

ФАЗИРОВАННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МАГНИТАРА SGR J1745–2900 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ NuSTAR

© 2021 г. Е. А. Кузнецова^{1*}, А. А. Лутовинов¹, А. Н. Семена¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29.12.2020 г.

После доработки 02.02.2021 г.; принята к публикации 02.02.2021 г.

Магнитар SGR J1745–2900, расположенный в непосредственной близости от сверхмассивной черной дыры Sgr A*, был обнаружен во время рентгеновской вспышки телескопом Swift/XRT в апреле 2013 г. В течение нескольких месяцев после обнаружения источник наблюдался обсерваторией NuSTAR, что позволило зарегистрировать пульсации с периодом ~ 3.76 с. Используя эти наблюдения, мы провели детальные исследования зависимости профиля импульса и доли пульсирующего излучения от энергии и интенсивности магнитара. Показано, что доля пульсирующего излучения в диапазонах энергий 3–5 и 5–10 кэВ находится на уровне 40–50%, несколько увеличиваясь с уменьшением потока. Проведена фазированная спектроскопия источника в диапазоне энергий от 3 до ~ 40 кэВ, и показано, что температура излучающих областей остается достаточно стабильной в течение импульса, в то время как их видимый размер значительно меняется с фазой.

Ключевые слова: рентгеновские пульсары, нейтронные звезды, магнитары, SGR J1745–2900.

DOI: 10.31857/S0320010821040070

ВВЕДЕНИЕ

Среди большого количества нейтронных звезд выделяется класс магнитаров, которые являются наиболее непредсказуемыми в своем поведении. Магнитары — изолированные нейтронные звезды с сильными магнитными полями до $B \sim 10^{14}–10^{15}$ Гс, которые являются источником энергии этих звезд. Они проявляют себя как рентгеновские пульсары с периодами $P \simeq (0.3–12)$ с и со скоростями замедления $\dot{P} \simeq (10^{-15}–10^{-11})$ с/с. На текущий момент насчитывается 30 магнитаров¹.

Магнитары являются источниками постоянно-го рентгеновского излучения, состоящего из двух компонент: тепловой, которая может быть представлена как излучение абсолютно черного тела с температурой $kT \sim 0.3–0.5$ кэВ, и нетепловой, описывающейся степенным законом с фотонным индексом $\Gamma \sim 2–4$ (Каспи, Белобородов, 2017). Помимо постоянного излучения, от магнитаров могут регистрироваться мощные рентгеновские вспышки со светимостями, достигающими значения $L_X \sim 10^{47}$ эрг с⁻¹, и длительностью от долей

до нескольких сотен секунд (Туролла и др., 2015). Помимо ярких и коротких вспышек, от магнитаров наблюдаются и значительные повышения постоянного потока, сопровождающиеся последующим медленным падением до начального уровня, которое может длиться от месяцев до нескольких лет (см. обзоры Туролла и др., 2015; Каспи, Белобородов, 2017). Проявления вспышечной активности магнитарами предположительно могут быть вызваны деформациями коры нейтронной звезды, так называемыми звездотрясениями.

Одним из представителей магнитаров является источник SGR J1745–2900. 24 апреля 2013 г. в ходе программы мониторинга области Галактического центра телескопом Burst Alert Telescope (BAT), установленным на борту космической обсерватории Swift им. Н. Джерельса, была зарегистрирована рентгеновская вспышка от неизвестного источника (Дегенаар и др., 2013), от которого днем позже был зарегистрирован короткий (~ 32 мс) рентгеновский всплеск (Кеннеа и др., 2013а). Это событие послужило триггером для серии наблюдений телескопом Swift/XRT, с помощью которых было определено, что источник пространственно неразрешим со сверхмассивной черной дырой (СМЧД) Sagittarius A* (далее Sgr A*), находящейся в центре нашей Галактики (Кеннеа и др., 2013б). Позже Реа и др. (2013) по данным обсерватории Chandra

*Электронный адрес: eakuznetsova@cosmos.ru

¹Онлайн каталог магнитаров доступен по адресу: <http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html>, 24 подтвержденных источника и 6 кандидатов (Олаусен, Каспи, 2014).

разрешили источники SGR J1745–2900 и Sgr A*, определив расстояние между ними в 2''4. Наблюдения SGR J1745–2900 обсерваторией NuSTAR выявили пульсации с периодом $P \sim 3.76$ с и скоростью торможения $\dot{P} \sim 6.5 \times 10^{-12}$ с/с (Мори и др., 2013, Каспи и др., 2014). Предполагая, что SGR J1745–2900 — магнитный диполь в вакууме, были сделаны оценки магнитного поля $B \sim 1.6 \times 10^{14}$ Гс, энергии скорости торможения $\dot{E} \simeq 5 \times 10^{33}$ эрг с⁻¹ и характерного времени торможения $P/2\dot{P} \simeq 9$ тыс. лет (Мори и др., 2013). Схожие оценки временных параметров были получены с помощью наблюдений других телескопов как в рентгеновском, так и в радиодиапазонах (Pea и др., 2013; Шеннон, Джонстон, 2013; Коти Зелати и др., 2015, 2017; Линч и др., 2015; Пеннучи и др., 2015). Было показано, что спектр постоянного излучения магнитара можно представить как комбинацию излучения абсолютно черного тела с температурой $kT \sim 1$ кэВ и степенного закона с фотонным индексом $\Gamma \sim 1.5$ (см., например, Мори и др., 2013). Длительный мониторинг SGR J1745–2900 обсерваториями NuSTAR и Chandra выявил монотонное падение потока магнитара и температуры излучающей области kT (Каспи и др., 2014; Коти Зелати и др., 2015, 2017; Pea и др., 2020).

В настоящей работе представлены результаты временного анализа (профили импульса и доля пульсирующего излучения) и фазированной спектроскопии магнитара SGR J1745–2900 по данным обсерватории NuSTAR в течение нескольких месяцев после рентгеновской вспышки, произошедшей в апреле 2013 г.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

После вспышки 24 апреля 2013 г. была проведена 4-х месячная программа наблюдений магнитара SGR J1745–2900 космической обсерваторией NuSTAR (Харрисон и др., 2013) с 26 апреля по 13 августа 2013 г. Обсерватория NuSTAR состоит из двух телескопических модулей FPMA и FPMB с рабочим энергетическим диапазоном 3–79 кэВ.

