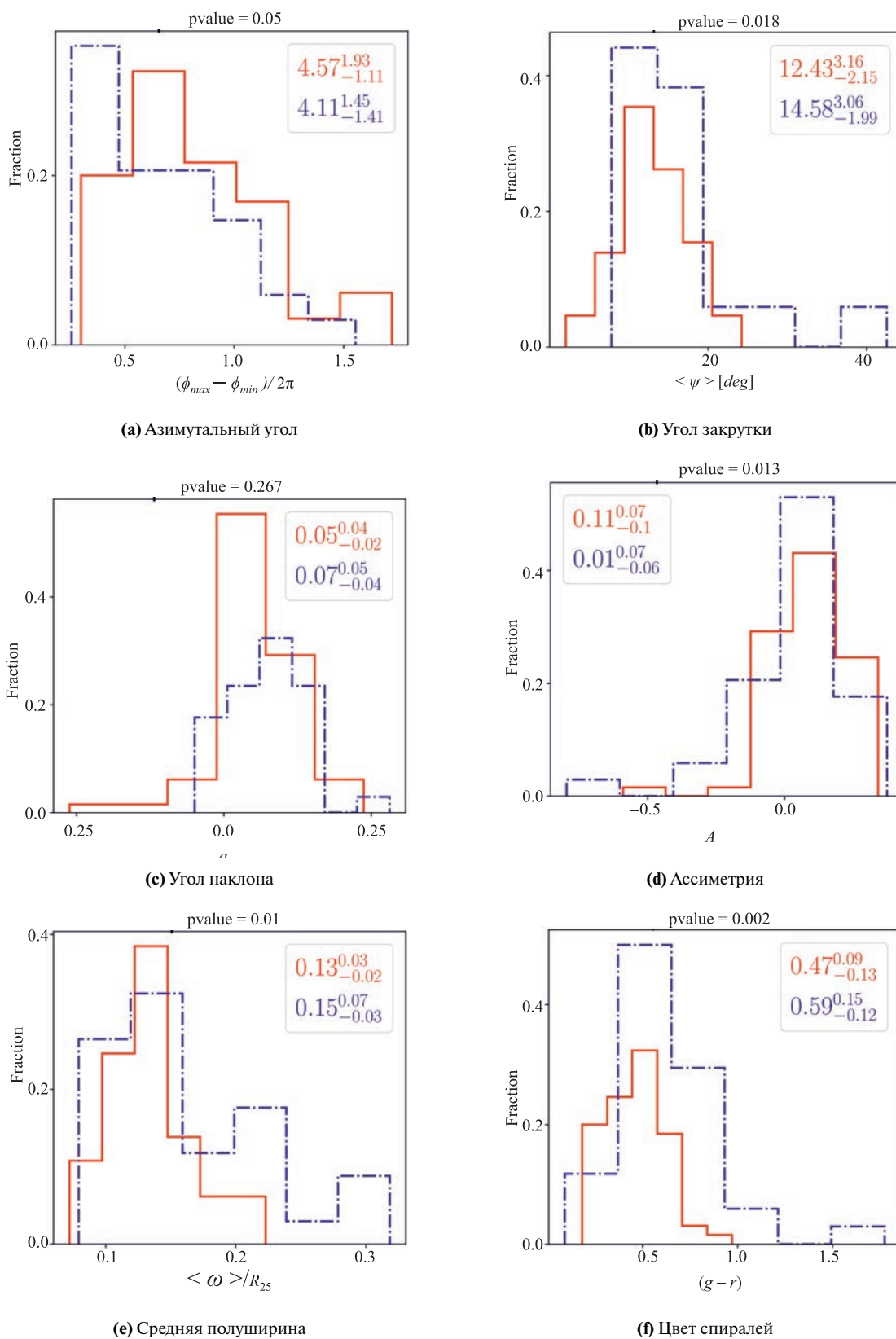
стях структуры гранд-дизайн спиралей и влиянии приливных взаимодействий на их встречаемость:

(i) Структура типа гранд-дизайн преобладает как в изолированных спиральных галактиках, так и в выборке галактик в компактных группах. Однако доля спиралей данного типа в компактных группах существенно выше, чем у изолированных галактик, и составляет 73% против 36%. Вероятно, несколько различных механизмов, включая механизм приливного взаимодействия, могут формировать данный тип спиральной структуры. В случае же объектов с многорукавной структурой, в компактных группах их доля сильно меньше, чем среди объектов поля (9% против 27% выборки). Флоккулетные галактики практически не наблюдаются среди членов компактных групп, их доля со-

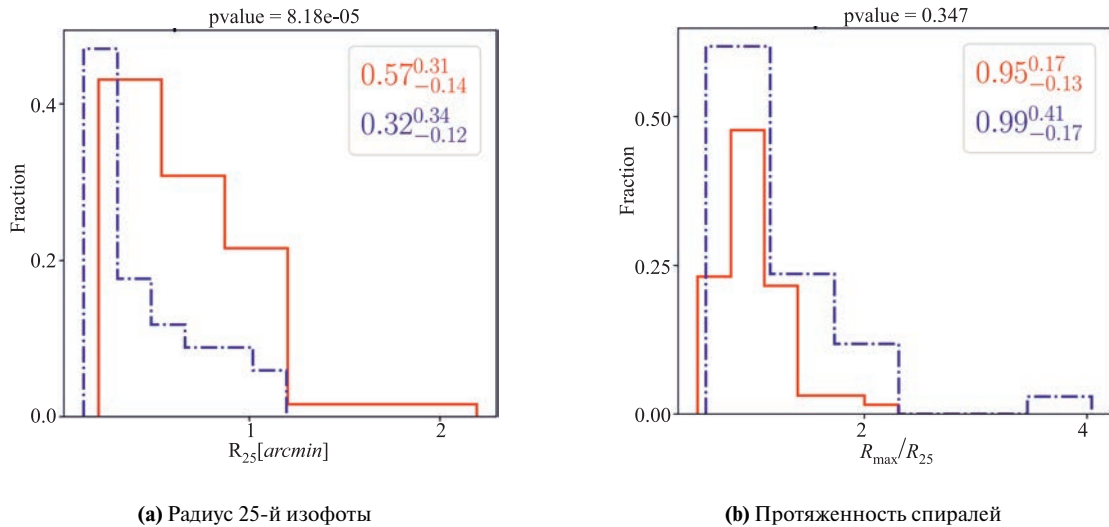
ставляет 2% (против 15% в случае изолированных галактик).

(ii) Аналогичные выводы можно сделать для количества спиральных рукавов. Двухрукавные галактики вносят существенный вклад в долю всех объектов обеих выборок, но в компактных группах их встречаемость больше (64% против 48%). При этом в компактных группах и в изоляции одновременно с тем преобладают галактики с очень слабыми еле различимыми спиральными ветвями, что может быть следствием отличий в размерах галактик подвыборок.

(iii) Гранд-дизайн галактики в компактных группах в среднем имеют более широкие спиральные рукава, большие углы закрутки и более красные спирали. Эти особенности, вероятно, также могут быть объяснены приливными



**Рис. 6.** Распределения по параметрам спиральных рукавов для изолированных галактик (красный цвет) и галактик в компактных группах (синий цвет): аналогично рис. 5



(а) Радиус 25-й изофоты

(б) Протяженность спиралей

Рис. 6. Продолжение.

