# СОДЕРЖАНИЕ

## Том 47, номер 12, 2021

2

Космические гамма-всплески: многоволновые исследования и модели А. С. Позаненко, М. В. Барков, П. Ю. Минаев, А. А. Вольнова	823
Популяции ультраярких рентгеновских источников в галактиках: происхождение и эволюция	
А. Г. Куранов, К. А. Постнов, Л. Р. Юнгельсон	866
GX 339-4: согласуется ли модель прецессии горячего течения с инфракрасной переменностью в маломассивных рентгеновских двойных системах?	
А. Н. Семена, И. А. Мереминский, В. А. Арефьев, А. А. Лутовинов	892
Кинематические свойства каталога Gaia EDR3	
А.С.Цветков	900

### КОСМИЧЕСКИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКИ: МНОГОВОЛНОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И МОДЕЛИ

© 2021 г. А. С. Позаненко<sup>1,2\*</sup>, М. В. Барков<sup>3,4</sup>, П. Ю. Минаев<sup>1,5</sup>, А. А. Вольнова<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия <sup>4</sup>RIKEN, Wako, Saitama 351-0198, Japan <sup>5</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева, Москва, Россия Поступила в редакцию 08.11.2021 После доработки 15.11.2021; принята к публикации 15.11.2021

Представлены краткая история и современное состояние исследований космических гаммавсплесков. В том числе — наблюдения различных фаз гамма-всплесков: активной фазы, послесвечения, сверхновой/килоновой и родительской галактики. Приведен обзор известных феноменологических зависимостей и теоретических моделей гамма-всплесков. Обсуждаются задачи, решение которых необходимо для успешного изучения феномена космических гамма-всплесков.

*Ключевые слова:* гамма-всплески, послесвечения, сверхновые, килоновые, гравитационно-волновые события, релятивистские джеты

DOI: 10.31857/S0320010821120032

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Космические гамма-всплески все еще остаются загадкой XXI в. Детектируемые сначала только в гамма-диапазоне, долгое время они оставались именно гамма-всплесками. Оптический компонент был открыт лишь в 1997 г. после регистрации GRB 970228 в виде затухающего послесвечения; затем на месте источника послесвечения была обнаружена родительская галактика. Вскоре после этого был зарегистрирован GRB 970508, где послесвечение было обнаружено в течение нескольких часов после самого гамма-всплеска. Это позволило провести спектроскопические наблюдения и оценить космологическое красное смещение источника z = 0.835. После регистрации GRB 980425 с его локализацией был ассоциирован независимый кандидат в сверхновые типа Ic. Эта сверхновая под названием SN 1998bw является первой, ассоциированной с источниками гаммавсплесков. Таким образом, была подтверждена гипотеза, что некоторые гамма-всплески связаны со сверхновыми. Следующим важным шагом на пути исследования оптических компонентов гаммавсплесков явилась первая синхронная регистрация GRB 990123 в активной фазе и в гамма-, и в оптическом диапазоне. Это позволило расширить модель ударных волн на оптический диапазон, показать, что комптонизация оптических фотонов может отвечать за жесткое гамма-излучение в активной фазе. Но до сих пор регистрация оптического компонента гамма-всплесков в активной фазе остается технически сложной задачей. Дальнейшие наблюдения оптических проявлений гаммавсплесков привели к оценке расстояний для большого количества источников и расширили морфологию явления. Наиболее далекий от нас источник гамма-всплеска находится на расстоянии, эквивалентном красному смещению z = 9.2, эта оценка была получена благодаря фотометрическим наблюдениям в оптическом и инфракрасном диапазонах. Были найдены особенности в кривой блеска послесвечения, в частности, излом в ее степенном падении (джет-брейк), который косвенно подтвердил модель джета и позволил объяснить чрезвычайно высокое наблюдаемое энерговыделение источника в электромагнитном диапазоне, составляющее более 10<sup>54</sup> эрг. Отдельной страницей истории стало открытие и регистрация в 2017 г. электромагнитных компонентов гравитационно-волнового события LIGO/Virgo GW170817 в результате слияния двойной системы нейтронных звезд. В гаммадиапазоне был зарегистрирован короткий всплеск

<sup>\*</sup>Электронный адрес: apozanen@iki.rssi.ru

GRB 170817А, а в оптическом диапазоне — килоновая AT2017gfo. Эти наблюдения подтвердили, что источниками, по крайней мере, части класса коротких гамма-всплесков, являются тесные двойные нейтронные звезды. В обзоре мы кратко приводим основные вехи исследования гаммавсплесков, обсуждаем современное состояние и методы исследований явления с использованием собственных оригинальных данных. Приведена статистика регистраций гамма-всплесков в различных диапазонах электромагнитного излучения от радио до сверхвысоких энергий (ТэВ). В обзоре уделено значительное внимание наиболее изученным гамма- (10 кэВ — 10 МэВ) и оптическому диапазонам, до сих пор обеспечивающим наибольший вклад в исследования, а также феноменологии явления. Обсуждается связь гамма-всплесков с гравитационно-волновыми событиями, регистрируемыми детекторами LIGO/Virgo/KAGRA. Приведены основные физические модели излучения космических гамма-всплесков.

#### 2. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ

Прошло немало времени с момента открытия космических гамма-всплесков, но они раз за разом преподносят сюрпризы. Последним из сюрпризов, впрочем, предсказанным заранее, стало обнаружение короткого гамма-всплеска, сопровождавшего гравитационно-волновое событие после слияния двух нейтронных звезд, зарегистрированного наземными интерферометрами LIGO и Virgo в 2017 г. Однако, по порядку.

Первый в истории космический гамма-всплеск был зарегистрирован 2 июля 1967 г. в 14:19 (UTC) всемирного координированного времени сразу двумя космическими аппаратами Vela 4 и Vela 3. Однако публикация об открытии появилась лишь в 1973 г. (Клебесадел и др., 1973). И дело не в том, что серия космических аппаратов (KA) Vela разрабатывалась в Лос-Аламосской национальной лаборатории для вполне конкретных целей контроля за испытанием ядерного оружия в атмосфере Земли и в тени Луны, не видимой с Земли (КА серии Vela располагались на высокоэллиптических орбитах). Материалы об этих внеземных коротких вспышках гамма-излучения не были секретными (Боннелл, Клебесадел, 1996). Дело в том, что эти события не были предметом интереса лаборатории в Лос-Аламосе. Только при смене начальства лаборатории и передаче дел новому руководству возник вопрос, что делать с данными о непонятном явлении? Тогда же было решено опубликовать данные наблюдений и результаты исследований (Клебесадел и др., 1973). Эта история изложена после личных рассказов Рея Клебесадела. К тому времени были определены возможные области локализации на небесной сфере уже более десятка источников гамма-всплесков. Область локализации источника определялась для событий, зарегистрированных более чем одним КА, методом анализа кривых блеска и определения задержки между регистрацией кривых блеска различными КА и построения кольца на сфере, т.е. местом возможного расположения источника, а ширина кольца определялась ошибкой определения времени задержки при кросс-корреляционном анализе. И хотя область локализации была огромна, ни одно из колец не пересекало ни Землю, ни Солнце. Одновременно начались поиски источников гаммавсплесков. На их роль претендовали пучки релятивистских электронов, излучающих в магнитном поле Солнечной системы, столкновение кометы с нейтронной звездой, космологические источники, а нейтронные звезды в целом рассматривались как наиболее вероятные источники гамма-всплесков (Херлей, 1989). Гипотезы требовали подтверждения, а для этого необходимо было накапливать статистику регистраций и искать компоненты гаммавсплесков в других диапазонах электромагнитного излучения (оптический, рентгеновский). Если с первым дело продвигалось успешно, то с отождествлением источников в других диапазонах дело не ладилось.

Ряд новых космических аппаратов был оснащен гамма-детекторами для регистрации гаммавсплесков. Такие исследования начались в ФТИ им. Иоффе успешной серией экспериментов Конус (Аптекарь и др., 1995), советско-французскими экспериментами серии SIGNE на КА Прогноз 2, 6, 7, 9 и KA Венера-11, 12 (Барат и др., 1981), Pioneer Venus Orbiter (1978–1992) (Эванс и др., 1979), АРЕХ на КА Фобос-1, 2 (Митрофанов и др., 1992) и многими другими экспериментами. Базой для исследования становятся каталоги и наиболее мощные, статистически обеспеченные события гамма-всплесков. Большие надежды возлагались на эксперимент BATSE космической обсерватории им. Комптона, и они оправдались созданием беспрецедентного по объему каталога гаммавсплесков за полное время работы эксперимента с 1991 по 2000 г. (Пацисас и др., 1999). В каталогах, публиковавшихся по мере работы эксперимента и долгое время служивших базой для всех исследователей гамма-всплесков, в общей сложности насчитывается боле 2700 событий. Каталог содержит координаты локализаций источников гаммавсплесков с медианной точностью около 5 градусов (радиус), включая статистическую и систематическую ошибки, спектральные данные, характерные параметры длительности. В отличие от многих других экспериментов, исходные данные BATSE были открыты всем желающим. Основными результатами эксперимента BATSE стали подтверждение изотропии распределения источников на небесной сфере, отклонение кривой пространственного распределения  $\log N - \log S$  от закона -3/2 и подтверждение бимодальности распределения параметра длительности событий. Впервые указание на бимодальное распределение длительностей было получено на основе каталогов экспериментов Конус (Венера-11, 12, Мазец, Голенецкий, 1981). Эксперимент ВАТЅЕ формализовал определение параметра длительности и показал, что разделение двух групп всплесков по параметру  $T_{90}$  соответствует примерно 2 с (Коувелиоту и др., 1993). Это поддержало гипотезу о двух различных популяциях гамма-всплесков. Совместный анализ индикатора пространственного распределения и превосходная изотропия источников на небесной сфере привели ученых к предположению о космологической природе гамма-всплесков. Однако для подтверждения требовалось отождествить источник гаммавсплеска в оптическом диапазоне и определить его космологическое красное смещение. Это удалось сделать во время миссии космической обсерватории ВерроSAX (1996-2003).

Основными результатами миссии BeppoSAX, совместно с наземными обсерваториями, стали обнаружение родительской галактики GRB 970228 и определение красного смещения z = 0.835 для GRB 970505. Это подтвердило космологическую природу гамма-всплесков, к которой в конце 90-х годов уже склонялось подавляющее большинство ученых.

Современное состояние исследований во многом определилось космическими обсерваториями нового поколения и технологическим прогрессом, обеспечившим быструю передачу координат области локализации наземным телескопам. Обсерватория INTEGRAL (2002 — н.в.) на высокоэллиптической орбите позволила проводить наблюдения гамма-всплесков практически без экранирования Землей существенной области неба, регистрация нескольких гамма-всплесков в активной фазе 3 соосными апертурными детекторами от рентгеновского до жесткого гаммадиапазона позволила расширить наблюдения активной фазы всплеска начиная от 3 кэВ до 10 МэВ, и, наконец, всенаправленный детектор SPI-ACS обладает наилучшей чувствительностью в диапазоне энергий свыше 80 кэВ, сравнимой с чувствительностью детекторов BGO эксперимента GBM/Fermi. Кроме того, SPI-ACS позволил получить однородную выборку гамма-всплесков на более стабильном фоне, чем у околоземных детекторов, и исследовать гамма-излучение от гаммавсплесков на больших временных масштабах, вплоть до нескольких часов. Специализированная

обсерватория Swift (2004 — н.в.) позволила получить беспрецедентную точность и скорость локализации источников гамма-всплесков в гамма-. а затем в рентгеновском и оптическом диапазонах, что, в свою очередь, дало возможность наземным обсерваториям оперативно определять красное смещение источников гамма-всплесков с помощью спектроскопических наблюдений, а также проводить наблюдения послесвечений на самых ранних его этапах. Именно благодаря обсерватории Swift, совместно с наземными наблюдениями, определено наибольшее количество значений красного смещения для гамма-всплесков. Обсерватория Fermi (2008 — н.в.) дополняет данные обсерватории Swift наблюдениями гамма-всплесков в жестком диапазоне до 30 МэВ (эксперимент GBM) и до нескольких десятков ГэВ (телескоп LAT). Было показано, что значительная доля гамма-всплесков действительно обладает очень жестким излучением с энергией до десятков ГэВ. Массовая регистрация гамма-всплесков телескопом LAT подтвердила пионерские работы эксперимента EGRET/CGRO (Дингус, 1995) о наличии такого излучения у гамма-всплесков. Чуть позже наземные черенковские телескопы MAGIC и H.E.S.S. обнаружили у нескольких гамма-всплесков излучение почти до 1 ТэВ (Акциари и др., 2019; Абдалла и др., 2019). Все это ставит новые вопросы о механизме излучения гамма-всплесков в активной фазе и фазе послесвечения.

Немаловажную роль играет и сеть межпланетных детекторов космического гамма-излучения (IPN), в которую в настоящее время входят, кроме околоземных космических обсерваторий, космические аппараты на орбите Марса (HEND) и в точке L1 (Konus-Wind); сеть IPN позволяет проводить локализацию гамма-всплесков с точностью, достаточной для проведения поиска оптического компонента наземными телескопами, а также вносит неоценимый вклад в наблюдение уникальных гамма-всплесков, по тем или иным причинам не попавших в апертуру рентгеновских и гаммателескопов.

Наконец, новой эпохой для гамма-всплесков (и для многоканальных наблюдений) стала многоволновая регистрация короткого гамма-всплеска GRB 170817A и килоновой (Абботт и др., 2017а) от слияния двойной системы нейтронных звезд, обнаруженного примерно за 1.8 с до гаммавсплеска наземными детекторами гравитационноволнового излучения LIGO/Virgo как событие GW170817 (Абботт и др., 2017б). Гаммавсплеск был зарегистрирован двумя наиболее чувствительными космическим экспериментами в гамма-диапазоне GBM/Fermi (Голдштейн и др., 2017) и SPI-ACS/INTEGRAL (Савченко и др., 2017), найдена и впервые детально исследована в оптическом и ИК диапазоне килоновая, образовавшаяся после слияния. Вторая и на сегодняшний день последняя регистрация слияния нейтронных звезд GW190425 (Абботт и др., 2020) также сопровождалась коротким гаммавсплеском, обнаруженным только экспериментом SPI-ACS/INTEGRAL (Позаненко и др., 2019). Гамма-вслеск не был подтвержден экспериментом GBM/Fermi из-за затенения источника Землей. Оптический компонент не был найден, наиболее вероятно, из-за огромной площади начальной локализации гравитационно-волнового события GW 190425 (более 1000 кв. градусов). Эти две регистрации гамма-всплесков, с одной стороны, подтвердили гипотезу о происхождении коротких гамма-всплесков в результате слияния нейтронных звезд (Блинников и др., 1984; Ли, Пачински, 1998), а с другой — поставили массу новых вопросов о природе и свойствах килоновых и механизме излучения вне конуса релятивистского выброса (джета), обеспечивающего направленное излучения гамма-всплесков.

В настоящее время (октябрь 2021), начиная с 1997 г., статистика насчитывает около 2300 событий, зарегистрированных и локализованных в гамма-диапазоне с точностью не хуже 10 угловых минут, из них 1510 — в рентгеновском диапазоне, 879 — в виде оптического или ИК-компонента, и около 560 гамма-всплесков, для которых удалось определить красное смещение. Авторы обзора открыли около 10 послесвечений, определили красное смещение для 5 гамма-всплесков и первыми обнаружили 4 сверхновые, ассоциированные с гамма-всплесками.

#### 3. НАБЛЮДЕНИЯ В ГАММА-ДИАПАЗОНЕ

#### 3.1. Особенности кривых блеска

В жестком рентгеновском и гамма-диапазоне (10 кэВ–10 МэВ) космические гамма-всплески наблюдаются как кратковременные вспышки, одним из основных источников информации о их природе являются кривые блеска. В гаммадиапазоне кривые блеска гамма-всплесков крайне разнообразны (некоторые примеры представлены на рис. 1). Несмотря на то что на данный момент зарегистрировано более 13 000 гамма-всплесков<sup>1</sup>, до сих пор достоверно не обнаружено ни одного случая, когда кривые блеска двух различных гамма-всплесков совпадают (см., например, Херлей и др., 2019). Одной из замечательных особенностей гаммавсплесков является быстрая переменность. Миллисекундная переменность давно регистрируется для мощных, хорошо статистически обеспеченных кривых блеска (например, для GRB 881024, Митрофанов и др., 1990; Аттея и др., 1991). В то же время статистические исследования суммарного спектра мощности большого количества кривых блеска гамма-всплесков эксперимента BATSE показали, что характерная переменность ансамбля наблюдается до минимальных масштабов 0.01 с (Позаненко, Лозников, 2000, 2002), что подтверждается исследованием индивидуальных кривых блеска эксперимента *Swift*/BAT (Тарнопольский, Марченко, 2021).

В то время, как периодической составляющей ни в каких кривых блеска найдено не было, в некоторых кривых блеска наблюдается квазипериодическое поведение (см., например, Тарнопольский, Марченко, 2021). В целом спектр мощности описывается степенной функцией с показателем степени от -1.3 до -2.0 (Белобородов и др., 2000: Позаненко, Лозников, 2000, 2002; Тарнопольский, Марченко, 2021). Достоверно выяснено, что кривые блеска гамма-всплесков состоят из отдельных импульсов, которые, по-видимому, и являются базовыми элементами кривой блеска (см. ниже), причем длительность импульсов не меняется от начала к концу активной фазы излучения (Позаненко и др., 1998; Митрофанов и др., 1998). В целом физическая природа апериодического поведения кривых блеска все еще не выяснена.

#### 3.2. Длительность и жесткость

Наиболее очевидной характеристикой гаммавсплеска, получаемой из кривой блеска, является длительность. Однако измерение длительности для гамма-всплесков является непростой задачей. Вопервых, их кривые блеска уникальны и состоят из эпизодов излучения различной формы, длительности и интенсивности. Во-вторых, детекторы гаммаизлучения (в основном, сцинтилляционного типа) помимо излучения гамма-всплесков регистрируют значительное фоновое излучение от фотонов и заряженных частиц, в результате чего слабоинтенсивные эпизоды излучения гамма-всплеска могут быть "потеряны". Все эти факторы лишают возможности четко определить моменты начала и окончания гамма-всплеска.

За прошедшие с момента открытия гаммавсплесков несколько десятилетий были предложены различные методы определения длительности гамма-всплесков. Началось все с попыток определить полную длительность гамма-всплеска без четкого критерия вычисления (серия экспериментов КОНУС в 1978–1983 гг., см., например,

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>По данным http://www.ssl.berkeley.edu/ipn3/ chronological.txt

Мазец и др., 1981). Количественный подход был впервые применен в 1993 г. в виде параметров  $T_{90}$  и  $T_{50}$  (Коувелиоту и др., 1993). Для их вычисления используется интегральная кривая блеска: Т<sub>90</sub>  $(T_{50})$  определяется как временной интервал, в течение которого интегральный поток от гаммавсплеска возрастает от 5% (25%) до 95% (75%). Подобный подход позволяет минимизировать влияние фонового сигнала на величину параметров длительности (Кошут и др., 1996). Предлагались также и другие методы вычисления длительности, но они не получили широкого распространения. Например, в работе (Буренин, 2000) был введен параметр T<sub>1/3</sub>, вычисляемый по дифференциальной кривой блеска как длительность на уровне 1/3 потока от максимума. Однако этот и подобные ему критерии (например, FWHM — длительность на уровне 1/2 от максимума) не являются достаточно устойчивыми, в первую очередь, из-за того, что уровень потока в максимуме кривой блеска зависит от временного разрешения кривой блеска. На данный момент параметр  $T_{90}$  является общепринятым, хотя и не лишен недостатков (см. далее).

Еще одной характеристикой гамма-всплесков является спектральная жесткость (hardness ratio), которая определяется как отношение потока, зарегистрированного в жестком энергетическом канале, к потоку в более мягком канале. Например, в эксперименте BASTE/CGRO для подсчета жесткости обычно использовались значения инструментальных потоков, выраженных в отсчетах, в энергетических каналах (100, 300) кэВ и (50, 100) кэВ (Коувелиоту и др., 1993). Однако спектральная жесткость, вычисленная как отношение инструментальных потоков, является индикативной характеристикой, поскольку зависит от свойств детектора гамма-излучения. Корректным подходом для подсчета спектральной жесткости является спектральный анализ, с помощью которого восстанавливается исходный энергетический спектр гамма-всплеска. В этом случае спектральная жесткость определяется как отношение потоков в двух различных энергетических каналах, выраженных, например, в количестве падающих на единицу площади в единицу времени фотонов в требуемом диапазоне энергий (см., например, Минаев, Позаненко, 2017).

#### 3.3. Традиционные методы классификации

По данным серии экспериментов КОНУС была впервые обнаружена бимодальность распределения гамма-всплесков по длительности (Мазец и др., 1981), которая позже подтвердилась в эксперименте BATSE/CGRO на большем статистическом материале (Коувелиоту и др., 1993), а в настоящее время наблюдается в большинстве экспериментов (см., например, Минаев и др., 2010). В качестве примера на рис. 2 представлено распределение гамма-всплесков по длительности в эксперименте SPI-ACS/INTEGRAL. В эксперименте BATSE/CGRO впервые была обнаружена также и менее выраженная бимодальность гаммавсплесков по спектральной жесткости: короткие события оказались в среднем более жесткими (Коувелиоту и др., 1993). Эти особенности указывали на присутствие двух различных классов гаммавсплесков (короткие/жесткие и длинные/мягкие всплески), предположительно связанных с различными прародителями.

Минимум распределения по длительности в эксперименте BATSE/CGRO приходился на значение длительности  $T_{90} \simeq 2$  с, которое стали использовать для классификации всплесков (всплески короче 2 с считались короткими). Однако положение минимума распределения оказалось зависимым от энергетического диапазона детектора: распределение, построенное по данным детекторов, имеющих более высокий энергетический порог чувствительности, было смещено в сторону меньших длительностей (см., например, Минаев, Позаненко, 2010). Подобную картину можно объяснить спектральными особенностями гамма-всплесков: длительность отдельных эпизодов излучения гамма-всплесков действительно уменьшается с ростом энергии фотонов:  $T \sim E^{-0.4}$ (Фенимор и др., 1995). Также было обнаружено, что доля коротких гамма-всплесков увеличивается с ростом нижнего порога чувствительности детектора: доля коротких гамма-всплесков в эксперименте BATSE/CGRO составляет 25%, а в более "мягком" эксперименте BAT/Swift — всего около 10% (Минаев, Позаненко, 2010). Это, вероятно, связано с более жестким энергетическим спектром коротких всплесков.

Таким образом, распределение всплесков по длительности не является надежным инструментом для классификации гамма-всплесков, поскольку существенно зависит от характеристик прибора. Более того, наблюдаемая длительность зависит от расстояния до источника гамма-всплеска:  $T_{90} = T_{90,i}(1+z)$ , где  $T_{90,i}$  — длительность в системе отсчета источника, а z — космологическое красное смещение источника. Некоторые из более эффективных методов классификации гамма-всплесков будут рассмотрены далее.

#### 3.4. Импульсы как элементарные структуры кривой блеска активной фазы

Как уже упоминалось, кривые блеска гаммавсплесков уникальны (рис. 1), однако как минимум



**Рис. 1.** Кривые блеска гамма-всплесков GRB 031214, GRB 041212, GRB 100701 и GRB 160625В по данным эксперимента SPI-ACS/INTEGRAL (по материалам работы Минаева, Позаненко, 2017).

одна общая черта их объединяет. Кривые блеска представляют собой комбинацию элементарных структур — импульсов, которые имеют определенную, так называемую FRED-форму (от англ. Fast Rise — Exponential Decay), обсуждаемую, например, в работах (Норрис и др., 2005; Хаккила, Приис, 2011). Она представляет собой быстрый экспоненциальный рост и более медленный экспоненциальный спад наблюдаемого потока и описывается формулой (1), где А — амплитуда импульса,  $t_s$  — время начала импульса,  $au_1$  и  $au_2$  — параметры, определяющие длительность и форму импульса. Параметр  $\tau_1$  определяет форму импульса на стадии роста (промежуток времени  $t_s < t < t_{\text{peak}}$ ), а  $\tau_2$  форму импульса на стадии падения (промежуток времени  $t_{\text{peak}} < t$ ).

$$I(t) = A\lambda \exp\left(-\frac{\tau_1}{t - t_s} - \frac{t - t_s}{\tau_2}\right),\qquad(1)$$

$$\lambda = \exp\left(2\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{1/2}\right), \quad t - t_s > 0.$$

На рис. З в качестве примера представлена кривая блеска гамма-всплеска GRB 050525A, состоящая из трех импульсов, каждый из которых был аппроксимирован рассмотренной экспоненциальной моделью.

Количество импульсов и их параметры уникальны для каждого гамма-всплеска — одни события характеризуются одним-двумя хорошо изолированными импульсами, в то время как другие состоят из большого числа значительно перекрывающихся импульсов. В последнем случае параметры индивидуальных импульсов часто определить не удается. Статистические закономерности в различных свойствах отдельных импульсов исследовались, например, в работах (Хаккила и др., 2008; Хаккила, Приис, 2011; Минаев и др., 2014), где было, в частности, обнаружено, что импульсы всех



**Рис. 2.** Распределение гамма-всплесков по длительности по данным эксперимента SPI-ACS/INTEGRAL (по материалам работы Минаева, Позаненко, 2017). Гладкими кривыми показана аппроксимация распределения двумя логнормальными функциями, гладкой жирной кривой — сумма этих функций.



**Рис. 3.** Кривая блеска гамма-всплеска GRB 050525А по данным эксперимента SPI/INTEGRAL (по материалам работы Минаева и др., 2014). Гладкими кривыми показана аппроксимация кривой блеска суммой трех экспоненциальных импульсов (формула (1)).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021

гамма-всплесков (как коротких, так и длинных) подчиняются единым зависимостям, и их свойства носят универсальный характер.

#### 3.5. Спектральная задержка (лаг)

Одной из особенностей импульсов гаммавсплесков является зависимость положения максимума кривой блеска на временной оси от исследуемого энергетического диапазона. Для исследования данного явления в большинстве случаев применяется кросс-корреляционный метод анализа кривых блеска в различных энергетических каналах, с помощью которого вычисляется спектрально-временная задержка (лаг). Лаг считается положительным, если временной профиль в более мягких энергетических каналах запаздывает относительно профиля в жестких каналах. Для коротких гамма-всплесков характерно малое положительное значение лага, а в части всплесков лаг отсутствует в пределах статистической ошибки (Норрис, Боннел, 2006; Жанг и др., 2006). Для длинных гамма-всплесков характерны более значимые положительные значения спектральновременной задержки, причем для них была также обнаружена эмпирическая зависимость величины лага от интенсивности (Норрис и др., 1996, 2000; Хаккила и др, 2008; Укватта и др., 2012).

В работах (Хаккила и др., 2008; Хаккила, Приис, 2011; Минаев и др., 2014) обнаружено, что величина лага коррелирует с длительностью импульса, и эта корреляция носит универсальный характер для обоих типов гамма-всплесков. Это означает, что, несмотря на различия во многих наблюдаемых свойствах коротких и длинных всплесков, физический механизм их излучения может быть един. В работах (Минаев и др., 2012, 2014) также показано, что для всплесков с простой временной структурой и для отдельных импульсов многоимпульсных событий зависимость спектральновременной задержки от энергии описывается логарифмической функцией  $lag \propto A \log(E)$ , причем параметр А (индекс задержки) всегда имеет положительное значение. Отрицательное или нулевое значения, наблюдающиеся в ряде случаев, можно объяснить эффектом суперпозиции — наложения отдельных импульсов, составляющих гаммавсплеск, друг на друга.

#### 3.6. Корреляции между энергетическими параметрами

Энергетические спектры гамма-всплесков в гамма-диапазоне, как правило, нетепловые и чаще всего описываются эмпирической моделью Бэнда, предложенной в работе (Бэнд и др., 1993), представляющей собой степенную модель с изломом. В ряде случаев вместо излома наблюдается экспоненциальный завал (см., например, Грубер и др., 2014). Излом (завал) спектра характеризуется параметром  $E_{\rm p}$ , который соответствует положению максимума (либо экстремума в случае модели Бэнда со степенным индексом  $\beta > -2$ ) в энер-гетическом спектре  $\nu F_{\nu}$ . Типичное (медианное) значение для гамма-всплесков  $E_{\rm p} \sim 200$  кэВ (см., например, Пулаккил и др., 2021). Параметр  $E_{\rm p}$ , как следствие, также отражает жесткость энергетического спектра — чем больше его значение, тем больше доля высокоэнергетичного излучения.

Гамма-всплески характеризуются множеством корреляций между различными наблюдаемыми параметрами. Одни из наиболее известных связывают энергетический поток со спектральной жесткостью. В эпоху, когда расстояния до источников гамма-всплесков еще не измерялись, были обнаружены корреляции между спектральной жесткостью, выраженной в виде параметра  $E_{\rm p}$ , с наблюдаемым пиковым (корреляция  $E_{
m p}-f_{
m p}$ ), а также полным (корреляция Ep-Ftot) потоками (Митрофанов и др., 1992; Маллоззи др., 1995; Дезалей и др., 1997; Лойд и др., 2000). Позже, когда началась эпоха оптических наблюдений гамма-всплесков с успешными измерениями красного смещения их источников, подтвердились аналогичные корреляции между спектральной жесткостью в системе отсчета источника всплеска ( $E_{\rm p,i} = E_{\rm p}(1+z)$ ) с пиковой светимостью (корреляция  $E_{
m p,i}-L_{
m iso}$ ), а также с полной энергией всплеска в гамма-диапазоне (корреляция  $E_{p,i}-E_{iso}$ ), известные как соотношения Йонетоку и Амати, соответственно (Йонетоку и др., 2004; Амати и др., 2002). Е<sub>іso</sub> представляет собой полную энергию, излученную в диапазоне (1, 10000) кэВ в предположении изотропного распределения излучения:

$$E_{\rm iso} = \frac{4\pi D_{\rm L}^2 F}{1+z},$$

где F — полный наблюдаемый поток в диапазоне  $(1, 10\,000)$  кэВ,  $D_{\rm L}$  — фотометрическое расстояние до источника (пиковая светимость L<sub>iso</sub> вычисляется аналогично). Наблюдаемый во многих случаях излом в кривой блеска оптического и рентгеновского послесвечения гамма-всплесков (так называемый jet-break) послужил доказательством неизотропного характера излучения центральной машины всплеска — существования джета. Положение излома на оси времени позволяет в ряде случаев перейти от изотропных параметров энергетики E<sub>iso</sub> и L<sub>iso</sub> к коллимированным эквивалентам  $E_{\gamma} = E_{
m iso}(1-\cos heta_{
m jet})$  и  $L_{\gamma} = L_{
m iso}(1-\cos heta_{
m jet}),$  где  $\theta_{\rm jet}$  — угол раствора конуса джета. Впоследствии была обнаружена корреляция между полной энергией джета и спектральной жесткостью ( $E_{
m p,i}-E_\gamma$ ),



**Рис. 4.** Диаграмма  $E_{\rm p,i} - E_{\rm iso}$  для гамма-всплесков типа I (черные квадраты), типа II (серые кружки) с соответствующими результатами аппроксимации (сплошные линии), а также  $2\sigma$  областями корреляции (штриховые линии). По материалам работ Минаева, Позаненко (2020, 2021).

также известная как соотношение Гирлянды (Жирлянда и др., 2004).