В качестве исходного мы использовали тот же набор данных, что в статье Каспи и др. (2014, см. табл. 1 в этой работе). NuSTAR имеет известную проблему загрязнения данных паразитными лучами, когда детекторы засвечиваются излучением от источников, находящихся вне поля зрения телескопа (Мадсен и др., 2017). Данные модуля FPMB были загрязнены в наблюдениях 80002013014 и 80002013016 паразитными лучами от неизвестного источника, поэтому для этих наблюдений мы использовали только данные модуля FPMA. Также были исключены наблюдения 80002013008 и 800020130010, так как

Таблица 1. Наблюдения NuSTAR, использованные в работе. Значения эпох MJD указаны на начало наблюдения

ObsID	Дата	MJD	Экспозиция
30001002006	26.04.2013	56408.1	37.1 кс
80002013002	27.04.2013	56409.3	49.7 кс
80002013004	04.05.2013	56416.7	38.5 кс
80002013006	11.05.2013	56423.6	32.6 кс
80002013012	14.06.2013	56457.4	26.8 кс
80002013014*	07.07.2013	56480.2	8.6 кс
80002013016*	07.07.2013	56480.5	21.0 кс

* Наблюдения, для которых были использованы данные только модуля FPMA, так как данные FPMB были загрязнены боковой засветкой от неизвестного источника.

в это время наблюдался яркий рентгеновский источник CXOGC J174540.0–290005, удаленный от SGR J1745–2900 на 24''8. Кроме того, наблюдения 80002013018–80002013024 были исключены из анализа, так как во время этих наблюдений вспыхнул источник рентгеновского излучения AX J1745.6–2901, удаленный от SGR J1745–2900 на 87''3. Этот источник является маломассивной двойной системой, которая изменила свое состояние за время наблюдений телескопом NuSTAR (80002013018–жесткое состояние, 80002013020–80002013024–мягкое, Понти и др., 2018). Так как источник AX J1745.6–2901 ярче магнитара SGR J1745–2900 в ~ 10 раз и функции размытия точечного источника (ФРТИ) AX J1745.6–2901 и SGR J1745–2900 пересекаются, то при извлечении спектра в излучение магнитара может добавиться компонента излучения источника AX J1745.6–2901, которую невозможно исключить. Каспи и др. (2014) оценили вклад от источника AX J1745.6–2901 на уровне 3.5% в области радиусом в 30'' и центром в положении магнитара. Даже такой небольшой вклад может значительно исказить результаты фазированной спектроскопии слабого источника SGR J1745–2900, поэтому мы решили не использовать в данной работе наблюдения с активным источником AX J1745.6–2901. Список наблюдений, использованных в данной работе, приведен в табл. 1.

Времена прихода фотонов были скорректированы на барицентр Солнечной системы с использованием положения источника SGR J1745–2900 с координатами R.A.=17^h45^m40^s.169, Dec.= –29°00'29''84, определенными с помощью обсерватории Chandra (Pea и др., 2013). Кривые

Таблица 2. Наилучшие значения свободных параметров при совместной аппроксимации моделью TBABS*(BBRAD+POW) спектров источника SGR J1745–2900, извлеченных из 30''-области

MJD	kT , кэВ	R_{BB} , км	$N_{\text{pow}}, 10^{-13}$ эрг с ⁻¹ см ⁻² кэВ ⁻¹	C_{AB}
56408.0	1.00 ± 0.02	$1.72^{+0.10}_{-0.09}$	$1.03^{+0.32}_{-0.26}$	0.98 ± 0.03
56409.3	0.99 ± 0.02	$1.74^{+0.10}_{-0.08}$	$0.84^{+0.25}_{-0.21}$	1.00 ± 0.04
56416.7	0.97 ± 0.02	$1.73^{+0.10}_{-0.09}$	$0.49^{+0.21}_{-0.19}$	0.98 ± 0.03
56423.6	0.95 ± 0.02	$1.78^{+0.13}_{-0.11}$	$1.40^{+0.35}_{-0.30}$	0.96 ± 0.04
56457.4	0.88 ± 0.02	$1.85^{+0.17}_{-0.14}$	$0.94^{+0.28}_{-0.24}$	1.01 ± 0.05
56480.2	0.93 ± 0.06	$1.46^{+0.28}_{-0.20}$	$0.29^{+0.46}_{-0.29}$	—
56480.5	0.89 ± 0.03	$1.72^{+0.22}_{-0.17}$	$0.10^{+0.29}_{-0.10}$	—

Примечание. C_{AB} — константа кросс-калибровки между данными модулей FPMA и FPMB, определенная для каждого наблюдения индивидуально. Нормировка степенного закона N_{pow} приведена для энергии 10 кэВ.

блеска с временным разрешением 0.05 с и спектры были извлечены из круговой области с радиусом $R = 30''$ и центром в положении SGR J1745–2900 (построение фоновых кривых блеска и спектра будет описано ниже) с помощью инструмента *nuproducts*, являющегося частью программного обеспечения NuSTAR Data Analysis Software package (NUSTARDAS V.1.8.0), которое встроено в программное обеспечение HEASOFT версии 6.27.2. При анализе данных использовались калибровочные файлы CALDB версии 1.0.2. Непосредственный анализ кривых блеска и спектров проводился с помощью инструментов XRONOS версии 5.22 и XSPEC версии 12.10.1 (Арnaud и др., 1996), входящих в состав пакета HEASOFT версии 6.27.2.

ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ

На первом этапе мы получили кривые блеска источника SGR J1745–2900 в трех энергетических диапазонах 3–5, 5–10 и 10–20 кэВ для всех наблюдений из табл. 1. Для построения профилей импульса в этих энергетических диапазонах мы использовали набор эфемерид, полученных Каспи и др. (2014, см. табл. 2 и параграф 2.1 в этой работе). Для каждого набора эфемерид значения нулевой эпохи выбирались таким образом, чтобы минимумы профилей импульса совпадали. Кривая блеска каждого наблюдения сворачивалась с соответствующим периодом вращения с помощью программы *efold*.