взаимодействиями с галактиками в группе, что способствуют растягиванию спиральных рукавов и менее активному процессу звездообразования.

Таким образом, только приливное взаимодействие не может объяснить образование всех гранд-дизайн спиралей в местной Вселенной (Кендалл и др., 2011). Тем не менее приливные эффекты могут являться важным дополнительным механизмом, усиливающим встречаемость гранд-дизайн галактик (Сейгар, Джеймс, 1998), что также подтверждается в данной работе.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант 22–22–00483).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аргудо-Фернандес и др. (M. Argudo-Fernández, S. Verley, G. Bergond, et al.), *Astron. Astrophys.* **578**, A110 (2015).
- Ахумада и др. (R. Ahumada, C.A. Prieto, A. Almeida, et al.), <http://arxiv.org/abs/1912.02905>.
- Баба и др. (J. Baba, Y. Asaki, J. Makino, et al.), *Astrophys. J.* **706**, 471 (2009).
- Ветцель и др. (A. R. Wetzel, J. L. Tinker, and C. Conroy), *MNRAS* **424**, 232 (2012).
- Виллет и др. (K. W. Willett, C. J. Lintott, S. P. Bamford, et al.), *MNRAS* **435**, 2835 (2013).
- Гнедин (O. Y. Gnedin), *Astrophys. J.* **582**, 141 (2003).
- Дей и др. (A. Dey, D. J. Schlegel, D. Lang, et al.), *Astron. J.* **157**, 168 (2019).
- Джой, Мэндел (W. A. Joye and E. Mandel), *Astron. Data Analys. Software Systems XII ASP Conf. Ser.* **295**, 489 (2003).
- Джулиан, Тумре (W. H. Julian and A. Toomre), *Astrophys. J.* **146**, 810 (1966).
- Диаз-Гарсиа и др. (S. Díaz-García, H. Salo, J. H. Knapen, and M. Herrera-Endoqui), *Astron. Astrophys.* **631**, A94 (2019).
- Донгия (E. D’Onghia), *Astrophys. J. Lett.* **808**, L8 (2019).
- Еджейевский (R. I. Jedrzejewski), *MNRAS* **226**, 747 (1987).
- Кайманн, Контопулос (D. E. Kauffmann and G. Contopoulos), *Astron. Astrophys.* **309**, 381 (1996).
- Кауфманн и др. (G. Kauffmann, S. D. M. White, T. M. Heckman, et al.), *MNRAS* **353**, 713 (2004).
- Кендалл и др. (S. Kendall, R. C. Kennicutt, and C. Clarke), *MNRAS* **414**, 538 (2011).
- Конселис (C. J. Conselice), *MNRAS* **373**, 1389 (2006).
- Корменди, Норман (J. Kormendy and C. A. Norman), *Astrophys. J.* **233**, 539 (1979).
- Лин, Шу (C. C. Lin and F. H. Shu), *Astrophys. J.* **140**, 646 (1964).
- Линтотт и др. (C. Lintott, K. Schawinski, S. Bamford, et al.), *MNRAS* **410**, 166 (2011).
- Макаров и др. (D. Makarov, P. Prugniel, N. Terekhova, H. Courtois, and I. Vauglin), *Astron. Astrophys.* **570**, A13 (2014).
- Мичикоши, Кокубо (S. Michikoshi and E. Kokubo), *Astrophys. J.* **821**, 35 (2016).
- Ох и др. (S. H. Oh, W.-T. Kim, H. M. Lee, and J. Kim), *Astrophys. J.* **683**, 94 (2008).
- Полторак, Фридман (S. G. Poltorak and A. M. Fridman), *Astron. Rep.* **51**, 460 (2007).

24. Робертс и др. (W. W. Roberts, Jr., M. S. Roberts, and F. H. Shu), *Astrophys. J.* **196**, 381 (1975).
25. Савченко (S. S. Savchenko), *Astrophys. Bull.* **67**, 310 (2012).
26. Савченко и др. (S. Savchenko, A. Marchuk, A. Mosenkov, and K. Grishunin), *MNRAS* **493**, 390 (2020).
27. Сало, Лаурикаинен (H. Salo and E. Laurikainen), *MNRAS* **313**, 377 (2000).
28. Саха, Элмегрин (K. Saha and B. Elmegreen), *Astrophys. J.* **826**, 21 (2016).
29. Сейгар, Джеймс (M. S. Seigar and P. A. James), *MNRAS* **299**, 685 (1998).
30. Селвуд, Карлберг (J. A. Sellwood and R. G. Carlberg), *Astrophys. J.* **282**, 61 (1984).
31. Смит и др. (B. J. Smith, M. L. Giroux, and C. Struck), *Astrophys. J.* **164**, 146 (2022).
32. Смит и др. (J. Sohn, H. S. Hwang, M. J. Geller, et al.), *J. Korean Astron. Soc.* **48**, 381 (2015).
33. Страк и др. (C. Struck, C. L. Dobbs, and J.-S. Hwang), *MNRAS* **414**, 2498 (2011).
34. Форган и др. (D. H. Forgan, F. G. Ramón-Fox, and I. A. Bonnell), *MNRAS* **476**, 2384 (2018).
35. Харт и др. (R. E. Hart, S. P. Bamford, K. W. Willett, et al.), *MNRAS* **461**, 3663 (2016).
36. Хиксон (P. Hickson), *Astrophys. J.* **255**, 382 (1982).
37. Хаббл (E. P. Hubble), *Astrophys. J.* **64**, 321 (1926).
38. Чемин и др. (L. Chemin, C. Balkowski, V. Cayatte, et al.), *MNRAS* **436**, 469 (2005).
39. Чилингарян и др. (I. Chilingarian, A.-L. Melchior, and I. Zolotukhin), *MNRAS* **405**, 1409 (2010).
40. Швейцер (F. Schweizer), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **31**, 313 (1976).
41. Элмегрин, Элмегрин (D. M. Elmegreen and B. G. Elmegreen), *MNRAS* **201**, 1021 (1982).
42. Элмегрин, Элмегрин (D. M. Elmegreen and B. G. Elmegreen), *Astrophys. J.* **314**, 3 (1987).
43. Элмегрин (B. G. Elmegreen), *Ann. New York Acad. Sci.* **596**, 40 (1990).
44. Элмегрин и др. (D. M. Elmegreen, B. G. Elmegreen, A. Yau, et al.), *Astrophys. J.* **737**, 32 (2011).
45. Ю, Хо (S.-Y. Yu and L. C. Ho), *Astrophys. J.* **900**, 150 (2020).
46. Юан, Гросбол (C. Yuan and P. Grosbol), *Astrophys. J.* **243**, 432 (1981).

# СЛИЯНИЕ ДВОЙНЫХ ПЕРВИЧНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР В ЭВОЛЮЦИОНИРУЮЩИХ ГАЛО ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

© 2024 г. В. Д. Стасенко<sup>1,2</sup>, Ю. Н. Ерошенко<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет, МИФИ, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию: 13.06.2024 г.

После доработки 13.06.2024 г.; принята к публикации 18.07.2024 г.