## *3.7. Корреляция* $E_{p,i}-E_{iso}$ и диаграмма $T_{90,i}-EH$ , использование их для классификации

Рассмотрим корреляцию  $E_{p,i}-E_{iso}$  (Амати) подробнее. Ее природа до сих пор не выяснена. Одно из возможных объяснений подразумевает эффекты угла зрения: чем меньше угол между линией источник-наблюдатель и осью джета, тем более ярким и спектрально жестким будет гамма-всплеск. В рамках этого предположения корреляция будет иметь вид  $E_{\rm p,i} \sim E_{\rm iso}^{1/3}$  в случае неизотропного выброса — джета (Эйхлер, Левинсон, 2004; Левинсон, Эйхлер, 2005; Позаненко и др., 2018). Таким образом, наблюдаемое поведение корреляции может прояснить некоторые свойства механизма излучения и структуры выброса. На рис. 4 представлена корреляция  $E_{\rm p,i}-E_{\rm iso}$  для одной из наиболее полных на сегодняшний день выборок из 317 гамма-всплесков с известным красным смещением и определенным параметром

 $E_{\rm p,i}$ , опубликованной в работах (Минаев, Позаненко, 2020, 2021). Там же было обнаружено, что корреляция для обоих типов гамма-всплесков описывается степенным законом с единым показателем степени  $\alpha = -0.4$ , и высказано предположение, что это может свидетельствовать об аналогичных свойствах структуры выброса и механизма излучения. Обнаруженная особенность может быть также использована для классификации гаммавсплесков, поскольку область корреляции гаммавсплесков типа I (коротких) находится выше области корреляции всплесков типа II (длинных) (Минаев, Позаненко, 2020а,б). В работе (Минаев, Позаненко, 2020а) введен параметр ЕН (формула (2)), характеризующий положение гаммавсплеска на диаграмме E<sub>p,i</sub>-E<sub>iso</sub>. Гамма-всплески типа I, по сравнению с гамма-всплесками типа II, обладают большей жесткостью спектра  $E_{\rm p,i}$ при меньшем значении полной энергии E<sub>iso</sub>, и, как следствие, большим значением параметра ЕН.

$$EH = \frac{(E_{p,i}/100 \text{ keV})}{(E_{\rm iso}/10^{51} \text{ erg})^{0.4}}.$$
 (2)

Наиболее эффективный метод классификации

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021



**Рис. 5.** Диаграмма  $T_{90,i}$ —*ЕН* для гамма-всплесков типа I (черные квадраты), типа II (серые кружки) с соответствующими результатами кластерного анализа (1 $\sigma$  и 2 $\sigma$  области кластеров показаны жирными сплошными и тонкими штриховыми кривыми). По материалам работ Минаева, Позаненко (2020а, 2021).

гамма-всплесков предполагает совместный анализ параметра EH и параметра длительности  $T_{90,i}$ , измеренного в системе отсчета источника (Минаев, Позаненко, 2020а). На рис. 5 представлена диаграмма  $T_{90,i}-EH$  для 317 гамма-всплесков из работ (Минаев, Позаненко, 2020а, 2021), которая обеспечивает наилучшее разделение на группы длинных/мягких и коротких/жестких всплесков (наименьшую область пересечения) среди известных систем классификации. Более того, с помощью данной диаграммы можно выделять гигантские вспышки источников мягкого повторного гамма-излучения (SGR) на фоне коротких гаммавсплесков (Минаев, Позаненко, 2020б).

#### 3.8. Высокоэнергетическое излучение

Гамма-излучение с энергией E > 20 МэВ впервые было зарегистрировано в эксперименте EGRET/CGRO для 28 гамма-всплесков в период 1991–2000 гг. (Канеко и др., 2008). Среди них можно, например, выделить гамма-всплеск GRB 940217, жесткое излучение которого длилось ~1.5 ч после всплеска и включало в себя 18 фотонов с энергией порядка 1 ГэВ. Несколько гамма-квантов в диапазоне E > 650 ГэВ было зарегистрировано в эксперименте Milagrito во время всплеска GRB 970417А (Аткинс и др., 2003). Также можно отметить гамма-всплеск GRB 190114C, который был зарегистрирован в наземном эксперименте MAGIC в диапазоне выше 0.3-1 ТэВ (Акциари и др., 2019). По данным MAGIC было показано наличие существенного межгалактического поглощения (EBL), которое привело к значительному искажению формы энергетического спектра и ослаблению потока в диапазоне 0.3—1 ТэВ более чем на порядок (красное смещение источника гамма-всплеска z == 0.43). В настоящее время высокоэнергетическая компонента гамма-всплесков регистрируется в спутниковых экспериментах AGILE и Fermi/LAT. Например, в эксперименте AGILE для гаммавсплеска GRB 080514В было зарегистрировано излучение с энергией до 300 МэВ, которое продолжалось более 13 с, в то время как гамма-излучение низкой энергии длилось только 7 с (Гийлиани и др., 2008). Эксперимент Fermi/LAT зарегистрировал на данный момент около 200 гамма-всплесков в диапазоне выше 30 МэВ (Ажелло и др., 2019).

Высокоэнергетическое излучение наблюдается как во время коротких, так и во время длинных гамма-всплесков (к примеру, GRB 090510 и GRB 090926), причем в большинстве случаев его длительность существенно (в десятки раз) превышает длительность низкоэнергетического гаммаизлучения и обычно имеет степенной характер падения энергетического потока со временем (Ажелло и др., 2019). Это позволяет сделать предположение о высокоэнергетической компоненте как жестком послесвечении гамма-всплесков и о возможной связи с продленным излучением в суб-МэВном диапазоне, также в некоторых случаях имеющим степенной характер кривой блеска (Минаев, Позаненко, 2017). При этом высокоэнергетическое излучение проявляет себя как дополнительный компонент в энергетическом спектре, описывающийся степенной моделью с показателем  $\Gamma \sim -2$ . Вследствие этого гамма-всплески, обнаруженные в эксперименте Fermi/LAT в диапазоне выше 30 МэВ, не представляют собой подвыборку ярчайших событий (Ажелло и др., 2019), как следовало бы ожидать в случае, если излучение высокой энергии связано лишь с компонентой, соответствующей импульсам активной фазы всплеска в суб-МэВном диапазоне. Тем не менее в некоторых случаях временной профиль всплеска на высоких энергиях действительно повторяет профиль на низких энергиях, что предполагает единую природу излучения и отсутствие дополнительной компоненты на высоких энергиях. Таким образом, наблюдается бимодальность поведения гамма-всплесков на высоких энергиях.

Природа дополнительной высокоэнергетической компоненты и условия ее возникновения не выяснены, что делает ее исследования актуальной и важной задачей науки о гамма-всплесках. Открытым является вопрос о максимально возможной энергии фотонов, излучаемых в гаммавсплесках. На данный момент, наиболее энергетичные фотоны зарегистрированы с помощью эксперимента MAGIC с энергией до 1 ТэВ (Акциари и др., 2019).

#### 3.9. Предвсплески

Еще в эпоху космической обсерватории CGRO в кривых блеска некоторых гамма-всплесков была обнаружена активность до начала основного эпизода — предвсплески (precursors) (Кошут и др., 1995; Лаззати, 2005; Троя и др., 2010; Жанг и др., 2018). Однако четкого понимания природы предвсплесков до сих пор нет, как и единого определения самого термина и соответствующих критериев поиска. В работе (Троя и др., 2010) предвсплеском считается эпизод активности всплеска, предшествующий основному, имеющий меньшую интенсивность и длительность по отношению к нему. В работе (Кошут и др., 1995) на свойства предвсплеска накладывается дополнительное условие — промежуток времени между предвсплеском и основным эпизодом гаммавсплеска должен превышать длительность T<sub>90</sub> основного эпизода. Кривые блеска гамма-всплесков, как правило, имеют сложную структуру и состоят из нескольких импульсов и эпизодов (комплексов импульсов) излучения, в том числе хорошо разделенных по времени, причем их интенсивность, длительность, а также временной интервал между ними, не зависят от их относительного местоположения в кривой блеска гамма-всплеска. Поэтому нельзя исключать и того, что предвсплески являются на самом деле лишь отдельными эпизодами активной фазы гамма-всплеска и не связаны с иным механизмом и/или источником излучения. Вероятность этого может быть велика, например, для предвсплесков, обнаруженных в работе (Троя и др., 2010), где использовался наиболее мягкий критерий их отбора. Поэтому положительные результаты поиска предвсплесков требуют дополнительных проверок, которые были, в частности, осуществлены в работе (Минаев, Позаненко, 2017), где проводился анализ кривых блеска 519 коротких гамма-всплесков, зарегистрированных в эксперименте SPI-ACS/INTEGRAL. В единичных случаях найдены и детально исследованы кандидаты в предвсплески по данным различных экспериментов. Кривая блеска наиболее достоверного из них, обнаруженного для GRB 130310A, представлена на рис. 6. Однако, как показано в работе (Минаев, Позаненко, 2017), этот гамма-всплеск может на самом деле принадлежать классу длинных гаммавсплесков. Как следствие, убедительные свидетельства в пользу существования предвсплесков коротких гамма-всплесков в работе (Минаев, Позаненко, 2017) не найдены, и показано, что доля коротких гамма-всплесков, имеющих предвсплески, составляет менее 0.4% от всех коротких всплесков. При этом предвсплески длинных всплесков могут быть объяснены в рамках основных моделей их источников и связаны с выходом ударной волны на поверхность звезды-прародителя гамма-всплеска (Макфадин, Вусли, 1999). Предвсплески коротких всплесков в рамках основных моделей не предсказываются, что также ставит под сомнение их существование. Есть предположение, что они могут быть связаны с пересоединением силовых линий магнитного поля нейтронных звезд непосредственно перед слиянием (см., например, Троя и др., 2010).

#### 3.10. Продленное излучение

Помимо активности до начала основного эпизода, гамма-всплески также характеризуются и ак-



**Рис. 6.** Кривая блеска гамма-всплеска GRB 130310А по данным SPI-ACS/INTEGRAL (внизу) и GBM/*Fermi* в энергетическом диапазоне (0.1, 10) МэВ (вверху). По горизонтальной оси — время относительно максимума в секундах. По вертикальной оси — количество отсчетов за 0.05 с. Стрелкой отмечен кандидат в предвсплеск. По материалам работы Минаев, Позаненко (2017).

тивностью после него. Этот дополнительный компонент получил название продленное излучение (extended emission) и был обнаружен в ряде экспериментов как в индивидуальных кривых блеска (Буренин, 2000; Норрис, Боннел, 2006; Минаев, Позаненко, 2010; Мозгунов и др., 2021), так и в усредненной кривой блеска ансамбля всплесков (Лаззати и др., 2001; Коннатон, 2002; Фредерикс и др., 2004; Монтанари и др., 2005; Минаев, Позаненко, 2010; Мозгунов и др., 2021). Продленное излучение коротких гамма-всплесков, как правило, представляет собой слабый и тусклый хвост длительностью несколько десятков секунд и имеет более мягкий энергетический спектр (выше доля малоэнергетичных фотонов) по сравнению с основным эпизодом, чьи свойства типичны для обычных коротких гамма-всплесков. Один из наиболее характерных и известных примеров - гаммавсплеск GRB 060614 (Джерелс и др., 2006).

Предложено несколько теоретических моделей продленного излучения коротких гамма-всплесков. Среди них можно выделить три: высокоэнергетическая часть послесвечения (Минаев, Позаненко, 2017), активность сформировавшегося в процессе взрыва магнетара (Мецгер и др., 2008), двухджетовая модель центральной машины (Барков, Позаненко, 2011). Указанные модели не исключают друг друга, поэтому возможно существование нескольких типов продленного излучения коротких гамма-всплесков (Минаев, Позаненко, 2017). Действительно, для длинных гамма-всплесков было обнаружено два типа продленного излучения (Мозгунов и др., 2021). Один из них представляет собой дополнительный компонент кривой блеска, характеризующийся степенным падением потока с показателем степени  $\gamma \simeq -1$ , что типично для компонента послесвечения гамма-всплесков. Второй тип представляет собой степенное падение потока основной фазы (обычно гамма-всплески характеризуются экспоненциальным падением). Вероятно, продленное излучение в данном случае представляет собой нагромождение экспоненциальных хвостов большого числа импульсов, из которых



**Рис. 7.** Кривая блеска гамма-всплесков GRB 031214 (вверху) и GRB 130427А (внизу) по данным SPI-ACS/INTEGRAL. По горизонтальной оси — время от начала всплеска в секундах. По вертикальной оси — количество отсчетов за 0.05 с. Компонент продленного излучения показан штриховыми овальными контурами. По материалам работ Минаева и др. (2010), Мозгунова и др. (2021).

состоит активная фаза всплеска. На рис. 7 представлены кривые блеска короткого GRB 031214 и длинного GRB 130427А гамма-всплесков, продленное излучение которых было обнаружено в работах (Минаев и др., 2010; Мозгунов и др., 2021), соответственно. В обоих случаях продленное излучение представляет собой отдельный компонент кривой блеска длительностью около 500 с для GRB 031214 и 5000 с для GRB 130427А, причем для GRB 130427А на компонент продленного излучения накладывается также отдельно стоящий эпизод основной фазы, начинающийся через 120 с относительно начала гамма-всплеска (рис. 7).

#### 4. ОПТИЧЕСКИЕ КОМПОНЕНТЫ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

Оптические проявления космических гаммавсплесков условно можно разбить на четыре фазы, каждая из которых явно выделяется на кривой блеска и определяется разными процессами и механизмами излучения (рис. 8).



**Рис. 8.** Схематическое изображение стадий эволюции оптического компонента гамма-всплеска. Энергетический поток по оси ординат отложен условно, время появления компонента сверхновой (или килоновой) может варьироваться на порядок в зависимости от типа (сверхновая или килоновая) и красного смещения источника.

Сначала наблюдается излучение активной фазы (одновременно с гамма-излучением и определяющееся, в основном, работой центральной машины всплеска), затем в кривой блеска начинает доминировать послесвечение, образующееся при взаимодействии выброшенного джетом вещества с окружающей средой и характеризующееся монотонным степенным падением блеска. Затем, на масштабах десятка дней, монотонное падение блеска может смениться даже поярчанием, связанным с доминированием сверхновой. Заключительной фазой кривой блеска является выход на уровень постоянного излучения родительской галактики источника.

#### 4.1. Излучение в активной фазе

Активной фазой гамма-всплеска называют наблюдаемый период работы центральной машины, ответственной за выброс всей энергии всплеска и сопровождаемой тем самым гамма-излучением, которое и дало название явлению. В англоязычной литературе принят термин "prompt emission". Естественно ожидать, что работа центральной машины также может сопровождаться оптическим излучением. Однако за более чем 50-летнюю историю изучения гамма-всплесков насчитывается не так много успешных наблюдений в рентгеновском и оптическом диапазонах, и они совершенно отсутствуют в радио.

Действительно, гамма-детекторы позволяют охватывать своим полем зрения большие площади на небе для успешного мониторинга и регистрации гамма-транзиента с первых моментов события. Оптические инструменты обладают существенными ограничениями по размеру поля зрения и, соответственно, проценту охватываемого неба, а при увеличении поля зрения происходит значительное уменьшение чувствительности инструмента.

Наблюдения излучения активной фазы гаммавсплеска в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах сопровождаются рядом трудностей. (1) Апертурные телескопы имеют малое поле зрения, потому вероятность того, что область наблюдения одновременно будет покрыта телескопами рентгеновского, оптического и радиодиапазона, чрезвычайно мала даже для случая соосного расположения телескопов. (2) После регистрации гаммавсплеска орбитальным телескопом требуется некоторое, впрочем, небольшое время для определения координат источника, время для их передачи наземным приемным станциям и затем — телескопам, время для наведения телескопа на источник. Суммарно это время составляет не менее 30 с. Кроме того, естественным ограничением является (3) короткое время работы самой центральной машины и еще меньшее время, соответствующее длительности наблюдаемого излучения. Таким образом, активную фазу можно наблюдать у длинных гамма всплесков с длительностью более 30 с, и невозможно — для менее длительных, в том числе и для класса коротких гамма-всплесков с длительностью менее 2 с.

До сих пор основным методом работы оптических телескопов в исследовании гамма-всплесков является алертный метод, когда роботизированный телескоп принимает координаты зарегистрированного гамма-всплеска от космической обсерватории и, прерывая текущие программы наблюдений, перенаводится на вновь открытый объект.

Современные технологии и роботизированные телескопы позволяют сократить время передачи координат и время наведения инструмента, но технологический предел уменьшения времени преодолеть невозможно.

По такой схеме функционировали и продолжают работать многие телескопы и сети, это, например, ROTSE<sup>2</sup>, LOTIS (Вилльямс и др., 2008), KAIT<sup>3</sup>, BOOTES (Кастро-Тирадо и др., 2012), MASTER (Липунов и др., 2010), NUTTelA (Гроссан, Максут, 2020).

Ключом к решению проблемы может стать идея постоянного мониторинга неба в поисках оптических транзиентов (Пачински, 2001) или, по крайней мере, синхронного мониторинга одной и той же части неба орбитальными и наземными телескопами (Позаненко и др., 2003). Для совмещения большого поля зрения и хорошей проницаемости можно использовать комбинацию из массива малых широкоугольных камер, обеспечивающих покрытие неба, и большого исследовательского телескопа, перенаводящегося при поступлении алерта (Бескин и др., 2005). Такие телескопы действительно были сконструированы и построены, это проекты WFOC/Favor (Карпов и др., 2004), RAPTOR (Вестранд и др., 2002), Рі of the sky<sup>4</sup>, Mini-MegaTORTORA (Карпов и др., 2013),  $GWAC^5$ . Часть из них использует массив из нескольких телескопов малой апертуры, позволяющий покрывать совместным полем зрения значительную часть неба.

Первым существенным успехом эксперимента ROTSE-I стала регистрация синхронного оптического излучения от гамма-всплеска GRB 990123 (Акерлоф и др., 1999а,б). Робот-телескоп начал наземные оптические наблюдения всплеска уже через 22.18 с после его регистрации экспериментом BATSE (гамма-всплеск был также зарегистрирован телескопами COMPTEL/CGRO, WFC/BeppoSAX). Длительность всплеска в гамма-диапазоне составила около 100 с, так что телескопу ROTSE-I удалось зарегистрировать синхронное оптическое излучение, сопровождавшее гамма-всплеск. В пике своей яркости оно достигло 9-й звездной величины.

#### 4.2. Послесвечение

Впервые оптическое послесвечение гаммавсплеска было зарегистрировано для события GRB 970228, благодаря более точной локализации всплеска, полученной по рентгеновским данным обсерватории ВерроSAX (Гварнери и др., 1997; Гроот и др., 1997). С 2004 г. с началом работы космической обсерватории *Swift* рентгеновское послесвечение, а следовательно, и локализация с точностью до нескольких угловых секунд есть у ~70% всех всплесков, а оптический компонент найден для ~40 %<sup>6</sup>.

За почти 25 лет наблюдений оптических послесвечений статистика полученных кривых блеска говорит о том, что все они имеют примерно похожую форму степенного падения со временем, на которую в ряде случаев накладываются дополнительные вспышки, квазипеременная структура, изломы и значительные повышения блеска, связанные с проявлением сверхновых (см. раздел 3.3) или килоновых (см. раздел 3.4). В среднем на начальном этапе наблюдений послесвечение имеет блеск 12–18 звездных величин и спадает по степенному закону  $F \sim t^{-\alpha}$  с показателем степени  $\alpha \sim 1 - 3$ (рис. 9, Канн и др., 2010). Время наблюдения послесвечения ограничено его яркостью и проницающей способностью используемых инструментов. В среднем послесвечения наблюдаются 2–10 дней, в случае очень ярких объектов могут наблюдаться и до нескольких месяцев (напр., GRB 030329, GRB 130427A, GRB 171205A).

Гипотезы, объясняющие форму кривых блеска оптических послесвечений, высказывались еще за 5 лет до открытия первого оптического компонента (Месзарос, Рис, 1992; Нараян и др., 1992; Рис, Месзарос, 1994; Бисноватый-Коган, Тимохин, 1997). Полученные позже оптические наблюдения помогли подтвердить эти гипотезы и разработать математическую модель формирования излучения послесвечения (Сари, Пиран, 1997; Кохен и др., 1998). В реальных астрофизических условиях

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>http://www.rotse.net

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>https://w.astro.berkeley.edu/bait/kait.html

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>https://www.pi.fuw.edu.pl

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>https://www.svom.eu/en/portfolio/

gwac-ground-wide-angle-telescope/

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>https://www.mpe.mpg.de/~jcg/grbgen.html



Рис. 9. Представлены кривые блеска послесвечения длинных гамма-всплесков в оптическом диапазоне (Канн и др., 2010). Отмечены некоторые индивидуальные гамма-всплески. Прослеживаются характерные этапы — активная фаза, начало послесвечения, степенная зависимость потока от времени, джет-брейк, а также огромный динамический диапазон наблюдаемых послесвечений в одно и то же время после всплеска, например, на момент 0.1 день после регистрации гамма-всплеска в гамма-диапазоне разброс блеска послесвечения составляет 11 звездных величин. Можно также увидеть недостаточное покрытие наблюдениями активной фазы гамма-всплеска (т.е. начального периода излучения).

ультрарелятивистское движение вещества, выброшенного центральной машиной, при столкновении с межзвездной средой будет порождать ударные волны, как внешние, распространяющиеся в среде по ходу движения релятивистского выброса, так и внутренние, отраженные от среды или налетающие друг на друга оболочки, имеющие разную скорость. Присутствие магнитных полей в ударной волне приводит к эффективному высвечиванию энергии синхротронным излучением нетепловых частиц выброса. В случае ультрарелятивистских ударных волн существует автомодельное решение, в котором эволюция физических параметров ударной волны описывается степенным от времени законом (Блэндфорд, МакКи, 1976). На ударных фронтах происходит переход кинетической энергии выброса в энергию нетепловых частиц, которая потом трансформируется в синхротронное излучение. Это же объясняет тот факт, что кривые блеска послесвечений имеют ахроматический характер падения со временем.

В рамках описанного механизма также просто объясняется присутствие в большой части случаев излома на кривой блеска, связанного с коллимированностью выброса (в англоязычной литературе повсеместно используется термин "джет-брейк" — "jet-break"). Это можно описать как смену "режимов" темпа спадания блеска. Пока скорость излучающей области велика, Лоренц-фактор  $\Gamma > 1/\Delta \theta$ , из-за эффекта релятивистской аберрации излучения наблюдатель не может отличить ситуацию от сферически-симметричной. Однако по



Рис. 10. График задержки положения максимума кривой блеска сверхновой после начала всплеска в зависимости от абсолютной звездной величины максимума в системе покоя источника. По оси Х — время между максимумом кривой блеска сверхновой и регистрацией всплеска в гамма-диапазоне, по оси Y — абсолютная звездная величина максимума. Время приведено в системе покоя источника, абсолютная звездная величина приведена в фильтре V также в системе покоя источника. Приведены в фильтре V также в системе покоя источника. Приведены только те сверхновые, для которых есть возможность определить эти параметры. Цифрами обозначены недавние гамма-всплески, для которых удалось обнаружить сверхновые и определить их параметры. Определение звездной величины в фильтре V в системе отсчета источника возможно лишь приблизительно: для тех случаев, когда имеется многоцветная кривая блеска, или же наблюдения в каком-либо фильтре в системе наблюдателя примерно соответствуют центру максимума пропускания фильтра V в системе покоя источника. Подробнее см. (Белкин и др., 2020).

мере торможения ударной волны в момент  $\Gamma_{jb} = 1/\Delta \theta_{jb}$  в область причинной связности попадают внешние границы джета, и уменьшение потока при прочих равных условиях начинает происходить быстрее, чем в сферически-симметричном случае, поскольку видимый размер излучающей области перестает расти по мере торможения. Если аппроксимировать кривую блеска степенным законом с изломом (см., например, Буерман и др., 1999) и найти момент, соответствующий джет-брейку, то можно оценить угол раствора конуса выброса, который обычно составляет порядка нескольких градусов. Джет-брейк также происходит ахроматично на кривых блеска оптического излучения.

#### 4.3. Связь гамма-всплесков со сверхновыми

В последнее десятилетие интенсивное изучение кривых блеска послесвечений длинных гаммавсплесков позволило прочно установить их связь со сверхновыми типа Іс, представляющими из себя коллапс ядра массивной звезды, с которого предварительно была сброшена вся водородногелиевая оболочка. Наблюдательно это проявляется в виде уплощения или даже подъема потока на кривой блеска на фоне монотонного падения блеска от послесвечения, а в спектрах в этот момент появляются широкие линии, характерные для сверхновых типа Іс со скоростью движения оболочки порядка десятков тысяч километров в секунду. Гипотезу о существовании подобных сверхновым быстро движущихся фотосфер у гамма-всплесков высказал Пачинский в 1986 г., задолго от открытия первого оптического компонента (Пачински, 1986). Первым наблюдательным проявлением связи гамма-всплесков и сверхновых стало событие GRB 980425, для которого было обнаружено оптическое послесвечение, а через несколько дней в той же области неба была обнаружена сверхновая SN 1998bw, классифицированная как Iс. Близкое расположение источника на z = 0.0085,



Рис. 11. (а, левый рисунок) Пример спектроскопического проявления признака сверхновой в послесвечении гаммавсплеска GRB 030329. Спектр, снятый 4 апреля, имеет обычный для гамма-всплесков степенной вид, а 10 апреля уже явно видны широкие линии поглощения, характерные для образующейся движущейся фотосферы сверхновой. Черной пунктирной линией показан для сравнения спектр сверхновой SN 1998bw в той же фазе, что и спектр, снятый 1 мая (см. Хьорт и др., 2003). (б, правый рисунок) Пример проявления признака сверхновой в кривой блеска гамма-всплеска GRB 130702A. Хорошо видно, как идущее в начале послесвечения ахроматичное степенное падение блеска постепенно сменяется ахроматичным ростом, характерным для кривых блеска сверхновых, который впоследствии выходит на уровень родительской галактики (см. Вольнова и др., 2017).

что соответствует примерно 37 Мпк, позволило получить детальную многоцветную кривую блеска сверхновой (Галама и др., 1998; Ивамото и др., 1998; Кулкарни и др., 1998). Следующим событием, подтверждающим эту связь, стал очень яркий всплеск GRB 030329, произошедший на расстоянии z = 0.1685 и ассоциированный со сверхновой SN 2003dh, которая также относилась к типу Ic (Хьорт и др., 2003; Станек и др., 2003; Маттесон и др., 2003). Энерговыделение в обоих событиях по оценкам превосходило  $10^{52}$  эрг, что превышало энергетику всех известных сверхновых, отчего был введен термин гиперновая, предложенный Пачинским в 1998 г. (Пачински, 1998).

С наблюдательной точки зрения сверхновая проявляется в виде изменений в спектре послесвечения всплеска и одновременно в увеличении потока. На спектральных снимках это выглядит как быстрое, за несколько дней, появление широких линий (ИК-триплет CaII, OI на  $\lambda = 7774$  Å, линии поглощения CaII H&K, и постепенно растущая линия FeII), характерных для сверхновых типа Ic (рис. 11а). Ширина линий при моделировании их профиля соответствует скорости движения фотосферы порядка 20000-30000 км/с (см., например, Вольнова и др., 2017). В фотометрическом плане сверхновая может проявиться как повышение блеска на 10-20-й день после всплеска, в зависимости от расстояния до источника. На обычное для всплесков ахроматичное степенное падение блеска накладывается хроматический рост излучения (синяя часть спектра растет быстрее красной), идущего от формирующейся фотосферы сверхновой. После максимума, выглядящего на кривой блеска как горб или плато (в зависимости от яркости компонента сверхновой), следует экспоненциальное падение, характерное для распада синтезировавшихся элементов, в основном, Ni<sup>56</sup>, которое постепенно выходит на уровень блеска родительской галактики (рис. 11б). Однако есть и примеры, когда на фоне необычно яркого послесвечения фотометрический вклад от сверхновой

был практически не заметен на кривой блеска, например, в таких ярких событиях, как GRB 030329 (Липкин и др., 2004) или GRB 130427A (Перли и др., 2014). На середину 2021 г. открыто 27 сверхновых, подтвержденных спектроскопическими наблюдениями, и более 50 сверхновых в виде фотометрического признака на кривых блеска. Для проверки того, что поярчание связано действительно со сверхновой, а не с другими немонотонностями в кривой блеска (см., например, Мазаева и др., 2018), можно использовать график задержки положения максимума кривой блеска сверхновой после начала всплеска в зависимости от абсолютной звездной величины максимума в системе покоя источника (Белкин и др., 2020). На рис. 10 представлены актуальные данные описанных выше параметров для известных сверхновых.

Так же можно отметить, что все длинные гаммавсплески с красным смещением z < 0.4 имеют ассоциацию со сверхновой, а самый далекий всплеск GRB 021211 с признаком сверхновой имеет  $z \sim 1$ (Делла Валле и др., 2004).

Для того чтобы оценить физические параметры сверхновой, кроме фотосферной скорости, получаемой из моделирования линий в спектре, необходимо вычленить вклад ее блеска в общее излучение от источника (послесвечение + сверхновая + + родительская галактика), построить отдельно ее кривую блеска и подобрать модель, которая бы при заданных массе, радиусе, химсоставе звезды и энергии взрыва позволяла бы наилучшим образом описать наблюдательные данные. Для получения чистой кривой блеска компонента сверхновой необходимо учесть вклад от родительской галактики и послесвечения гамма-всплеска. Если галактика вносит постоянный вклад в поток, который легко учесть, то блеск послесвечения спадает по степенному закону, и его необходимо моделировать отдельно. Однако вклад сверхновой и послесвечения в оптическом диапазоне бывает трудно разделить из-за большой яркости первой и малой яркости второго. Свойство ахроматизма послесвечения позволяет использовать для моделирования закона падения блеска послесвечения кривую блеска его рентгеновского компонента, которая будет иметь ту же форму, что и кривая в оптическом диапазоне, отличаясь лишь нормировкой. Определив темп падения блеска по рентгеновским данным, а нормировку по ранним наблюдениям послесвечения, можно построить модель кривой блеска послесвечения и вычесть ее из общей кривой блеска, наравне с вкладом родительской галактики.

Получившаяся кривая блеска сверхновой может быть промоделирована несколькими способами для оценки физических параметров взрыва, его начальных условий и остатка. Первым и самым простым является сравнение с неким шаблоном, для которого параметры известны заранее. В изучении сверхновых, связанных с гамма-всплесками, таким шаблоном стала кривая блеска источника SN 1998bw. Близость источника и относительно малая яркость оптического послесвечения позволили построить детальную многоцветную кривую сверхновой (Клочиатти и др., 2011), а также определить ее основные параметры (массу предсверхновой, массу выброса и остатка, энергию взрыва и массу образованного Ni<sup>56</sup>) с помощью модели сферически симметричного взрыва, гидродинамического переноса излучения и вклада от радиоактивного распада никеля в "хвосте" (Накамура и др., 2000). Если предположить, что все сверхновые, связанные с гамма-всплесками, образуются вследствие одних и тех же физических процессов, то форма их кривых блеска должна быть одинаковой. с естественным масштабированием по времени, зависящим от красного смещения источника. В таком случае, если вписать такую шаблонную кривую блеска в изучаемую кривую, масштабирование по потоку и даст оценку коэффициента, во сколько раз параметры изучаемой сверхновой отличаются от шаблона (см., например, Ферреро и др., 2006).

Другим методом, основанным на кривой блеска SN 1998bw как на шаблоне, является полуэмпирический метод, предложенный в работе (Кано, 2013). В данном методе наблюдаемая болометрическая кривая блеска сверхновой SN 1998bw принимается за шаблон, после чего аппроксимируется аналитической моделью, построенной на простых предположениях: сферически симметричный взрыв, равномерное расширение выброса, весь образующийся Ni<sup>56</sup> сосредоточен в центре и не перемешивается с оставшейся оболочкой, наблюдается фотосфера, излучение является доминирующим механизмом уноса энергии, начальный радиус предсверхновой стремится к нулю (Арнетт, 1982). Из наилучшей модели определяются параметры взрыва звезды. Предполагается, что болометрические кривые блеска других сверхновых Іс, ассоциируемых с гамма-всплесками, имеют ту же форму, изменяясь лишь по двум параметрам: *s* растяжение/сжатие времени за счет красного смещения и k масштабирование по светимости. Вписывая аналитическую болометрическую модель SN 1998bw в другие наблюдаемые кривые сверхновых Іс, можно определить факторы масштабирования, а из них энергию взрыва, массу выброса и отдельно образовавшегося Ni<sup>56</sup>, и энергетику взрыва (Кано и др., 2014).