Полученные профили импульса, представленные на рис. 1, имеют три ярких пика, которые хорошо прослеживаются до 10 кэВ. Можно заметить, что с течением времени падает интенсивность

излучения и сглаживается первый пик. Кроме того, интенсивность первого пика уменьшается в энергетическом диапазоне 5–10 кэВ по сравнению с пиком на энергиях 3–5 кэВ. Из рис. 1 можно предположить, что на энергиях выше 10 кэВ возможно наличие пульсаций. Мы проверили это на кривых блеска SGR J1745–2900, полученных для диапазона энергий 10–20 кэВ, с помощью двух методов — Lomb Scargle (Пресс, Рибки, 1989) и статистики Z_n^2 (Бусчери и др., 1983), и не обнаружили пульсаций с предельными значениями доли пульсирующего излучения 86–100% в зависимости от наблюдения (см. рис. 2 и пояснения ниже). Однако из-за слабой статистики на высоких энергиях мы не можем однозначно утверждать, что пульсаций в этом диапазоне нет.

Чтобы оценить долю пульсирующего излучения², мы предварительно вычли фон из кривых блеска источника SGR J1745–2900. Необходимо отметить, что источник SGR J1745–2900 расположен в непосредственной близости к СМЧД Sgr A* и обсерватория NuSTAR не может разрешить эти два объекта, что значительно усложняет получение правильной оценки фона. Кроме того, в области Галактического центра фоновое излучение пространственно неоднородно (см., например, Перез и др., 2015), что также не позволяет для оценки фона использовать область, свободную от точечных источников и находящуюся в отдалении от магнитара SGR J1745–2900. Поэтому, как и в работе Каспи и др. (2014), мы использовали для оценки фона предыдущее наблюдение 30001002003 телескопом

² Доля пульсирующего излучения определялась по формуле $PF = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$, где I_{max} и I_{min} — интенсивности излучения в максимуме и минимуме импульса.

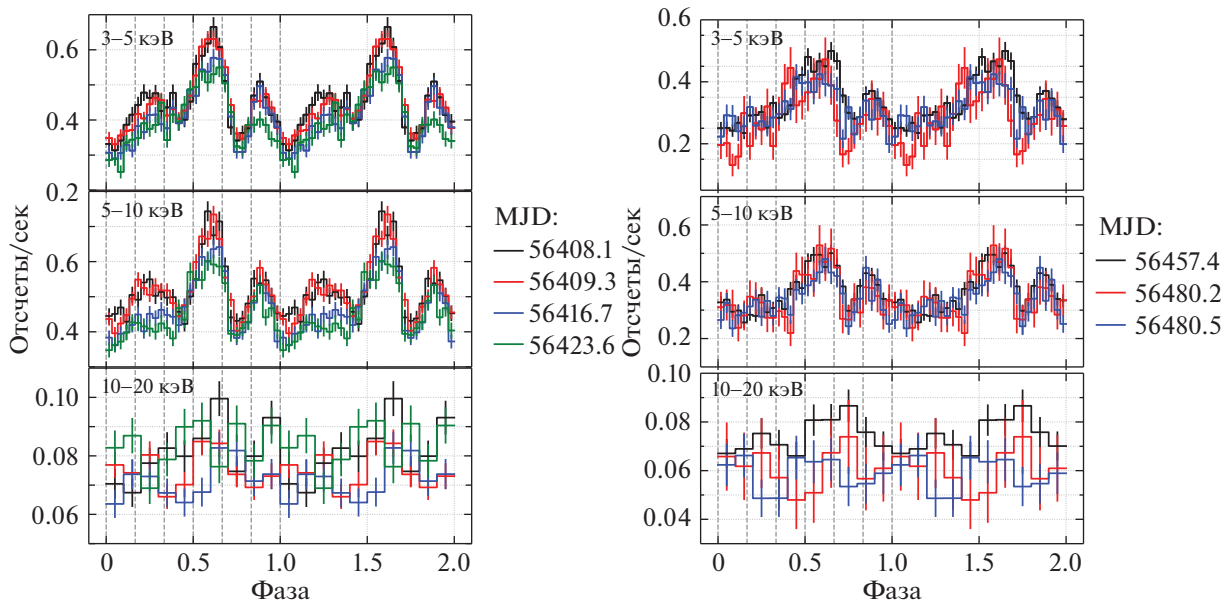


Рис. 1. Профили импульса SGR J1745–2900 в разных энергетических диапазонах 3–5 (верхние панели), 5–10 (средние) и 10–20 кэВ (нижние) в единицах скорости счета без вычитания фона. Два цикла приведены для наглядности. Вертикальным пунктиром обозначено разделение на фазовые бины (см. раздел “Фазированная спектроскопия”).

NuSTAR области Галактического центра, во время которого магнитар SGR J1745–2900 еще не был в активном состоянии. Целесообразность использования такого способа оценки фона рассмотрена в разделе “Спектральный анализ”. Кривая блеска фона была извлечена для разных энергетических диапазонов из той же области неба, которая использовалась для извлечения информации об излучении источника SGR J1745–2900. Средние скорости счета фона для диапазонов энергий 3–5, 5–10 и 10–20 кэВ были определены на уровнях 0.097 ± 0.002 , 0.186 ± 0.002 , 0.060 ± 0.001 отчетов/с соответственно. Эти значения были вычтены из кривых блеска источника, полученных для каждого наблюдения. Полученные значения доли пульсирующего излучения для энергетических диапазонов 3–5 и 5–10 кэВ (рис. 2) находятся на уровне $\sim 40\text{--}50\%$, что согласуется с результатами, полученными для мягкого рентгеновского диапазона по данным обсерваторий Chandra и XMM-Newton (Коти Зелати и др., 2015, 2017). Также можно заметить, что значения доли пульсирующего излучения для энергий 3–5 и 5–10 кэВ согласуются между собой в пределах одного наблюдения.

Такие высокие значения доли пульсирующего излучения могут указывать на асимметричный случай расположения двух противоположных областей теплового излучения (Белобородов, 2002). Однако Ху и др. (2019), используя данные 2016 г., когда профиль импульса магнитара претерпел значительные изменения, предположили, что для SGR J1745–2900 наблюдаются две примерно сим-

метричные противоположные области излучения, интенсивность которых отличается больше, чем в ~ 3 раза. Отметим также, что Ху и др. (2019) использовали несколько другое определение доли пульсирующего излучения, которое систематически дает более низкие значения по сравнению с нашими.