Рассмотрено влияние гало темной материи вокруг двойных первичных черных дыр на эволюцию орбит и темп слияния черных дыр. Из-за несферичности сжатия слоев темной материи каждый слой при первом сжатии проходит через центр гало в направлении радиус-вектора, соответствующего нулевому угловому моменту. Так как сжатие слоев — это непрерывный процесс, то в каждый момент времени в центре гало имеется ненулевая плотность темной материи. Эта плотность определяется влиянием приливных гравитационных сил со стороны возмущений плотности инфляционного происхождения и со стороны других первичных черных дыр. Рассеяние частиц темной материи на паре черных дыр приводит к потере энергии ее орбитального движения и к ускоренному слиянию пары. В случае первичных черных дыр с массами  $\sim 30M_{\odot}$  темп слияния черных дыр при наличии гало темной материи в несколько раз выше, чем без учета гало.

*Ключевые слова:* первичные черные дыры, гравитационная динамика, гравитационные волны.

DOI: 10.31857/S0320010824070058, EDN: MBUPOM

## ВВЕДЕНИЕ

Гипотеза о формировании во Вселенной первичных черных дыр (ПЧД) была высказана почти 60 лет назад Зельдовичем и Новиковым (1966) и Хокингом (1971), и с тех пор было предложено несколько моделей их образования (Хлопов, Полнарев, 1980; Березин и др., 1983; Долгов, Силк, 1993; Джедамзик, 1997; Рубин и др., 2000, 2001). Также было выполнено множество исследований возможной роли ПЧД в различных астрофизических процессах и в космологии. В качестве примеров укажем, что ПЧД могут являться затравками для раннего образования сверхмассивных черных дыр в квазарах, а ПЧД с массами  $M_{\text{РВН}} \sim 30M_{\odot}$  могут объяснять часть гравитационно-волновых событий, регистрируемых детекторами LIGO/Virgo/KAGRA (Накамура и др., 1997; Йока и др., 1998; Сазаки и др., 2016; Долгов и др., 2020).

Хотя еще остаются интервалы масс  $M_{\text{РВН}} \sim 10^{20} - 10^{24}$  и  $M_{\text{РВН}} \sim 10 - 10^3 M_{\odot}$ , в которых ПЧД могут составлять преобладающую часть темной материи (ТМ), при других массах ПЧД могут давать лишь малый вклад  $f \ll 1$  в полную плотность ТМ из-за различных ограничений (см. обзор Карра и Кухнеля, 2020). В настоящей работе мы рассмат-

риваем модель, в которой ПЧД ответственны за значительную долю событий LIGO/Virgo/KAGRA, составляя долю  $f \ll 1$  в ТМ, и рассмотрим влияние остальной ТМ на эволюцию пар ПЧД перед их слиянием с генерацией гравитационных всплесков.

Взаимодействие ТМ с парами ПЧД рассматривалось в различных аспектах в ряде работ. В работе (Ерошенко, 2018) было указано, что космологические возмущения плотности ТМ, возникшие на стадии инфляции, могли влиять на угловой момент пары ПЧД, несколько изменяя итоговый темп слияния. Вокруг ПЧД могут возникать пики ТМ на радиационно-доминированной стадии (Ерошенко, 2016) и более массивные гало ТМ на пылевидной стадии (Докучаев, Ерошенко, 2001, 2003). В частности, такие гало должны были образовываться не только вокруг отдельных ПЧД, но и вокруг пары ПЧД как целого (Хаясаки и др., 2016). В работах Стасенко и Белоцкого 2023 и (Стасенко, 2024) рассмотрена роль ПЧД в формировании возмущений плотности, ведущих к образованию больших гало ТМ и обратное влияние таких гало на кластеризацию ПЧД.

Угловой момент пары ПЧД определяется, прежде всего, гравитационным влиянием третьей ближайшей ПЧД. В работе (Хаясаки и др., 2016) было указано на то, что эта же третья ПЧД должна оказывать гравитационное воздействие на сжатие сло-

\*Электронный адрес: eroshenko@inr.ac.ru



ев ТМ в гало вокруг пары ПЧД, приводя к попаданию частиц ТМ в “конус потерь” пары ПЧД. Это, в свою очередь, ведет к дополнительной потере парой энергии орбитального движения. В (Хаясаки и др., 2016) сделана оценка этого эффекта по порядку величины. В настоящей работе мы рассматриваем влияние третьей ПЧД на гало ТМ более подробно и с учетом несферичности сжатия гало. Также мы рассматриваем влияние на эволюцию гало ТМ возмущений плотности ТМ инфляционного происхождения с масштабами, сопоставимыми с размером самого гало.

Новым эффектом, который ранее в расчетах явно не учитывался, и который мы рассматриваем в рамках приближенной аналитической модели, является ненулевая плотность ТМ в центре гало из-за несферического сжатия слоев ТМ с пролетом этих слоев через центр гало, где находится пара ПЧД. Эволюция гало ТМ с учетом углового момента частиц рассматривалась в работе (Сикив и др., 1997), где для некоторых специальных случаев было найдено автомодельное решение. В (Сикив и др., 1997) было указано, что по теореме о неподвижной точке в сферических слоях ТМ должны существовать направления, в которых угловой момент частиц ТМ равен нулю. В этом направлении частицы из слоя ТМ пролетают через центр гало при первом сжатии. После нескольких колебаний слой ТМ размывается и переходит в общее сферически-симметричное распределение ТМ. В других направлениях угловой момент ненулевой, что ведет при первом сжатии к пролету частиц мимо центра формирующегося гало на некотором характерном расстоянии, которое необходимо найти для расчета плотности слоя ТМ.

В отличие от (Сикив и др., 1997), мы не усредняем угловой момент частиц ТМ по сферическому слою, а рассматриваем сжатие слоя в двух направлениях: в указанном направлении нулевого углового момента и в направлении среднеквадратичного углового момента. Сжатие в первом из указанных направлений ведет к прохождению слоя ТМ через центр гало ТМ, в котором находится пара ПЧД, а сжатие во втором направлении останавливается на некотором типичном радиусе. В результате слой ТМ при его прохождении через центр гало приблизительно можно представить в виде диска, как видно на рис. 2 в работе (Сикив и др., 1997). Мы рассчитываем характерные размеры этого диска и его плотность.

Так как пролет слоев ТМ через центр является непрерывным процессом (со временем изменяются только направление скорости пролета и радиуса “диска”), пара ПЧД в каждый момент погружена в поток ТМ с медленно изменяющейся во вре-

мени плотностью, и мы вычисляем потерю парой энергии орбитального движения за счет взаимодействия с потоком ТМ. Одновременно с этим рассматривается влияние на сжимающийся слой ТМ третьей ближайшей ПЧД. Отметим, что в работе (Хаясаки и др., 2016) не было учтено, что вокруг третьей ПЧД также нарастает свое гало ТМ, массу которого необходимо суммировать с массой третьей ПЧД.

Указанные процессы прохождения слоев ТМ через центр формирующегося гало и их влияние на пару в полной мере можно было бы учесть в численном моделировании с высоким разрешением, и расчеты в рамках численного моделирования проводились в работах (Ткачев и др., 2020) и (Пилипенко и др., 2022). Хотя численное моделирование включает пролеты ТМ через центр гало, из-за малого разрешения в численном моделировании можно учесть пролет лишь достаточно больших сгущений ТМ, но рассматриваемый нами эффект пролета большого количества фоновой ТМ в таком моделировании в значительной степени недоступен рассмотрению. Мы покажем, что учет фоновой ТМ увеличивает общий результат (темп слияний пар ПЧД) еще в несколько раз по сравнению с результатом моделирования (Пилипенко и др., 2022).