Еще одним, физически обоснованным, но и наиболее трудоемким, является метод численного моделирования кривых блеска с помощью радиационных гидродинамических кодов. Например, код многогрупповой радиационной гидродинамики STELLA (Блинников и др., 1998, 2006) успешно применяется для изучения физики всех типов сверхновых, не имеющих проявлений в гаммадиапазоне. В работе (Вольнова и др., 2017) код STELLA успешно применяется для моделирования сверхновой SN 2013dx типа Ic, ассоциирования с гамма-всплеском GRB 130702A, и результаты моделирования совпали в пределах погрешностей с результатами других работ, использующих полуэмпирический метод и метод шаблона (Д'Элия и др., 2015; Той и др., 2016).

#### 4.4. Короткие всплески и килоновые

Еше в самом начале изучения гамма-всплесков одними из первых возможных источников, ответственных за их появление, были названы слияния двойных систем нейтронных звезд или систем нейтронная звезда-черная дыра: энергии, которая, как предполагалось, выделяется в таких слияниях, должно хватить для того, чтобы разжечь гаммавсплески с наблюдаемыми параметрами (Эйхлер и др., 1989; Пачински, 1990; Месзарос, Рис, 1992). В 1998 г. на заре изучения оптических компонентов гамма-всплесков, было теоретически предсказано, что в мощных взрывах, сопутствующих таким явлениям и названных килоновыми (так как их средняя светимость по величине находится между светимостью новых и сверхновых), должны рождаться химические элементы тяжелее железа (Ли, Пачински, 1998). Сейчас эти события считаются прародителями класса коротких гамма-всплесков, однако долгое время подтверждения этому были лишь косвенными из-за сложности наблюдений их оптических компонентов. Теоретически предсказанная килоновая наблюдалась лишь для нескольких событий (в том числе GRB 130603B, GRB 050709, GRB 060614, GRB 150101B), однако во всех случаях информация о килоновых основывалась на весьма скудных фотометрических наблюдениях, состоящих из одной-двух фотометрических точек на кривой блеска.

Все изменилось после открытия гравитационноволновыми детекторами LIGO/Virgo<sup>7</sup> слияния системы из двух компактных объектов GW 170817. Наблюдения в гравитационно-волновом диапазоне показали, что два слившихся объекта были нейтронными звездами, а произошло это в близкой к нам галактике NGC 4993 на z = 0.009787, что соответствует ~40 Мпк (Абботт и др., 2017б). Одновременно космическими обсерваториями *Fermi* и *INTEGRAL* был зарегистрирован короткий гаммавсплеск с длительностью ~2 с, который сопровождался оптическим компонентом, найденным через

11 ч (Абботт и др., 2017а). Близкое расположение источника и совместная работа множества обсерваторий и институтов по всему миру позволили получить чрезвычайно детальную многоцветную кривую блеска оптического компонента события, которая подтвердила наличие компонента килоновой и рождения элементов тяжелее железа (Галл и др., 2017; Виллар и др., 2017; Кружевский и др., 2018). Кривая блеска килоновой AT2017gfo показывает более быстрое падение яркости, чем сверхновая. Свечение килоновой питается распадом тяжелых элементов, синтезированных в результате r-процесса (захват нейтронов легкими элементами). Цвет килоновой эволюционирует от синего к красному, что говорит о быстром охлаждении всей системы. В случае гамма-всплеска GRB 170817А компонент килоновой значительно преобладал над компонентом послесвечения: моделирование геометрии системы показало, что ось конуса джета, ответственного за гамма-излучение и послесвечение, отстоит от направления на наблюдателя на 35-55 градусов, что делает компонент послесвечения практически не детектируемым на фоне яркой килоновой (наши оценки показали, что это отношение составляет более чем 130 раз (Позаненко и др., 2018a)).

#### 4.5. Родительские галактики гамма-всплесков

Первая родительская галактика гамма-всплеска была открыта в наблюдениях локализации источника GRB 970228 после того, как его оптическое послесвечение потухло (Фрухтер и др., 1999). Обнаружение галактики на месте источника всплеска явилось очевидным подтверждением космологической природы этих явлений. Начиная с 1997 г., было открыто и в той или иной степени исследовано около 250 родительских галактик всплесков, и лишь в 1/5 случаев изображение галактики было получено с достаточным разрешением, чтобы определить место всплеска относительно ее структуры (Ванг и др., 2020)<sup>8</sup>. Ключевым параметром для оценки многих физических свойств гамма-всплесков является расстояние до источника, и зачастую изучение родительской галактики может быть единственным способом его оценить. Красное смещение открытых на середину 2021 г. родительских галактик варьируется в пределах от z = 0.0085 (GRB 980425 (Тинней и др., 1998)) до z ~ 6 (z = 5.913 для GRB 130606A, z = 6.295 для GRB 050904, и z = 6.327 для GRB 140515A (МакГюре и др., 2016)) с медианным значением примерно 2.5.

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>https://www.ligo.org

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>См. базу данных GHostS—GRB Host Studies; http://www.grbhosts.org/Default.aspx

Два разных типа гамма-всплесков отмечают своим появлением и разные наборы родительских галактик. Популяция родительских галактик длинных всплесков (коллапсаров) представлена в подавляющем большинстве молодыми маломассивными компактными галактикками с низкой яркостью и интенсивным звездообразованием, причем в тех случаях, где положение всплеска в галактик

ными компактными галактиками с низкой яркостью и интенсивным звездообразованием, причем в тех случаях, где положение всплеска в галактике возможно отследить, оно совпадает с областями звездообразования (Блум и др., 2002; Свенссон и др., 2010; Жапели и др., 2018). В большинстве случаев металличность таких галактик значительно ниже солнечной (Саваглио и др., 2009), что, по недавним исследованиям (Моджаз и др., 2020), вероятно, является ключевым условием для формирования гамма-всплесков в целом. Родительские галактики коротких гамма-всплесков включают в себя галактики как ранних, так и поздних типов, а медианное расстояние от всплеска до центра галактики в 5 раз больше, чем для длинных всплесков, что хорошо согласуется с распределением систем двойных нейтронных звезд в галактиках (Фонг и др., 2010). При всем разнообразии типов родительских галактик, встречающихся в этой группе, все их объединяет низкий темп звездообразования, менее 1 массы Солнца в год, а у 1/3 выборки — менее 1 массы Солнца в 100 лет. Однако численность коротких гамма-всплесков невелика (~25% от всего количества), а их родительских галактик — еще меньше, так что увеличение их статистики является важной задачей современной науки о гамма-всплесках.

Существует две основных тактики изучения открытых родительских галактик, основанные на яркости галактики и доступных инструментах.

Первой и самой эффективной и информативной является спектроскопия, однако она имеет свои естественные ограничения, связанные с яркостью галактики. Поток от объекта должен быть достаточным для получения хорошо разрешенных эмиссионных линий со значимым отношением сигнала к шуму. Спектроскопия позволяет довольно точно определить расстояние до галактики, измеряя красное смещение ее линий (z), физические свойства галактики можно оценить, сравнивая ее спектр со спектрами близких, хорошо изученных галактик, а отношение потоков в линиях тяжелых элементов к потокам в линиях водорода позволяет оценить металличность галактики, являющуюся ключевым параметром в моделях образования гамма-всплесков (см., например, Маннучи и др., 2010). Если галактика достаточно близкая и разрешается на отдельные части, то спектроскопия позволяет исследовать ее структуру и оценить распределение металличности, поглощения и темпа звездообразования в разных ее частях (Торп,

вать аппаратура. На сегодняшний день существует лишь несколько спектроскопических исследований родительских галактик гамма-всплесков на z > 1(см., например, Крухлер и др., 2015; Пираномонте и др., 2015). Вторая же тактика менее информативна, зато более широко доступна и основана на многоцветной широкополосной фотометрии. Сами открытия родительских галактик основаны на фотометрических наблюдениях, и здесь эффективны инструменты класса 1-3 м, которые могут открывать галактики с блеском 22-24 величины. Блеск галактики, измеренный в нескольких широких фильтрах и выстроенный по шкале длин волн, представляет собой как бы силуэт спектра галактики, в котором отражаются только ярко выраженные особенности, такие как изломы, завалы или очень яркие эмиссионные линии, повышающие поток в одном фильтре на значимую величину по сравнению с ошибками измерения. Еще в 1962 г. Баум (Баум, 1962) использовал многоцветную фотометрию для оценки красных смешений эллиптических галактик в скоплениях, основываясь на положении излома на 4000 А и лаймановского и бальмеровского скачков. Современные реализации этого метода строятся по единообразному алгоритму (Болзонелла и др., 2000; Арноутс и др., 1999; Илберт и др., 2006): звездные величины в каждом фильтре конвертируются в поток на центральной длине волны фильтра, а затем на получившееся широкополосное распределение энергии накладываются синтетические спектры из численных библиотек, построенных на основе теории звездной и галактической эволюции (см., например, Фиоч, Рокка-Волмеранж, 1997). Синтетические спектры двигаются вдоль красного смещения, а также к ним можно применить дополнительное поглощение пылью и нормировать по потоку. Наилучший модельный спектр позволяет оценить красное смещение галактики, а также физические параметры, на основе которых он был рассчитан: морфологический тип галактики, возраст, масса, среднее поглощение и закон его распределения, темп звездообразования. Фотометрический метод не позволяет определить металличность, да и оценки расстояния зачастую имеют

большую погрешность, однако фотометрия более доступна для небольших инструментов и позволяет измерять поток от очень далеких галактик с красными смещениями  $z \sim 6-9$ , оптическое излучение которых сильно смещено в ИК-область (МакГюре и др., 2016; Хримес и др., 2019). Существует несколько работ по систематическому исследованию большого количества родительских галактик гамма-всплесков, однако все они направлены на изучение разных параметров и используют разные выборки источников. Проблема построения унифицированной базы данных свойств родительских галактики всплесков остается нерешенной до сих пор, однако стоит отметить основные статистические результаты и работы, в которых они были получены.

В работах (Вергани и др., 2015; Жапели и др., 2016; Палмерио и др., 2019) была исследована выборка из 58 родительских галактик длинных гамма-всплесков, открытых обсерваторией Swift (Салватерра и др., 2012), с z < 2, для которых были получены спектроскопические и фотометрические данные, а также изображения с Космического телескопа им. Хаббла. Все 58 галактик оказались маломассивными галактиками с интенсивным звездообразованием и малой металличностью, а также была найдена эволюция параметров с красным смещением между подвыборками с z < 1 и 1 <z < 2: с увеличением z медианная масса галактик увеличивается от  $\langle \log(M_*/M_\odot) 
angle = 9.0^{+0.1}_{-0.2}$  до 9.4<sup>+0.1</sup><sub>-0.2</sub>, медианный темп звездообразования вырос более чем на порядок, от  $\langle SFR 
angle = 1.3^{+0.9}_{-0.7}$ до  $24^{+24}_{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , а вот медианная металличность осталась неизменной на уровне  $\langle 12 + \log{(O/H)} \rangle \sim$  $\sim 8.45^{+0.1}_{-0.1}.9$  Также было отмечено, что эволюция звездной массы галактик оказалась слабее, чем предполагалось, что также поддерживает гипотезу о границе металличности, необходимой для образования длинных гамма-всплесков (Бьорссон и др., 2019). Похожие результаты были получены в спектроскопических исследованиях параметров 96 родительских галактик с красным смещением 0.1 < z < 3.6, данные для которых собрал спектрометр X-Shooter телескопа VLT (Крухлер и др., 2015). Тенденция предпочтения длинными гаммавсплесками галактик с низкой металличностью выявилась и в обзоре TOUGH (The Optically Unbiased GRB Host survey) (Хьорт и др., 2012; Шульце и др., 2015), где авторы исследовали функцию светимости 69 родительских галактик длинных и коротких гамма-всплесков и обнаружили, что для родительских галактик коротких гамма-всплесков она не зависит от металличности, в отличие от длинных, родительские галактики которых существенно сдвинуты в область более низкой металличности.

Самым большим и полным на сегодняшний день обзором родительских галактик длинных гаммавсплесков является проект SHOALS (The *Swift* 

Gamma-Ray Burst Host Galaxy Legacy Survey) (Перли и др., 2016а,б). Он насчитывает 119 галактик с красными смещениями 0.03 < z < 6.29, спектроскопические и фотометрические данные о которых собирались несколькими крупными инструментами, такими как Keck I, Gemini North и South, GTC, VLT, GROND, а также космическими телескопами Хаббл и Спитцер. Большая выборка галактик с известным красным смещением позволила оценить эволюцию темпа образования длинных гамма-всплесков по мере эволюции Вселенной: оказалось, что на красных смещениях 2 < z < 6 их темп был на порядок величины выше, чем в период от  $z\sim 2$  до наших дней, что повторяет форму эволюции темпа звездообразования с изменением красного смещения. Это согласуется с тем, что источниками длинных гамма-всплесков являются коллапсирующие массивные звезды.

Фотометрический способ, связанный с моделированием широкополосного спектрального распределения галактики синтетическими спектрами, позволяет оценить общее среднее поглощение в галактике (так называемое bulk extinction), что бывает крайне важным при исследовании и моделировании кривых блеска послесвечений и сверхновых, связанных с гамма-всплесками (см. раздел 3.3) (Белкин и др., 2020; Вольнова и др., 2017). В случае же так называемых темных всплесков, оптическое послесвечение которых полностью отсутствует, исследование родительской галактики является единственным способом оценить расстояние до всплеска и определить какие-либо свойства его источника и окружения (Вольнова и др., 2014). Именно изучение выборки родительских галактик темных гамма-всплесков позволило определить, что в 90% случаев причиной отсутствия послесвечения является значительное поглощение в родительской галактике, а в 10% — ее красное смещение z > 4 (Хримес и др., 2019).

#### 5. МОДЕЛИ

Весь массив наблюдательных данных, разделяющий гамма-всплески на два класса коротких/жестких и длинных/мягких, показывает, что невозможно построить единую универсальную модель центрального источника. Соответственно, мы обсудим модели, способные объяснить каждый класс гамма-всплесков по отдельности. Вслед за центральным источником будут рассмотрены и модели излучения, как основного всплеска, так и послесвечения.

#### 5.1. Модели центральной машины

В начале необходимо сформулировать требования к центральному источнику для каждого

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>Отметим, что солнечная металличность в этих единицах примерно равна 8.69.



**Рис.** 12. Гравитационная масса остатка (нейтронная звезда — зеленый и черная дыра — черный) в зависимости от массы прародителя сверхновой (см. Вусли и др., 2020, рис. 4).

типа гамма-всплесков. Это наиболее мощные источники энерговыделения в электромагнитном канале во Вселенной после Большого взрыва. Соответственно, для объяснения наблюдаемых болометрических потоков от длинных/мягких всплесков на уровне  $E_{\rm iso} \sim 10^{54}$  эрг<sup>10</sup>, с учетом эффективности конверсии энергии, выделенной в центральном источнике, в излучение на уровне  $\xi \sim 0.1$  и малости угла раскрытия джета с телесным углом  $\Omega \sim 10^{-3}$ , выделяемая энергия центральным источником оказывается порядка  $E_{
m tot}=\dot{E_{
m iso}}\Omega/\xi$   $\sim$  $\sim 10^{52}$  эрг. Эта величина на порядок выше энергии взрыва обычных сверхновых. Учитывая среднюю длительность гамма-всплеска ~30 с, получается, что центральный источник должен иметь мощность на уровне  $L_{\rm tot} \sim 3 \times 10^{50}$  эрг/с. Полученное энер-гетическое ограничение подтверждается связью всплесков со взрывами сверхновых звезд аномальной мощности — гиперновыми. Энергия взрыва последних оказывается ~1052 эрг, что близко к величине  $E_{\text{tot}}$ .

В случае коротких/жестких событий  $E_{\rm iso} \sim \sim 10^{53}$  эрг, что соответствует  $E_{\rm tot} \sim 10^{51}$  эрг и при характерной длительности 1 с  $L_{\rm tot} \sim 10^{51}$  эрг/с.

Ситуацию осложняет еще и факт быстрой переменности гамма-всплесков. Характерное время переменности может быть очень малым  $\delta t \sim 10$  мс, что накладывает ограничение на размер излучающей области  $\delta l < \delta t c \Gamma \sim 3 \times 10^8 \Gamma$  см, здесь  $\Gamma$  — Лоренц-фактор излучающей области.

Как было показано выше, спектры всплесков имеют большое количество фотонов с энергией

больше энергии покоя электрона. Столкновение двух фотонов с энергией  $e_1e_2 > m_e^2c^4$  открывает канал рождения электрон-позитронных пар  $\gamma\gamma \rightarrow \rightarrow e^+e^-$ . Сечение этого процесса вблизи пика можно оценить как  $\sigma_T/5$  (Агаронян, 2004), здесь  $\sigma_T$  сечение. Соответственно, в нерелятивистском случае, для фотонов с энергией, превышающей пороговую, оптическая толща может быть оценена как

$$\tau_{\gamma\gamma} \sim \frac{\sigma_T L_{\gamma}}{20\pi \delta t m_e c^4} f_{\gamma} \sim 10^{12} L_{\gamma,51} \delta t_{-2}^{-1}, \qquad (3)$$

здесь мы используем следующее правило  $A_x = A/10^x$ , в единицах сгс. Настолько большая оптическая толща должна приводить к формированию равновесных спектров. Наблюдаются же существенно неравновесные спектры с энергичными фотонами до сотни ГэВ во время основного импульса (Акерманн и др., 2010, 2014). Это противоречие, так называемая "проблема компактности" источника, решается наличием релятивистского движения источника, в случае гамма-всплесков минимальная величина Лоренцфактора оказывается  $\Gamma > \tau_{\gamma\gamma}^{1/6} \sim 100$  (Рудерман, 1975; Постнов, 1999; Зоу и др., 2011).

**4.1.1. Прародители гамма-всплесков.** В настоящий момент наиболее перспективным источником длинных гамма-всплесков считается сценарий с коллапсом железного ядра массивной звезды. Обычные сверхновые звезды взрываются по аналогичному сценарию, по-видимому, основным отличием является быстрое вращение коллапсирующей звезды.

По современным данным нет четкого различия в массе гелиевого ядра, которое приводит к формированию нейтронной звезды или черной дыры

 $<sup>^{10}</sup>$ Эта величина сравнима с энергией покоя Солнца $M_{\odot}c^2 = 2 \times 10^{54}$ эрг.



**Рис. 13.** Результат моделирования в рамках 2D ОТО МГД быстровращающейся замагниченной нейтронной звезды, цветом показана амплитуда  $B^{\phi}$  и контурами показано полоидальное магнитное поле (см. Комиссаров, Барков, 2007, рис. 8).

(см. детали в Вусли и др., 2020; Сухболд и др., 2016). Небольшое увеличение массы гелиевого ядра предсверхновой может привести к формированию черной дыры, а дальнейшее увеличение массы ядра может приводить опять к формированию нейтронной звезды (рис. 12), и так далее. Данный процесс зависит от химического состава звезды, двойственности, скорости вращения и начального магнитного поля.

Детектирование гравитационно-волнового сигнала одновременно с коротким гамма-всплеском в 2017 г. (Абботт и др., 2017; Позаненко и др., 2018а) установило надежную связь между прародителями коротких гамма-всплесков и слияниями двойных нейтронных звезд. Возможно, слияние нейтронной звезды с черной дырой так же будет приводить к формированию коротких гамма-всплесков, на этот процесс оказывают влияние отношения масс компактных звезд и уравнение состояния черной дыры (напр. Постнов, Куранов, Симкин, 2020).

#### 5.2. Механизмы энерговыделения

Колоссальность выделяемой энергии и краткость подобных событий не позволяют иметь низкую эффективность как центрального источника, так и процессов переработки выделяемой энергии в излучение. В недавнем обзоре (Нагатаки, 2018) делается детальный разбор центральных источников гамма-всплесков. Электромагнитные механизмы ускорения и формирования струйных выбросов (джетов) описаны в работе (Бескин, 2010). Ниже мы приведем основные свойства и особенности механизмов энерговыделения во всплесках.

В настоящее время рассматриваются два основных центральных источника энергии: 1) Быстрое вращение нейтронной звезды (Бисноватый-Коган, 1970; Лебланк, Вильсон, 1970); 2) Дисковая аккреция на черную дыру (Блинников и др., 1984; Вусли, 1993). В первом случае энергия вращения, за счет сильного магнитного поля, передается истекающему веществу, которое формирует релятивистский джет (Усов, 1992). Во втором случае энергия, выделяемая диском при аккреции на черную дыру, может уноситься за счет аннигиляции нейтрино и антинейтрино с рождением электронпозитронных пар  $\nu \tilde{\nu} \rightarrow e^- e^+$  (Эйкхлер и др., 1989; Попхам и др., 1999) или за счет быстрого вращения крупномасштабного магнитного поля (механизм Блэндфорда-Знаека (Блендфорд, Знаек, 1977) или Блэндфорда-Пэйна (Блэндфорд, Пейн, 1982).

**4.2.1. Модели длинных гамма-всплесков. Быстровращающийся Магнетар.** В этой модели прародителем гамма-всплеска является массивная быстровращающаяся звезда. В результате коллапса железного ядра образуется быстровращающаяся протонейтронная звезда. Магнитное поле за счет дифференциального вращения может усилиться до величины порядка 10<sup>15</sup> Гс, соответственно, запускается мощный магнитнодоминированный джет, который формируется вдоль оси вращения вследствие анизотропии магнитного давления.

Быстровращающийся магнетар является концептуально одним из самых простых источников энергии. Кинетическая энергия вращения нейтронной звезды составляет

$$E_{\rm rot} = \frac{I_{NS}}{2} \Omega^2 = 2 \times 10^{52} P_{-3}^{-2} \text{ spr}, \qquad (4)$$

здесь применена связь угловой скорости и периода  $\Omega = 2\pi/P.$ 

Темп выделения энергии сильно зависит от степени загрузки магнитосферы/ветра веществом. В начальный момент интенсивный ветер, вызванный нейтринным нагревом (Мецгер и др., 2007; Вебер, Леверетт, 1967), эффективно раскрывает силовые линии магнитного поля (рис. 13) и темп энерговыделения становится близким к монопольному режиму (Комиссаров, Барков, 2007; Букантини и др., 2006).

$$\dot{E}_{\rm rot} \approx \frac{2}{3} \left(\frac{\Omega R_{NS}}{c}\right)^2 B^2 R_{NS}^2 c \approx$$
(5)  
$$\approx 10^{51} B_{15}^2 R_{NS,6}^4 P_{-3}^{-2} \; \text{spr/c}.$$

Тепловую энергию протонейтронной звезды можно оценить как  $E_{th} \sim GM_{NS}^2/2R_{NS} \sim 10^{53}$  эрг, что при нейтринной светимости  $L_{\nu} \sim 10^{52}$  эрг/с дает время остывания около 10 с. Позже, через 10–30 с, когда нейтронная звезда остынет, и интенсивность нейтринного ветра упадет, магнитные силовые линии открываются только на световом цилиндре, где твердотельная скорость вращения достигает скорости света  $R_{lc} = c/\Omega$ . Соответственно, становится применима дипольная формула

$$\dot{E}_{\rm rot} \approx \left(\frac{\Omega R_{NS}}{c}\right)^4 \frac{B^2 R_{NS}^2 c}{4} \approx \qquad (6)$$
$$\approx 2 \times 10^{49} B_{15}^2 R_{NS,6}^6 P_{-3}^{-4} \, \text{spr/c}.$$

Как видно из уравнения (6), по сравнению с уравнением (5) удовлетворить требованиям на мощность центральной машины может только джет, запускаемый молодой горячей нейтронной звездой. Последний вывод подтверждают результаты численного моделирования (Комиссаров, Барков, 2007; Бромберг, Чеховской, 2016), пример образования джета представлен на рис. 14.

В общем, сценарий получается следующий.

- Происходит коллапс железного быстровращающегося ядра массивной звезды, и формируется горячая протонейтронная звезда.
   От поверхности нейтронной звезды отходит ударная волна отскока, которая останавливается на радиусе около 200 км от нее.
- Вследствие быстрого дифференциального вращения генерируется сильное магнитное поле, достигающее во внешних слоях нейтронной звезды величины порядка 10<sup>15</sup> Гс.
- Выходящее наружу магнитное поле из-за быстрого вращения нейтронной звезды накручивается, и усиливается его тороидальная компонента. Последнее приводит к анизотропии магнитного давления и всплытию поля в полярных областях. Формируется магнитная башня (Узденский, Макфадейн, 2007).
- Магнитная башня быстро растет и разгоняется, превращаясь в струйный выброс джет. Головная ударная волна от джета распространяется наружу со скоростью ~0.2 с через коллапсирующую оболочку предсверхновой звезды.
- Распространяясь через оболочку, джет разогревает ее, и в оболочку впрыскивается значительная часть энергии вращения самой

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021



**Рис.** 14. Левая панель:  $\log_{10} \rho$ , измеренная в г см<sup>-3</sup>. Правая панель: Радиальная скорость,  $v^r/c$ . Длина единицы во всех фигурах в этой статье равна  $\mathcal{L} = GM/c^2 \simeq 2$  км. Динамический диапазон цветовых графиков не всегда отражает полный диапазон изменения представленной величины, он выбран для создания более показательных изображений в  $t \simeq 200$  мс (см. Комиссаров, Барков, 2007, рис. 2).

нейтронной звезды (10<sup>52</sup> эрг). Это может превратить процесс коллапса в гиперновую.

- По мере охлаждения нейтронной звезды количество вещества, впрыскиваемого в джет, существенно уменьшается, и джет становится сильно магнитно доминированным, последнее позволяет ему разгоняться до ультрарелятивистских скоростей (Γ<sub>j</sub> > 100, Комиссаров и др., 2009).
- На поздних стадиях мощность энерговыделения определяется дипольной формулой (6), что может обеспечить активность центрального источника на временной шкале

$$\tau_{SD} \approx \frac{E_{\rm rot}}{\dot{E}_{\rm rot}} \sim 10^3 B_{15}^{-2} P_{-3}^{-2} \,\mathrm{c.}$$
 (7)

Таким образом, если нейтронная звезда во время активности нейтринного джета тормозится до  $P_{-3} \sim 3$  мс или более, то возможно формирование фазы плато на временах  $10^4 - 10^5$  с.

**4.2.2. Модель коллапсара.** В случае, если звезда — прародитель имеет массу  $>260M_{\odot}$ , то образуются  $e^+e^-$ , что существенно делает уравнение состояния более мягким и ведет к коллапсу в черную дыру без образования нейтронной звезды (Вусли и др., 2007). При наличии быстрого вращения и достаточного магнитного поля возможно образование очень длинного гамма-всплеска с длительностью >10<sup>3</sup> с (Комиссаров, Барков, 2010; Барков, 2010; Барков и др., 2014).

В случае когда железное ядро быстровращающейся звезды коллапсирует в нейтронную звезду, она может сколлапсировать через примерно 1 с и образовать черную дыру (Секигучи, Шибата, 2011; Цедра-Дуран и др., 2013). Однако быстрое вращение звезды-прародителя предотвращает оставшуюся часть звезды от падения прямо в черную дыру, что приводит к формированию массивного аккреционного диска с гигантским темпом аккреции на уровне  $0.1 M_{\odot}$ /с (Макфадейн, Висли, 1999; Барков, Комиссаров, 2010), который охлаждается за счет нейтрино. Это позволяет превратить неудавшуюся сверхновую в успешный взрыв звезды, так как диск может выделить огромное количество энергии. Пути "использования" этой энергии следующие: с помощью нейтринного нагрева или замагниченного ветра от диска. По-видимому, такой ветер не будет релятивистским из-за высокой нагрузки его веществом у основания. Однако в полярной области как раз над черной дырой ветер с меньшей вероятностью будет сильно загружен веществом от диска и может стать релятивистски-горячим из-за нагрева, обеспеченного аннигиляцией нейтрино и антинейтрино, испускаемых из диска. Это создает возможность запуска ультрарелятивистского джета гамма-всплеска в рамках модели коллапсара.

Оказывается, что такое быстрое вращение не может быть общим результатом, следующим из звездной эволюции. Хотя молодые массивные звезды при рождении часто вращаются достаточно быстро, ожидается, что их ядра должны сильно затормозиться во время фазы красного гиганта и во время фазы с интенсивной потерей массы, что характерно для массивных звезд, когда они находятся на стадии звезд Вольфа—Райе (Хегер и др., 2005). В самом деле, этот теоретический результат хорошо согласуется с наблюдаемой скоростью вращения молодых пульсаров.

Таким образом, чтобы сохранить скорость вращения, требуемую в моделях коллапсаров, эволюции прародителей длинных гамма-всплесков должны идти по довольно экзотическому пути. Позднее было предположено, что сочетание низкой металличности, которая отражает содержание тяжелых элементов в веществе звезды, и чрезвычайно быстрой начальной скорости вращения на отметке 50% от критической скорости, может привести к такому результату (Юн, Ланген, 2005; Вусли, Хегер, 2006; Юн и др., 2006). С одной стороны, скорость потери массы значительно уменьшается с уменьшением металличности, что приводит к значительному сокращению потери углового момента. С другой стороны, меридиональная циркуляция, вызванная быстрым вращением, становится очень эффективной, что может привести к химическиоднородной звезде, что препятствует расширению оболочки и, следовательно, торможению звездного ядра при взаимодействии с этой оболочкой. Кроме того, звезда остается компактной во время коллапса. Таким образом, джет гамма-всплеска может выйти из звезды за время, сопоставимое с наблюдаемой длительностью длинных гаммавсплесков.

Следующий сценарий включает наличие массивной тесной двойной системы, где быстрое вращение звездного ядра поддерживается за счет приливного взаимодействия между спутниками (Тутуков, Черепащук, 2003, 2004; Иззард и др. 2004; Подсядловский и др., 2004; Бисноватый-Коган, Тутуков, 2004; Хевел, Юн, 2007; Барков, Комиссаров, 2010). В этом случае предсверхновая является компактной гелиевой звездой, по существу звездой Вольфа-Райе, так как протяженная оболочка рассеивается в окружающем пространстве во время фазы с общей оболочкой. Вращения звезд в таких системах синхронизируются с орбитальным движением за очень короткое время (см., например, Хевел, Юн, 2007). Сжатие СО-ядра в течение звездной эволюции приводит к его дополнительной раскрутке, но из-за связи ядра и оболочки только часть углового момента сохраняется в ядре (Юн и

др., 2006). В работе (Хевел, Юн, 2007) делается вывод, что вращение ядра может быть достаточно быстрым, чтобы удовлетворить модели коллапсара с нейтринным механизмом джетов гаммавсплесков только тогда, когда его компаньон также является компактной звездой, а именно нейтронной звездой или черной дырой. Сейчас известны три примера таких систем: Лебедь X-3, IC 10 X-1, и NGC 300 X-1 и, возможно, в будущем SS433. С учетом наблюдаемого темпа рождения таких систем, в работе (Хевел, Юн, 2007) предсказывается, что в галактике типа Млечного Пути один гаммавсплеск должен происходить каждые 2000 лет.

**4.2.3. Нейтринный нагрев.** Аккреционный диск при коллапсе массивной звезды будет оптически толстым для фотонов  $\tau_{\gamma} \sim n_e \sigma_T r_g \sim 10^{17}$  и будет разогреваться до температуры в несколько МэВ, когда начнется нейтринное охлаждение, а диск будет относительно толстым  $H/R \sim 0.7$  (Чен, Белобородов, 2007). Излученные диском нейтрино и антинейтрино будут аннигилировать с образованием электрон-позитронных пар. Этот процесс перераспределяет тепловую энергию из плотного диска в относительно разреженные полярные области, из которых уже формируются релятивистские джеты.