Для оценки верхнего предела на долю пульсирующего излучения в энергетическом диапазоне 10–20 кэВ было проведено моделирование Монте-Карло марковской цепи (Ситтер, Ву, 2001). Значения темпа счета в каждом из фазовых бинов принимались нормально распределенными со значениями, получаемыми с помощью программы *efold*. Фоновая скорость счета, определенная выше, предварительно вычиталась из темпа счета каждого бина. Априорное распределение значений скорости счета от пульсара в каждой фазе принималось равномерно распределенным в диапазоне 0.0–0.2 отчета/с, что заведомо выше регистрируемой скорости счета в фазовых бинах. Верхний предел на долю пульсирующего излучения принимался равным значению 90% квантиля для доли пульсирующего излучения апостериорного распределения темпов счета в фазовых бинах. Полученные величины указаны на рис. 2 в виде верхних пределов.

Мы также построили график зависимости доли пульсирующего излучения от потока излучения тепловой компоненты BBrad (рис. 3), собранного из той же круговой области с радиусом $30''$, которая использовалась для кривых блеска. Из рис. 3 можно заметить, что с уменьшением потока

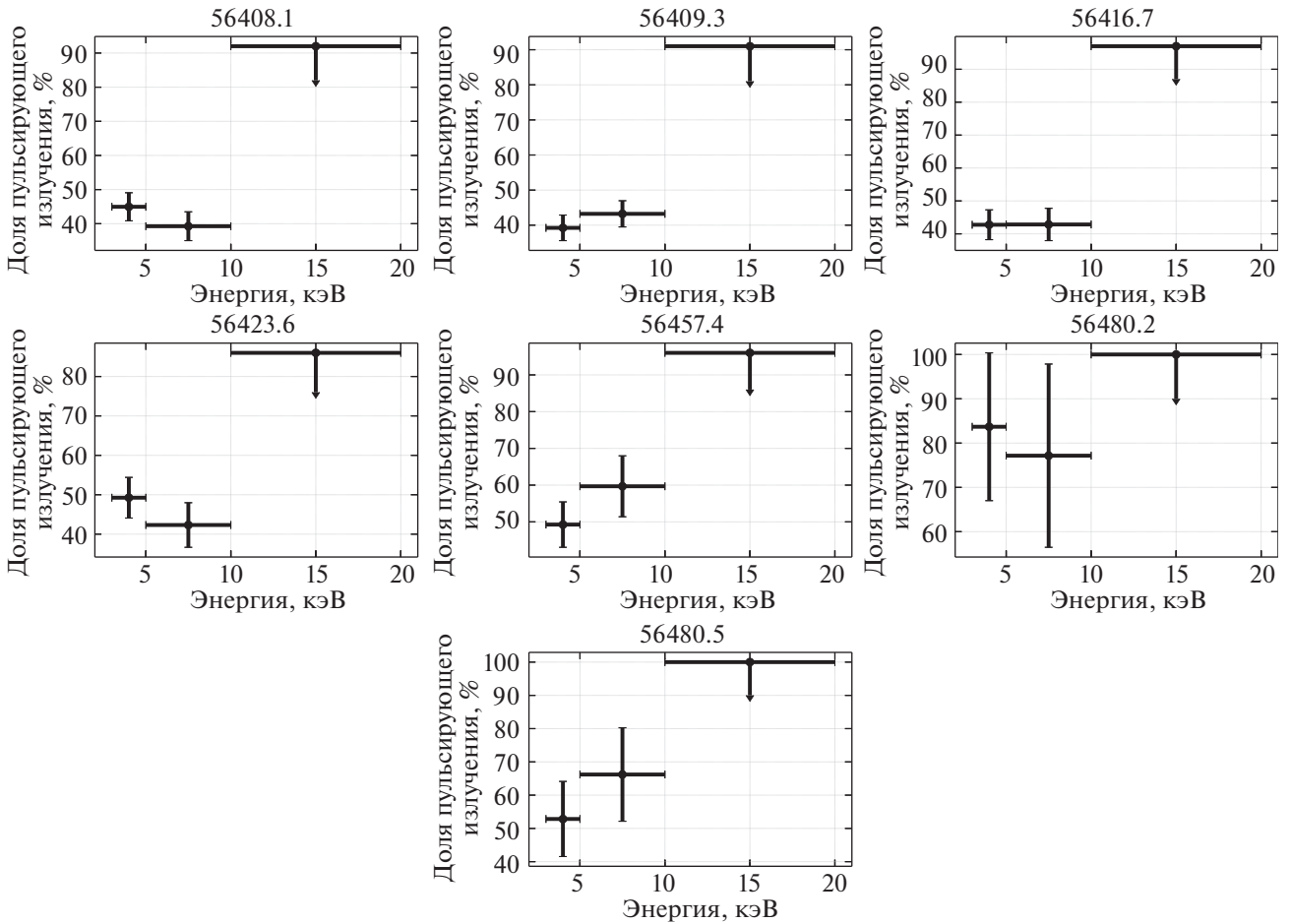


Рис. 2. Доля пульсирующего излучения, полученная для пяти наблюдений в энергетических диапазонах: 3–5, 5–10 и 10–20 кэВ. MJD каждого наблюдения указана в заголовке рисунков. Стрелки обозначают верхний предел доли пульсирующего излучения на уровне доверительного интервала 90%.

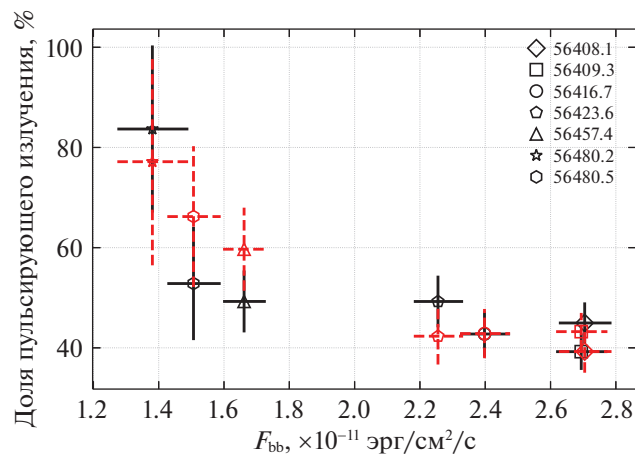


Рис. 3. Доля пульсирующего излучения, полученная для энергий 3–5 (сплошные линии) и 5–10 кэВ (пунктирные), в зависимости от потока излучения тепловой компоненты ВВград (см. раздел “Спектральный анализ”).