### ПЛОТНОСТЬ В ЦЕНТРЕ ГАЛО, ОКРУЖАЮЩЕГО ПАРУ ПЧД

Вблизи момента  $t_{eq}$  перехода Вселенной на пылевидную стадию эволюции вокруг пары ПЧД формируется область с плотностью  $\sim \rho_{eq}$  и радиусом  $\sim (3M_{РВН}/(4\pi\rho_{eq}))^{1/3}$  (здесь и далее величины в момент  $t_{eq}$  помечаем индексом “eq”, а величины в настоящий момент времени  $t_0$  помечаем индексом “0”). Частицы ТМ из этой области, пролетающие через центр, будут некоторое время оказывать влияние на эволюцию орбиты пары, но они будут выброшены на более широкие орбиты. Тем не менее, на пару ПЧД все время будут натекать все новые слои ТМ и плотность ТМ в области центра будет все время ненулевой. Найдем эту плотность.

Уравнения радиального движения слоев ТМ имеют решение в параметрическом виде

$$r = r_s \cos^2 \theta; \quad \theta + \frac{1}{2} \sin 2\theta = \frac{2}{3} \left( \frac{5\delta_{tm eq}}{3} \right)^{3/2} \frac{t - t_s}{t_{eq}}, \quad (1)$$

где радиус остановки слоя в момент его максимального расширения  $t_s$  обозначен через  $r_s$ ,

$$\frac{t_s}{t_{eq}} = \frac{3\pi}{4} \left( \frac{5\delta_{eq}}{3} \right)^{-3/2}; \quad \frac{r_s}{r_{eq}} = \frac{3}{5\delta_{eq}}, \quad (2)$$

а возмущение плотности ТМ в момент  $t = t_{\text{eq}}$  внутри сферы, содержащей массу ТМ  $M$ , равно  $\delta_{\text{eq}} = 2M_{\text{РВН}}/M$ . Момент формального сжатия слоя в точку  $t_c \simeq 2t_s$ .

Однако в реальности слои ТМ не остаются сферически-симметричными. Существуют направления радиуса-вектора, в которых угловой момент частиц ТМ равен нулю (Сикив и др., 1997). Например, если приливные силы создаются третьей ПЧД, то угловой момент равен нулю в направлении радиус-вектора этой ПЧД. Слой ТМ, сжимающийся вдоль этого направления, будет проходить через центр гало (через пару ПЧД). Процесс несферического сжатия слоев ТМ аналогичен эффекту формирования “блинов Зельдовича” и сжатую барионного вещества в диски в дисковых галактиках вдоль оси вращения. Но, в отличие от барионов, ТМ не фиксируется в диске, а пролетает через центр гало и испытывает несколько затухающих колебаний (пролетов) до перемешивания с другими слоями. С течением времени указанное выше направление нулевого момента будет меняться (оно зависит от распределения неоднородностей, генерирующих угловой момент), но в каждый момент времени, начиная с  $\sim t_{\text{eq}}$ , через центр будут непрерывно пролетать все новые слои ТМ, создавая в центре ненулевую плотность ТМ.

Рассмотрим тонкий слой ТМ между радиусами остановки  $r_s$  и  $r_s + \delta r_s$  в направлении нулевого углового момента. Внутренняя граница слоя пролетит через центр гало в некоторый момент времени  $t_c \simeq 2t_s$ , а внешняя граница пролетит с некоторой задержкой по времени. Обозначим чрез  $\delta r_c$  толщину этого слоя в момент его пролета через центр. Соответственно, коэффициент сжатия слоя вдоль его нормали составит  $\delta r_s / \delta r_c$ . В поперечном же направлении можно для оценки представить слой диском с характерным радиусом  $r_t$ , который мы найдем далее. Таким образом, плотность ТМ в центре гало

$$\rho_c(t) = \rho_s(\tilde{t}) \frac{\delta r_s}{\delta r_c} \left( \frac{r_s(\tilde{t})}{r_t} \right)^2, \quad (3)$$

где  $\tilde{t} \simeq t/2$ , так как рассматриваемый слой, проходящий в момент  $t$  через центр, остановился и начал сжиматься в более ранний момент  $\tilde{t}$ . Плотность  $\rho_s(\tilde{t})$  в 4 раза выше, чем плотность на радиусе остановки в момент  $t$ , и еще в  $(3\pi/8)^2 \approx 1.388$  раз выше, чем средняя плотность ТМ во Вселенной в момент  $\tilde{t}$ .

Толщину слоя в момент пролета можно оценить как  $\delta r_c \sim v_c \delta t_c$ , где скорость пролета через центр

$$v_c \simeq \left( \frac{2GM}{r_s} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $M$  — масса ТМ внутри слоя с радиусом  $r_s$ . Таким образом,

$$\frac{\delta r_c}{\delta r_s} \simeq v_c \frac{\delta t_c}{\delta r_s}. \quad (5)$$

Поскольку  $t_s \propto r_s^{9/8}$  и  $t_c \approx 2t_s$ , то  $\delta t_c / \delta r_s = (9/4)t_s / r_s$ . При  $z \gg 1$  (когда мало влияние темной энергии) можно положить  $1 + z_c \simeq 2^{2/3}(1 + z_s)$ .

Заметим также, что масса внутри слоя  $r_s$  в  $(3\pi/4)^2 = 5.552$  раз выше, чем масса ТМ в слое того же радиуса в однородной Вселенной. Собирая все вместе, получаем, что отношение

$$\frac{\delta r_c}{\delta r_s} = \frac{9\pi}{8} \approx 3.5 \quad (6)$$

постоянно, и тогда

$$\rho_c(t) = \frac{\pi}{8} \bar{\rho}(\tilde{t}) \left( \frac{r_s(\tilde{t})}{r_t} \right)^2, \quad (7)$$

где  $\bar{\rho}(t)$  — средняя плотность ТМ во Вселенной, и  $\bar{\rho}(\tilde{t}) \simeq 4\bar{\rho}(t)$  при  $z \gg 1$ .

### ВЛИЯНИЕ ПРИЛИВНЫХ СИЛ, ПРОИЗВОДИМЫХ ИНФЛЯЦИОННЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ

Величина  $r_t$  может содержать вклад от различных приливных процессов. В данном разделе найдем часть  $r_t$ , связанную с влиянием возмущений плотности ТМ инфляционного происхождения. Вокруг ПЧД формируется гало ТМ, слои ТМ последовательно переходят от расширения к сжатию. Но из-за влияния приливных гравитационных сил происходит смещение частиц ТМ от радиальной траектории. Вдоль указанного выше направления, в котором набранный угловой момент равен нулю, слой проходит через центр, а в ортогональном направлении минимальное сближение частиц с парой ПЧД равно некоторой характерной величине  $r_t$ . Оценим эту величину. Рассмотрим систему координат с центром в паре ПЧД. Следуя методу, описанному в (Березинский и др., 2003), разложим гравитационный потенциал

$$\varphi(\vec{r}, t) = \varphi_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial r^i} \Big|_0 r^i + \frac{1}{6} \varphi_{ll} \Big|_0 \delta_{ij} r^i r^j + \frac{1}{2} T_{ij} \Big|_0 r^i r^j + \dots, \quad (8)$$

где

$$\varphi_{ij} = \frac{\partial^2 \varphi(\vec{r})}{\partial r^i \partial r^j}, \quad T_{ij} = \varphi_{ij} - \frac{1}{3} \varphi_{ll} \delta_{ij}. \quad (9)$$

Приливные силы создаются третьим слагаемым в (8).