Энергетический бюджет дисковой аккреции зависит от скорости вращения черной дыры, и его можно оценить по порядку величины как  $E_{\rm disk} \approx$  $pprox 0.1 M_d c^2 \sim 2 imes 10^{53} M_{d,0}$  эрг. Эффективность конверсии аккрецируемой энергии в нейтринное излучение оказывается достаточно высокой  $L_{\nu} \approx$  $pprox L_{ ilde{
u}} pprox 0.3 \dot{E}_{
m disc}$  (Чен, Белобородов, 2007). Нейтринный нагрев, следуя работе (Зоу и др, 2011; Комиссаров, Барков, 2010; Попхам и др., 1999; Биркл и др., 2007), можно оценить как  $L_{\nu\tilde{\nu}} \propto$  $\propto \dot{N}_{\nu}\dot{N}_{\tilde{\nu}}\sigma_{\nu\tilde{
u}}\epsilon_{
u}$ , поток нейтрино и антинейтрино пропорциональны  $F^{\pm} \propto \dot{M} \propto T_{\text{eff}}^4$ , средняя энер-гия нейтрино  $\epsilon_{\nu} \sim \epsilon_{\tilde{\nu}} \propto T_{\text{eff}}$ , число нейтрино про-порционально  $\dot{N}_{\nu} \sim \dot{N}_{\tilde{\nu}} \propto T_{\text{eff}}^3 \propto \dot{M}^{3/4}$ , а сечение взаимодействия  $\sigma_{\nu\tilde{\nu}} \propto \epsilon_{\nu}^2 \propto \dot{M}^{1/2}$ . Собирая все зависимости и нормируя на массу черной дыры, получаем  $L_{
u ilde{
u}} \propto \dot{M}^{9/4} M_{BH}^{-3/2}$ . В дисках звездной массы  $M_{BH} \sim 10 M_{\odot}$ , при низких аккреционных темпах ( $<0.05 M_{\odot}/c$ ) диск холодный, и нейтрино не рождаются в больших количествах, а при больших темпах аккреции (> $1M_{\odot}/c$ ) диск оказывается оптически толстым уже и для нейтрино, работают только поверхностные слои, нейтринный нагрев перестает зависеть от аккреционного темпа. Согласно расчетам (Попхам и др., 1999), для черной дыры с параметром вращения a = 0.5, скорость выделения энергии за счет аннигиляции нейтрино падает с  $L_{
uar{
u}}=4 imes 10^{48}$  эрг/с при  $\dot{M}=0.1M_{\odot}$  до  $L_{
uar{
u}} = 6 imes 10^{44}$  эрг/с при  $\dot{M} = 0.01 M_{\odot}$ . В случае



**Рис. 15.** Темп нейтринного нагрева  $\dot{E}_{\nu\bar{\nu}}$  как функция  $\dot{M}$  для невращающейся черной дыры (a = 0) и для вращающейся черной дыры (a = 0.95) с массой M = 3M. Результаты численной модели хорошо аппроксимируются простой аналитической моделью  $L_{\nu\bar{\nu}} \propto \dot{M}^{9/4} M_{BH}^{-3/2}$ , которая показана на рисунке линиями (см. Зоу и др., 2011, рис. 4).

аккреционного темпа  $\dot{M} = 0.1 M_{\odot}$  нейтринный нагрев с величины  $L_{\nu\bar{\nu}} = 2 \times 10^{51}$  эрг/с при a = 0.95 падает до  $L_{\nu\bar{\nu}} = 3 \times 10^{48}$  эрг/с при a = 0. Темп энерговыделения, таким образом, сильно зависит от темпа аккреции вещества, и чтобы удовлетворять наблюдательным ограничениям на энергетику гамма-всплесков, темп аккреции должен быть выше  $\simeq 0.05 M_{\odot}$  с<sup>-1</sup>, график зависимости показан на рис. 15 (более подробную информацию можно найти в работе Зоу и др., 2011).

Одной из проблем нейтринного гамма-всплеска является яркий предвсплеск, наблюдаемый до прихода основного импульса гамма-излучения в ряде гамма-всплесков (Бурлон и др., 2008). Согласно анализу (Ванг, Месзарос, 2007), такой предвсплеск и основной эпизод можно отнести к одному событию только тогда, когда предвсплеск и основной импульс разделяет несколько секунд. Однако в некоторых всплесках задержка может составлять до нескольких сотен секунд, и в таких случаях гораздо более вероятно, что предвсплеск и основной всплеск соответствуют двум различным событиям в жизни центральной машины. В работе (Ванг, Месзарос, 2007) авторы предположили, что предвсплеск происходит во время взрыва сверхновой из-за джета, питаемого вращающейся замагниченной нейтронной звездой, а основной всплеск образуется во время фазы обратного обрушения оболочки (fallback), когда нейтронная звезда коллапсирует в черную дыру. Типичный

темп аккреции в сценарии с возвратом оболочки  $\sim 10^{-2} - 10^{-3} M_{\odot} \text{ c}^{-1}$ , который является слишком низким для нейтринного механизма и, таким образом, такое объяснение означает необходимость магнитного происхождения основного импульса (Макфадин и др., 2001).

4.2.4. Магнитный механизм. Большое количество групп изучало потенциал магнитного механизма в модели коллапсара (обзор можно найти в Лютиков, Блэндфорд, 2003; Бескин, 2010а,б). Основной вывод из этих исследований состоит в том, что аккреционный диск может запустить магнитный джет, если магнитное поле в прародителе оказывается достаточно сильным. Это поле в дальнейшем усиливается в диске, частично изза простого перераспределения магнитного потока (Бисноватый-Коган, Рузмайкин, 1974, 1976) и частично из-за магнито-ротационной неустойчивости, до тех пор, пока магнитное давление не станет очень большим и не вытолкнет поверхностные слои диска. Взрывы звезд и релятивистские сильно замагниченные джеты, возникающие при интенсивной аккреции на черную дыру, наблюдаемые в современных численных экспериментах, требуют более глубокого анализа магнитной модели. Очевидно, что такой результат не может быть общим свойством всех сверхновых с коллапсом ядра. Действительно, только очень малая доля сверхновых SNe Ic, вероятно, сопровождается гаммавсплесками (Пиран, 2004; Вусли, Блум, 2006).

Энергия вращения керровской черной дыры

$$E_{\rm rot} = M_h c^2 f_1(a) \simeq$$
(8)  
$$\simeq 1.8 \times 10^{54} f_1(a) \left(\frac{M_h}{M_\odot}\right) \text{ erg},$$

где

$$f_1(a) = 1 - 1/2 \left[ \left( 1 + \sqrt{1 - a^2} \right)^2 + a^2 \right]^{1/2}$$

 $M_h$  — это масса черной дыры, а  $a \in [0, 1)$  — это безразмерный параметр вращения. Для  $M_{bh} =$  $=2M_{\odot}$  и a=0.9 это дает колоссальное количество энергий  $E_{\rm rot} \approx 5 \times 10^{53}$  эрг, которая в пятьдесят раз больше, чем вращательная энергия миллисекундной нейтронной звезды, и намного больше той, что требуется для формирования гаммавсплеска и сопутствующей этому гиперновой. Даже для относительно медленно вращающейся черной дыры с a = 0.1 эта энергия оказывается значительной — порядка  $2 \times 10^{51}$  эрг. Более того, поскольку во всех вариантах модели коллапсара ось вращения черной дыры выровнена с осью вращения аккреционного диска, этот запас энергии непрерывно пополняется посредством аккреции. Таким образом, с точки зрения доступности энергии модель черной дыры выглядит очень перспективной.

Скорость высвобождения энергии обычно оценивается с использованием формулы для мощности механизма Блэндфорда—Знаека для случая монопольной магнитосферы

$$\dot{E}_{\rm BZ} = \frac{1}{6c} \left( \frac{\Omega_h \Psi_h}{8\pi} \right)^2,\tag{9}$$

где  $\Omega_h$  — угловая скорость черной дыры, и  $\Psi_h = 2\pi B r_g^2$  — магнитный поток, пронизывающий одну полусферу горизонта черной дыры. Эта формула довольно точна не только для медленно вращающихся черных дыр, рассмотренных в (Блэндфорд, Знаек, 1977), но также и для быстро вращающихся (Комиссаров, 2001). В контексте проблемы коллапсара это дает следующую оценку

$$\dot{E}_{\rm BZ} = 1.4 \times 10^{51} f_2(a) \Psi_{h,27}^2 \times$$
 (10)  
  $\times \left(\frac{M_h}{M_{\odot}}\right)^{-2} \text{ spr c}^{-1},$ 

где

$$f_2(a) = a^2 \left(1 + \sqrt{1 - a^2}\right)^{-2},$$

и  $\Psi_{h,27} = \Psi_h/10^{27}$  Гс см<sup>2</sup>. Видно, что мощность механизма Блэндфорда—Знаека довольно чувствительна к массе черной дыры и магнитному потоку. Так как масса черной дыры, вероятно, будет  $\geq 3M_{\odot}$ , наблюдаемая энергетика гиперновых и длинных гамма-всплесков требует  $\Psi_{h,27} \simeq 1$ . Это значение сравнимо с максимальным поверхностным потоком, наблюдаемым у магнитных звезд, Ар-звезд, белых магнитных карликов и магнитаров (см., например, Феррарио, Викрамашинге, 2005). Таким образом, исходное магнитное поле звездыпрародителя вполне может оказаться магнитным полем центральной машины гамма-всплеска.

Оценки (8), (10) показывают, что только торможение вращающихся черных дыр может объяснить энергетику гамма-всплесков, и именно поэтому этот механизм часто упоминается в литературе по этим событиям. Однако есть еще одна проблема, которую следует принять во внимание. Уравнение (9) получено в пределе, когда инерция магнитосферной плазмы и, в значительной степени, ее гравитационное притяжение к черной дыре игнорируются. Напротив, массовая плотность плазмы в коллапсирующей звезде может быть довольно высокой и должна приниматься во внимание. Действительно, высокая массовая нагрузка линий магнитного поля подразумевает низкую альфвеновскую скорость, и магнитогидродинамические волны, генерируемые в эргосфере черной дыры, могут оказаться в ловушке аккреционного потока. В таком случае можно ожидать, что механизм Блэндфорда-Знаека будет выключен. Это предполагает следующее условие для активации механизма Блэндфорда-Знаека (Комиссаров, Барков, 2009): скорость Альфвена должна превышать локальную скорость свободного падения в эргосфере  $v_a > v_f$ . Это условие можно записать как

$$\kappa = \frac{\Psi_h}{4\pi r_q \sqrt{\dot{M}c}}.$$
(11)

Численный эксперимент позволяет дать ограничение на  $\kappa_c \ge 0.2$ , при достижении которого механизм Блэндфорда—Знаека запускается (Барков, Комиссаров, 2010).

Следуя работе (Комиссаров, Барков, 2010), давайте оценим эффективность механизма Блэндфорда—Знаека на основе радиационно не эффективной аккреции (Нараян, Йи, 1994). Радиальную скорость можно оценить как

$$v_{\rm in} \simeq \frac{3\alpha}{7} v_k, \quad c_s^2 \simeq \frac{2}{7} v_k^2, \quad H \simeq R c_s / v_k, \quad (12)$$

где  $v_{\rm in}$  — скорость аккреции,  $c_s$  — скорость звука,  $v_k = \sqrt{GM/R}$  — кеплеровская скорость, H вертикальная толщина диска, и  $\alpha$  — эффективный параметр вязкости, модель  $\alpha$ -диска (Шакура, Сюняев, 1973). Плотность диска и давление можно оценить, объединив приведенные выше уравнения

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021



**Рис. 16.** Модель коллапсара с начальным магнитным полем вблизи критической величины (уравнение (11)) через 18.3 с после начала звездного коллапса. Цветом показана плотность массы покоя барионного вещества  $\log_{10} \rho$ , в единицах CGS, контуры показывают линии магнитного поля, а стрелки показывают поле скорости (см. Барков, Комиссаров, 2010, рис. 8). Видно формирование одностороннего джета.

с выражением для темпа аккреции массы:  $\dot{M} \simeq 2\pi R H \rho v_{\rm in}$ . Можно получить

$$P \simeq \frac{\sqrt{14}}{12\pi\alpha} \frac{\dot{M}(GM)^{1/2}}{R^{5/2}}.$$
 (13)

Полоидальное магнитное поле можно оценить как  $B^2 = 8\pi P/\beta$ , где  $\beta$  — параметр магнетизации. Применяя это выражение на радиусе условно устойчивой орбиты  $R_{mb} = f_1(a)r_g$ , где  $f_1(a) = 2 - a + 2(1-a)^{1/2}$  и  $r_g = GM_h/c^2$  — керровский гравитационный радиус, находим

$$B_{mb} \simeq 3 \times 10^{13} f_1^{-5/4} \beta_1^{1/2} \dot{M}_0^{1/2} \,\,\mathrm{Fc.} \tag{14}$$

Если в диске создается магнитное поле, то оно может изменить полярность в масштабе  $\simeq H$ . Это

может привести к значительному изменению силы и полярности магнитного поля, накопленного черной дырой, и уменьшению светимости Бландфорда— Знайека (Барков, Бушев, 2011), этот эффект можно учесть в параметре  $\beta$ .

Мощность механизма Блендфорда—Знайека можно оценить с помощью монопольного решения для магнитосфер вращающихся черных дыр уравнение (9). Внутри условно устойчивой орбиты вещество быстро устремляется к горизонту черной дыры (Барков, Хангулян, 2012), соответственно, магнитный поток можно оценить как  $\Psi = 2\pi R_{mb}^2 B_{mb}$  (Рейнолдс и др., 2006). Комбинируя

этот результат с уравнениями (14), (9), находим

$$L_{\rm BZ} \simeq \frac{\sqrt{14}}{9} \frac{f_1^{3/2} f_2^2}{\alpha \beta} \dot{M} c^2 \simeq \frac{0.05}{\alpha_{-1} \beta_1} \dot{M} c^2, \qquad (15)$$

интересно отметить, что для 0.5 < a < 1 выражение  $f_1^{3/2} f_2^2$  слабо зависит от a и равно 1/4. Таким образом, мощность механизма Блэндфорда— Знаека определяется магнитным потоком, аккумулированным на горизонте, а при снижении темпа аккреции линейно зависит от него.

$$L_{\rm BZ} \approx 10^{51} \alpha_{-1}^{-1} \beta_1^{-1} \dot{M}_{-2} \; {\rm spr/c},$$
 (16)

Напомним, что у нейтринного нагрева зависимость от темпа аккреции гораздо круче.

Сильное магнитное поле, которое требуется для запуска механизма Блэндфорда-Знаека, должно приводить к твердотельному вращению звезды. Оказывается, что скорость вращения черной дыры в этой модели довольно скромная. В наиболее оптимистичном случае для двойных систем с наименьшим возможным орбитальным разделением получается, что параметр вращения черной дыры  $a \simeq 0.4$  в момент образования аккреционного диска и  $a \simeq 0.8$  к концу коллапса звезды (Барков, Комиссаров, 2010). Темп дисковой аккреции в этом сценарии также довольно низкий,  $\dot{M} \leq 0.03 M_{\odot}$  с<sup>-1</sup>, намного ниже по сравнению с  $\dot{M} = (0.1 - 1) M_{\odot} \text{ c}^{-1}$ , возникающим в стандартной коллапсарной модели с сильным дифференциальным вращением прародителя (Макфадин, Вусли, 1999). Это делает механизм нейтрино менее привлекательным по сравнению с магнитными механизмами, в целом, и механизмом Блэндфорда-Знаека, в частности. На самом деле, очень быстрое снижение эффективности нейтринного механизма ниже  $\dot{M} \le 0.02 - 0.05 M_{\odot} \, \mathrm{c}^{-1}$  (Попхам и др., 1999; Заламия, Белобородов, 2011) делает объяснение гамма-всплесков с длительностью >100/с довольно проблематичным даже в рамках стандартной модели коллапсара из-за низкой скорости аккреции вещества, ожидаемой на таком масштабе времени.

Однако механизм Блэндфорда—Знаека может иметь свои трудности. Действительно, необходимо, чтобы черная дыра накапливала очень сильное упорядоченное магнитное поле, чтобы объяснить его активацию вскоре после образования аккреционного диска. Например, чтобы обеспечить мощность  $10^{50}$  эрг с<sup>-1</sup> для черной дыры с массой  $10M_{\odot}$  и a = 0.6, необходимо накопить магнитный поток порядка  $\Psi = 8 \times 10^{27}$  Гс см<sup>2</sup>. Магнитный поток для активации механизма Блэндфорда—Знаека еще выше. Происхождение такого поля не совсем ясно. Наиболее очевидными источниками являются динамо в аккреционном диске (см., например, Бранденбург и др., 1995), динамо в конвективном ядре прародителя (Шарбонне, МакГрегор, 2001) или реликтовое поле, унаследованное прародителем из межзвездной среды (ISM) во время образования звезды (см., например, Брайтвайт, Спруит, 2004). Современное состояние теории звездного и дискового динамо на самом деле не позволяет сделать надежные выводы. Однако появляются наблюдательные данные, показывающие, что в горячих звездах магнитное поле должно быть реликтовым (Бычков и др., 2009).

**4.2.5. Модели коротких гамма-всплесков.** Обнаружение электромагнитного сигнала, одновременного с гравитационными волнами, подтверждает правильность сценария, предложенного для коротких гамма-всплесков еще в 80-х годах прошлого века, когда предполагалось слияние тесной двойной системы, состоящей из пары нейтронных звезд или нейтронной звезды и черной дыры (Блинников и др., 1984; Пачинский, 1986; Эйхлер и др., 1989), в результате которого формируется жесткий электромагнитный сигнал.

Одним из результатов такого слияния может оказаться быстро вращающаяся массивная нейтронная звезда с сильным магнитным полем (Бисноватый-Қоган, 1970; ЛеБланк, Вилсон, 1970; Усов, 1992; Моисеенко и др., 2006; Мецгер и др., 2008; Липунов, Горбовской, 2008). Этот сценарий, в контексте коротких гамма-всплесков, имеет ряд проблем: 1) не понятно, как обеспечить краткость первичного импульса на уровне 0.1-1 с при времени торможения 10-100 с (см. уравнения (4) и (5)); 2) современные 3D ОТО МГД расчеты показывают коллапс массивной нейтронной звезды в черную дыру за доли секунды (см., например, Руиз и др., 2016; Радиче и др., 2016; Байотти, Реззолла, 2017, и многие другие). Поэтому в дальнейшем мы сконцентрируемся на модели, приводящей к коллапсу очень массивной нейтронной звезды в черную дыру.

Качественно эволюция слияния нейтронных звезд следует четко определенному пути (Радиче и др., 2018), хотя многие детали, такие как эффекты различных уравнений состояний, различные отношения масс, начальные спины и эволюция магнитного поля, остаются нерешенными. Активная стадия слияния длится  $\sim 10-100$  миллисекунд, после чего нейтронные звезды схлопываются в черную дыру, которая довольно быстро вращается с параметром Керра  $a \sim 0.7$  (Руиз и др., 2016; Радиче и др., 2016). Масса образовавшейся черной дыры несколько меньше суммы масс начальных



**Рис. 17.** Темп аккреции (в единицах  $M_{\odot}$  с<sup>-1</sup>) для звезды Вольфа-Райе с твердотельным вращением. Сплошные линии показывают общую скорость аккреции, в то время как пунктирные линии показывают скорости аккреции через диск для различных скоростей вращения прародителя. Более высокие значения  $a_s$  соответствуют более раннему образованию аккреционного диска и более высоким темпам накопления вещества на диске (см. Барков, Комиссаров, 2010, рис. 5).

объектов за счет испускания нейтрино, гравитационных волн, выброса хвоста из-за приливного разрушения и ветра от аккреционного диска. Поэтому массу черной дыры можно оценить как  $M_{
m BH}pprox$  $\approx 2.5 M_{\odot}$ . Количество выброшенного материала особенно не определено, но оно имеет огромное значение для получения электромагнитного сигнала. Ожидается, что сначала выбрасывается приливной хвост  $0.03 - 0.1 M_{\odot}$  со скоростью истечения  $v_{\rm ex} \approx 0.1 - 0.3$  с (Радиче и др., 2018). Этот материал, вероятно, является местом нуклеосинтеза r-процесса, и его можно рассматривать как килоновую — оптическое излучение максимальной яркости  $\sim 10^{41}$  эрг с<sup>-1</sup>, длящееся несколько недель (Робертс и др., 2011; Баусвейн и др., 2013; Касен и др., 2013; Барнес, Касен, 2013; Гроссман и др., 2014; Ванажо и др., 2014; Барнес и др., 2016; Ву и др., 2017; Ковпертвайте и др., 2019).

Во-вторых, во время слияния вокруг черной дыры образуется аккреционный тор  ${\sim}0.1 M_{\odot}$  с вязким временем 0.1 с (Ковпертвайте и др., 2019). Сильно разные массы сливающихся нейтронных звезд хороши для образования массивного диска, который может увеличить мощность джета и способствовать его удержанию. В течение нескольких секунд диск вязко растекается и формирует мощный ветер, вызванный нейтринным нагревом, который на внутренней границе (предположительно, близкой к самой внутренней стабильной орбите) аккрецируется на черную дыру. Интересно, что в случае слияния черной дыры и нейтрнонной звезды механизм нагрева нейтрино (Эйхлер и др., 1989; Биркл и др., 2007; Заламиа, Белобородов, 2011) может быть основным источником энергии джета

(Барков, Позаненко, 2011). В случае слияния двух нейтронных звезд масса аккреционного тора может быть относительно невелика ( $<10^{-2}M_{\odot}$ ), чтобы нейтринный механизм нагрева мог быть эффективным на временных масштабах в несколько секунд.

В то же время магнитное поле усиливается внутри диска до ~ $10^{15}$  Гс (Резолла и др., 2011) из-за развития магнитно-вращательной неустойчивости (Велихов, 1959; Чандрасекар, 1960; Балбус, Хавли, 1998). По мере аккреции вещества на черную дыру в ней накапливается магнитный поток, что приводит к задержке формирования джета. В то же время барионы могут соскользнуть в черную дыру по линиям магнитного поля, оставляя полярные области с низкой плотностью. Это создает благоприятные условия для работы механизма Блэндфорда—Знаека (Блэндфорд, Знаек, 1997; Комиссаров, Барков, 2009).

Механизм Блэндфорда—Знаека формирует магнитно доминированное истечение из эргосферы черной дыры, поддерживаемое аккреционным диском. Причем внешняя среда коллимирует и создает собственно джет (коллимированный отток). Именно тяжелый барионный ветер от диска обеспечивает необходимое коллимирующее окружение. Важно отметить, что дисковый ветер имеет лишь ограниченную пространственную протяженность — распространяясь со скоростью ~0.1 с примерно за несколько секунд, он достигает лишь нескольких ×10<sup>9</sup> см. Вне ветра окружающая среда коротких гамма-всплесков должна быть очень разреженной.



**Рис.** 18. *На левой панели* представлены прозрачные изоповерхности Лоренц-фактора, и цветом показана плотность в момент времени t = 13 с. *На правой панели* представлены наблюдаемые изотропные эквивалентные кривые блеска. Пиковая энергия и светимость имеют тенденцию быть выше для меньших углов к направлению на наблюдателя потому, что области около центральной оси имеют более высокие Лоренц-факторы и температуры (см. Ито и др., 2015, рис. 2 и 3).

Джет гамма-всплеска распространяется через плотный ветер с умеренно релятивистской скоростью. В то же время джет умеренно диссипативный. За несколько секунд передний фронт электромагнитного джета достигает края ветра. Во время прорыва (выхода за зону ветра) головная часть джета расширяется с высокорелятивистскими скоростями в направлении распространения джета и умеренно релятивистскими — по сторонам. Внезапное расширение приводит к просветлению джета, и гамма-излучение выходит наружу, формируя гамма-всплеск (Позаненко и др., 2018а).

Близость источника GW170817 (40 Мпк) позволила увидеть ранее невозможные для наблюдения детали, такие как формирование позднего послесвечения от рентгеновского диапазона вплоть до радио (Троя и др., 2020). Наиболее вероятным источником поярчания с пиком на 160-й день является взаимодействие сферизованной ударной волны и медленной компоненты джета с межзвездным веществом (Маргутти и др., 2018). Также был предложен сценарий, объясняющий задержку 1.8 с между гравитационно-волновым импульсом и гамма-всплеском GRB 170817 за счет обдирания при слиянии двух нейтронных звезд (Юдин и др., 2019), но он требует дальнейших исследований. В работе (Барков и др., 2018) было предсказано, что торможение релятивистского джета за счет взаимодействия с межзвездной средой может привести к поярчанию послесвечения на временах в несколько тысяч дней после слияния нейтронных звезд. Недавно было объявлено, что кривая блеска в рентгеновском диапазоне показывает признаки такого поярчания (Хайела и др., 2020).

Важным свойством коротких гамма-всплесков является продленное излучение. Причем природа

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021

продленного излучения до сих пор достоверно не ясна. Это может быть проявлением рентгеновского послесвечения или проявлением длительной активности центрального источника. Похоже, что продленное излучение с широким динамическим диапазоном является общим свойством коротких всплесков. Одной из самых перспективных моделей является двух-джетовая модель (Барков, Позаненко, 2011), в которой предполагается кратковременный джет, питаемый от нагрева за счет νν аннигиляции, и долгоживущий электромагнитный джет со значительно более узким углом раскрытия, черпающий энергию за счет механизма Бландфорда-Знаека. В рамках этой модели удается объяснить короткий импульс — нахождением наблюдателя в конусе излучения нейтринного джета, наличие яркого продленного излучения, если наблюдатель находится вблизи оси джета, а также слабого продленного излучения, когда наблюдатель находится вне конуса излучения магнитного джета. Это может объяснить короткие всплески как с продленным излучением, так и без него в пределах одного класса прародителей.

#### 5.3. Модели излучения

**4.3.1. Основной импульс.** Наблюдения показывают, что фотосферное излучение играет важную роль в основной фазе гамма-всплесков. Поскольку фотоны под фотосферой имеют тенденцию термализоваться из-за взаимодействия с веществом, наиболее прямым признаком существования фотосферного излучения является обнаружение тепловой (чернотельной) компоненты в спектре. О таких деталях редко, но сообщается в литературе (Рид, 2004; Постнов и др., 2004; Рид и др., 2010;



**Рис. 19.** Связь между спектральной энергией пика  $E_{\rm p}$  и яркостью пика  $L_{\rm p}$ . Серые метки — наблюдения, цветом показаны джеты разной мощности  $10^{49}$ ,  $10^{50}$ ,  $10^{51}$  эрг/с, а форма соответствует разным моментам усреднения, показанных для углов зрения  $0 \le \theta \le 11^{\circ}$  (см. Ито и др., 2019, рис. 3).

Жирлянда и др., 2013). Кроме того, стоит также отметить, что значительная часть гамма-всплесков должна иметь фотосферную природу происхождения в том смысле, что модели синхротронного излучения испытывают трудности с воспроизведением их спектров (Приис и др., 1998; Акселссон, Боргоново, 2015), наблюдаемые спектры слишком жесткие, чтобы быть объясненными синхротронным излучением в принципе. С теоретической точки зрения, чтобы правильно оценить фотосферное излучение, необходимо учитывать перенос излучения внутри релятивистского джета (Белобородов, 2011). Недавно были проведены расчеты, в которых исследовалось фотосферное излучение коллапсарного джета на основе трехмерного (3D) гидродинамического моделирования и расчета переноса излучения после процесса (Ито и др., 2015). К примеру, оказалось что прецессионная активность в основании джета может оставлять четкий отпечаток на кривой блеска (рис. 18). Получаемый спектр имеет нетепловую форму, мягкий конец спектра формируется наложением чернотельных спектров с разной температурой от различных частей джета, а жесткий степенной хвост формируется комптонизацией теплового излучения.

Остается нерешенным вопрос о происхождении тесной корреляции между энергией спектрального пика  $E_p$  и пиковой светимостью  $L_p$ , обнаруженной в наблюдениях. Это соотношение, известное как соотношение Йонетоку (Йонетоку и др., 2004), является наиболее тесной корреляцией, обнаруженной в свойствах основной фазы излучения гаммавсплесков, что обеспечивает лучшую диагностику механизма излучения. Трехмерное гидродинамическое моделирование и последующие расчеты переноса фотосферного излучения в релятивистском джете показывают (Ито и др., 2019), что поперечная структура джета, формируемая при распространении через оболочку звезды, приводит к сильной зависимости диаграммы направленности излучения от угла относительно оси джета. Поскольку область вблизи оси джета имеет самый большой Лоренц-фактор и температуру, можно ожидать более высокой светимости и энергии спектрального пика при меньших углах. Эта зависимость обеспечивает корреляцию между  $E_{\rm p}$  и  $L_{\rm p}$  (рис. 19), которая охватывает несколько порядков величины. Хотя распределения  $E_{\rm p}$  и  $L_{\rm p}$  смещаются в сторону более высоких значений по мере увеличения не зависимо от мощности джета. Таким образом, современные фотосферные модели успешно воспроизводят отношение Йонетоку.

**4.3.2. Послесвечение.** После того, как основная фаза жесткого излучения затухает, иногда наблюдается широкополосное послесвечение (обычно от радио до ТэВ гамма-излучения). Наблюдение послесвечений дает обширную информацию о прародителях гамма-всплесков, их окружении, микрофизике ускорения частиц и т.д. (Варрен и др., 2018, 2021). Достаточно сказать, что правильная интерпретация наблюдений послесвечения имеет решающее значение для понимания происходящих в них физических процессов.

В рамках стандартной модели послесвечения (Месзарос и др., 1994; Пиран и др., 1998) происходит синхротронное излучение на внешней удар-


**Рис. 20.** Эволюция спектра излучения внешней ударной волны от времени. Пунктирные линии показывают излучение, обусловленное синхротронным процессом, тонкие сплошные линии показывают излучение SSC, а пунктирная линия — распад пионов (см. Варрен и др., 2017, рис. 5).

ной волне. Однако рождение фотонов в суб-ТэВ диапазоне через синхротронный механизм проблематично. При любом разумном Лоренц-факторе излучающей области наблюдаемая энергия фотонов требует превышения предела на энергию излучающих частиц, когда скорость их ускорения компенсируется скоростью радиационных потерь (Агаронян, 2004). Таким образом, наиболее естественным механизмом излучения является обратный комптоновский механизм (IC). Остальные механизмы излучения, такие как фото-мезонный, протон-протонный, оказываются не эффективными и далее здесь рассматриваться не будут.

В рамках SSC модели (synchrotron self

Compton) источник, излучающий синхротрон, производит высокоэнергетическое излучение за счет обратного рассеяния синхротронных фотонов на тех же электронах. Таким образом, ожидается, что от послесвечения гамма-всплесков будет приходить излучение с энергиями ГэВ и ТэВ как на ранних, так и на поздних стадиях (см., например, Деришев, Пиран, 2016). Для типичных параметров раннего послесвечения, по крайней мере, несколько процентов полной мощности должны передаваться ТэВ-фотонам, и этот компонент может даже быть доминирующим (Деришев и др., 2001). И до недавнего времени многочисленные попытки обнаружить ТэВ-излучение гамма-всплесков с помощью черенковских телескопов были неудачны (Хойшен и др., 2017). Поразительный контраст между теоретическими предсказаниями (рис. 20) и реальными наблюдениями до сих пор оставался загадкой, подразумевая, что либо физика излучающей зоны в послесвечении гамма-всплеска плохо изучена (и что ТэВ-излучение не генерируется по той или иной причине), либо ТэВ-излучение существенно поглощается, что приводит к трудностям обнаружения сверхжесткого сигнала (Вурм, Белобородов, 2017). Недавнее детектирование телескопом MAGIC (Акциари и др., 2019) решает загадку: послесвечение гамма-всплеска действительно вызывает излучение в ТэВ-диапазоне, но оно значительно ослабляется внутренним фотонфотонным поглощением (Деришев, Пиран, 2019). Вероятно, что внешняя ударная волна выходит на саморегулирующийся режим, когда производство большого числа жестких фотонов приводит к чрезмерному темпу рождения  $e^-e^+$  перед фронтом (в предвсплеске ударной волны), что вызывает рассеяние мягких фотонов и поглощение жестких квантов. Этот же процесс приводит к ускорению частиц до максимальных энергий, когда эффект Кляйна-Нишины, который уменьшает сечение взаимодействия лептонов с фотонами, еще не столь важен.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен обзор космических гамма-всплесков. Обзор не претендует на полное описание всех возможных проявлений гаммавсплесков и библиографию. Приведены основные моменты истории, современного состояния наблюдений (кроме радиодиапазона) и модели. Вместе с тем, природа явления все еще далека от полного понимания. Здесь мы перечислим проблемы, ожидающие своего решения.