доля пульсирующего излучения, полученная для двух энергетических диапазонов 3–5 и 5–10 кэВ, увеличивается.

Для описания зависимости доли пульсирующего излучения от энергии и потока мы воспользовались несколькими моделями:

- доля пульсирующего излучения постоянна $PF = C$,
- доля пульсирующего излучения линейно зависит от светимости $PF = C + F_c * F$,
- доля пульсирующего излучения линейно зависит от светимости и от энергии $PF = C + F_c * F + E_c * E$,

где C — постоянная компонента доли пульсирующего излучения, F_c — коэффициент линейной корреляции доли пульсирующего излучения и потока F в диапазоне 3–20 кэВ, E_c — коэффициент линейной корреляции доли пульсирующего излучения и энергии E .

Значения доли пульсирующего излучения были аппроксимированы этими моделями, в результате были получены значения правдоподобия данных $\chi^2/(d.o.f.)$: 36.0/20, 20.1/19, 19.9/18 для каждой из моделей соответственно. Относительные значимости моделей были проверены при помощи критерия перекрестной проверки выборок параметров, полученных в Монте-Карло симуляции Марковской цепи МСМС, на основе алгоритмов «отбрасывания одного события» (leave-one-out, Ветари и др., 2014). Критерий показал, что модель линейной зависимости доли пульсирующего излучения от светимости значительно более вероятна, чем модель с постоянной долей пульсирующего излучения ($P_{ic}/P_{nc} = 0.978/0.022$), где P_{ic} — относительная вероятность модели с линейной корреляцией доли пульсирующего излучения от потока, а P_{nc} — относительная вероятность модели с постоянной долей пульсирующего излучения. Модель, дополнительно включающая линейную зависимость доли пульсирующего излучения от энергии и светимости с относительной вероятностью $P_{ec \& ic}$, оказалась статистически сопоставима с моделью, в которой зависимости от энергии нет: $P_{ec \& ic}/P_{ic} = 0.41/0.59$.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Фазированная спектроскопия излучения пульсирующих источников является важным методом исследования механизмов генерации излучения. Область неба, содержащая магнитар SGR J1745–2900, является очень густонаселенной, что значительно усложняет анализ данных. Поэтому перед

тем как перейти к фазированной спектроскопии магнитара, мы получили средние спектры для каждого наблюдения и сравнили их с ранее полученными другими авторами, чтобы убедиться в правильности используемой нами процедуры спектрального анализа.

Средние спектры

Спектры источника извлекались из той же области неба, что и кривые блеска. В качестве фона использовалось предыдущее наблюдение 30001002003 и та же область, которые ранее были выбраны для определения фона для кривых блеска. Отметим, что в работе Каспи и др. (2014) был рассмотрен и другой, более сложный способ оценки фонового излучения для каждого наблюдения, и показано, что результаты в обоих случаях согласуются между собой. Поэтому мы выбрали для наших оценок наиболее оптимальный подход, описанный выше.

Каждый спектр был сгруппирован с помощью инструмента *grppha*, который является частью программного обеспечения HEASOFT, с минимальным значением отсчетов в бине, равным 25. В работах ряда авторов (см., например, Мори и др., 2013; Каспи и др., 2014; Коти Зелати и др., 2017) было показано, что спектры источника наилучшим образом могут быть описаны комбинацией компонент излучения абсолютно черного тела (BBRAD) и степенного закона (POWER-LAW) с учетом поглощения N_H . Для описания последнего мы использовали модель TBABS с обилием из работы Вилмса и др. (2000) и сечениями поглощения из работы Вернер и др. (1996).

Спектры всех наблюдений аппроксимировались совместно в предположении, что значение поглощения N_H и фотонный индекс Γ не меняются от наблюдения к наблюдению. Необходимо отметить, что на начальном этапе для каждой пары спектров модулей FРМА и FРМВ, относящихся к одному наблюдению, были определены параметры кросс-калибровки C_{AB} спектров модуля FРМВ по отношению к спектрам FРМА, которые были зафиксированы в процессе аппроксимации всех спектров (см. точные значения в табл. 2). Значения температуры kT и радиуса излучающей области R_{BB} , относящиеся к модели BBRAD, и нормировки степенного закона N_{pow} были связаны внутри одного наблюдения для обоих модулей, но свободны относительно разных наблюдений. В результате аппроксимации моделью TBABS*(BBRAD+POW) были получены наилучшие значения $N_H = (11.5 \pm 0.8) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ и $\Gamma = 1.11_{-0.24}^{+0.26}$ с приведенным значением $\chi^2_{red}/d.o.f. = 1.05/2229$ (рис. 4). Наилучшие значения изменяющихся параметров приведены в табл. 2.

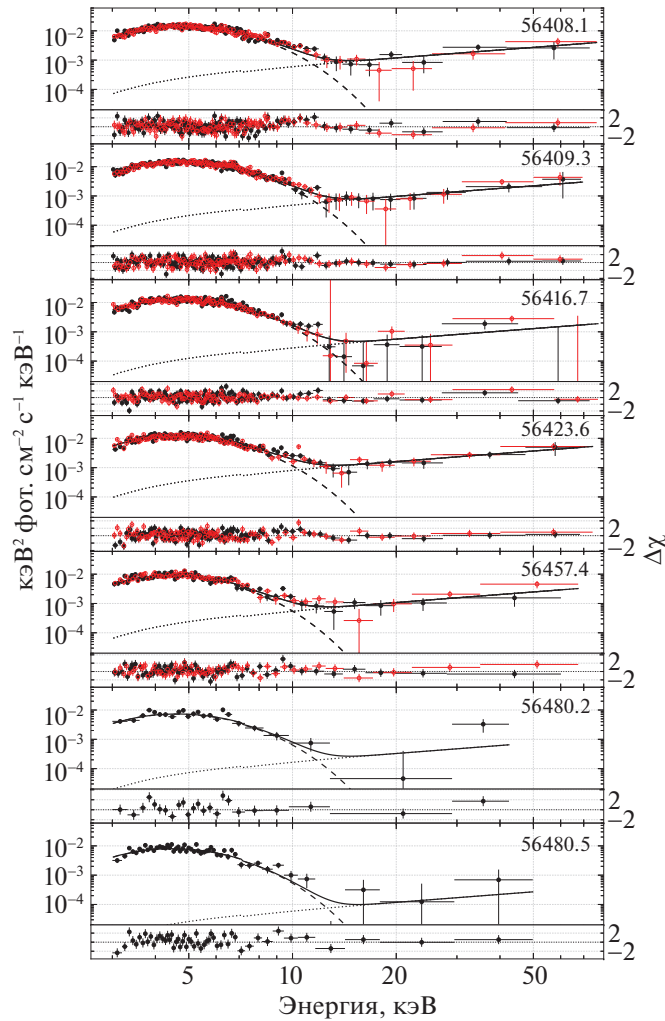


Рис. 4. Спектр источника SGR J1745–2900, измеренный в разных наблюдениях, MJD начала которых приведены на рисунке. Черным и красным цветами отмечены данные модулей FPMA и FPMB соответственно. Сплошной, пунктирной и точечной линиями обозначены модели: суммарная, излучения абсолютно черного тела и степенного закона.