Можно показать (Березинский и др., 2003), что при статистическом усреднении

$$\langle T_{ij} T_{ji} \rangle = \frac{2}{3} (4\pi)^2 G^2 \bar{\rho}^2 \sigma^2(M), \quad (10)$$

где  $\sigma(M)$  — среднеквадратичная величина возмущений плотности темной материи в некотором масштабе масс  $M$ , рассчитываемая с помощью спектра мощности инфляционных возмущений в темной материи. Для расчета  $\sigma(M)$  используем степенной начальный спектр возмущений, нормированный на данные наблюдений космического телескопа Планк.

Будем использовать метод последовательных приближений. В первом приближении траектория частицы радиальная, частица движется только под влиянием пары ПЧД и массы сферически-симметричного гало, которое нарастает вокруг пары. Скорость частицы

$$\frac{d\vec{v}_{\text{rad}}}{dt} = -\nabla\varphi(r), \quad (11)$$

где  $\varphi(r)$  — сферически-симметричная часть потенциала. Решение уравнения (11) дается выражением (1).

Во втором приближении частица отклоняется от радиальной траектории, и ее поперечное смещение нарастает согласно уравнению

$$\frac{d^2 r_{t,i}}{dt^2} = -T_{ij}(t)r^j, \quad (12)$$

где

$$T_{ij}(t) = T_{ij}(t_{\text{eq}}) \left( \frac{t}{t_{\text{eq}}} \right)^{-4/3}. \quad (13)$$

Частица сначала удаляется от ПЧД, затем в момент  $t = t_s$  происходит ее остановка, частица начинает двигаться обратно, и вблизи момента  $t = 2t_s$  она сближается с ПЧД на минимальное расстояние. Но из-за поперечного смещения частица не падает в ЧД, а пролетает на некотором минимальном расстоянии. Интегрируя (12) до момента минимального сближения с центром, получаем

$$r_{t,i} = - \int_{t_{\text{eq}}}^{2t_s} dt' \int_{t_{\text{eq}}}^{t'} dt'' T_{ij}(t'') r^j(t''). \quad (14)$$

В численном расчете при интегрировании удобно перейти от времени к параметру  $\theta$ .

Фиксируем массу ПЧД  $M_{\text{РВН}}$ . Если мы рассматриваем космологическое красное смещение  $z$ , то, как следует из (1), коллапсу слоя в этот момент соответствует возмущение плотности в момент  $t_{\text{eq}}$

$$\delta_{\text{eq}} = \frac{3}{5} \left( \frac{3\pi}{2} \right)^{2/3} \frac{1+z}{1+z_{\text{eq}}}. \quad (15)$$

Такое возмущение ПЧД создает в массе темной материи

$$M = \frac{M_{\text{РВН}}}{\delta_{\text{eq}}}. \quad (16)$$

Это та масса темной материи, которая находится внутри сферы с радиусом, равным радиальному расстоянию от ПЧД рассматриваемой частицы. Начальный радиус этого слоя в момент  $t_{\text{eq}}$  составляет

$$r_{\text{eq}} = \left( \frac{3M}{4\pi\rho_{\text{eq}}} \right)^{1/3}. \quad (17)$$

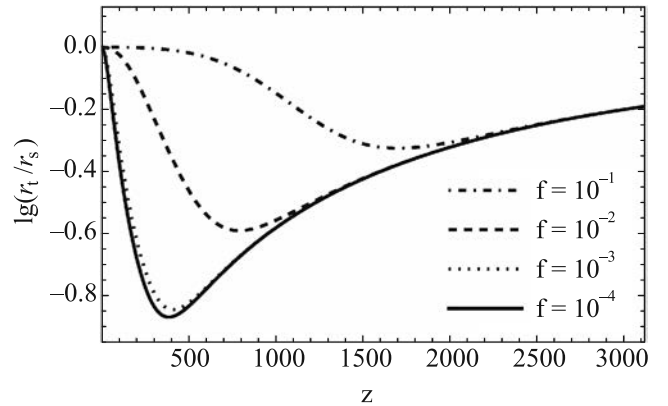
Для оценки примем, что масштаб массы  $M$  дает неоднородность и несферичность, создающие приливные силы, и будем рассматривать среднеквадратичную величину возмущений. В момент  $t_{\text{eq}}$  эта величина равна  $\sigma_{\text{eq}}(M)$ . В итоге, обозначив рассматриваемую в данном разделе часть  $r_t$  через  $r_{t,\text{in}}$ , получаем

$$r_{t,\text{in}} = 2^{9/4} 3^{-1/4} \sigma_{\text{eq}}(M) r_{\text{eq}} \left( \frac{5\delta_{\text{eq}}}{3} \right)^{-2} \kappa(\delta_{\text{eq}}), \quad (18)$$

где функция

$$\begin{aligned} \kappa(\delta_{\text{eq}}) = & \int_{-\pi/2+(5\delta_{\text{eq}}/3)^{1/2}}^{\pi/2} d\theta \cos^2 \theta' \int_{-\pi/2+(5\delta_{\text{eq}}/3)^{1/2}}^{\theta'} d\theta \cos^4 \theta \\ & \times \left( \frac{\pi}{2} + \theta + \frac{1}{2} \sin(2\theta) \right)^{-4/3} \end{aligned} \quad (19)$$

имеет порядок  $\approx 1$  и  $\kappa(\delta_{\text{eq}}) \rightarrow 2.9$  при  $\delta_{\text{eq}} \rightarrow 0$ . Отношение  $r_{t,\text{in}}/r_s$  вместе с вкладом от третьей ПЧД показано на рис. 1.



**Рис. 1.** Характерный радиус слоя темной материи  $r_t$ , определяемый совместным воздействием приливных сил со стороны инфляционных возмущений и третьей ближайшей ПЧД, по отношению к радиусу остановки слоя  $r_s$  на красном смещении  $z$ . Кривые соответствуют массе ПЧД  $M_{\text{РВН}} = 30M_{\odot}$  и (сверху вниз)  $f = 10^{-1}$ ,  $f = 10^{-2}$ ,  $f = 10^{-3}$ ,  $f = 10^{-4}$ .