Проблемы наблюдений. Все еще скудна статистика многоволновых наблюдений активной фазы излучения гамма-всплесков. Почти совсем нет наблюдений в радиодиапазоне. Мало детальных кривых блеска в рентгеновском диапазоне; детальные, с высоким временным разрешением, наблюдения в оптическом диапазоне можно пересчитать на пальцах одной руки, мала статистика положительных оптических наблюдений коротких гаммавсплесков и килоновых.

Являются ли гамма-всплески, сопровождающие гравитационно-волновые события слияния двойных нейтронных звезд, типичными короткими гамма-всплесками, или же это отдельный класс событий? Другими словами, видим ли мы джет гамма-всплеска под большим углом к его оси, или же наблюдаемое гамма-излучение связано с другим механизмом генерации излучения? Будет ли открыто электромагнитное излучение при слиянии нейтронной звезды и черной дыры? Ситуация с поиском электромагнитных компонент, сопровождающих события LIGO/Virgo/KAGRA, аналогична наблюдениям гамма-всплесков в середине 90-х годов прошлого века. Поиск оптического компонента был безуспешным до тех пор, пока область локализации источника не была уменьшена с десятков градусов до нескольких угловых минут с помощью апертурных рентгеновских и гаммателескопов.

Можно ли использовать гамма-всплески, одни из самых удаленных источников, для построения шкалы расстояний Вселенной? Другими словами, можно ли из наблюдаемых параметров излучения гамма-всплесков сконструировать "стандартную свечу"?

Есть ли среди регистрируемых гамма-всплесков события, связанные с коллапсом первичных звезд (тип звездного населения Рор III\*)? Массовая достоверная регистрация гамма-всплесков с расстояния, эквивалентного  $z \ge 10$ , ответила бы на этот важный вопрос, и здесь могут помочь планируемые космические обсерватории THESEUS (Жирлянда и др. 2021), Миллиметрон (Кардашев и др. 2014).

Одним из еще более многочисленных вопросов физического описания процессов при генерации гамма-всплесков является определение природы различных корреляций наблюдаемых параметров гамма-всплесков, таких как "жесткость — длительность" и  $E_p - E_{iso}$ .

Исследования предвсплесков (прекурсоров), продленного излучения и моделей их возникновения помогут определить длительность работы "центральной машины" и, возможно, прояснить ее свойства.

Недавние наблюдения длительного излучения сверхжестких фотонов с энергией до 1 ТэВ ставят вопросы моделирования процесса ускорения нетепловых частиц на релятивистских ударных волнах и саморегулирование этого процесса.

Наконец, поиск в выборке наблюдаемых гаммавсплесков источников иной природы, не связанных с коллапсирующими сверхновыми и слиянием двойных нейтронных звезд. Например, таких гипотетических событий, как испаряющиеся первичные черные дыры (Клайн и др. 1999; Укватта и др. 2016) или гамма-всплески, линзированные через кротовые норы (Позаненко, Шацкий 2010).

Эти и многие другие вопросы, поставленные космическими гамма-всплесками, ждут своих ис-следователей.

Авторы благодарят за поддержку грант РФФИ 20-12-50278. Авторы благодарны анонимному рецензенту за конструктивное обсуждение и многочисленные правки.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), Astrophys. J. 848, L12 (2017).
- 2. Абботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), Astrophys. J. **848**, L13 (2017).
- Абботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), Phys. Rev. Lett. 119, 161101 (2017).
- Абботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R.X. Adhikari, et al.), Astrophys. J. 892, L3 (2020).
- 5. Абдалла и др. (H. Abdalla, R. Adam, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, E.O. Angüner, M. Arakawa, C. Arcaro, C. Armand, et al.), Nature **575**, 464 (2019).
- 6. Arapaнян (F.A. Aharonian), World Scientific (2004).
- 7. Ажелло и др. (M. Ajello, M. Arimoto, M. Axelsson, L. Baldini, G. Barbiellini, D. Bastieri, R. Bellazzini, P.N. Bhat, et al.), Astrophys. J. **878**, 52 (2019).
- 8. Акерлоф и др. (С.W. Akerlof, Т. А. McKay, J. Zhu, J.S. Chen, H.T. Zhang)6GCN Circ. **7100**, 1 (1999).
- 9. Акерлоф и др. (C. Akerlof, R. Balsano, S. Barthelmy, J. Bloch, P. Butterworth, D. Casperson, T. Cline, S. Fletcher, et al.), Nature **398**, 400 (1999).
- Акерманн и др. (M. Ackermann, K. Asano, W.B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M.G. Baring, et al.), Astrophys. J. 716, 1178 (2010).
- 11. Акерманн и др. (M. Ackermann, M. Ajello, K. Asano, W.B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, et al.), Science 343, 42 (2014).
- 12. Акселссон, Боргоново (М. Axelsson, L. Borgonovo), MNRAS 447, 3150 (2015).
- Акциари и др. (V.A. Acciari, S. Ansoldi, L.A. Antonelli, A. Arbet Engels, D. Baack, A. Babić, B. Banerjee, U. Barres de Almeida et al. — MAGIC Collaboration), Nature 575, 455 (2019).
- 14. Амати и др. (L. Amati, F. Frontera, M. Tavani, J.J.M. in't Zand, A. Antonelli, E. Costa, M. Feroci, C. Guidorzi et al.), Astron. Astrophys. **390**, 81 (2002).
- 15. Аптекарь и др. (R.L. Aptekar, D.D. Frederiks, S.V. Golenetskii, V.N. Ilynskii, E.P. Mazets, V.N. Panov, Z.J. Sokolova, M.M. Terekhov et al.), Space Sci. Rev. 71, 265 (1995).
- 16. Арнаутс и др. (S. Arnouts, S. Cristiani, L. Moscardini, S. Matarrese, F. Lucchin, A. Fontana, E. Giallongo), MNRAS **310**, 540 (1999).
- 17. Арнетт (W.D. Arnett), Astrophys. J. **253**, 785 (1982).
- Аткинс и др. (R. Atkins, W. Benbow, D. Berley, M.L. Chen, D.G. Coyne, B.L. Dingus, D.E. Dorfan, R.W. Ellsworth, D. Evans, et al. ), Astrophys. J. 583, 824 (2003).

- 19. Аттея и др. (J.L. Atteia, C. Barat, A. Chernenko, V. Dolidze, A. Dyatchkov, E. Jourdain, N. Khavenson, A. Kozlenkov, et al.), Astron. Astrophys. **244**, 363 (1991).
- 20. Байотти, Реззолла (L. Baiotti, L. Rezzolla), Rep. Prog. Phys. **80**, 096901 (2017).
- 21. Балбус, Хавли (S.A. Balbus, J.F. Hawley), Rev. Mod. Phys. **70**, 1 (1998).
- 22. Бара и др. (C. Barat, G. Chambon, K. Hurley, M. Niel, G. Vedrenne, I.V. Estulin, A.V. Kuznetsov, V.M. Zenchenko), Astrophys. Space Sci. **75**, 83 (1981).
- 23. Барков М.В. Астрофиз. Бюлл. **65**, 229 (2010) [M.V. Barkov, Astrophys. Bull. **65**, 217 (2010)].
- 24. Барков, Баушев (М.V. Barkov, A.N. Baushev), New Astr. **16**, 46 (2011).
- 25. Барков, Комиссаров (М.V. Barkov, S.S. Komissarov), MNRAS **401**, 1644 (2010).
- 26. Барков, Позаненко (M.V. Barkov, A.S. Pozanenko), MNRAS **417**, 2161 (2011).
- 27. Барков, Хангулян (M.V. Barkov, D.V. Khangulyan), MNRAS **421**, 1351 (2012).
- 28. Барков и др. (M. Barkov, S.S. Komissarov, V. Korolev, A. Zankovich), MNRAS **438**, 704 (2014).
- 29. Барков и др. (M.V. Barkov, A. Kathirgamaraju, Y. Luo, M. Lyutikov, D. Giannios), arXiv:1805.08338 (2018).
- 30. Барнес, Касен (J. Barnes, D. Kasen), Astrophys. J. 775, 18 (2013).
- 31. Барнес и др. (J. Barnes, D. Kasen, M.-R. Wu, G. Martínez-Pinedo), Astrophys. J. **829**, 110 (2016).
- 32. Баум (W.A. Baum), "Problems of Extra-Galactic Research" (ed. G. C. McVittie) **15**, 390 (1962).
- Белкин С.О., Позаненко А.С., Мазаева Е.Д., Вольнова А.А., Минаев П.Ю., Томинага Н., Гребенев С.А., Человеков И.В. и др., Письма в Астрон. журн. 46, 839 (2020) [S.O. Belkin, et al., Astron. Lett. 46, 783 (2020)].
- Белобородов (А.М. Beloborodov), Astrophys. J. 737, 68 (2011).
- 35. Белобородов и др. (А.М. Beloborodov, B.E. Stern, R. Svensson), Astrophys. J. **535**, 158 (2000).
- Бескин В.И. УФН 180, 1241 (2010) [V.S. Beskin, Phys. Uspekhi 53, 1199 (2010)].
- 37. Бескин и др. (G. Beskin, V. Bad'in, A. Biryukov, S. Bondar, G. Chuntonov, V. Debur, E. Ivanov, S. Karpov, et al.), Nuovo Cimento (Geophys. Sp. Phys.) C 28, 751 (2005).
- 38. Биркл и др. (R. Birkl, M.A. Aloy, H.-T. Janka, E. Müller), Astron. Astrophys. **463**, 51 (2007).
- Бисноватый-Коган Г.С. Астрон. журн. 47, 813 (1970) [G.S. Bisnovatyi-Kogan, Sov. Astron. 14, 652 (1971)].
- 40. Бисноватый-Коган, Рузмайкин (G.S. Bisnovatyi-Kogan, A.A. Ruzmaikin), Astrophys. Space Sci. 28, 45 (1974).
- Бисноватый-Коган, Рузмайкин (G.S. Bisnovatyi-Kogan, A.A. Ruzmaikin), Astrophys. Space Sci. 42, 401 (1976).

- 42. Бисноватый-Коган Г.С., Тутуков А.В., Астрон. журн. **81**, 797 (2004) [G.S. Bisnovatyi-Kogan, A.V. Tutukov, Astron. Rep. **48**, 724 (2004)].
- 43. Бисноватый-Коган, Тимохин (G.S. Bisnovatyi-Kogan, A.N. Timokhin), Astron. Rep. 74, 483 (1997).
- Блинников С.И., Новиков И.Д., Переводчикова Т.В., Полнарев А.Г. Письма в Астрон. журн. 10, 422 (1984) [S.I. Blinnikov et al., Sov. Astron. Lett. 10, 177 (1984)].
- 45. Блиников и др. (S.I. Blinnikov, R. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, S.E. Woosley), Astrophys. J. **496**, 454 (1998).
- 46. Блиников и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Röpke, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, M. Stritzinger), Astron. Astrophys. **453**, 229 (2006).
- 47. Блум и др. (J.S. Bloom, S.R. Kulkarni, S.G. Djorgovski), Astron. J. **123**, 1111 (2002).
- Блэндфорд, МакКи (R.D. Blandford, C.F. McKee), Phys. Fluids 19, 1130 (1976).
- 49. Блэндфорд, Знаек (R.D. Blandford, R.L. Znajek), MNRAS **179**, 433 (1977).
- 50. Блэндфорд, Пэйн (R.D. Blandford, D.G. Payne), MNRAS **199**, 883 (1982).
- 51. Болзонелла и др. (M. Bolzonella, J. M.Miralles, R. Pelló), Astron. Astrophys. **363**, 476 (2000).
- 52. Боннелл и др. (J.T. Bonnell, R W. Klebesadel), in 3rd Huntsville Symposium "Gamma-ray Bursts" (eds. C. Kouveliotou, M.F. Briggs, G.J. Fishman), AIP Conf. Ser. **384**, 977 (1996).
- 53. Брайтвайт, Спруит (J. Braithwaite, H.C. Spruit), Nature **431**, 819 (2004).
- 54. Бранденбург и др. (A. Brandenburg, A. Nordlund, R.F. Stein, U. Torkelsson), Astrophys. J. **446**, 741 (1995).
- 55. Бромберг, Чеховской (О. Bromberg, A. Tchekhovskoy), MNRAS **456**, 1739 (2016).
- 56. Баусвейн и др. (А. Bauswein, S. Goriely, H.-T. Janka), Astrophys. J. **773**, 78 (2013).
- 57. Буерманн и др. (K. Beuermann, F.V. Hessman, K. Reinsch, H. Nicklas, P.M. Vreeswijk, T.J. Galama, E. Rol, J. van Paradijs et al.), Astron. Astrophys. **352**, L26 (1999).
- 58. Буренин Р.А. Письма в Астрон. журн. **26**, 323 (2000) [R.А. Burenin., Astron. Lett. **26**, 269 (2000)].
- 59. Бурлон и др. (D. Burlon, G. Ghirlanda, G. Ghisellini, D. Lazzati, L. Nava, M. Nardini, A. Celotti), Astrophys. J. 685, L19 (2008).
- 60. Бучиантини и др. (N. Bucciantini, T.A. Thompson, J. Arons, E. Quataert, L. Del Zanna), MNRAS **368**, 1717 (2006).
- 61. Бьорнссон (G. Björnsson), Astrophys. J. **887**, 219 (2019).
- 62. Бычков и др. (V.D. Bychkov, L.V. Bychkova, J. Madej), MNRAS **394**, 1338 (2009).
- 63. Бэнд и др. (D. Band, J. Matteson, L. Ford, B. Schaefer, D. Palmer, B. Teegarden, T. Cline, M. Briggs, et al.), Astrophys. J. **413**, 281 (1993).

- 64. Ванажо и др. (S. Wanajo, Y. Sekiguchi, N. Nishimura, K. Kiuchi, K. Kyutoku, M. Shibata), Astrophys. J. **789**, L39 (2014).
- 65. Ванг, Месзарос (Х.-Ү. Wang, P. Meszaros), Astrophys. J. **670**, 1247 (2007).
- 66. Ванг и др. (F. Wang, Y.-C. Zou, F. Liu, B. Liao, Y. Liu, Y. Chai, L. Xia), Astrophys. J. **893**, 77 (2020).
- 67. ван ден Хевел, Юн (Е.Р.Ј. van den Heuvel, S.-С. Yoon), Astrophys. Space Sci. **311**, 177 (2007).
- 68. Варрен и др. (D.C. Warren, D.C. Ellison, M.V. Barkov, S. Nagataki), Astrophys. J. 835, 248, (2017).
- 69. Варрен и др. (D.C. Warren, M.V. Barkov, H. Ito, S. Nagataki, T. Laskar), MNRAS **480**, 4060 (2018).
- 70. Варрен и др. (D.C. Warren, C.A.A. Beauchemin, M.V. Barkov, S. Nagataki), Astrophys. J. **906**, 33 (2021).
- 71. Вебер, Леверетт (Е.J. Weber, Jr.D. Leverett), Astrophys. J. **148**, 217 (1967).
- 72. Велихов Е.П. ЖЭТФ 36, 1398 (1959) [E.P. Velikhov, JETP **9**, 995 (1959)].
- 73. Вергани и др. (S.D. Vergani, R. Salvaterra, J. Japelj, E. Le Floc'h, P. D'Avanzo, A. Fernandez-Soto, T. Krühler, A. Melandri, et al.), Astron. Astrophys. **581**, A102 (2015).
- 74. Вестранд и др. (W.T. Vestrand, K.N. Borozdin, S.P. Brumby, D.E. Casperson, E.E. Fenimore, M.C. Galassi, K. McGowan, S.J. Perkins, et al.), in Proc. "Advanced Global Communications Technologies for Astronomy II" (eds. R.I. Kibrick), SPIE Conf. Ser. 4845, 126 (2002).
- 75. Виллар и др. (V.A. Villar, J. Guillochon, E. Berger, B.D. Metzger, P.S. Cowperthwaite, M. Nicholl, K.D. Alexander, P.K. Blanchard, et al.), Astrophys. J. **851**, L21 (2017).
- 76. Вилльямс и др. (G.G. Williams, P.A. Milne, H.S. Park, S.D. Barthelmy, D.H. Hartmann, A. Updike, K. Hurley), in Proc. "Gamma-ray Bursts 2007" (eds. M. Galassi, D. Palmer, E. Fenimore), AIP Conf. Ser. **1000**, 535 (2008).
- 77. Вольнова и др. (A.A. Volnova, A.S. Pozanenko, J. Gorosabel, D.A. Perley, D.D. Frederiks, D.A. Kann, V.V. Rumyantsev, V.V. Biryukov et al.), MNRAS **442**, 2586 (2014).
- Вольнова и др. (А.А. Volnova, M.V. Pruzhinskaya, A.S. Pozanenko, S.I. Blinnikov, P.Y. Minaev, O.A. Burkhonov, A M. Chernenko, S.A. Ehgamberdiev et al.), MNRAS 467, 3500 (2017).
- 79. Ву и др. (М.-R. Wu, I. Tamborra, O. Just, H.-T. Janka), Phys. Rev. D **96**, 123015 (2017).
- 80. Вурм, Белобородов (І. Vurm, А.М. Beloborodov), Astrophys. J. **846**, 152 (2017).
- 81. Вусли (S.E. Woosley), Astrophys. J. **405**, 273 (1993).
- 82. Вусли, Xerep (S.E. Woosley, A. Heger), Astrophys. J. **637**, 914 (2006).
- 83. Вусли, Блум (S.E. Woosley, J.S. Bloom), Ann. Rev Astron. Astrophys. 44, 507 (2006).
- 84. Вусли и др. (S.E. Woosley, S. Blinnikov, A. Heger), Nature **450**, 390 (2007).

- 85. Вусли и др. (S.E. Woosley, T. Sukhbold, H.T. Janka), Astrophys. J. **896**, 56 (2020).
- 86. Галама и др. (T.J. Galama, P.M. Vreeswijk, J. van Paradijs, C. Kouveliotou, T. Augusteijn, H. Böhnhardt, J.P. Brewer, V. Doublier et al.), Nature **395**, 670 (1998).
- 87. Галл и др. (C. Gall, J. Hjorth, S. Rosswog, N.R. Tanvir, A.J. Levan), Astrophys. J. **849**, L19 (2017).
- 88. Гварнери и др. (A. Guarnieri, C. Bartolini, N. Masetti, A. Piccioni, E. Costa, M. Feroci, F. Frontera, D. dal Fiume et al.), Astron. Astrophys. **328**, L13 (1997).
- 89. Гийлиани и др. (A. Giuliani, S. Mereghetti, F. Fornari, E. Del Monte, M. Feroci, M. Marisaldi, P. Esposito, F. Perotti, et al.), Astron. Astrophys. **491**, L25 (2008).
- 90. Голдстейн и др. (A. Goldstein, P. Veres, E. Burns, M.S. Briggs, R. Hamburg, D. Kocevski, C.A. Wilson-Hodge, R.D. Preece, et al.), Astrophys. J. 48, L14 (2017).
- 91. Гроссан, Максут (В. Grossan, Z. Maksut), SPIE Conf. Ser. **11447**, 114479I (2020).
- 92. Гроот и др. (P.J. Groot, T.J. Galama, J. van Paradijs, R. Strom, J. Telting, R.G.M. Rutten, M. Pettini, N. Tanvir et al.), GCN Circ. **6584**, 1 (1997).
- 93. Гроссман и др. (D. Grossman, O. Korobkin, S. Rosswog, T. Piran), MNRAS **439**, 757 (2014).
- 94. Грубер и др. (D. Gruber, A. Goldstein, V. Weller von Ahlefeld, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **211**, 12 (2014).
- 95. Дезалей и др. (J.-P. Dezalay, J.-L. Atteia, C. Barat, M. Boer, F. Darracq, P. Goupil, M. Niel, R. Talon et al.), Astrophys. J. **490**, L17 (1997).
- 96. Делла Валле и др. (M. Della Valle, D. Malesani, S. Benetti, V. Testa, M. Hamuy, L.A. Antonelli, G. Chincarini, G. Cocozza et al.), In Proc. "Gamma-Ray Bursts: 30 Years of Discovery" (E. Fenimore, M. Galassi), AIP Conf. Ser. **727**, 403 (2004).
- 97. Деришев, Пиран (E.V. Derishev, T. Piran), MNRAS **460**, 2036 (2016).
- 98. Деришев, Пиран (E. Derishev, T. Piran), Astrophys. J. **880**, L27 (2019).
- 99. Деришев и др. (E.V. Derishev, V.V. Kocharovsky, Vl.V. Kocharovsky), Adv. Space Res. **27**, 813 (2001).
- 100. Джерелс и др. (N. Gehrels, J.P. Norris, S.D. Barthelmy, J. Granot, Y. Kaneko, C. Kouveliotou, C.B. Markwardt, P. Mészáros et al.), Nature **444**, 1044 (2006).
- 101. Дингус (B.L. Dingus), Astrophys. Space Sci. 231, 187 (1995).
- 102. Д'Элиа и др. (V. D'Elia, E. Pian, A. Melandri, P. D'Avanzo, M. Della Valle, P.A. Mazzali, S. Piranomonte, G. Tagliaferri et al.), Astron. Astrophys. **577**, A116 [D15] (2015).
- 103. Жанг и др. (Z. Zhang, G.Z. Xie, J.G. Deng, W. Jin), MNRAS **373**, 729 (2006).
- 104. Жанг и др. (B.-B. Zhang, B. Zhang, A.J. Castro-Tirado, Z.G. Dai, P.-H.T. Tam, X.-Y. Wang, Y.-D. Hu, S. Karpov, A. Pozanenko et al.), Nature Astron. 2, 69 (2018).

- 105. Жапели и др. (J. Japelj, S.D. Vergani, R. Salvaterra, P. D'Avanzo, F. Mannucci, A. Fernandez-Soto, S. Boissier, L.K. Hunt et al.), Astron. Astrophys. **590**, A129 (2016).
- 106. Жапели и др. (J. Japelj, S.D. Vergani, R. Salvaterra, M. Renzo, E. Zapartas, S.E. de Mink, L. Kaper, S. Zibetti), Astron. Astrophys. **617**, A105 (2018).
- 107. Жирлянда и др. (G. Ghirlanda, G. Ghisellini, D. Lazzati), Astrophys. J. **616**, 331 (2004).
- 108. Жирлянда и др. (G. Ghirlanda, A. Pescalli, G. Ghisellini), MNRAS **432**, 3237 (2013).
- 109. Жирлянда и др. (G. Ghirlanda, R. Salvaterra, M. Toffano, S. Ronchini, C. Guidorzi, G. Oganesyan, S. Ascenzi, M.G. Bernardini, A.E. Camisasca, S. Mereghetti, L. Nava, M.E. Ravasio, M. Branchesi, A. Castro-Tirado, L. Amati, A. Blain, E. Bozzo, P. O'Brien, D. Götz, E. Le Floch, J.P. Osborne, P. Rosati, G. Stratta, N. Tanvir, A.I. Bogomazov, P. D'Avanzo, M. Hafizi, S. Mandhai, A. Melandri, A. Peer, M. Topinka, S.D. Vergani, and S. Zane) Experimental Astronomy (2021).
- 110. Заламиа, Белобородов (I. Zalamea, A.M. Beloborodov), MNRAS **410**, 2302 (2011).
- 111. Зоу и др. (Ү.-С. Zou, Ү.-Z. Fan, T. Piran), Astrophys. J. **726**, L2 (2011).
- 112. Ивамото и др. (K. Iwamoto, P.A. Mazzali, K. Nomoto et al.), Nature **395**, 672 (1998).
- 113. Иззард и др. (R.G. Izzard, E. Ramirez-Ruiz, C.A. Tout), MNRAS **348**, 1215 (2004).
- 114. Илберт и др. (O. Ilbert, S. Arnouts, H.J. McCracken, M. Bolzonella, E. Bertin, O. Le Févre, Y. Mellier, G. Zamorani, et al.), Astron. Astrophys. **457**, 841 (2006).
- 115. Ито и др. (H. Ito, J. Matsumoto, S. Nagataki, D.C. Warren, M.V. Barkov), Astrophys. J. **814**, L29 (2015).
- 116. Ито и др. (H. Ito, J. Matsumoto, S. Nagataki, D.C. Warren, M.V. Barkov, D. Yonetoku), Nat. Comm. **10**, 1504 (2019).
- 117. Йонетоку и др. (D. Yonetoku, T. Murakami, T. Nakamura, R. Yamazaki, A.K. Inoue, K. Ioka), Astrophys. J. **609**, 935 (2004).
- 118. Канеко и др. (Y. Kaneko, M. Magdalena González, R.D. Preece, B. L.Dingus, M.S. Briggs), Astrophys. J. **677**, 1168 (2008).
- 119. Канн и др. (D.A. Kann, S. Klose, B. Zhang, D. Malesani, E. Nakar, A. Pozanenko, A.C. Wilson, N.R. Butler, et al.), Astrophys. J. **720**, 1513 (2010).
- 120. Кано (Z. Cano), MNRAS 434, 1098 (2013).
- 121. Кано и др. (Z. Cano, A. de Ugarte Postigo, A. Pozanenko, N. Butler, C.C. Thöne, C. Guidorzi, T. Krühler, J. Gorosabel, et al.), Astron. Astrophys. 568, A19 (2014).
- 122. Кардашев и др. (N.S. Kardashev, I.D. Novikov, V.N. Lukash, S.V. Pilipenko, E.V. Mikheeva, D.V. Bisikalo, D.S. Wiebe, A.G. Doroshkevich, A.V. Zasov, I.I. Zinchenko, P.B. Ivanov, V.I. Kostenko, T.I. Larchenkova, S.F. Likhachev, I.F. Malov, V.M. Malofeev, A.S. Pozanenko, A.V. Smirnov, A.M. Sobolev, A.M. Cherepashchuk,

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021

Yu.A. Shchekinov) Physics Uspekhi 57, 1199 (2014).

- 123. Карпов и др. (S. Karpov, D. Bad'in, G. Beskin, A. Biryukov, S. Bondar, G. Chuntonov, V. Debur, E. Ivanov, et al.), Astron. Nachr. **325**, 677 (2004).
- 124. Карпов и др. (S. Karpov, G. Beskin, S. Bondar, A. Perkov, E. Ivanov, A. Guarnieri, C. Bartolini, G. Greco, A. Shearer, V. Sasyuk), Acta Polytech. **53**, 38 (2013).
- 125. Касен и др. (D. Kasen, N.R. Badnell, J. Barnes), Astrophys. J. **774**, 25 (2013).
- 126. Кастро-Тирадо и др. (A.J. Castro-Tirado, M. Jelínek, J. Gorosabel, P. Kubánek, R. Cunniffe, S. Guziy, O. Lara-Gil, O. Rabaza-Castillo, et al.), Astron. Soc. India Conf. Ser. **7**, 313 (2012).
- 127. Клайн и др. (D.B. Cline, C. Matthey, S. Otwinowski) Astrophys. J. **527**, 827 (1999).
- 128. Клебесадел и др. (R.W. Klebesadel, I.B. Strong, R.A. Olson) Astrophys. J. **182**, L85 (1973).
- 129. Клочиатти и др. (A. Clocchiatti, N.B. Suntzeff, R. Covarrubias, P. Candia), Astron. J. 141, 163 (2011).
- 130. Ковпертвайте и др. (P.S. Cowperthwaite, E. Berger, V.A. Villar, B.D. Metzger, M. Nicholl, R. Chornock, P.K. Blanchard, W. Fong et al.), Astrophys. J. **848**, L17 (2017).
- 131. Комиссаров (S.S. Komissarov), MNRAS **326**, L41 (2001).
- 132. Комиссаров, Барков (S.S. Komissarov, M.V. Barkov), MNRAS **382**, 1029 (2007).
- 133. Комиссаров, Барков (S.S. Komissarov, M.V. Barkov), MNRAS **397**, 1153 (2009).
- 134. Комиссаров и др. (S.S. Komissarov, N. Vlahakis, A. Königl, M.V. Barkov), MNRAS **394**, 1182 (2009).
- 135. Комиссаров, Барков (S.S. Komissarov, M.V. Barkov), MNRAS **402**, L25 (2010).
- 136. Коннатон (V. Connaughton) Astrophys. J. 567, 1028 (2002).
- 137. Коувелиоту и др. (С. Kouveliotou, С.А. Meegan, G.J. Fishman, N.P. Bhat, M.S. Briggs, T.M. Koshut, W.S. Paciesas, G.N. Pendleton), Astrophys. J. **413**, L101 (1993).
- 138. Кохен и др. (E. Cohen, T. Piran, R. Sari), Astrophys. J. **509**, 717 (1998).
- 139. Кошут и др. (Т.М. Koshut, C. Kouveliotou, W.S. Paciesas, J. van Paradijs, G.N. Pendleton, M.S. Briggs, G.J. Fishman, C.A. Meegan), Astrophys. J. **452**, 145 (1995).
- 140. Кошут и др. (Т.М. Koshut, W.S. Paciesas, C. Kouveliotou, J. van Paradijs, G.N. Pendleton, G.J. Fishman, C.A. Meegan) Astrophys. J. **463**, 570 (1996).
- 141. Кружевский (A. Kruszewski), Acta Astron. **68**, 205 (2018).
- 142. Крухлер и др. (Т. Krühler, D. Malesani, J.P.U. Fynbo, O.E. Hartoog, J. Hjorth, P. Jakobsson, D.A. Perley, A. Rossi, et al.), Astron. Astrophys. **581**, A125 (2015).