На рис. 5 показана временная эволюция параметров kT , R_{BV} и поглощенных потоков, вычисленных с помощью команды CFLUX для тепловой и нетепловой компонент модели, которые были обозначены как F_{BV} и F_{pow} соответственно. На масштабе ~ 80 дней хорошо видно падение температуры kT на $\sim 10\%$ и потока F_{BV} на $\sim 40\%$. При этом параметр R_{BV} в пределах ошибок измерений остается практически неизменным на этом временном интервале, хотя на более длительном масштабе наблюдений уменьшение R_{BV} становится заметным (см. Коти Зелати и др., 2015, 2017; Реа и др., 2020). Возможно, этот тренд уже начинает сказываться и в конце исследуемого временного интервала (рис. 5), однако большие ошибки на R_{BV} в двух последних наблюдениях не позволяют сделать однозначный вывод. Последнее означает, что на масштабе ~ 80 дней мы не наблюдаем изменение площади излучающей области A от светимости

L_{BV} , предсказанной моделью раскручивающейся магнитосферы нейтронной звезды (Белобородов, 2009) в виде $A \sim L_{\text{BV}}^{1/2}$, которая является наиболее рабочей моделью для объяснения такого медленного затухания излучения магнитара (Мори и др., 2013; Каспи и др., 2014; Коти Зелати и др., 2015, 2017). Отметим, что возможное уменьшение радиуса излучающей области может объяснить увеличение доли пульсирующего излучения с уменьшением потока (см., например, Ферриал, 2002).

Полученные результаты в целом согласуются с результатами работы Каспи и др. (2014). Отметим, что наша оценка поглощения $N_{\text{H}} = (11.5 \pm 0.8) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ несколько меньше значения, полученного этими авторами $N_{\text{H}} = (13.5 \pm 0.5) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, хотя согласуется на уровне лучше 2σ . Возможно, это связано с тем, что Каспи и др. (2014) использовали большее количество на-

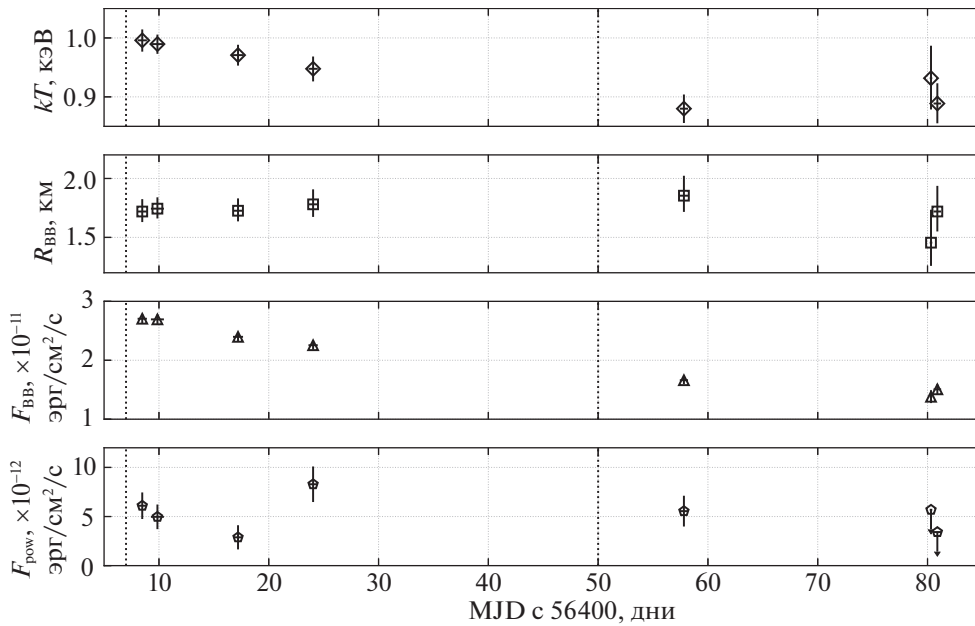


Рис. 5. Зависимости параметров средних спектров kT , R_{BB} , F_{BB} и F_{pow} от эпохи MJD, взятой на середину наблюдения, изображенные на графиках сверху вниз соответственно. Черным пунктиром обозначены времена вспышек, зарегистрированные Swift/BAT 25 апреля (Кеннеа и др., 2013а) и 7 июня (Кеннеа и др., 2013б).

блюдений, которые были нами исключены из анализа (см. выше). Кроме того, полученные оценки температуры излучающей области kT оказались несколько выше, а оценки радиуса R_{BB} ниже оценок этих параметров по данным обсерватории Chandra (Коти Зелати и др., 2015, 2017). Возможно, это связано с тем, что рабочий диапазон обсерватории Chandra более мягкий (0.3–8 кэВ), и указанными авторами не учитывалась степенная компонента в спектральной модели излучения магнитара.

Таким образом, мы проверили правильность обработки данных и можем перейти к фазированной спектроскопии.