### ВЛИЯНИЕ ТРЕТЬЕЙ ПЧД

Угловой момент пары ПЧД определяется третьей ближайшей ПЧД. Но эта же третья ПЧД ока-

зывает влияние на движение слоев ТМ. Вблизи момента  $t_{\text{eq}}$  масса гало ТМ еще небольшая, а инфляционные возмущения не выросли, поэтому можно ожидать, что при больших  $f$  третья ПЧД будет давать относительно большой вклад. Найдем величину  $r_t$ , возникающую из-за приливного влияния третьей ПЧД. Так как распределение расстояний до третьей ПЧД имеет приблизительно плоский вид, то характерное сопутствующее расстояние до третьей ПЧД  $y_{ch} \sim \bar{x}/2$ , где среднее расстояние между ПЧД

$$\bar{x} \simeq \left( \frac{3M_{\text{BH}}}{4\pi f \rho_{\text{eq}}} \right)^{1/3}. \quad (20)$$

Эволюция  $r_t$  под влиянием третьей ПЧД определяется уравнением (уравнение для приливной силы)

$$\frac{d^2 r_t}{dt^2} = - \frac{2GM_H(t)}{(y_{ch}s(t))^3} r(t), \quad (21)$$

где  $r(t)$ , как и раньше, определяется первым приближением (строго радиальное движение), а масса гало ТМ вокруг третьей ПЧД нарастает по закону

$$M(z) = \frac{3}{2} \left( \frac{2}{3\pi} \right)^{2/3} \frac{1+z_{\text{eq}}}{1+z} M_{\text{PBH}}. \quad (22)$$

Интегрируя дважды уравнение (21), получим  $r_t$  в зависимости от  $f$ :

$$r_{t,3} = \frac{12}{\pi^{2/3}} t_{\text{eq}}^2 r_{\text{eq}} \left( \frac{5\delta_{\text{eq}}}{3} \right)^{-2} \frac{GM_{\text{PBH}}}{y_{ch}^3} \kappa(\delta_{\text{eq}}). \quad (23)$$

При сближении частиц ТМ с парой ПЧД начинает преобладать рассеяние гравитационным полем пары, поэтому радиус  $r_t$  ограничен снизу “радиусом влияния” пары ПЧД:

$$r_{\text{infl}} \simeq \frac{2GM_{\text{PBH}}}{v_c^2} \simeq r_s(z) \frac{M_{\text{PBH}}}{M(z)}. \quad (24)$$

Поскольку инфляционные возмущения, третья ПЧД и радиус влияния действуют независимо, и  $r_t$  не может превосходить  $r_s$ , то в итоговом расчете плотности необходимо положить

$$r_t = \min \left\{ r_s, \sqrt{r_{t,\text{in}}^2 + r_{t,3}^2 + r_{\text{infl}}^2} \right\}. \quad (25)$$

Этот масштаб показан на рис. 1, где произведено сглаживание  $1/r_t^2 = 1/r_s^2 + 1/(r_{t,\text{in}}^2 + r_{t,3}^2 + r_{\text{infl}}^2)$ . Это сглаживание не принципиально для оценочного расчета, так как при  $r_t \sim r_s$  точность приведенного выражения в любом случае мала, но сглаживание полезно при дальнейшем численном интегрировании уравнений движения пары.

Как видно на рис. 1, при  $f \leq 10^{-3}$  зависимость от  $f$  становится слабой. Это связано с тем, что при уменьшении  $f$  растет  $\bar{x}$ , третья ПЧД оказывается все дальше и дальше от рассматриваемой пары ПЧД, и ее гравитационное влияние становится значительно слабее влияния инфляционных возмущений. Граничное значение  $f \sim 10^{-3}$  можно было ожидать, так как  $f$  характеризует относительное возмущение плотности  $\sim M_{\text{PBH}}/M$ , создаваемое ПЧД вблизи момента  $t_{\text{eq}}$ , а величина инфляционных возмущений в рассматриваемых масштабах в момент  $t_{\text{eq}}$  как раз составляет  $\sim 10^{-3}$ .

Подставляя найденный  $r_t$  в (7), в итоге найдем плотность ТМ в центре гало в каждый момент времени (см. рис. 2). Эта ТМ в центре будет воздействовать на пару ПЧД, отнимая у нее энергию.

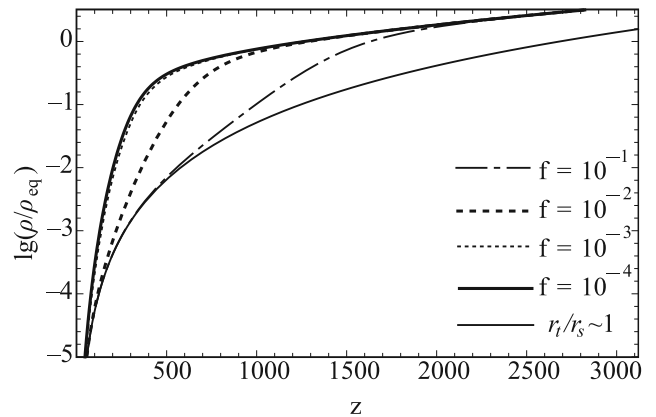


Рис. 2. Плотность в центре гало ТМ, окружающего пару ПЧД. Обозначения как на рис. 1. Нижняя сплошная кривая показывает плотность  $\rho_c(t) = (\pi/2) \bar{\rho}(t)$ .

### ЭВОЛЮЦИЯ ОРБИТЫ ПАРЫ ПЧД

В работе (Квинлан, 1996) с помощью численного эксперимента был получен закон эволюции большой полуоси пары черных дыр под влиянием налетающих с одинаковой скоростью звезд, а затем выполнено усреднение по скоростям в предположении их максвелловского распределения. В нашем случае необходимо использовать выражение для эволюции полуоси до усреднения, так как мы рассматриваем пролет через центр слоев ТМ с одной скоростью  $v_c$ . Таким образом, в рассматриваемом нами случае выражение из (Квинлан, 1996) имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{a} \right) = H_1 \frac{G\rho}{v_c}, \quad (26)$$

где  $H_1 \simeq 20$ , а  $v_c$  рассчитывается согласно (4). Темп изменения эксцентриситета орбиты пары ПЧД (Квинлан, 1996)

$$\frac{de}{d \ln(1/a)} = K_1, \quad (27)$$

где величина  $K_1$  зависит от  $e$  (в частности, содержит в виде множителя положительную степень от  $1 - e^2$ ), и фитирующая формула для  $K_1$  приведена в (Квинлан, 1996). В рассматриваемом нами случае  $1 - e^2 \ll 1$ , поэтому с хорошей точностью изменением эксцентриситета под влиянием пролета слоев ТМ можно пренебречь.

В численном расчете мы разделяем процесс эволюции на две части: начальный этап, когда преобладает потеря энергии пары согласно (26), и последующий этап сжатия орбиты под действием потерь на гравитационное излучение. На первом этапе уравнение (26) интегрируется численно с использованием найденных в предшествующих разделах законах эволюции со временем величин  $\rho$  и  $v_c$ . Для рассмотрения второго этапа используется известное выражение для времени сжатия пары под влиянием гравитационного излучения

$$t_c = \frac{3c^5}{170G^3 M_{\text{BH}}^3} a^4 (1 - e^2)^{7/2}. \quad (28)$$

В это выражение в качестве  $a$  и  $e$  подставляются величины, найденные на момент окончания первого этапа эволюции. Затем сумма (28) и длительности первого этапа сравниваются с текущим моментом  $t_0$  и находится производная по времени вероятности слияния  $dP(t_0)/dt_0$ , которая используется в следующем разделе для расчета темпа гравитационных всплесков.

### ТЕМП СЛИЯНИЙ ПЧД

Следуя подходу (Накамура и др., 1997; Йока и др., 1998), выпишем основные соотношения, требуемые для расчета статистики слияния ПЧД в парах с учетом влияния гало ТМ. Обозначим через  $x$  и  $y$  сопутствующие расстояния между компонентами пары ПЧД и между центром масс пары и третьей ПЧД соответственно. Пара ПЧД формируется на радиационно-доминированной стадии при  $t < t_{\text{eq}}$ , и предполагаем, что масштабный фактор Вселенной  $s(t)$  нормирован как  $s(t_{\text{eq}}) = 1$ . Условие формирования гравитационно-связанной пары (Накамура и др., 1997; Йока и др., 1998)

$$\frac{M_{\text{BH}}}{x^3 s_m^3} \sim \rho_r, \quad (29)$$

где  $s_m = (1/f)(x/\bar{x})^3$  и  $\rho_r$  — плотность излучения. Согласно модели (Накамура и др., 1997; Йока и др., 1998), величина малой полуоси орбиты определяется приливным влиянием третьей ПЧД (вклад инфляционных возмущений мал, (Ерошенко, 2018)).