- 143. Кулкарни и др. (S.R. Kulkarni, D.A. Frail, M.H. Wieringa, R.D. Ekers, E.M. Sadler, R.M. Wark, J.L. Higdon, E.S. Phinney, J.S. Bloom), Nature **395**, 663 (1998).
- 144. Лаззати и др. (D. Lazzati, E. Ramirez-Ruiz, G. Ghisellini), Astron. Astrophys. **379**, L39 (2001).
- 145. Лаззати (D. Lazzati), MNRAS **357**, 722 (2005).
- 146. Лебланк, Вильсон (J.M. LeBlanc, J.R. Wilson), Astrophys. J. 161, 541 (1970).
- 147. Левинсон, Эйхлер (A. Levinson, D. Eichler), Astrophys. J. **629**, L13 (2005).
- 148. Ли, Пачинский (L.-X. Li, B. Paczynski), Astrophys. J. **507**, L59 (1998).
- 149. Липкин и др. (Y.M. Lipkin, E.O. Ofek, A. Gal-Yam, E.M. Leibowitz, D. Poznanski, S. Kaspi, D. Polishook, S.R. Kulkarni et al.), Astrophys. J. **606**, 381 (2004).
- 150. Липунов, Горбовский (V.M. Lipunov, E.S. Gorbovskoy), MNRAS **383**, 1397 (2008).
- 151. Липунов и др. (V. Lipunov, V. Kornilov, E. Gorbovskoy, N. Shatskij, D. Kuvshinov, N. Tyurina, A. Belinski, A. Krylov et al.), Adv. Astron. **2010**, 349171 (2010).
- 152. Лойдидр. (N.M. Lloyd, V. Petrosian, R.S. Mallozzi) Astrophys. J. **534**, 227 (2000).
- Лютиков, Блэндфорд (M. Lyutikov, R. Blandford), astro-ph/0312347 (2003).
- 154. Мазаева и др. (Е. Mazaeva, A. Pozanenko, P. Minaev), Int. J. Mod. Phys. D **27**, 1844012 (2018).
- 155. Мазец, Голенецкий (E.P. Mazets, S.V. Golenetskii), Astrophys. Space Sci. **75**, 47 (1981).
- 156. Мазец и др. (E.P. Mazets, S.V. Golenetskii, V.N. Ilinskii, V.N. Panov, R.L. Aptekar, I.A. Gurian, M.P. Proskura, I.A. Sokolov, Z.I. Sokolova, T.V. Kharitonova), Astrophys. Space Sci. **80**, 3 (1981).
- 157. МакГоре и др. (J.T.W. McGuire, N.R. Tanvir, A.J. Levan, M. Trenti, E.R. Stanway, J.M. Shull, K. Wiersema, D.A. Perley et al.), Astrophys. J. **825**, 135 (2016).
- 158. Макфадин, Вусли (A.I. MacFadyen, S.E. Woosley), Astrophys. J. **524**, 262 (1999).
- 159. МакФадин и др. (А.І. MacFadyen, S.E. Woosley, А. Heger), Astrophys. J. **550**, 410 (2001).
- 160. Маллоззи и др. (R.S. Mallozzi, W.S. Paciesas, G.N. Pendleton, M.S. Briggs, R.D. Preece, C.A. Meegan, G.J. Fishman), Astrophys. J. 454, 597 (1995).
- 161. Маннучи и др. (F. Mannucci, G. Cresci, R. Maiolino, A. Marconi, A. Gnerucci), MNRAS **408**, 2115 (2010).
- 162. Маргутти и др. (R. Margutti, K.D. Alexander, X. Xie, L. Sironi, B.D. Metzger, A. Kathirgamaraju, W. Fong, P.K. Blanchard et al.), Astrophys. J. **856**, L18 (2018).
- 163. Маттесон и др. (Т. Matheson, P.M. Garnavich, K.Z. Stanek, D. Bersier, S.T. Holland, K. Krisciunas, N. Caldwell, P. Berlind et al.), Astrophys. J. **599**, 394 (2003).
- 164. Месзарос, Рис (P. Meszaros, M.J. Rees) MNRAS 257, 29P (1992).

- 165. Месзарос, Рис (Р. Meszaros, M.J. Rees), Astrophys. J. **397**, 570 (1992).
- 166. Месзарос и др. (Р. Meszaros, М.J. Rees, H. Papathanassiou), Astrophys. J. **432**, 181 (1994).
- 167. Мецгер др. (B.D. Metzger, T.A. Thompson, E. Quataert), Astrophys. J. **659**, 561 (2007).
- 168. Мецгер и др. (B.D. Metzger, E. Quataert, T.A. Thompson), MNRAS **385**, 1455 (2008).
- 169. Миллер и др. (J.M. Miller, B.R. Ryan, J.C. Dolence, A. Burrows, C.J. Fontes, C.L. Fryer, O. Korobkin, J. Lippuner et al.), Phys. Rev. D **100**, 023008 (2019).
- 170. Минаев П.Ю., Позаненко А.С. Письма в Астрон. журн. **43**, 3 (2017) [Р.Ү. Minaev, A.S. Pozanenko, Astron. Lett. **43**, 1 (2017).
- 171. Минаев, Позаненко (Р.Ү. Minaev, A.S. Pozanenko), MNRAS **492**, 1919 (2020).
- 172. Минаев П.Ю., Позаненко А.С. Письма в Астрон. журн. **46**, 611 (2020) [Р.Үu. Minaev, A.S. Pozanenko], Astron. Lett. **46**, 573 (2020)].
- 173. Минаев, Позаненко (Р.Ү. Minaev, A.S. Pozanenko), MNRAS **504**, 926 (2021).
- 174. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Лозников В.М., Письма в Астрон. журн. **36**, 744 (2010) [P.Y. Minaev, et al., Astron. Lett. **36**, 707 (2010).
- 175. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Лозников В.М., Астрофиз. Бюл. 65, 343 (2010) [Р.Yu. Minaev et al., Astrophys. Bull. 65, 326 (2010)].
- 176. Минаев П.Ю., Гребенев С.А., Позаненко А.С., Мольков С.В., Фредерикс Д.Д., Голенецкий С.В., Письма в Астрон. журн. 38, 687 (2012) [P.Y. Minaev, et al., Astron. Lett. 38, 613 (2012)].
- 177. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Мольков С.В., Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн. 40, 271 (2014) [P.Y. Minaev, et al., Astron. Lett. 40, 235 (2014)].
- 178. Митрофанов И.Г. и др. (I. Mitrofanov, A. Pozanenko, J.L. Atteia, C. Barat, A. Chernenko, V. Dolidze, E. Jourdain, A. Kozlenkov, R. Kucherova, M. Niel, G. Vedrenne) In: Gamma-ray bursts – Observations, analyses and theories (A93-20206 06-90), 203 (1992).
- 179. Митрофанов И.Г., Аттея Дж. Л., Бара К., Ведренн А.Г., Вильчинская А.С., Долидзе В.С., Дьячков А.В., Жордан Е. и др., Письма в Астрон. журн. 16, 302 (1990) (I.G. Mitrofanov et al., Sov. Astron. Lett. 16, 129 (1990)].
- 180. Митрофанов и др. (I.G. Mitrofanov, A.A. Kozlenkov, A.M. Chernenko, V.Sh. Dolidze, A.S. Pozanenko, D.A. Ushakov, J.L. Atteia, C. Barat, E. Jourdain, and M. Niel), AIP Conf. Ser. 265, 163 (1992).
- 181. Митрофанов и др. (I.G. Mitrofanov, A.S. Pozanenko, M.S. Briggs, W.S. Paciesas, R.D. Preece, G.N. Pendleton, C.A. Meegan), Astrophys. J. **504**, 925 (1998).
- 182. Моджаз и др. (М. Modjaz, F.B. Bianco, М. Siwek, S. Huang, D.A. Perley, D. Fierroz, Y.-Q. Liu, I. Arcavi, et al.), Astrophys. J. **892**, 153 (2020).

- 183. Мозгунов Г.Ю., Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Письма в Астрон. журн. 47, 183 (2021) [G.Yu. Mozgunov, et al., Astron. Lett. 47, 150 (2021)].
- 184. Моисеенко и др. (S.G. Moiseenko, G.S. Bisnovatyi-Kogan, N.V. Ardeljan), MNRAS **370**, 501 (2006).
- 185. Монтанари и др. (E. Montanari, F. Frontera, C. Guidorzi, M. Rapisarda), Astrophys. J. **625**, L17 (2005).
- 186. Нагатаки (S. Nagataki), Rep. Prog. Phys. 81, 026901 (2018).
- 187. Накамура и др. (Т. Nakamura, K. Nomoto, K. Iwamoto, H. Umeda, P.A. Mazzali, I.J. Danziger), Mem. Soc. Astron. Ital. **71**, 345 (2000).
- 188. Нараян и др. (R. Narayan, B. Paczynski, T. Piran), Astrophys. J. **395**, L83 (1992).
- 189. Нараян, Йи (R. Narayan, I. Yi), Astrophys. J. **428**, L13 (1994).
- 190. Норрис и др. (J.P. Norris, R.J. Nemiroff, J.T. Bonnell, J.D. Scargle, C. Kouveliotou, W.S. Paciesas, C.A. Meegan, G.J. Fishman), Astrophys. J. **459**, 393 (1996).
- 191. Норрис и др. (J.P. Norris, G.F. Marani, J.T. Bonnell), Astrophys. J. **534**, 248 (2000).
- 192. Норрис и др. (J.P. Norris, J.T. Bonnell, D. Kazanas, J.D. Scargle, J. Hakkila, T.W. Giblin), Astrophys. J. **627**, 324 (2005).
- 193. Норрис, Боннелл (J.P. Norris, J.T. Bonnell), Astrophys. J. **643**, 266 (2006).
- 194. Орли (K. Hurley), Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 10, 21 (1989).
- 195. Орли и др. (К. Hurley, A.E. Tsvetkova, D.S. Svinkin, R.L. Aptekar, D.D. Frederiks, S.V. Golenetskii, A.A. Kokomov, A.V. Kozlova, et al.), Astrophys. J. 871, 121 (2019).
- 196. Палмерио и др. (J.T. Palmerio, S.D. Vergani, R. Salvaterra, R.L. Sanders, J. Japelj, A. Vidal-Garc'ia, P. D'Avanzo, D. Corre et al.), Astron. Astrophys. **623**, A26 (2019).
- 197. Пацисас и др. (W.S. Paciesas, Ch.A. Meegan, G.N. Pendleton, M.S. Briggs, C. Kouveliotou, T.M. Koshut, J.P. Lestrade, M.L. McCollough et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **122**, 465 (1999).
- 198. Пачинский (B. Paczynski), Astrophys. J. **308**, L43 (1986).
- 199. Пачинский (B. Paczynski), Astrophys. J. **363**, 218 (1990).
- 200. Пачинский (B. Paczynski), Astrophys. J. **494**, L45 (1998).
- 201. Пачинский (В. Paczynski), astro-ph/0108522 (2001).
- 202. Перли и др. (D.A. Perley, S.B. Cenko, A. Corsi, N.R. Tanvir, A.J. Levan, D.A. Kann, E. Sonbas, K. Wiersema et al.), Astrophys. J. **781**, 37 (2014).
- 203. Перли и др. (D.A. Perley, T. Krühler, S. Schulze, A. de Ugarte Postigo, J. Hjorth, E. Berger, S.B. Cenko, R. Chary et al.), Astrophys. J. **817**, 7 (2016).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021

- 204. Перли и др. (D.A. Perley, N.R. Tanvir, J. Hjorth, T. Laskar, E. Berger, R. Chary, A. de Ugarte Postigo, J.P.U. Fynbo et al.), Astrophys. J. **817**, 8 (2016).
- 205. Пиран (T. Piran), Rev. Mod. Phys. 76, 1143 (2004).
- 206. Пираномонте и др. (S. Piranomonte, J. Japelj, S.D. Vergani, S. Savaglio, E. Palazzi, S. Covino, H. Flores, P. Goldoni et al.), MNRAS **452**, 3293 (2015).
- 207. Подсядловский и др. (P. Podsiadlowski, P.A. Mazzali, K. Nomoto, D. Lazzati, E. Cappellaro), Astrophys. J. **607**, L17 (2004).
- 208. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, I.G. Mitrofanov, M.L. Litvak, M.S. Briggs, W.S. Paciesas, R.D. Preece, G.N. Pendleton, C.A. Meegan), in 4th Hunstville Symposium "Gamma-Ray Bursts" (C.A. Meegan, R.D. Preece, T.M. Koshut), AIP Conf. Ser. **428**, 59 (1998).
- 209. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, V.M. Loznikov), in Proc. 5th Huntsville Symposium "Gammaray Bursts" (eds. R.M. Kippen, R.S. Mallozzi, G.J. Fishman), AIP Conf. Ser. **526**, 220 (2000).
- 210. Позаненко и др. (A. Pozanenko, V. Loznikov), in Proc. "Lighthouses of the Universe: The Most Luminous CelestialObjects and TheirUse for Cosmology" (eds. M. Gilfanov, R. Sunyaev, E. Churazov), p. 194 (2002).
- 211. Позаненко, Шацкий (A. Pozanenko, A. Shatskiy) Gravitation and Cosmology **16**, 259 (2010).
- 212. Позаненко и др. (A. Pozanenko, A. Chernenko, G. Beskin, V. Plokhotnichenko, S. Bondar, V. Rumyantsev), in Proc. "Astronomical Data Analysis Software and Systems XII"(eds. H.E. Payne, R.I. Jedrzejewski, R.N. Hook), ASP Conf. Ser. **295**, 457 (2003).
- 213. Позаненко и др. (A.S. Pozanenko, M.V. Barkov, P.Y. Minaev, A.A. Volnova, E.D. Mazaeva, A.S. Moskvitin, M.A. Krugov, V.A. Samodurov, V.M. Loznikov, and M. Lyutikov), Astrophys. J. **852**, L30 (2018).
- 214. Позаненко А.С., Минаев П.Ю., Гребенев С.А., Человеков, И.В. Письма в Астрон. журн. **45**, 768 (2019) [A.S. Pozanenko et al., Astron. Lett. **45**, 710 (2019)].
- 215. Попхам и др. (R. Popham, S.E. Woosley, C. Fryer), Astrophys. J. **518**, 356 (1999).
- 216. Постнов К.А. УФН **169**, 545 (1999) [К.А. Postnov, Phys. Uspekhi **42**, 469 (1999)].
- 217. Постнов К.А. и др. (К.А. Postnov, S.I. Blinnikov, D.I. Kosenko, E.I. Sorokina) Nuclear Physics B Proceedings Supplements **132**, 327 (2004).
- 218. Приис и др. (R.D. Preece, M.S. Briggs, R.S. Mallozzi, G.N. Pendleton, W.S. Paciesas, D.L. Band), Astrophys. J. **506**, L23 (1998).
- 219. Пулаккил и др. (S. Poolakkil, R. Preece, C. Fletcher, A. Goldstein, P.N. Bhat, E. Bissaldi, M.S. Briggs, E. Burns et al.), Astrophys. J. **913**, 60 (2021).
- 220. Радиче и др. (D. Radice, F. Galeazzi, J. Lippuner, L.F. Roberts, C.D. Ott, L. Rezzolla), MNRAS **460**, 3255 (2016).

- 221. Радиче и др. (D. Radice, A. Perego, F. Zappa, S. Bernuzzi), Astrophys. J. **852**, L29 (2018).
- 222. Реззолла и др. (L. Rezzolla, B. Giacomazzo, L. Baiotti, J. Granot, C. Kouveliotou, M.A. Aloy), Astrophys. J. **732**, L6 (2011).
- 223. Рейнольдс и др. (C.S. Reynolds, D. Garofalo, M.C. Begelman), Astrophys. J. **651**, 1023 (2006).
- 224. Рид и др. (F. Ryde), Astrophys. J. 614, 827 (2004).
- 225. Рид и др. (F. Ryde, M. Axelsson, B.B. Zhang, S. McGlynn, A. Peér, C. Lundman, S. Larsson, M. Battelino et al.), Astrophys. J. **709**, L172 (2010).
- 226. Рис, Месзарос (М.J. Rees, P. Meszaros), Astrophys. J. **430**, L93 (1994).
- 227. Робертс и др. (L.F. Roberts, D. Kasen, W.H. Lee, E. Ramirez-Ruiz), Astrophys. J. **736**, L21 (2011).
- 228. Рудерман (M. Ruderman), in Proc. "Seventh Texas Symposiumon Relativistic Astrophysics" (eds. P.G. Bergman, E.J. Fenyves, L. Motz), **262**, 164 (1975).
- 229. Руиз и др. (M. Ruiz, R.N. Lang, V. Paschalidis, S.L. Shapiro), Astrophys. J. **824**, L6 (2016).
- 230. Саваглио и др. (S. Savaglio, K. Glazebrook, D. Le Borgne), Astrophys. J. **691**, 182 (2009).
- 231. Савченко и др. (V. Savchenko, C. Ferrigno, E. Kuulkers, A. Bazzano, E. Bozzo, S. Brandt, J. Chenevez, T.J.-L. Courvoisier et al.), Astrophys. J. 848, L15 (2017).
- 232. Салватерра и др. (R. Salvaterra, S. Campana, S.D. Vergani, S. Covino, P. D'Avanzo, D. Fugazza, G. Ghirlanda, G. Ghisellini et al.), Astrophys. J. **749**, 68 (2012).
- 233. Сари, Пиран (R. Sari, T. Piran), Astrophys. J. **485**, 270 (1997).
- 234. Сари и др. (R. Sari, T. Piran, R. Narayan), Astrophys. J. **497**, L17 (1998).
- 235. Свенссон и др. (К.М. Svensson, A.J. Levan, N.R. Tanvir, A.S. Fruchter, L. G. Strolger), MNRAS **405**, 57 (2010).
- 236. Секигучи, Шибата (Ү. Sekiguchi, M. Shibata), Astrophys. J. **737**, 6 (2011).
- 237. Станек и др. (K.Z. Stanek, T. Matheson, P.M. Garnavich, P. Martini, P. Berlind, N. Caldwell, P. Challis, W.R. Brown et al.), Astrophys. J. **591**, L17 (2003).
- 238. Сухболд др. (Т. Sukhbold, T. Ertl, S.E. Woosley, J.M. Brown, H.T. Janka), Astrophys. J. **821**, 38 (2016).
- 239. Тарнопольский, Марченко (М. Tarnopolski, V. Marchenko), Astrophys. J. **911**, 20 (2021).
- 240. Тинней и др. (C. Tinney, R. Stathakis, R. Cannon, T. Galama, M. Wieringa, D.A. Frail, S.R. Kulkarni, J.L. Higdon et al. – Bepposax GRB Team), IAU Circ. **6896**, 1 (1998).
- 241. Торп, Левескью (М.D. Thorp, Е.М. Levesque), Astrophys. J. **856**, 36 (2018).
- 242. Той и др. (V.L. Toy, S.B. Cenko, J.M. Silverman, N.R. Butler, A. Cucchiara, A.M. Watson, D. Bersier, D.A. Perley, et al.), Astrophys. J. **818**, 79 [T16] (2016).
- 243. Троя и др. (Е. Troja, S. Rosswog, N. Gehrels), Astrophys. J. **723**, 1711 (2010).

- 244. Троя и др. (Е. Troja, H. van Eerten, B. Zhang, G. Ryan, L. Piro, R. Ricci, B.O'Connor, M.H. Wieringa, et al.), MNRAS **498**, 5643 (2020).
- 245. Тутуков А.В., Черепащук А.М., Астрон. журн. 80, 419 (2003) [A.V. Tutukov, А.М. Cherepashchuk, Astron. Rep. 47, 386 (2003).
- 246. Тутуков А.В., Черепащук А.М., Астрон. журн. 81, 43 (2004) [A.V. Tutukov, A.M. Cherepashchuk, Astron. Rep. 48, 39 (2004).
- 247. Узденский, МакФадин (D.A. Uzdensky, A.I. MacFadyen), Astrophys. J. **669**, 546 (2007).
- 248. Укватта и др. (T.N. Ukwatta, K.S. Dhuga, M. Stamatikos, C.D. Dermer, T. Sakamoto, E. Sonbas, W.C. Parke, L.C. Maximon et al.), MNRAS **419**, 614 (2012).
- 249. Укватта и др. (T.N. Ukwatta, K. Hurley, J.H. MacGibbon, D.S. Svinkin, R.L. Aptekar, S.V. Golenetskii, D.D. Frederiks, V.D. Pal'shin, J. Goldsten, W. Boynton, A.S. Kozyrev, A. Rau, A. von Kienlin, X. Zhang, V. Connaughton, K. Yamaoka, M. Ohno, N. Ohmori, M. Feroci, F. Frontera, C. Guidorzi, T. Cline, N. Gehrels, H.A. Krimm, J. McTiernan) Astrophys. J. **826**, 98 (2016).
- 250. Усов (V.V. Usov), Nature 357, 472 (1992).
- 251. Фенимор и др. (Е.Е. Fenimore, J.J.M. in't Zand, J.P. Norris, J.T. Bonnell, R.J. Nemiroff), Astrophys. J. **448**, L101 (1995).
- 252. Феррарио, Викрамашинге (L. Ferrario, D.T. Wickramasinghe), MNRAS **356**, 615 (2005).
- 253. Ферреро и др. (P. Ferrero, D.A. Kann, A. Zeh, S. Klose, E. Pian, E. Palazzi, N. Masetti, D.H. Hartmann et al.), Astron. Astrophys. **457**, 857 (2006).
- 254. Фиоч, Рокка-Волмеранж (М. Fioc, В. Rocca-Volmerange), Astron. Astrophys. **500**, 507 (1997).
- 255. Фонг и др. (W. Fong, E. Berger, D. B. Fox), Astrophys. J. **708**, 9 (2010).
- 256. Фредерикс и др. (D.D. Frederiks, R.L. Aptekar, S.V. Golenetskii, V.N. Il'Inskii, E.P. Mazets, V.D. Palshin, T.L. Cline), in Proc. "Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era" (eds. M. Feroci, F. Frontera, N. Masetti, L. Piro), ASP Conf. Ser. **312**, 197 (2004).
- 257. Фрухтер и др. (A.S. Fruchter, E. Pian, S.E. Thorsett, L.E. Bergeron, R.A. González, M. Metzger, P. Goudfrooij, K.C. Sahu et al.), Astrophys. J. **516**, 683 (1999).
- 258. Хайела и др. (A. Hajela, R.Margutti, K.D. Alexander, W. Fong, E. Berger, T. Laskar, T. Eftekhari, D. Giannios et al.), GRB Circ. **29055**, 1 (2020).
- 259. Хаккила и Приис (J. Hakkila, R.D. Preece) Astrophys. J. **740**, 104 (2011).
- 260. Хаккила и др. (J. Hakkila, T.W. Giblin, J.P. Norris, P.C. Fragile, J.T. Bonnell), Astrophys. J. 677, L81 (2008).

- 261. Хегер и др. (A. Heger, S.E. Woosley, H.C. Spruit), Astrophys. J. **626**, 350 (2005).
- 262. Хойшен и др. (С. Hoischen, A. Balzer, E. Bissaldi, M. Füssling, T. Garrigoux, D. Gottschall, M. Holler, A. Mitchell, et al. – H.E.S.S. Collaboration), in Proc. 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017) **301**, 636 (2017).
- 263. Хримес и др. (А.А. Chrimes, A.J. Levan, E.R. Stanway, J.D. Lyman, A.S. Fruchter, P. Jakobsson, P. O'Brien, D.A. Perley et al.), MNRAS **486**, 3105 (2019).
- 264. Хримес и др. (А.А. Chrimes, А.J. Levan, E.R. Stanway, E. Berger, J.S. Bloom, S.B. Cenko, B.E. Cobb, A. Cucchiara, et al.), MNRAS 488, 902 (2019).
- 265. Хьорт и др. (J. Hjorth, J. Sollerman, P. Moller, J.P.U. Fynbo, S.E. Woosley, C. Kouveliotou, N.R. Tanvir, J. Greiner, et al.), Nature **423**, 847 (2003).
- 266. Хьорт и др. (J. Hjorth, D. Malesani, P. Jakobsson, A.O. Jaunsen, J.P.U. Fynbo, J. Gorosabel, T. Krühler, A.J. Levan, et al.), Astrophys. J. **756**, 187 (2012).
- 267. Церда-Дуран др. (Р. Cerdá-Durán, N. DeBrye, M.A. Aloy, J.A. Font, M. Obergaulinger), Astrophys. J. **779**, L18 (2013).
- 268. Чандрасекар (S. Chandrasekhar), Proc. Nat. Acad. Sci. **46**, 253 (1960).
- 269. Чен, Белобородов (W.-X. Chen, A.M. Beloborodov Beloborodov), Astrophys. J. **657**, 383 (2007).
- 270. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura, R.A. Sunyaev), Astron. Astrophys. **24**, 337 (1973).
- 271. Шарбонне, МакГрегор (Р. Charbonneau, K.B. MacGregor), Astrophys. J. **559**, 1094 (2001).
- 272. Шульце и др. (S. Schulze, R. Chapman, J. Hjorth, A.J. Levan, P. Jakobsson, G. Björnsson, D.A. Perley, T. Krühler et al.), Astrophys. J. **808**, 73 (2015).
- 273. Эванс и др. (W.D. Evans, J.P. Glore, R.W. Klebesadel, J.G. Laros, E.R. Tech, R.E. Spalding), Science **205**, 119 (1979).
- 274. Эйхлер и др. (D. Eichler, M. Livio, T. Piran, D.N. Schramm), Nature **340**, 126 (1989).
- 275. Эйхлер, Левинсон (D. Eichler, A. Levinson), Astrophys. J. 614, L13 (2004).
- 276. А.В. Юдин, Т.Л. Разинкова, С.И. Блинников Письма в Астрон. журн. **45**, 893 (2019).
- 277. Юн, Лангер (S.-C. Yoon, N. Langer), Astron. Astrophys. 443, 643 (2005).
- 278. Юн и др. (S.-C. Yoon, N. Langer, C. Norman), Astron. Astrophys. **460**, 199 (2006).

## ПОПУЛЯЦИИ УЛЬТРАЯРКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ В ГАЛАКТИКАХ: ПРОИСХОЖДЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ

© 2021 г. А. Г. Куранов<sup>1\*</sup>, К. А. Постнов<sup>1,2</sup>, Л. Р. Юнгельсон<sup>3</sup>

<sup>1</sup>ГАИШ МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия <sup>2</sup>Казанский федеральный университет, Казань, Россия <sup>3</sup>Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия Поступила в редакцию 22.11.2021 После доработки 22.11.2021; принята к публикации 04.12.2021

Методом гибридного популяционного синтеза построена модель популяции ультраярких рентгеновских источников (ULX) в двойных системах с аккреторами — черными дырами (BH) и сопоставлена с моделью популяции источников с замагниченными нейтронными звездами (NS), которые могут наблюдаться как пульсирующие ULX (Куранов и др., 2020). Рассмотрены модели формирования ВН, при которых их масса определяется массой СО-ядра непосредственно пред коллапсом (M<sub>CO</sub>) и модели "задержанного" и "быстрого" коллапса (Фраер и др., 2012). Учтена возможная транзиентность ULX из-за неустойчивости аккреционных дисков. Рассчитаны характеристики и эволюция ULX в галактиках с постоянным темпом звездообразования (ЗО) и в системах со старым звездным населением после первичной вспышки ЗО. Максимальное число ULX с BH (~10) достигается в галактиках со стационарным 30 со скоростью 10  $M_{\odot}$ /год через млрд лет после начала 30. ULX, которые наблюдаются после завершения ЗО — это ТДС, в которых ВН и NS сформировались до завершения ЗО, а долгоживущие доноры с массой ~  $M_{\odot}$  продолжают заполнять полость Роша после его завершения или заполнили полость Роша еще позднее. Через несколько млрд лет после окончания ЗО число ULX в галактиках с массой  $M_G = 10^{10} M_{\odot}$  не более 0.1, большинство из них — ULX с NS. В ULX с NS вне зависимости от принятой модели ЗО доминируют постоянные источники с заполняющей полость Роша оптической звездой. Транзиентных источников более чем на порядок меньше. ULX, аккрецирующих из звездного ветра оптического компонента, на порядок меньше, чем источников с аккрецией при заполнении полости Роша.

Ключевые слова: ультраяркие рентгеновские источники, черные дыры, популяционный синтез

DOI: 10.31857/S0320010821120020

## ВВЕДЕНИЕ

Ультраяркие рентгеновские источники (ULX) со светимостью, превышающей эддингтоновскую  $L_{\rm Edd}$  для компактных звезд — нейтронных звезд (NS) и черных дыр (BH) звездных масс (далее — к.о.), находятся в центре внимания астрофизических исследований на протяжении нескольких десятилетий. Интерес к ним вызван необходимостью понимания столь мощного электромагнитного излучения при аккреции, которое, в частности, может указывать на необычно высокие массы (100–1000  $M_{\odot}$ ) ВН в двойных звездных системах, так называемые "ВН промежуточной массы" (Колберт и Машоцки, 1999). Такие ВН интересны с точки зрения происхождения и эволюции сверхмассивных ВН в ядрах галактик (см. обсуждение

в обзорах Черепащука (2016) и Волонтери и др., 2021). ULX встречаются в галактиках всех типов (см., напр., Бернардич и др., 2021) и их списки постоянно пополняются. Наиболее полный из опубликованных к моменту написания статьи каталогов (Уолтон и др., 2021) содержит 1843 кандидата в ULX в 951 галактике.

Фабрика и Мещеряков (2001) и Кинг и др., (2001) независимо предположили, что наблюдаемые сверхэддингтоновские светимости ULX являются результатом фокусировки излучения сверхкритическим аккреционным диском вокруг к.о. звездной массы. С открытием пульсирующего рентгеновского излучения ULX (Бакетти и др., 2014) подтвердилось, что не только BH, но и замагниченные NS в тесных двойных системах могут быть аккрецирующими компонентами ULX. Природа ULX активно обсуждается, см., напри-

<sup>\*</sup>Электронный адрес: alexandre.kuranov@gmail.com

мер, обзоры Каарет и др. (2017) и Фабрика и др. (2021).

Настоящая работа является продолжением исследования Куранова и др., (2020, статья I), в котором была рассмотрена популяция ультраярких источников рентгеновского излучения с аккреторами — замагниченными нейтронными звездами (NULX) в спиральной галактике, подобной Млечному Пути. В данной статье рассмотрены источники с аккреторами — черными дырами (ВН) звездных масс (BHULX,  $M_{
m BH} \lesssim 100~M_{\odot}$ ) и замагниченными NS в модельных галактиках с непрерывным и вспышечным звездообразованием (ЗО). Первые могут служить приближением для спиральных галактик, а вторые — для эллиптических. Таким образом, нами исследованы практически полные модели популяций ULX (за исключением все еще гипотетических источников с черными дырами промежуточных масс и ULX в звездных скоплениях). В контексте настоящей статьи мы рассматриваем все источники рентгеновского излучения высокой светимости с аккрецирующими NS и именуем их NULX, безотносительно к тому, могут ли они наблюдаться как пульсирующие ÚLX.

В тесных двойных системах (ТДС) к моменту коллапса ядра массивные звезды практически полностью теряют водородные и гелиевые оболочки (напр., Тутуков и др., 1973; Лаплас и др., 2021). Уменьшение массы коллапсирующего ядра за счет нейтринных потерь приводит к потере оболочкой звезды гидростатического равновесия и выбросу части ее вещества; источником энергии является рекомбинация водорода ("эффект Надёжина-Лавгров", Надёжин, 1980; Лавгров и Вусли, 2013). Учитывая это обстоятельство, мы рассмотрели модель, в которой предполагается, что гравитационная масса образующейся черной дыры составляет 90% барионной массы углеродно-кислородного ядра предсверхновой (далее — модель С). Принимая во внимание существующие неопределенности относительно механизма коллапса звезд, мы также рассмотрели и сопоставили популяции ULX, в которых образование ВН происходит в модели "задержанного" (delayed, модель D) и "быстрого" (rapid, модель R) коллапса (Фрайер и др., 2012). Также проанализировано влияние предположений относительно наиболее важных параметров эволюции ТДС с компактными объектами – так называемого параметра "эффективности общих оболочек" и величины начального "толчка" (natal kick), которым сопровождается образование компактных объектов. Далее изложены основные предположения и метод расчетов и представлены и обсуждаются их результаты, которые сопоставляются с результатами других авторов. В Приложение вынесены рассчитанные эволюционной программой MESA (Пакстон и др., 2011) примеры

характерных эволюционных треков ТДС, которые проходят через стадию ULX.

## МЕТОД РАСЧЕТОВ

Как и в статье I, нами реализован гибридный подход к популяционному синтезу - сочетание быстрого упрощенного расчета по аналитическим формулам до стадии заполнения полости Роша оптической звездой со спутником — к.о. с последующим детальным расчетом стадии с переносом вещества по полной эволюционной программе. Такой подход позволяет существенно более точно, чем программы популяционного синтеза, исследовать характер переноса вещества в ТДС и определить длительность стадии аккреции и, следовательно, более аккуратно оценить светимость модельных источников, их численность и другие характеристики. Подобный гибридный метод применительно к массивным тесным двойным системам уже использовался для моделирования ULX (например, Шао и Ли, 2015 и Шао и др., 2019) и частоты слияния двойных ВН (Гальегос-Гарсия и др., 2021). Все расчеты проведены для звезд с металличностью Z = 0.02. Характеристики популяции ULX в звездной системе (галактике) определяются историей ЗО, исходными параметрами ТДС (такими как, например, начальная функция масс первичных компонентов) и эволюционными факторами: потерей вещества за счет звездного ветра, характером обмена веществом, через который проходят предшественники аккреторов, механизмом коллапса ядер их предшественников и величиной и ориентацией начального "толчка", который получает компактный объект при формировании. Учитываются статистические распределения ТДС по исходным начальной функции масс первичных компонентов, расстояниям между компонентами, отношению масс компонентов, эксцентриситетам орбит. Для ВН рассматривались упомянутые выше механизмы коллапса и различные предположения относительно величины начального "толчка".