Фазированная спектроскопия

Наблюдаемый профиль импульса был разделен на шесть равных фаз так, чтобы на каждый максимум и минимум приходилось по одному фазовому бину (рис. 1). Спектр источника, полученный в каждом фазовом бине, был аппроксимирован применявшейся к средним спектрам моделью TBABS*(BVRAD+POW), при этом поглощение и фотонный индекс были зафиксированы на значениях $N_{\text{H}} = 11.5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ и $\Gamma = 1.11$, определенных ранее. Наблюдения 80002013014 и 80002013016, для которых были доступны только данные модуля FPMA, не обладают достаточной статистикой для качественной аппроксимации фазовых спектров (количество степеней свободы

$d.o.f. \sim 10\text{--}40$ значительно ниже, чем в остальных наблюдениях $d.o.f. \gtrsim 100$), поэтому мы исключили их из анализа. Полученные результаты представлены на рис. 6. Чтобы понять, насколько сильно изменяется конкретный параметр с фазой, мы аппроксимировали константой каждый набор значений для всех наблюдений. Таким образом, мы можем сказать, что температура излучающей области kT почти не меняется с фазой ($\chi_{\text{red}}^2 \leq 1$ для первых трех и $\chi_{\text{red}}^2 \approx 2$ для двух последних наблюдений 80002013010 и 80002013012), а вот ее радиус R_{BB} меняется с фазой импульса более значительно ($\chi_{\text{red}}^2 > 2$ для всех наблюдений, кроме 80002013012, где $\chi_{\text{red}}^2 = 1.55$). Визуально заметно, что вариации R_{BB} повторяют форму профиля импульса, что можно обосновать зрительной геометрией (т.е. наибольшая площадь, ответственная за генерацию теплового излучения, видна в максимумах профиля импульса, наименьшая — в минимумах). Принимая во внимание отмеченную выше зависимость доли пульсирующего излучения от потока, можно было бы ожидать сходных зависимостей и для параметров тепловой компоненты. Однако проведенный анализ не обнаружил значимых изменений амплитуды переменности параметров kT и R_{BB} в зависимости от потока тепловой компоненты F_{BB} , что может быть связано со значительными ошибками на их значения.

Стоит отметить значительное увеличение R_{BB} во втором фазовом бине последнего наблюдения. Интересно, что в этом же фазовом бине в послед-

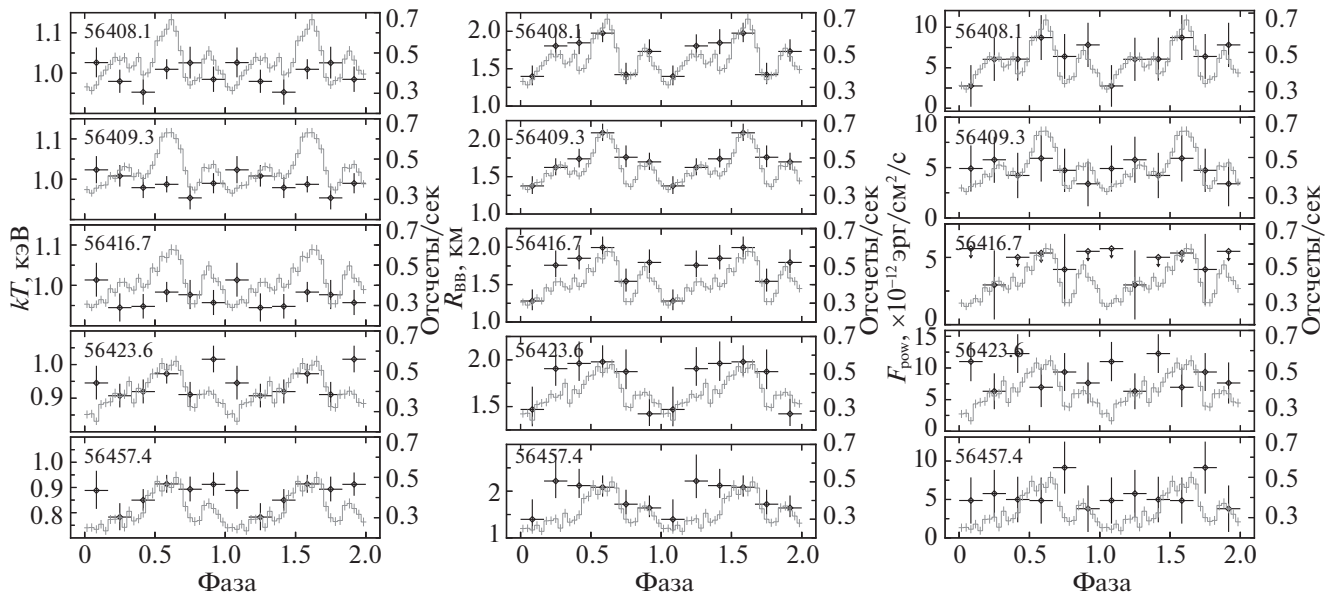


Рис. 6. Изменения спектральных параметров в зависимости от фазы импульса и наблюдения (сверху вниз). Серым цветом и правой шкалой обозначены соответствующие профили импульса в энергетическом диапазоне 3–5 кэВ. Два цикла приведены для наглядности.

нем наблюдении первый пик профиля импульса практически исчезает. Кроме того, в этой же области можно заметить пониженное значение kT . Последнее может быть связано как с физическими причинами, так и с возможной антикорреляцией параметров модели, однако из-за не очень высокой статистики сделать каких-то однозначных выводов не представляется возможным.

Поток, излученный нетепловым образом F_{pow} , практически не меняется с фазой, что может свидетельствовать о формировании нетеплового излучения в других областях по отношению к горячим пятнам, либо о недостаточной статистике для регистрации его переменности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитар SGR J1745–2900 являлся объектом большого количества наблюдений с начала его активности в апреле 2013 г. В частности, программа наблюдений обсерватории NuSTAR предоставила хорошую возможность изучить жесткое рентгеновское излучение этого объекта. Эти наблюдения позволили провести временной и спектральный анализ по данным NuSTAR (см. ссылки выше в тексте), однако результаты фазированной спектроскопии были кратко приведены только по первому наблюдению (Мори и др., 2013).

В настоящей работе по данным обсерватории NuSTAR впервые проведена подробная фазированная спектроскопия магнитара SGR J1745–2900 в широком диапазоне энергий для состояний с разным уровнем интенсивности излучения

источника. В результате были найдены значимые изменения видимых размеров области, отвечающей за тепловое излучение, коррелирующие с профилем импульса в диапазоне энергий 3–5 кэВ. Температура излучающей области остается достаточно стабильной по пульсу, при этом в среднем уменьшаясь с уменьшением интенсивности источника. К сожалению, магнитар SGR J1745–2900 — слишком слабый источник, чтобы можно было провести подробную фазированную спектроскопию для нетеплового излучения. Мы не нашли значимых изменений в полном потоке степенной компоненты с зафиксированным значением фотонного индекса $\Gamma = 1.11$, однако имеющаяся статистика не позволяет однозначно утверждать, что нетепловая компонента точно не пульсирует.