В результате, большая и малая полуоси пары (Накамура и др., 1997; Сазаки и др., 2016)

$$a = \alpha \frac{1}{f} \frac{x^4}{\bar{x}^3}, \quad b = \beta a \left( \frac{x}{y} \right)^3, \quad (30)$$

где  $\alpha \sim 1$  и  $\beta \sim 1$ . Эксцентриситет орбиты  $e = (1 - \beta^2 x^6/y^6)^{1/2}$ . Величины  $x$  и  $y$  имеют плоское распределение вероятностей

$$dP = \frac{18x^2 y^2}{\bar{x}^6} dx dy. \quad (31)$$

С помощью этого распределения можно найти вероятность слияния пары за время  $< t$ :

$$P(< t) = \frac{\alpha}{\beta} \left[ \frac{37}{29} \left( \frac{t}{t_{\text{max}}} \right)^{3/7} - \frac{8}{29} \left( \frac{t}{t_{\text{max}}} \right)^{3/8} \right], \quad (32)$$

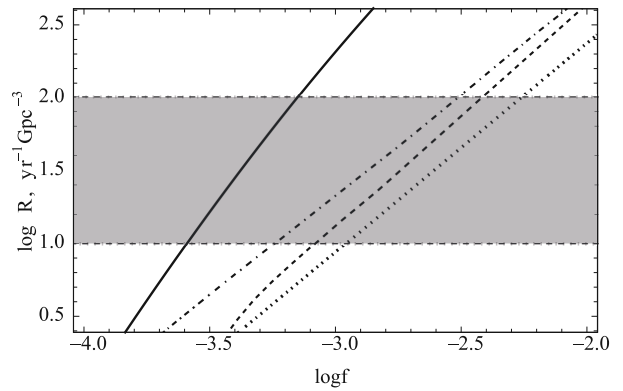
где

$$t_{\text{max}} = \frac{5c^5}{512G^3 M_{\text{BH}}^3} \frac{\alpha^4 \bar{x}^4}{\beta^{16/3} f^4}. \quad (33)$$

В итоге, вычисляется темп слияний пар

$$R = \frac{\rho_c \Omega_m f}{M_{\text{BH}}} \frac{dP(< t)}{dt} \Big|_{t=t_0}, \quad (34)$$

где  $\rho_c = 9.3 \times 10^{-30} \text{ g cm}^{-3}$  — критическая плотность,  $\Omega_m \approx 0.27$  — космологический параметр плотности ТМ. Темп слияний для решения (32) показан на рис. 3 точечной кривой.



**Рис. 3.** Темп гравитационных всплесков от слияний ПЧД в парах. Точечная кривая показывает темп без учета влияния гало ТМ на пару ПЧД. Сплошная кривая — с учетом гало. Серым цветом помечена область, допускаемая наблюдениями гравитационных всплесков. Штрихованная кривая показывает темп слияний, рассчитанный в работе (Хаясаки и др., 2016). Штрихпунктирная кривая получена в консервативном оценочном расчете.

В нашем расчете вместо (32) производится численное вычисление вероятности на основе (31). При этом на плоскости параметров  $x$  и  $y$  находится площадь той области, в которой время слияния пары меньше современного момента времени  $t_0$  с учетом двух этапов эволюции орбиты пары, описанных в предыдущем разделе. Результат расчета, приведенный на рис. 3, показывает, что учет несферичности сжатия гало усиливает темп слияния в несколько раз по сравнению с расчетами, в которых этот эффект не учитывается.

### КОНСЕРВАТИВНАЯ ОЦЕНКА ТЕМПА СЛИЯНИЙ

В данном разделе мы для сравнения приведем более консервативную оценку темпа слияний без учета одномерного сжатия слоя ТМ, но с учетом распределения частиц ТМ по угловым моментам, начиная от нулевой величины. Частицы с малым угловым моментом могут пролетать через орбиту пары ПЧД, вызывая потери энергии орбитального движения.

Обособляющийся от космологического расширения слой ТМ с массой  $dM$  содержит частицы с различными значениями углового момента, в том числе и с нулевым. Частицы ТМ, у которых угловой момент  $l^2 < l_{\text{crit}}^2 = 4aGM_{\text{BH}}$  находятся в конусе потерь и летят внутрь орбиты двойной ПЧД. Эти частицы после рассеяния на двойной вытягивают из нее энергию  $\delta E = \eta GM_{\text{BH}} dM f_{\text{lc}}/a$ , где  $\eta \sim 1$  и  $f_{\text{lc}}$  показывает какая доля частиц ТМ находится внутри конуса потерь. Тогда темп сжатия большой полуоси определяется следующим уравнением

$$\dot{a}_{\text{lc}} = -a f_{\text{lc}} \frac{\dot{M}_{\text{H}}}{M_{\text{BH}}}, \quad (35)$$

где  $\dot{M}_{\text{H}}$  — темп роста массы гало ТМ, который получается дифференцированием по времени выражения (22). По тем же соображениям, что и выше, мы пренебрегаем изменением эксцентриситета из-за взаимодействия с частицами ТМ.

Определим теперь  $f_{\text{lc}}$ . Будем считать, что распределение по угловому моменту имеет почти изотропную форму  $dp \propto dl$ , но обрезано сверху некоторым значением  $l_{\text{max}}$  (как в работе (Сикив и др., 1997)), который в нашем случае определяется приливными эффектами от инфляционных возмущений и третьей ПЧД. Поскольку наибольший прирост углового момента частицы ТМ происходит вблизи времени остановки расширения слоя ТМ, когда слой имеет максимальный радиус, то угловой момент, создаваемый инфляционными возмущениями, можно оценить как

$$l_{\text{t,in}} = \sqrt{\langle T_{ij} T_{ji} \rangle} r_s^2 t. \quad (36)$$

Угловой момент от третьей ПЧД будет

$$l_{\text{t,3}} \sim r_s F_t t = \frac{2r_s^2 GM_{\text{H}}}{(y_s(t))^3} t, \quad (37)$$

где  $F_t$  — приливная сила на единицу массы от третьей ПЧД (21), и  $y$  — расстояние до третьей ПЧД на момент  $t_{\text{eq}}$ . Напомним, что это расстояние фиксирует эксцентриситет двойной системы. Таким образом, полный максимальный угловой момент будет

$$l_{\text{max}} = \sqrt{l_{\text{t,3}}^2 + l_{\text{t,in}}^2}. \quad (38)$$

Отметим, что угловой момент частиц ТМ не может быть больше, чем момент на круговой орбите с радиусом  $r_s$ , т.е.  $l_{\text{circ}}^2 = GM_{\text{H}} r_s$ . Поэтому необходимо учитывать естественное ограничение  $l_{\text{max}} < l_{\text{circ}}$ , однако последнее справедливо только при относительно малых красных смещениях, где вклад частиц ТМ в эволюцию орбиты пренебрежимо мал.