На первой стадии расчетов использовалась модифицированная с учетом новых данных программа BSE (Харли и др., 2002, см. статью I)<sup>1</sup>. Дальнейшая эволюция звезды рассчитывалась по программе MESA (Пакстон и др., 2011, версия 12778). Для построения модели популяции ULX, вычисленная по программе популяционного синтеза вероятность образования отдельных систем свертывалась со скоростью звездообразования и длительностью стадии обмена веществом в отдельных системах, найденной по расчетам MESA.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Внесенные нами изменения в программу делают ее, как показывают тесты, практически идентичной новому авторскому варианту BSE (Банержи и др., 2020).

КУРАНОВ и др.  $f_{\rm fb}$ 14 Model C Model D Model R 12 10  $M_{
m BH}(M_\odot)$ 8 0.8 6 4 2 250 0.6 200  $\sigma(v_k)$  (km/s) 150 0.4 100 50  $V_{\rm kick} = 30 \ \rm km/s$ 0.2 0 20 40 60 80 100 20 40 60 80 100 20 40 60 80 100  $M_{\rm ZAMS}(M_{\odot})$ 

**Рис. 1.** Соотношение между массами ВН, величиной анизотропной скорости, приобретаемой ВН при формировании и массами предшественников ВН на начальной главной последовательности. Цветовая шкала указывает долю конечной массы звезды, выпадающей на протонейтронную звезду (в моделях быстрого и задержанного коллапса).

Потеря углового момента в ходе эволюции ТДС описывалась уравнением, предложенным Соберманом и др.,  $(1997)^2$ , учитывающим перетекание вещества от донора к аккретору, потерю массы системой из окрестностей аккретора (реэжекцию) и истечение вещества через точку Лагранжа L<sub>2</sub>. Как и в статье I, принималось, что 10% вещества, теряемого донором, покидают систему через окрестности L<sub>2</sub> (параметр  $\delta_{mt} = 0.1$ ), а радиус копланарного околозвездного диска равен  $\gamma_{mt}^2 a$ , где  $\gamma_{mt} = \sqrt{3.0}$ .

Скорость потери вещества О-В звездами рассчитывалась по заложенной в программу MESA в качестве одной из опций схеме "Vink", основанной на алгоритмах, предложенных Финком и соавт. (2000, 2001). Потеря вещества звездами Вольфа— Райе описывалась формулами Нугиса и Ламерса (2000).

Для определения масс компактных остатков (NS и BH) в случаях быстрого и задержанного коллапса использовалась параметризация результатов расчетов Фраера и др., (2012), предложенная Джакобо и Мапелли (2018). Соотношения между массами BH и массами их предшественников на начальной главной последовательности приведены на рис. 1. Эти соотношения согласуются с основанными на наблюдениях выводами Смартта (2015) о том, что основная часть предшественников ВН имеет массы большие (18-20)М<sub>☉</sub>. Точности соотношений Джакобо и Мапелли достаточно для целей популяционного синтеза, хотя следует отметить, что некоторые расчеты моделей коллапсирующих звезд показывают, что NS могут иметь и предшественников больших масс (см., напр., Эртл и др., 2020). Использованные соотношения, в принципе, позволяют оценить и массы NS вплоть до максимальных, но мы приписывали всем NS массу  $1.4M_{\odot}$  и ограничили массы ВН снизу величиной 2.15M<sub>☉</sub>, соответствующей максимальной оцененной массе наблюдаемых пульсаров M =  $= 2.08 \pm 0.07 \ M_{\odot}$  (PSR J0740 + 6620, Фонсека и др., 2021).

Отметим увеличение масс ВН вдоль последовательности моделей D-R-C и отсутствие ВН с массами меньшими  $\simeq 4 M_{\odot}$  в модели C. Начальные толчки в модели C меньше чем в модели D. Эти обстоятельства приводят к различиям в численности ULX и различиям в распределениях популяций ULX по массам компонентов и орбитальным периодам между моделями. "Ступенька" в распределении масс остатков в случае быстрого коллапса

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Ур. (12) из статьи І.

связана с существованием интервала масс звезд, у которых происходит прямой коллапс СО-ядер (Фраер и др., 2012).

Как правило, в процессе формирования ULX ТДС проходят через общие оболочки. На "быстрой" стадии расчета до образования ТДС с ВН по программе BSE предполагалось, что общие оболочки образуются в результате потери вещества донорами — красными (сверх)гигантами с конвективными оболочками в динамической шкале времени; использовались заложенные в коде BSE критерии формирования общих оболочек. зависящие от отношения масс компонентов и относительной массы ядра донора. Для трактовки изменения расстояния между компонентами был принят  $\alpha\lambda$ формализм Веббинка (1984) и де Коола (1990), основанный на сопоставлении орбитальной энергии системы и энергии связи оболочки донора. Рассматривались три значения так называемой "эффективности общих оболочек"  $\alpha_{ce} - 0.5, 1$  и 4. Параметр  $\lambda$ , который характеризует энергию связи оболочки донора, принимался согласно Лавериджу и др. (2011). В грубом приближении, расстояние между компонентами перед образованием общей оболочки a0 и после ее потери af связаны соотношением  $a_f \propto \alpha_{ce} \lambda a_0$ . Если компоненты ТДС сливались в общей оболочке, расчет эволюции системы прекращался. Отметим, что величина  $\lambda$ является одним из самых неопределенных параметров расчетов (Иванова и др., 2013, 2020). На стадии аккреции на ВН формальные критерии формирования общих оболочек не использовались. Как было показано Мак Леодом и др. (2018) и подробно исследовано Кленцким и др. (2021а), за заполнением полости Роша красным сверхгигантом с конвективной оболочкой — спутником к.о., следует стадия относительно устойчивой потери вещества, которая переходит в стадию потери вещества в динамической шкале времени. Если в ходе расчета кодом MESA "удержание" донора в полости Роша становилось невозможным, что численно выражалось в расходимости программы (см. правую нижнюю панель на рис. 14 в Приложении), мы полагали, что компоненты сливаются. Период времени от достижения аккретором светимости 10<sup>39</sup> эрг/с до слияния компонентов или падения светимости ниже указанного предела, если компоненты не сливались, принимался в качестве времени жизни системы на стадии ULX.

До заполнения первичным (изначально более массивным компонентом, предшественником ВН) полости Роша, его эволюция считалась квази-консервативной, учитывались только потеря вещества и момента импульса за счет звездного ветра (согласно Финку (2001) при  $T_{\rm eff} \ge 10\,000$  К и де Ягеру и др. (1988) при меньших  $T_{\rm eff}$ ) и приливное

взаимодействие компонентов согласно алгоритму, принятому в программе BSE (см. Харли и др., 2002, § 2.3).

Предполагалось, что при образовании ВН, как и NS, приобретают дополнительную пространственную скорость. Амплитуда и распределение дополнительной скорости при образовании ВН являются параметрами модели. В настоящее время в этом вопросе нет консенсуса (см. аргументы Уайта и Ван Парадайза (1996) в пользу незначительной амплитуды скорости и противоположную точку зрения в более поздней работе Атри и др., (2019)). Рассматривались два варианта: толчок, амплитуда которого определяется как  $v_k = (1 - f_b)v$ , где v подчиняется предложенному для радиопульсаров максвелловскому распределению скоростей с дисперсией  $\sigma =$ = 265 км/с (Хоббс и др., 2005), а параметр  $f_b$ определяется долей конечной массы звезды M<sub>fin</sub>, выпадающей при коллапсе на нейтронную протозвезду с массой  $M_{prot}$ :  $f_b = M_{fb}/(M_{fin} - M_{prot})$ , а также вариант максвелловского распределения скоростей со средней скоростью 30 км/с (см. рис. 1).

Опуская достаточно общеизвестные детали, отметим лишь, что в контексте ULX важно, что механизмы коллапса различаются массами формирующихся BH. Данное обстоятельство и величина начального "толчка", сопровождающего формирование BH, приводят, в первую очередь, к различиям в доле двойных систем, которые остаются связанными при первом взрыве сверхновой в системе и, потенциально, могут в ходе дальнейшей эволюции породить ULX.

#### Расчет рентгеновской светимости

Рентгеновская светимость  $L_X$  при аккреции на ВН и NS рассчитывается исходя из темпа аккреции захватываемого вещества  $\dot{M}_X$ . При заполнении оптическим компонентом полости Роша аккреция идет в дисковом режиме,  $\dot{M}_X =$  $= \dot{M}_O$ , где  $\dot{M}_O(t) = dM_O/dt(t)$  — темп истечения вещества оптической звезды через внутреннюю точку Лагранжа, получаемый из расчета кодом MESA (см. примеры на рис. 14). Если оптическая звезда не заполняет полость Роша, а потеря массы происходит за счет звездного ветра, темп захвата вещества к.о. рассчитывается по формулам аккреции Бонди-Хойла-Литтлтона для сферическисимметричного ветра. Так, для круговой орбиты

с полуосью 
$$a, \ \dot{M}_{\rm X} = \frac{1}{4} \dot{M}_{\rm O} \left(\frac{R_B}{a}\right)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{v_x}{v_w}\right)^2},$$

где  $R_B = \frac{2GM_{\mathrm{X}}}{v_w^2 + v_x^2}$  — радиус гравитационного захвата Бонди,  $M_{\rm X}$  — масса к.о.,  $v_w = v_p (M_{\rm O}) (1 - v_w) = v_p (M_{\rm O}) (1 - v_w)$  $(-R_{\rm O}/a)^{1/2}$  — скорость звездного ветра на орбите к.о.,  $v_x$  — орбитальная скорость к.о.,  $v_p$  =  $\sqrt{2GM_{\rm O}/R_{\rm O}}$  — параболическая скорость на фотосфере оптической звезды с массой Мо и радиусом R<sub>O</sub>. Для эллиптических орбит темп аккреции из ветра зависит от орбитальной фазы. В наших расчетах мы использовали среднее за орбитальный период P значение темпа аккреции  $\langle \dot{M}_{
m X} 
angle =$  $= 1/P \int \dot{M}_{\rm X}(t)dt = 1/P \int \dot{M}_{\rm X}(E)(dt/dE)dE (E - t)$ эксцентрическая аномалия). Для принятого закона изменения звездного ветра с расстоянием от фотосферы звезды и при  $R_{
m O}/a \lesssim 0.3$  значение усредненного темпа аккреции слабо растет с эксцентриситетом, поэтому зависимостью среднего темпа аккреции за орбитальный период от эксцентриситета орбиты мы пренебрегаем. Средний темп аккреции Бонди из звездного ветра сильнее всего зависит от отношения  $R_{\rm O}/a$ :  $\langle \dot{M}_{\rm X} \rangle \approx \approx (1/64) \dot{M}_{\rm O} \left(\frac{M_{\rm X}}{M_{\rm O}}\right)^2 \left(\frac{R_{\rm O}}{a}\right)^2 / \left(1 - \frac{R_{\rm O}}{a}\right)^2$ .

Возможная гравитационная фокусировка звездного ветра, которая способна изменить эффективность аккреции, не рассматривалась, поскольку она сильно зависит от предполагаемого механизма ускорения ветра (Эль-Мелла и др., 2019). Мы пренебрегли также такими эффектами, как переполнение полости Роша атмосферными слоями звезды (wind Roche lobe overflow, Плавец и др., 1973), возможное понижение параболической скорости на поверхности оптической звезды в силу приливных эффектов (Хираи и Мандель, 2021).

В случае дисковой аккреции рентгеновская светимость  $L_{\rm X} = 0.1 \dot{M}_{\rm X} c^2$  (с — скорость света). Мы не учитываем уменьшение эффективности энерговыделения в горячих оптически тонких адвекционных течениях на ВН (см. обзор Юан и Нараян, 2014), которое возможно при низких темпах аккреции в диске, а также не рассматриваем оптическитолстые адвекционные слим-диски (Абрамович и др., 1988) при сверхэддингтоновских темах аккреции. При аккреции на NS с магнитным полем учитывается возможность режима квази-сферической аккреции и модификации "стандартных" дисков Шакуры—Сюняева в присутствии магнитного поля (см. подробнее в статье I). Нами учитывалась возможная накопительная неустойчивость аккреционных дисков. Использовался критерий устойчивости дисков согласно Дубусу и др. (1999): источник считается транзиентным, если темп поступления вещества в диск меньше некоторого критического значения  $\dot{M}_{cr}$ , зависящего от масс компонентов

и радиуса внешнего края аккреционного диска. В спокойном состоянии вещество накапливается в диске. Масса диска-накопителя определяется как  $M_{disk} = \dot{M}_{\rm O}(t)\Delta t$ , где  $\Delta t = 30$  лет — среднее время между вспышками, выбранное нами на основании расчетов Омери и Лясоты (2020) (см. также Кориа и др., 2012). Темп аккреции на к.о. в активном состоянии предполагается равным  $\dot{M}_{\rm X} = \dot{M}_{cr}$ . Длительность вспышки транзиентного источника ( $\Delta t_{outb}$ ) определяется сбросом всей накопившейся массы диска:  $\Delta t_{outb} = M_{disk}/\dot{M}_{\rm X}$ . При темпе аккреции ниже определенного предела (0.001 $\dot{M}_{cr}$ ) диски полагались устойчивыми.

Вероятность обнаружения транзиентного источника в активном состоянии определяется соотношением времени нахождения источника во вспышке  $\Delta t_{outb}$  и длительности всего цикла:  $p_{outb} = \Delta t_{outb} / (\Delta t_{outb} + \Delta t)$ . Считалось, что транзиентный характер дисковой аккреции одинаков для BH и NS и возможен как для дисков, образующихся при заполнении полости Роша, так и при захвате вещества из звездного ветра. При сверхкритической дисковой аккреции на ВН,  $M_{\rm X} > M_{\rm Edd}(M_{\rm X})$ , учитывался фактор направленности (биминга) рентгеновского излучения из внутренних частей диска. При этом светимость сферически-симметричного излучения, получаемая из наблюдаемого рентгеновского потока и расстояния до источника,  $L_{\rm X} = \frac{1 + \ln \dot{m}_0}{b} L_{\rm Edd}(M_{\rm X}),$ где биминг-фактор  $b = \max(10^{-3}, 73/\dot{m}_0^2), \ \dot{m}_0 =$  $=\dot{M}_{\rm X}/\dot{M}_{\rm Edd}$  (Кинг, 2009). Пример эволюционного трека, рассчитанного кодом MESA, с фазой транзиентного ULX на стадии заполнения полости Роша оптическим компонентом в случае В потери вещества (после главной последовательности) приведен на рис. 15 в Приложении.

При дисковой аккреции на NS с магнитным полем существенным становится соотношение между радиусом магнитосферы и радиусом сферизации, на котором локальное энерговыделение превышает эддингтоновский предел и начинается отток вещества (см. подробнее статью I и ссылки в ней, а также Гребенев, 2017). При моделировании популяции таких источников учитывалось, что вероятность обнаружения системы с ВН на сверхкритической стадии аккреции обратно пропорциональна биминг-фактору b. При сверхкритической аккреции на замагниченные NS биминг определяется только геометрически толстым краем сверхкритического диска на границе магнитосферы,  $H/R \sim 1$ , так что  $b \sim 1/2$  (см. работу I, теоретические расчеты в статье Муштукова и др. (2021), а также оценку биминг-фактора по наблюдениям NGC 300 ULX-1 с нейтронной звездой *b* ~ 0.25 (Биндер и др., 2018)).

**Таблица 1.** Численность ULX с различными аккреторами и типами перетекания вещества между компонентами в момент времени 10 млрд. лет после начала ЗО в модельной галактике с постоянной скоростью ЗО 1  $M_{\odot}$ /год для различных моделей формирования к.о., распределения их скоростей и параметра эффективности общей оболочки  $\alpha_{ce}$ . В системах BH\_RLOF и NS\_RLOF аккреция происходит в результате перетекания вещества через окрестности точки L<sub>1</sub>, в системах BH\_wind и NS\_wind — за счет звездного ветра. В круглых скобках численность стационарных (persistent) источников

Модель	Механизм	$\sigma(v_{\rm k})$	$\alpha_{ce}$	N	N	N	N	N
	обр. к.о	(км/с)		ULX	BH_RLOF	BH_wind	NS_RLOF	NS_wind
C265-05	CO	265	0.5	0.88	0.40	0.03	0.44	0.007
				(0.76)	(0.32)	$(< 10^{-3})$	(0.44)	$(2 \times 10^{-4})$
C265-1		265	1.0	1.49	0.36	0.62	0.51	0.008
				(0.76)	(0.25)	(0.005)	(0.50)	$(2.4\times10^{-4})$
C265-4		265	4.0	3.38	0.02	0.10	3.15	0.101
				(3.31)	(0.02)	(0.063)	(3.14)	(0.09)
C30-05		30	0.5	1.58	1.08	0.05		
				(1.22)	(0.78)	(0.004)		
C30-1		30	1.0	1.84	0.72	0.61		
				(0.96)	(0.44)	(0.017)		
C30-4		30	4.0	3.51	0.04	0.22		
				(3.43)	(0.03)	(0.172)		
D265-05	Delayed	265	0.5	0.75	0.11	0.19	0.44	0.007
				(0.54)	(0.10)	(0.001)	(0.44)	$(2 \times 10^{-4})$
D265-1		265	1.0	0.78	0.07	0.20	0.51	0.008
				(0.56)	(0.05)	(0.001)	(0.50)	$(2.4\times10^{-4})$
D265-4		265	4.0	3.41	0.04	0.11	3.15	0.101
				(3.27)	(0.04)	(0.004)	(3.14)	(0.09)
D30-05		30	0.5	0.89	0.15	0.29		
				(0.54)	(0.10)	(0.00)		
D30-1		30	1.0	0.88	0.07	0.29		
				(0.54)	(0.03)	(0.005)		
D30-4		30	4.0	3.49	0.04	0.20		
				(3.29)	(0.02)	(0.042)		
R265-1	Rapid	265	1.0	0.81	0.07	0.23	0.51	0.008
				(0.57)	(0.05)	(0.008)	(0.50)	$(2.4 \times 10^{-4})$
R30-1		30	1.0	0.63	0.03	0.09		
				(0.53)	(0.02)	(0.003)		

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В табл. 1 приведен список рассмотренных моделей образования ULX и их параметров, а также, в качестве примера, результаты расчетов численности ULX для модели галактики с постоянной скоростью 3О 1  $M_{\odot}$ /год на протяжении 10 млрд. лет. Для сравнения в таблице приведена численность NULX, рассчитанная в статье I в предположении лог-нормального распределения магнитного поля на поверхности NS с характерной напряженностью  $\log B = 12.5$  Гс. Поскольку в нашей модели NS формируются с одинаковой массой 1.4  $M_{\odot}$  и получают одинаковые начальные толчки с  $\sigma(v_k) =$ = 265 км/c, ячейки таблицы для NS, соответствующие  $\sigma(v_k) = 30$  км/с, оставлены незаполненными, но такие NULX учитываются при подсчете полного числа источников в моделях.

Остановимся более детально на изменении распределений параметров (масс компонентов и орбитальных периодов) ТДС, в которых формируются ULX с BH, на различных этапах эволюции.

В качестве основных вариантов расчетов мы рассматриваем модели полного коллапса ядра звезды (С в таблице) и задержанного коллапса (D) с  $\alpha_{ce} = 1$  и максвелловским распределением начальных толчков с  $\sigma(v_k) = 265$  км/с с учетом масштабного множителя  $f_b$ , определяемого долей вещества предсверхновой, выпадающей на протонейтронную звезду (модели C265-1 и D265-1).

На рис. 2 и 3 показано последовательное изменение параметров ТДС — предшественников систем, в которых в ходе эволюции спутник ВН заполняет полость Роша и попадает на стадию ULX после мгновенной вспышки ЗО в моделях С265-1 и D265-1 соответственно. Системы отобраны на основании расчетов по коду BSE. Их дальнейшая эволюция рассчитывается по программе MESA для оценки возможного времени жизни как ULX (рентгеновская светимость  $L_X > 10^{39}$  эрг/с) и оценки численности ULX в популяции с заданной моделью ЗО (см. в качестве примера для Млечного Пути ур. (11) в статье I). Предполагается, что к моменту заполнения спутником ВН полости Роша орбита успела циркуляризоваться (в соответствии с формализацией этого процесса в коде BSE). Точки в левом столбце панелей и на верхних двух правых панелях соответствуют "узлам" сетки исходных параметров, которые проходят весь эволюционный путь от ГП до ВН (не нормированы). Основная часть предшественников ВН заполняет полости Роша в пробеле Герцшпрунга и на ГП. В результате заполнения полости Роша компоненты значительной части ТДС сливаются; сохранившиеся системы становятся более тесными, если они прошли через общую оболочку, в которой массы аккреторов

практически не изменяются; в системах с обменом веществом расстояние между компонентами возрастает, массы аккреторов увеличиваются; первичные компоненты достигают стадии гигантов или, потеряв оболочку, становятся гелиевыми звездами (см. панели RLOF1f). В продолжение эволюции гиганты, которые, как правило, массивны, также теряют остатки гелиевых оболочек посредством звездного ветра (панель Before collapse). Отметим широкий интервал масс спутников будущих ВН от  $\sim 1$  до  $\sim 100 \ M_{\odot}$ , а также большие орбитальные периоды ряда систем. Благодаря этим обстоятельствам, во-первых, оптическими компонентами ULX могут быть красные гиганты, что подтверждается наблюдениями (например, Лопес и др., 2020) и, во-вторых, образование ULX возможно после завершения процесса ЗО, обеспечивая существование ULX в эллиптических галактиках.

Сравнение рис. 2 и 3 показывает, в соответствии с рис. 1, что в силу принятой параметризации формирования ВН, в модели С ВН относительно более массивны, чем в в модели D. В модели С отсутствуют ВН с массами меньшими 3  $M_{\odot}$ , что обусловлено массами СО-ядер их предшественников, в то время как в модели D массы ВН могут смыкаться с максимальными массами NS. Из-за бо́льших начальных толчков в модели D меньше маломассивных доноров и максимальные периоды ULX также меньше. Мы не рассматриваем в деталях модель R, так как в ней значения масс и начальных толчков близки к значениям в модели D (рис. 1) и в итоге она приводит к популяции ULX, сходной с популяцией в модели D (см. табл. 1).

В табл. 1 приведена полная численность ULX в рассмотренных нами моделях. Как упомянуто выше, часть источников может быть транзиентными, благодаря накопительной неустойчивости аккреционных дисков, формирование которых характерно для малых скоростей аккреции. Согласно нашим расчетам, в моделях C265-1 и D265-1 примерно 70% всех источников с ВН, в которых донор заполняет полость Роша, являются постоянными. Численность источников с ветром примерно в 2-3 раза превосходит численность источников с заполнением полости Роша, благодаря постоянному воспроизводству систем с массивными донорами с мощным ветром. Но по этой же причине практически все источники с ВН, в которых аккреция происходит из ветра, являются транзиентными. Среди объектов с NS с донорами, заполняющими полость Роша, абсолютно доминируют постоянные источники, а среди объектов с ветром — транзиенты. С увеличением  $\alpha_{ce}$  доля постоянных источников, как правило, возрастает, так как возрастанию  $\alpha_{ce}$ соответствует увеличение разделения компонентов и захватываемый ветер не генерирует светимость выше  $10^{39}$  эрг/с. Уменьшение  $lpha_{ce}$  также приводит





RLOF<sub>1f</sub>







Рис. 2. Эволюция тесных двойных звезд, приводящая к образованию систем с ВН и заполняющими полость Роша оптическими компонентами. Рисунок соответствует модели C265-1 с  $\alpha_{ce} = 1$  и максвелловским распределением начальных толчков с  $\sigma = 265$  км/с. Указаны соотношения между массами компонентов и орбитальными периодами на начальной главной последовательности (ZAMS), к началу первого обмена веществом в системе (RLOF1i) и в моменты его завершения (RLOF1f), перед образованием к.о. (before collapse) и после образования к.о. (after collapse). Цветовой шкалой отмечены эволюционные стадии компонентов в соответствии с нотацией BSE: 1 — HГП, 2 — пробел Герцшпрунга, 3 — стадия горения Не в ядре, 4 — первая ветвь гигантов, 5 — ранняя стадия асимптотической ветви гигантов (ABГ), 6 — поздняя стадия ABГ, 7 — гелиевый остаток звезды после потери оболочки, 8 — гелиевые звезды в пробеле Герцшпрунга. Черными точками отмечены к.о. На стадии RLOF компоненты ТДС со стабильной потерей вещества или попавшие в общую оболочку изображены кружками или звездочками соответственно. Символы на рисунке не имеют абсолютных величин, связанных с частотой рождения ТДС с соответствующими параметрами, а показывают "перемещение" узлов расчетной сетки и их эволюционный статус. На нижней правой панели показаны соотношения между параметрами звезд в ТДС в момент заполнения полости Роша спутником BH; цветовая шкала соответствует числу систем в расчете на массу галактики  $M_{\rm G} = 10^{10} M_{\odot}$ .

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021



Рис. 3. То же, что на рис. 2, для модели D265-1.

к увеличению доли постоянных источников с заполнением полости Роша; численность постоянных источников с ветром уменьшается, так как меньше систем достигает эволюционных стадий с достаточно сильным ветром.

Рисунок 4 иллюстрирует эволюцию соотношения между постоянными и транзиентными источниками в случаях мгновенной вспышки ЗО и ЗО с постоянной скоростью на протяжении 1 млрд. лет. В первом случае среди систем, в которых донор заполняет полость Роша, постоянные источники доминируют на протяжении примерно 3 млрд. лет, т.е. пока донорами являются звезды с массами несколько большими  $M_{\odot}$ . У доноров меньшей массы скорость потери вещества (аккреции на ВН) слишком мала для существования стабильных дисков. В случае систем с донорами, не заполняющими полость Роша, постоянные источники существуют лишь первые  $\simeq$ 30 млн. лет, пока есть доноры с массами, превышающими примерно 7  $M_{\odot}$ , с до-



Рис. 4. Эволюция численности ULX со стационарной (persistent, сплошные линии) и нестационарной (transient, штриховые линии) дисковой аккрецией для мгновенной вспышки ЗО (левые панели) и постоянного ЗО в течение 1 млрд. лет с темпом 10 *M*<sub>☉</sub>/год (правые панели) для моделей C265-1, D265-1 и NS (верхний, средний и нижний ряд соответственно).

статочно мощным ветром на стадии гигантов. Все остальное время эволюции, за исключением первых нескольких десятков млн. лет, транзиентные источники в системах с ветром являются домини-

рующей популяцией.

В модели D265-1 ситуация качественно такая же с некоторыми отличиями, обусловленными различием масс BH и доноров. В случае 3О на протяжении 1 млрд. лет транзиентные источники превалируют над постоянными на протяжении вреКУРАНОВ и др.



**Рис. 5.** Эволюция численности ULX со временем для различных моделей формирования BH (верхний ряд) и типов ULX для моделей формирования BH C265-1, D265-1, R265-1 (три нижних ряда). Левый столбец — мгновенное ЗО (нормировка на массу галактики  $M_{\rm G} = 10^{10} M_{\odot}$ ); средний столбец — постоянное ЗО в течение 1 млрд. лет (нормировка на темп ЗО 10  $M_{\odot}$ /год); правый столбец — постоянное ЗО в течение 10 млрд. лет (нормировка на темп ЗО 1  $M_{\odot}$ /год).

мени ЗО и примерно такого же интервала времени после его окончания, благодаря воспроизводству систем с массивными донорами. Затем численность постоянных и транзиентных систем сравнивается. Существование ULX после окончания ЗО возможно благодаря наличию двойных систем с донорами малой и умеренной массы ( $\lesssim 4 M_{\odot}$ ), заполняющими полости Роша существенно позднее окончания ЗО.

В случае NULX всегда доминируют системы с донорами, заполняющими полость Роша. В этих системах ветер доноров, как правило, недостаточно мощный для обеспечения светимости, превышающей порог 10<sup>39</sup> эрг/с.

# Зависимость характеристик ULX от возраста популяции

Как упомянуто в Введении, ULX наблюдаются как в ранних, так и в поздних галактиках. При этом они различаются по характеристикам (Уолтон и др., 2021; Бернардич и др., 2021). В этой связи интересно выяснить, как изменяется соотношение между NULX и BHULX с различными моделями



Рис. 6. Распределение ULX с ВН и донором, заполняющим полость Роша, по массам компонентов (верхние панели), орбитальным периодам (левая нижняя панель) и рентгеновским светимостям (правая нижняя панель) в зависимости от времени после вспышки ЗО. Верхний график — модель С265-1, нижний — модель D265-1. Нормировка на массу галактики  $M_{\rm G} = 10^{10} M_{\odot}$ .

формирования ВН и типами перетекания вещества (заполнение полости Роша или аккреция из ветра) в зависимости от характеристик ЗО и возраста популяции. С этой же проблемой связан вопрос о том, какие источники могут преобладать в галактиках различного возраста — BHULX или NULX. Как и выше, мы подробно рассматриваем модели С и D формирования BH.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021



Рис. 7. Распределения BHULX с донором, заполняющим полость Роша, по рентгеновским светимостям, орбитальным периодам и массам компонентов в популяции с постоянным ЗО с темпом 1 *M*<sub>☉</sub>/год на момент 10 млрд лет. Модель C265-1. Распределения нормированы на полное число источников в данной модели (см. табл. 1).

Нами рассмотрены три модели образования популяций в галактиках с массой  $10^{10} M_{\odot}$ : мгновенное ЗО; ЗО с постоянной скоростью  $10 M_{\odot}$ /год на протяжении 1 млрд. лет; ЗО с постоянной скоростью 1  $M_{\odot}$ /год в течение 10 млрд. лет. В последнем случае мы ориентировались на оценку времени образования тонкого диска Галактики Мильо и др. (2021).

На рис. 5 приведены результаты расчетов изменения численности ULX с BH и NS со временем для трех рассмотренных историй 3O и различных механизмов формирования BH. Для сравнения выбраны модели популяций, в которых при расчетах эволюции, приводящей к ULX, использовался параметр общих оболочек  $\alpha_{ce} = 1$ .

Все модели с различным ЗО имеют общую особенность — быстрое возникновение ULX и также быстрое уменьшение их численности с прекращением формирования звезд. Для модели C265-1 с ЗО на протяжении 10 млрд. лет (в правом столбце рис. 5 это проиллюстрировано демонстрацией убывания численности ULX до возраста популяции 14 млрд. лет). В модели с мгновенной вспышкой ЗО первые BHULX начинают формироваться через несколько млн. лет после вспышки, с коллапсом наиболее массивных звезд и достижением их спутниками стадии гигантов. Стадия ULX, как правило, коротка ( $\leq 10^7$  лет, см. примеры в Приложении). Поэтому численность BHULX во всех моделях непрерывно уменьшается. BHULX, образовавшиеся с малыми толчками, убывают несколько медленнее, чем источники, в которых ВН приобрели большие скорости, но различие не принципиально — в обоих случаях это 2 порядка величины. К 10 млрд. лет первоначальная численность источников уменьшается на 4-5 порядков величины. Таким образом, если для оценки принять для всех модельных галактик мгновенное ЗО и одинаковую массу, в момент t = 10 млрд лет, один ULX с ВН должен приходиться на несколько десятков галактик.