Помимо фазированной спектроскопии, мы определили долю пульсирующего излучения для двух энергетических диапазонов 3–5 и 5–10 кэВ на уровне ~40–50%. Найдены указания на значимое увеличение доли пульсирующего излучения с уменьшением потока магнитара, в то время как зависимость от энергии значимо не определяется, что предположительно связано с возможным уменьшением радиуса области генерации теплового излучения.

Работа поддержана грантом Правительства РФ № 14.W03.31.0021. Е.А. Кузнецова также благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (грант 19-32-90283) за частичную поддержку данной работы в части исследований про-

тяжелого излучения для получения корректных оценок фона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арнауд и др. (K.A. Arnaud), *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **101**, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V* (Ed. G.H. Jacoby, J. Barnes, 1996), p. 17.
2. Белобородов (A.M. Beloborodov), *Astrophys. J.* **566**, 85 (2002).
3. Белобородов (A.M. Beloborodov), *Astrophys. J.* **703**, 1044 (2009).
4. Бусчери и др. (R. Buccheri, K. Bennett, and G.F. Bignami), *Astron. Astrophys.* **128**, 245 (1983).
5. Вернер и др. (D.A. Verner, G.J. Ferland, K.T. Korista, et al.), *Astrophys. J.* **465**, 487 (1996).
6. Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), *Astrophys. J.* **542**, 914 (2000).
7. Витари и др. (A. Vehtari, V. Tolvanen, T. Mononen, et al.), *J. Machine Learn. Res.* **17** (2014).
8. Дегенаар и др. (N. Degenaar, M.T. Reynolds, J.M. Miller, J.A. Kennea, and R. Wijnands), *Astron. Telegram* 5006 (2013).
9. Каспи, Белобородов (V.M. Kaspi and A.M. Beloborodov), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 261 (2017).
10. Каспи и др. (V.M. Kaspi, R.F. Archibald, V. Bhlerao, F. Dufour, E.V. Gotthelf, H. An, M. Bachetti, A.M. Beloborodov, et al.), *Astrophys. J.* **786**, 84 (2014).
11. Кеннеа и др. (J.A. Kennea, H. Krimm, S. Barthelmy, N. Gehrels, C. Markwardt, J. Cummings, F. Marshall, T. Sakamoto, et al.), *Astron. Telegram* 5009 (2013a).
12. Кеннеа и др. (J.A. Kennea, D.N. Burrows, J. Cummings, C. Kouveliotou, N. Degenaar, M.T. Reynolds, J.M. Miller, and R. Wijnands), *Astron. Telegram* 5124 (2013b).
13. Коти Зелати и др. (F. Coti Zelati, N. Rea, A. Papitto, D. Viganò, J.A. Pons, R. Turolla, P. Esposito, D. Haggard, et al.), *MNRAS* **449**, 2685 (2015).
14. Коти Зелати и др. (F. Coti Zelati, N. Rea, R. Turolla, J.A. Pons, A. Papitto, P. Esposito, G.L. Israel, S. Campana, et al.), *MNRAS* **471**, 1819 (2017).
15. Линч и др. (R.S. Lynch, R.F. Archibald, V.M. Kaspi, and P. Scholz), *Astrophys. J.* **806**, 266 (2015).
16. Мадсен и др. (K.K. Madsen, F.E. Christensen, W.W. Craig, K.W. Forster, B.W. Grefenstette, F.A. Harrison, A. Fiona, H. Miyasaka, and V. Rana), *J. Astron. Telescopes, Instruments, and Syst.* **3**, 044003 (2017).
17. Мори и др. (K. Mori, E.V. Gotthelf, S. Zhang, H. An, F.K. Baganoff, N.M. Barrière, A.M. Beloborodov, S.E. Boggs, et al.), *Astrophys. J.* **770**, L23 (2013).
18. Олаусен, Каспи (S.A. Olausen and V.M. Kaspi), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **212**, 6 (2014).
19. Пеннуччи и др. (T.T. Pennucci, A. Possenti, P. Esposito, N. Rea, D. Haggard, F.K. Baganoff, M. Burgay, F. Coti Zelati, G.L. Israel, and A. Minter), *Astrophys. J.* **808**, 81 (2015).
20. Перез и др. (K. Perez, C.J. Hailey, F.E. Bauer, R.A. Krivonos, K. Mori, F.K. Baganoff, N.M. Barrière, S.E. Boggs, et al.), *Nature* **520**, 646 (2015).
21. Понти и др. (G. Ponti, S. Bianchi, T. Muñoz-Darias, K. Mori, K. De, A. Rau, B. De Marco, C. Hailey, et al.), *MNRAS* **473**, 2304 (2018).
22. Пресс, Рибки (W. Press and G. Rybicki), *Astrophys. J.* **338**, 277 (1989).
23. Реа и др. (N. Rea, P. Esposito, J.A. Pons, R. Turolla, D.F. Torres, G.L. Israel, A. Possenti, M. Burgay, et al.), *Astrophys. J.* **775**, L34 (2013).
24. Реа и др. (N. Rea, F. Coti Zelati, D. Viganò, A. Papitto, F. Baganoff, A. Borghese, S. Campana, P. Esposito, et al.), *Astrophys. J.* **894**, 159 (2020).
25. Ситтер, Ву (R.R. Sitter and C. Wu), *Statist. Probabil. Lett.* **52**, 353 (2001).
26. Туролла и др. (R. Turolla, S. Zane, and A.L. Watts), *Rep. Progr. Phys.* **78**, 116901 (2015).
27. Ферриал (Ö. Feryal), *Astrophys. J.* **575**, 397 (2002).
28. Харрисон и др. (F.A. Harrison, W.W. Craig, F.E. Christensen, Ch.J. Hailey, W.W. Zhang, S.E. Boggs, D. Stern, W.R. Cook, et al.), *Astrophys. J.* **770**, 103 (2013).
29. Ху и др. (C.-P. Hu, C.-Y. Ng, and W.C.G. Ho), *MNRAS* **485**, 4274 (2019).
30. Шеннон, Джонстон (R.M. Shannon and S. Johnston), *MNRAS* **435**, L29 (2013).