Для вычисления темпа слияний необходимо найти время жизни двойной системы. Для этого решается следующая система уравнений:

$$\dot{a} = \dot{a}_{\text{gw}} + \dot{a}_{\text{lc}}, \quad (39)$$

$$\dot{e} = \dot{e}_{\text{gw}}, \quad (40)$$

где темп изменения большой полуоси  $a$  и эксцентриситета  $e$  двойной системы при излучении гравитационных волн описываются уравнениями

$$\dot{a}_{\text{gw}} = -\frac{128}{5} \frac{G^3 M_{\text{BH}}^3}{c^5 a^3} \frac{1}{(1-e^2)^{7/2}} \times \left(1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4\right), \quad (41)$$

$$\dot{e}_{\text{gw}} = -\frac{608}{15} \frac{G^3 M_{\text{BH}}^3}{c^5 a^4} \frac{e}{(1-e^2)^{5/2}} \left(1 + \frac{121}{304} e^2\right). \quad (42)$$

Затем численно находится область в пространстве начальных значений  $a, e$  двойных систем, которые сливаются к моменту времени  $t$ , вычисляется двойной интеграл от выражения (32) по полученной области, и в итоге находится темп слияний ПЧД. Результат расчета показан на рис. 3 штрихпунктирной линией.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрено влияние на эволюцию пары ПЧД потока ТМ, непрерывно пролетающего через центр гало ТМ. Частицы ТМ в гало, формирующемся вокруг пары ПЧД, приобретают угловой момент под влиянием приливных гравитационных сил. Источником этих сил являются соседние ПЧД, прежде всего, третья ближайшая ПЧД, и возмущения плотности инфляционного происхождения. Если угловой момент не равен

нулю, то частица ТМ пролетит не через центр гало, а на некотором минимальном расстоянии. Однако в распределении углового момента всегда есть направление с нулевым угловым моментом (Сикив и др., 1997). В этом направлении слой ТМ пролетает через центр, хотя он может в некоторой степени деформироваться. После нескольких колебаний слой рассеивается и переходит в состав сферически-симметричного распределения ТМ в гало. Мы вычисляем характерное сжатие слоя при его пролете через центр по сравнению с толщиной того же слоя в момент остановки его расширения. Также мы рассчитываем указанное характерное расстояние пролета частиц мимо центра гало. Это позволяет оценить плотность потока ТМ, непрерывно пролетающего через центр гало во время его формирования. Поток прекращается только тогда, когда прекращается рост гало и обособление новых слоев ТМ от космологического расширения.

Наши расчеты подтверждают вывод, полученный в (Пилипенко и др., 2022) методом численного моделирования, о том, что гало ТМ ускоряет слияние пар ПЧД. В отличие от (Пилипенко и др., 2022), в наших расчетах учтены пролеты через центр гало фоновой (не сильно кластеризованной) ТМ и показано, что эта компонента ТМ еще в несколько раз усиливает эффект влияния гало. В итоге, при учете только указанных эффектов, для объяснения данных наблюдений LIGO/Virgo/KAGRA оказывается достаточно доли ПЧД в составе ТМ  $f \sim (3 \div 7) \times 10^{-4}$ . Отметим, однако, что на полный темп гравитационных всплесков могут оказывать влияния дополнительные факторы, например, связанные с кластеризацией ПЧД (Стасенко, Белоцкий, 2023; Стасенко, 2024) и ведущие к уменьшению допустимых значений  $f$ . Учет всех эффектов может быть произведен в будущем в численном моделировании с высоким разрешением по массе, способным описать неоднородности темной материи как в масштабе больших гало ТМ, содержащих много ПЧД, так и в масштабах, которые соответствуют градиенту плотности в слоях ТМ, пролетающих через центр малых гало вокруг пар ПЧД.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №23-22-00013, <https://rscf.ru/project/23-22-00013/>.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Березин и др. (V. A. Berezin, V. A. Kuzmin, and I. I. Tkachev), *Phys. Lett. B* **120**, 91 (1983).
- Березинский и др. (V. Berezhinsky, V. Dokuchaev, and Y. Eroshenko), *Phys. Rev. D* **68**, 103003 (2003).
- Джедамзик (K. Jedamzik), *Phys. Rev. D* **55**, R5871(R) (1997).
- Докучаев, Ерошенко (V. I. Dokuchaev and Y. N. Eroshenko), *Письма в Астрон. журн.* **27**, 883 (2001).
- Докучаев, Ерошенко (K. Jedamzik), *Astron. Astrophys. Transact.* **22**, 727 (2003).
- Долгов, Силк (A. Dolgov and J. Silk), *Phys. Rev. D* **47**, 4244 (1993).
- Долгов и др. (A. D. Dolgov, A. G. Kuranov, N. A. Mitichkin, S. Porey, K. A. Postnov, O. S. Sazhina, and I. V. Simkin), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **12**, 017 (2020).
- Ерошенко (Yu. N. Eroshenko), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1051**, 012010 (2018).
- Ерошенко (Yu. N. Eroshenko), *Письма в Астрон. журн.* **42**, 389 (2016a).
- Ерошенко (Yu. N. Eroshenko), *Astron. Lett.* **42**, 347 (2016b).
- Зельдович, Новиков (Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков), *Астрон. журн.* **43**, 758 (1966).
- Йока и др. (K. Ioka, T. Chiba, T. Tanaka, and T. Nakamura), *Phys. Rev. D* **58**, 063003 (1998).
- Карр, Кухнелль (B. Carr and F. Kuhnel), *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **70**, 355 (2020).
- Квинлан (G. D. Quinlan), *New Astron.* **1**, 35 (1996).
- Накамура и др. (T. Nakamura, M. Sasaki, T. Tanaka, and K. S. Thorne), *Astrophys. J.* **487**, L139 (1997).
- Пилипенко и др. (S. Pilipenko, M. Tkachev, and P. Ivanov), *Phys. Rev. D* **105**, 123504 (2022).
- Рубин и др. (S. G. Rubin, M. Yu. Khlopov, and A. S. Sakharov), *Grav. Cosmol.* **6**, 51 (2000).
- Рубин и др. (С. Г. Рубин, А. С. Сахаров, М. Ю. Хлопов), *ЖЭТФ* **119**, 1067 (2001).
- Сазаки и др. (M. Sasaki, T. Suyama, T. Tanaka, and S. Yokoyama), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 061101 (2016).
- Сикив и др. (P. Sikivie, I. I. Tkachev, and Y. Wang), *Phys. Rev. D* **56**, 1863 (1997).
- Стасенко, Белоцкий (V. Stasenko and K. Belotsky), *MNRAS* **526**, 4308 (2023).
- Стасенко (V. Stasenko), arXiv:2403.11325.
- Ткачев и др. (M. V. Tkachev, S. V. Pilipenko, and G. Yepes), *MNRAS* **499**, 4854 (2020).
- Хаясаки и др. (K. Hayasaki, K. Takahashi, Y. Sendouda, and S. Nagataki), *Publ. Astron. Soc. Japan* **68**, 66 (2016).
- Хлопов, Полнарев (M. Yu. Khlopov and A. G. Polnarev), *Phys. Lett. B* **97**, 383 (1980).
- Хокинг (S. Hawking), *MNRAS* **15**, 75 (1971).