Как показывает рис. 4, "долгоживущие" источники с ВН — транзиентные. Различие в механизмах формирования ВН приводит к различию в численности ВНULX в каждый момент времени не превосходящему фактора 2–3. Обращает на себя внимание практически полное совпадение поведения моделей С и D.



**Рис. 8.** То же, что на рис. 7, для транзиентных BHULX на стадии вспышки (в активном состоянии) и донором, заполняющим полость Роша. На нижних панелях приводятся сравнения с полным числом BHULX с донором, заполняющим полость Роша. Модель C265-1.

В более реалистичных случаях ЗО на протяжении 1 и 10 млрд. лет численность BHULX на стадии ЗО несколько возрастает: источники, завершившие стадию ULX, замещаются вновь сформировавшимися источниками с аналогичными характеристиками и, кроме того, добавляются источники с донорами меньших масс, формирование которых более длительно. После завершения стадии ЗО некоторое время численность ULX остается почти постоянной, благодаря существованию полуразделенных объектов, в которых спутником ВН являются звезды малой массы ( $\sim 1 M_{\odot}$ ) на стадии обмена веществом в случае В (на стадии горения водорода в слоевом источнике). Затем численность ULX падает (см. рис. 7–12).

На рис. 6 в качестве иллюстрации показана эволюция масс черных дыр  $M_{\rm BH}$ , масс доноров  $M_2$ , орбитальных периодов  $P_{\rm orb}$  и рентгеновской светимости  $L_{\rm x}$ , в моделях C265-1 и D265-1 после мгновенной вспышки ЗО. Модели с более длительным ЗО можно рассматривать как сумму подобных вспышек, но меньшего масштаба.

В модели C265-1 отсутствуют ВН с массами большими  $\simeq 9 \ M_{\odot}$  и доминируют ВН с  $M_{\rm BH} \approx (3-5) \ M_{\odot}$  (см. рис. 1). В модели D265-1 доминируют ВН с массами  $\sim 3 \ M_{\odot}$ . ВН с бо́льшими массами (до  $\approx 14 \ M_{\odot}$ , рис. 1) также формируются, но время жизни систем с большими массами ВН непродолжительно. В модели C265-1, начиная с  $t \approx 100$  млн. лет, доминируют ВНULX с  $M_2 < 1.5 \ M_{\odot}$ , которые, как правило, должны быть постоянными (рис. 4). На протяжении всего времени эволюции преобладают ВНULX с орбитальными периодами  $\lesssim 300$  сут. То же должно наблюдаться в модели с непрерывным ЗО. Светимости ВНULX в основном заключены в интервале  $10^{39}-2 \times 10^{39}$  эрг/с.

В модели D265-1 массы черных дыр несколько ниже чем в C265-1. По массам доноров модель D265-1 практически не отличается от C265-1 — так же доминируют доноры с массой  $M_2 < 1.5 M_{\odot}$ . Но типичные орбитальные периоды в этой модели  $\lesssim 100$  сут. Рентгеновские светимости несколько ниже чем в модели C265-1, они лишь незначительно превосходят  $10^{39}$  эрг/с, что связано с меньшими скоростями аккреции в более тесных системах.



**Рис. 9.** То же, что на рис. 7 для систем с аккрецией из звездного ветра и образованием диска вокруг ВН. Модель C265-1. Большинство систем — транзиентные источники. Штриховая линия — зависимость критического темпа аккреции в устойчивом диске, на которую во время вспышки выходят транзиентные источники (Дубус и др., 1999).

На рис. 7–12 сравниваются модели C265-1 и D265-1 для случая ЗО с постоянной скоростью 1  $M_{\odot}$ /год на протяжении 10 млрд. лет. Для каждой модели сопоставляются распределения параметров для систем с заполнением полости Роша (BH\_RLOF) и с аккрецией из ветра (BH\_wind). По существу, это характеристики популяции ULX с BH в "спиральной галактике". На рис. 13 приведены для сравнения соотношения распределений по тем же параметрам для NULX, полученные в статье I для модели со стандартным характерным магнитным полем log B = 12.65.

Характерные особенности моделей следующие. Модели C265-1 в случае BH\_RLOF присуща концентрация масс BH и доноров к минимальным значениям и невысоким значениям орбитальных периодов, сочетание которых обеспечивает устойчивость обмена веществом. В модели C среди "наблюдаемых"систем BH\_RLOF из-за короткого времени жизни отсутствуют источники с наиболее массивными BH, которые допускает эта модель формирования BH (до  $\approx 11 M_{\odot}$ ).

Для ULX с аккрецией из ветра характерен меньший разброс масс ВН с меньшей концентрацией около минимальных значений. При этом орбитальные периоды имеют, преимущественно, значения от  $\simeq 10$  до  $\simeq 50$  сут но достигают значений, превосходящих 100 сут. Массы доноров могут достигать  $\simeq 70~M_{\odot}$ . Последнее означает возможность существования доноров-(сверх)гигантов, что согласуется с наблюдениями (см. детальное обсуждение в обзоре Фабрика и др., 2021). Отметим существование доноров с массами 1–2  $M_{\odot}$  и большими рентгеновскими светимостями, достигаемыми во время вспышек. Большинство источников должны быть транзиентными, что согласуется с выводами на основе рис. 4.

Светимости большинства источников BH\_RLOF находятся в интервале  $(1-3) \times 10^{39}$  эрг/с, т.е. на уровне порога светимостей, при которых объекты классифицируются как ULX. У источников BH\_wind основная часть источников достигает светимости  $10^{40}$  эрг/с, но следует иметь в виду, что это высвечивание накопительных дисков.

Для моделей D265-1 с заполнением полости Роша и с аккрецией из ветра характерно более равномерное распределение параметров, что связано с бо́льшим чем в модели С разбросом масс ВН и начальных толчков. Хотя в моделях D ULX



Рис. 10. То же, что на рис. 7 для модели D265-1 с донором, заполняющим полость Роша.

могут иметь меньшие чем в моделях D массы BH, верхний предел их масс также близок к 8 М<sub>☉</sub>. Среди доноров моделей ВН\_RLOF отсутствует явно выраженная концентрация к массам  $\lesssim 3 M_{\odot}$ ; так же как в моделях С есть доноры с массами до 100  $M_{\odot}$ , т.е. в популяции должны присутствовать ULX с компонентами-сверхгигантами. В этом "семействе" значительная часть источников имеет сравнимые массы, что обеспечивает устойчивое перетекание вещества. Присутствуют доноры с массами  $\lesssim M_{\odot}$ ; соответствующие источники должны быть транзиентными. Так же, как и среди моделей C265-1 BH RLOF, подавляющая доля ULX имеет светимости, не превосходящие примерно 3 ×  $\times\,10^{39}$ эрг/с, но есть "хвост" тянущийся до $3\,\times$  $\times 10^{41}$  эрг/с.

Модели D265-1 BH\_wind, по существу, отличаются от моделей C265-1 BH\_wind, как и модели D265-1 BH\_RLOF, более равномерным распределением параметров. Массы BH не имеют столь явно выраженную концентрацию к (4–7)  $M_{\odot}$ , а равномерно распределены в интервале (3–8)  $M_{\odot}$ . Незначительна доля систем с $M_d \lesssim 25 M_{\odot}$ , доноры с массой меньшей 20  $M_{\odot}$  практически отсутствуют. Интервал орбитальных периодов D265-1 BH\_wind такой же, как у модели C265-1 BH\_wind, но с

меньшей концентрацией к относительно малым периодам. В итоге системы D265-1 BH\_wind менее сконцентрированы в интервале светимостей  $10^{39}-10^{40}$  эрг/с. Предельная светимость та же —  $(3-4) \times 10^{41}$  эрг/с.

Ультраяркие источники с NS (рис. 13) отличаются от ULX с BH (модель C265-1 BH\_RLOF), кроме однозначно определенного значения массы аккретора, более узким интервалом масс доноров — практически нет доноров существенно менее массивных чем 10  $M_{\odot}$ , несколько бо́льшим интервалом орбитальных периодов, не исключающим доноры-сверхгиганты в соответствии с наблюдениями (напр., Израэль и др., 2017). Из-за разрушения аккреционных дисков NS при взаимодействии с магнитосферой NS (статья I), источники могут иметь сверхэддингтоновские светимости, почти достигающие  $10^{41}$  эрг/с, но основная их доля должна иметь  $L_X \approx 10^{39} - 10^{40}$  эрг/с.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные результаты зависят от модельных предположений, которые обычно используются в расчетах методом популяционного синтеза.



**Рис. 11.** То же, что на рис. 7, для транзиентных BHULX с донором, заполняющим полость Роша, на стадии вспышки (в активном состоянии). На нижних панелях приводится сравнение с полным числом BHULX с донором, заполняющим полость Роша. Модель D265-1.

• Параметры образования к.о.

Как отмечалось выше, образование ULX с BH определяется процессом образования ВН при коллапсе звездного ядра (масса ВН, возможный начальный толчок) и темпом аккреции на к.о. Массы образующихся ВН во всех рассмотренных моделях не превышают 15 M<sub>☉</sub>. В наших расчетах использовались стандартные предположения об эволюции звезд солнечного химсостава. В альтернативных сценариях (например, химически однородной эволюции массивных звезд в тесных двойных системах, Марчант и др., 2017), у звезд с низкой металличностью массы BH могут достигать 60 M<sub>☉</sub>. При этом число ярких ULX с  $L_X > 4 \times 10^{39}$  эрг/с в галактиках со стационарным 30 с темпом 1  $M_{\odot}/$ год может быть порядка 0.13. Это сопоставимо с нашими расчетами для солнечного химсостава (см. левую нижнюю панель на рис. 7).

• Параметры эволюции звезд до образования к.о.

Одна из наиболее существенных неопределенностей в описании эволюции массивных звезд связана с потерей вещества за счет звездного ветра. Как показывают рис. 2 и 3, к моменту заполнения предшественниками ВН полости Роша значительная часть из них является гигантами и сверхгигантами. Существуют наблюдательные и теоретические аргументы в пользу того, что определенные из наблюдений и теоретически рассчитанные  $\dot{M}_{wind}$ , обычно используемые в программах популяционного синтеза и эволюционных программах, завышены (см., напр., Бизор и др., 2021; Финк, 2021). Это относится и к программам BSE и MESA. В таком случае расстояние между компонентами после завершения потери вещества через точку L1 должно быть большим чем принимается, а для общих оболочек ситуация обратная. В обоих случаях это может привести к уменьшению полной численности BHULX. Также может увеличиться численность источников, аккрецирующих из ветра, которые являются, преимущественно, транзиентными.

Как отметили Киппенхан и Вайгерт (1967), в пионерской работе по исследованию эволюции тесных двойных звезд, СО-ядра гелиевых остатков звезд после потери вещества при заполнении полости Роша менее массивны, чем ядра одиночных звезд той же исходной массы. Причина в том, что у одиночных звезд массы гелиевых ядер возрастают в результате выгорания водорода в слоевом



Рис. 12. То же, что на рис. 9 для модели D265-1. Большинство систем — транзиентные источники.

источнике, а у остатков компонентов двойных систем конвективные ядра уменьшаются в результате потери вещества за счет ветра.<sup>3</sup> Различие в массах ядер может привести к различию в значениях массы, разграничивающей предшественников NS и BH у одиночных звезд и двойных компонентов двойных систем. Следует отметить, что в программах популяционного синтеза, как правило, используются соотношения  $M_{in} - M_{fin}$  для одиночных звезд.

### Численность ULX

Рисунок 5 показывает, что к моменту времени t = 10 млрд. лет в галактике с постоянной скоростью звездообразования 1  $M_{\odot}$ /год на протяжении 10 млрд. лет полная численность ULX должна примерно в 300 раз превосходить численность ULX в галактике такой же массы с мгновенным звездообразованием. Для галактики со вспышкой звездообразования, длящейся 1 млрд. лет, отношение близко к 15. Однако эти отношения могут оказаться не вполне корректными, если учесть, что в старых галактиках металличность, как правило,

существенно ниже солнечной. К сожалению, эволюция ТДС с  $Z \ll Z_{\odot}$  систематически не исследована. Лишь для случая эволюции ТДС с массами доноров до  $pprox\!53~M_{\odot}$ ,  $Z_{
m Fe}/Z_{
m Fe,\odot}\gtrsim 0.2$  и фиксированным начальным отношением масс донора и к.о., равным 0.6, Кленцки и др. (2020, 2021б) нашли, что перенос вещества, начинающийся на стадии горения Не в ядре, может происходить как в длительной ядерной шкале времени ( $\simeq 10^5$  лет), так и в быстрой тепловой (<10<sup>5</sup> лет) шкале времени. С увеличением продолжительности фазы потери вещества возрастает вероятность существования полуразделенных ULX с донорами — массивными гигантами. В обоих случаях водородная оболочка теряется не полностью. Важно, что "новые" моды потери вещества не повышают существенно порог масс предшественников BH (до  $\approx 25 \ M_{\odot}$ ), и в результате полная численность BHULX должна измениться незначительно.

Поскольку одной из главных целей нашего исследования было рассмотрение влияния параметров эволюционного сценария на относительную численность BHULX и NULX, в табл. 2 мы приводим значения отношений численности BHULX и NULX для различных моделей формирования к.о. и  $\alpha_{ce}$  для галактики со стационарным 30 с темпом 1  $M_{\odot}$ /год на протяжении 10 млрд. лет, так как для

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Лаплас и др. (2021) детально исследовали этот вопрос, но только для интервала масс, соответствующего предшественникам NS. Они также обратили внимание на то, что изотопный состав предсверхновых в этих случаях различается.



Рис. 13. Модельные распределения ULX с NS и донором, заполняющим полость Роша, по рентгеновским светимостям, орбитальным периодам и массам компонентов в галактике с постоянным ЗО на момент 10 млрд. лет, нормированное на скорость ЗО 1 *М*<sub>☉</sub>/год.

нее результаты, полученные в предположении Z == 0.02, можно полагать наиболее обоснованными.

Как показывает табл. 2, при значениях  $\alpha_{ce} = 0.5$ и 1 отношение численностей BHULX и NULX  $\approx$ pprox (0.5-2.5). Выпадают из общего ряда модели с  $\alpha_{ce} = 4$ , для которых отношение составляет несколько сотых. Однако такое значение  $\alpha_{ce}$ требует, чтобы на рассеяние общей оболочки расходовалась энергия, много большая чем орбитальная энергия двойной системы. Возможные дополнительные источники энергии (например, высвобождение энергии рекомбинации) и другие процессы, сопровождающие формирование и эжекцию общих оболочек, активно изучаются, но пока не позволяют сделать определенные заключения, так же, как и численное моделирование этого процесса (см. Иванова и др., (2020) и ссылки в этой работе). Поэтому, учитывая все неопределенности и упрощения популяционного синтеза, можно утверждать, что численности ULX с аккреторами — ВН и NS в галактике с постоянной скоростью звездообразования сравнимы. То же можно констатировать и для моделей D265-1 и R265-1 (рис. 5).

В случае популяции с мгновенным звездообра-

зованием через 10 млрд. лет после вспышки ЗО в моделях C265-1 численность BHULX и NULX также должна быть сравнимой (рис. 5). В модели D265-1 к t = 10 млрд. лет численность NULX примерно в 5 раз выше, чем ВНULХ. Примечательно, что в модели R265-1 к этому времени остаются только NULX. Причина в том, что наиболее многочисленные предшественники ВН с массами 20- $35 \ M_{\odot}$  (исходя из начальной функции масс) дают избыток относительно массивных ВН при малом толчке и малом эффекте Блаау (рис. 1). Поэтому такие системы остаются тесными и у них больше шансов слиться в общих оболочках на втором этапе обмена веществом. Кроме того, чем система теснее, тем меньше шансы того, что она будет транзиентной.

Относительно транзиентных источников следует иметь в виду, что период транзиентности является, в первую очередь, функцией орбитального периода системы и скорости аккреции и может отличаться в 2-3 раза от принятого нами значения 30 лет как в большую, так и в меньшую стороны. Потому численность транзиентных источников достаточно неопределенна. Также, как отметили Омери и Лясота (2020), при больших периодах

Модель	C265-05	C265-1	C265-4	C30-05	C30-1	C30-4	D265-05
$\frac{\text{BHULX}}{\text{NULX}}$	0.96	1.89	0.04	2.51	2.61	0.04	0.67
Модель	D265-1	D265-4	D30-05	D30-1	D30-4	R265-1	R30-1
$\frac{\text{BHULX}}{\text{NULX}}$	0.52	0.04	0.07	0.69	0.07	0.58	0.24

**Таблица 2.** Отношение численностей BHULX и NULX в модельной галактике с постоянной скоростью ЗО равной 1  $M_{\odot}$ /год через 10 млрд. лет после начала ЗО в различных моделях формирования BH

транзиентности, доходящих, согласно их расчетам до  $\simeq 60$  лет, некоторые из источников, которые наблюдаются как постоянные, в реальности могут оказаться транзиентами в состоянии покоя.

Отметим также, что принадлежность к NULX определяется по наблюдениям либо когерентных пульсаций рентгеновского излучения (Бакетти и др., 2014), либо по наличию линии поглощения изза рассеяния в циклотронной линии в рентгеновском спектре источника (Уолтон и др., 2018). Оба признака являются достаточными, но не необходимыми, поскольку магнитные поля аккрецирующих NS могут лежать в широких пределах от  ${\sim}10^8$ до ~10<sup>14</sup> Гс. Пульсации аккрецирующей замагниченной NS могут подавляться в режиме пропеллера (Цыганков и др., 2016) или замываться при взаимодействии излучения с веществом на стадии сверхкритической аккреции на магнитосферу NS (Гребенев С.А., готовится к печати). Циклотронная особенность в рентгеновском спектре ULX может наблюдаться при определенном значении магнитного поля NS, и ее происхождение в радиационнодоминированных аккреционных колонках требует дополнительных исследований. Эти эффекты селекции могут занижать наблюдаемое отношение NULX и BHULX, оставляя наиболее надежным критерий большой массы к.о. как признак BHULX в непульсирующих источниках.

Существенный фактор неопределенности для соотношения численности NULX и BHULX — частота формирования NS в результате электронных захватов в ядрах звезд (Пуларендс и др., 2017 и ссылки в этой статье). Этот феномен должен сопровождаться небольшими начальными толчками (Дессарт и др., 2006), что существенно понижает частоту распада двойных систем по сравнению с формированием NS, сопровождающимся "стандартным" начальным толчком с  $\sigma(v_k) = 265$  км/с.

## Сравнение с другими работами

Теоретические исследования популяций ULX немногочисленны. Остановимся на сравнении наших результатов с работами других авторов, использующих метод популяционного синтеза.

В расчетах по программе StarTrack (Викторович и др., 2017, 2019) было найдено, что число NULX для солнечного химсостава превышает число BHULX через 100 млн лет после окончания вспышки ЗО. Авторы не использовали гибридный метод для расчета темпа перетекания вещества при заполнении полости Роша оптическим компонентом, однако смоделировали популяции звезд с различным химсоставом. Кроме того, в этих работах считалось, что биминг-фактор одинаков при сверхкритической аккреции на ВН и NS, что некорректно (см. нашу статью I и анализ Муштукова и др., 2021). Но с точностью до принятых нормировок, полное число ULX в наших расчетах (см. рис. 5) в целом согласуется с этими результатами (см. рис. 2 у Викторовича и др., 2017 и рис. 1 у Викторовича и др., 2019).

В недавней работе Викторовича и др. (2021) отдельно исследовался вопрос о роли аккреции из звездного ветра. Трактовка аккреции Бонди-Хойла-Литтлтона для эллиптических орбит, однако, значительно отличается от принятой нами. При усреднении за орбитальный период аккрецируемая масса практически не зависит от эксцентриситета орбиты, в то время как приближенная формула (2) в работе Викторовича и др. (2021) зависит от eкак  $\sim 1/\sqrt{1-e^2}$ . В ряде моделей Викторовича и др. (2021) число ULX при аккреции из ветра превышает число ULX при аккреции после заполнения оптической звездой полости Роша, чего не было найдено ни в одной из наших моделей (см. рис. 5, верхний ряд), что, по-видимому, связано с иной трактовкой темпа аккреции из звездного ветра в работе польской группы.

После открытия первого пульсирующего источника М82 Х-2 (Бакетти и др., 2014) Шао и Ли

(2015) рассмотрели модель ULX с аккреторами — NS, но, в отличие от нашей работы I, не учли специфические эффекты, обусловленные взаимодействием магнитосфер NS с аккреционными дисками. Предполагался неизменный для всех аккрецирующих NS биминг-фактор b = 0.1. Отбирались модельные системы с  $L_X > 10^{39}$  эрг/с. Таким образом, приняв определенную историю образования популяции, модель Шао и Ли (2015) можно рассматривать как модель полной совокупности NS в популяции, достигающих высокой светимости за счет фиксированного геометрического фактора. Принимая для Галактики скорость звездообразования 3  $M_{\odot}$ /год на протяжении 13 млрд. лет, Шао и Ли оценивают, что в Галактике в настоящее время должны существовать около 30 ULX с NS (с массами доноров большими 2  $M_{\odot}$ ), что несколько превосходит нашу оценку порядка 1 системы в расчете на  $1 M_{\odot}$ , даже учитывая, что согласно работе I, мы принимали фактор фокусировки равным  $\approx 0.3$ .

Те же авторы (Шао и Ли, 2020) нашли, что в Галактике (с историей ЗО описанной выше) могут существовать ~10 ULX с черными дырами. При этом использовалась модель Рейхел и др. (2018), в которой коллапсировало гелиевое ядро предсверхновой (с учетом эффекта Надёжина—Лавгров), а начальные толчки моделировались распределением Хоббса и др. (2005) с масштабным множителем  $3M_{\odot}/M_{\rm BH}$ . С учетом различий в предположении о ЗО, массах предсверхновых и начальном толчке, эта модель грубо согласуется с нашей моделью C265-1 для BHULX.

В отличие от работ Викторовича и др., Шао и Ли используют, как и мы, метод гибридного популяционного синтеза и средний за орбитальный период темп аккреции на к.о. из звездного ветра для эллиптических орбит, однако не рассматривают образование транзиентных ULX при аккреции из неустойчивых дисков вокруг к.о.

Таким образом, основные отличия наших расчетов от указанных работ состоят в учете возможности транзиентной аккреции на к.о., приводящей к появлению ULX как при переполнении полости Роша оптической звездой, так и при аккреции из звездного ветра в полуразделенных системах и трактовке аккреции на замагниченные NS (см. подробнее в статье I). Результаты независимых расчетов популяции ULX различными группами при схожих предположениях о формировании к.о. и параметрах эволюции ТДС в целом согласуются, поэтому крайне важным является измерение параметров ULX в различных галактиках для построения наблюдаемых распределений с целью уточнения путей образования ULX.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время сверхкритическая аккреция на компактные объекты (нейтронные звезды и черные дыры), впервые рассмотренная в работе Шакуры и Сюняева (1973), наблюдается как феномен ультраярких рентгеновских источников. В статье I методом гибридного популяционного синтеза нами была детально проанализирована эволюция ULX с замагниченными нейтронными звездами на стадии сверхкритической аккреции и показано, что они воспроизводят диапазон параметров пульсирующих источников (PULX). В гибридном методе стадии с аккрецией на компактные звезды рассчитываются с учетом эволюции заполняющего полость Роша оптического компонента по эволюционной программе MESA. В настоящей работе мы продолжили работу I изучением образования ULX с черными дырами из массивных двойных систем в галактиках с разной историей звездообразования (ргоху для галактик ранних типов с продолжающимся звездообразованием и старых эллиптических галактик).

Нами были рассмотрены несколько моделей образования ВН при коллапсе ядер массивных звезд: модель С, в которой масса ВН определяется массой СО-ядра звезды перед коллапсом и модели D и R — задержанного (delayed) и быстрого (rapid) формирования ВН при коллапсе с обратным выпадением вещества (fallback) на прото-NS (Фраер и др., 2012), которые часто используются в литературе. Мы предполагали приобретение ВН дополнительной скорости (толчка, kick) с максвелловским распределением и характерной скоростью 265 км/с, масштабированной на долю выпадающего на прото-NS вещества из коллапсирующего ядра (модели С, D, R265), и с фиксированной характерной скоростью 30 км/с (без масштабирования на долю выпадающего вещества) (модели С, D, R30). В расчетах орбитальной эволюции двойных звезд варьировался параметр эффективности общей оболочки, возникающей при интенсивном обмене веществом между компонентами:  $\alpha_{ce} = 0.5$ , 1, 4. При расчете рентгеновской светимости в ходе аккреции вещества на компактный объект учитывался возможный транзиентный характер дисковой аккреции из-за тепловой неустойчивости аккреционных дисков (Дубус и др., 1998). Наблюдаемая рентгеновская светимость  $L_{\mathbf{X}}$  от сверхкритических аккреционных дисков вокруг ВН масштабировалась на фактор биминга согласно рецепту Кинга (2009).

Результаты расчетов числа ULX в модельной галактике с постоянным темпом  $3O \ 1 \ M_{\odot}$  в год на момент 10 млрд. лет суммированы табл. 1. В скобках указано число стационарных (нетранзиентных) источников. В табл. 2 приводится отношение числа

№ 12

2021

ВНULX к NULX галактике со стационарным ЗО для различных моделей формирования к.о. Численность ULX с ВН сравнима или превалирует над численностью ULX с NS в модели С (кроме значения параметра общей оболочки  $\alpha_{ce} = 4$ ) и, наоборот, она меньше чем численность NULX в моделях D и R.

Две модели C265-1 и D265-1 с параметром  $\alpha_{ce} = 1$  (модель R слабо отличается от D) исследованы более детально:

- На рис. 2 и 3 проиллюстрирована эволюция тесных двойных звезд, приводящая к образованию систем с ВН и заполняющими полость Роша оптическими компонентами. Расчеты проведены модифицированным кодом популяционного синтеза BSE (Харли и др., 2002).
- Рисунок 4 показывает эволюцию числа стационарных и транзиентных ULX с BH и для сравнения — ULX с NS в системах с заполнением полости Роша и аккрецирующих из звездного ветра оптического компонента после мгновенной вспышки ЗО (слева) и в модельной галактике с постоянной скоростью звездообразования  $10 M_{\odot}$ /год в течение 1 млрд лет (справа). В моделях С265-1 с аккреторами — ВН к моменту t = 10 млрд. лет полностью доминируют транзиентные источники, это относится как к моделям с RLOF, так и к моделям с ветром. Примечательно, что численность объектов, наблюдаемых к t = 10 млрд. лет, слабо зависит от модели 30.

В моделях D-261 к такому же времени после начала ЗО также доминируют транзиентные источники с RLOF, причем в обеих моделях их численность сравнима, как и для модели формирования к.о. C265-1. В обоих случаях этот факт объясняется тем, что данные транзиентные источники — ТДС, в которых донор с массой ~ $M_{\odot}$  заполняет полость Роша в случае В обмена веществом (после ухода с главной последовательности, см. рис. 15). Для звезд с  $M \sim M_{\odot}$  зависимость времени жизни на ГП от массы имеет показатель степени близкий к (3–4) и различие во времени ЗО в 1 млрд. лет не играет роли.

В моделях с NS вне зависимости от принятого ЗО доминируют постоянные источники с RLOF. Транзиентных источников меньше более чем на порядок. Источников с ветром на несколько порядков величин меньше чем источников с RLOF.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ ТОМ 47

- На рис. 5 сравнивается эволюция числа ULX для разных моделей формирования ВН (С, D, R) и историй ЗО с подразделением источников с BH и NS, аккрецирующих при заполнении полости Роша и из звездного ветра оптического компонента. Максимальное число ULX в галактиках (порядка 10) достигается в моделях С. Число ULX с NS может быть сопоставимо (а после окончания 30 — превосходить) число ULX с BH. Отметим, что источники, которые наблюдаются после завершения звездообразования это ТДС, в которых ВН сформировались до завершения ЗО, а долгоживущие доноры с массой  $\sim M_{\odot}$  заполнили полость Роша после завершения ЗО (см. рис. 15).
- Рисунки 6–12 показывают распределение источников ULX с ВН по массам ВН *M*<sub>BH</sub> и оптических компонентов *M*<sub>d</sub>, орбитальным периодам *P*<sub>orb</sub> и наблюдаемым рентгеновским светимостям *L*<sub>X</sub> в модельной галактике с постоянным темпом ЗО 1 *M*<sub>☉</sub>/год на момент 10 млрд лет после начала ЗО. Построены дифференциальные и кумулятивные распределения рентгеновской светимости и масс компонентов. Отдельно показаны системы, аккрецирующие при заполнении полости Роша и из звездного ветра. Для сравнения на рис. 13 приведены аналогичные распределения для ULX с NS, акррецирующими при заполнении полости Роша.

Примеры расчетов темпа перетекания через внутреннюю точку Лагранжа по программе MESA и получающихся при этом темпов аккреции на ВН приведены в Приложении.

Проделанные в настоящей работе расчеты численности ULX с BH в галактиках с различной историей ЗО могут быть использованы для выяснения каналов формирования ULX, являющихся предметом дискуссии в современной литературе. Вопрос о массах предполагаемых ВН в конкретных ULX также остается открытым. В рассмотренных нами моделях образования ВН их массы не превышают 15  $M_{\odot}$  (рис. 1), что не противоречит измерениям *M*<sub>BH</sub> Мотчем и др. (2014); некоторые модели допускают массы BH и в  $30-50 M_{\odot}$  (Амбрози и др., 2021), хотя надежных динамических определений масс ВН в ULX пока нет. Наше исследование ставило целью детально изучить вклад различных возможных предшественников ULX в их полную численность и ограничивалось эволюцией звезд солнечного химсостава. Рассмотрение эволюции звезд субсолнечного химсостава, которая может



**Рис.** 14. Примеры результатов расчета скорости перетекания вещества и аккреции после переполнения полости Роша оптическим компонентом в ТДС с  $M_{\rm BH} = 2.75~M_{\odot},~M_{\rm d} = 1.8~M_{\odot},~P_{\rm RLOF} = 7.9$  сут (верхняя левая панель),  $M_{\rm BH} = 2.25~M_{\odot},~M_{\rm d} = 2.8~M_{\odot},~P_{\rm RLOF} = 3.1$  сут (левая нижняя панель),  $M_{\rm BH} = 7.5~M_{\odot},~M_{\rm d} = 89~M_{\odot},~P_{\rm RLOF} = 1300$  сут (правая нижняя панель). Черные, красные и синие линии соответствуют  $\dot{M}_{\rm L1}$ , темпу дисковой аккреции на BH  $\dot{M}_{\rm BH}$  и темпу потери массы из системы, принятому равным  $0.1\dot{M}_{\rm L1}$ . Системы являются ULX, если  $\dot{M}_{\rm d} > \dot{M}_{\rm Edd}$ . В первом случае донор заполняет полость Роша на стадии горения H в слоевом источнике на ветви гигантов. Потеря вещества ненадолго прерывается, когда радиус поверхности донора становится меньшим радиуса максимального проникновения конвективной оболочки в ходе предшествующей эволюции (Киппенхан и др., 1967). Во втором случае заполнение полости Роша происходит также на стадии горения H в слоевом источнике донора, но на более ранней фазе, чем в первом случае и стадия ULX длится дольше, благодаря меньшей исходной массе донора. В случае массивного донора-сверхгиганта в широкой системе (нижняя правая панель) стадия ULX длится болочки.

Приложение

приводить к образованию ВН большей массы, является предметом отдельного исследования, которое мы планируем провести в будущем.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-02-00790. Работа А.Г. Куранова и К.А. Постнова выполнена при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы МГУ им. М.В. Ломоносова "Фундаментальные и прикладные космические исследования". Л.Р. Юнгельсон частично поддержан грантом РФФИ 19-07-01198.

## ПРИМЕРЫ ТРЕКОВ

На рис. 14 приведены примеры расчетов по программе MESA скоростей потери вещества донорами в ТДС с ВН, в которых эволюция приводит к формированию ULX.

На рис. 15 приведен пример изменения параметров системы с начальными массами ВН  $M_{\rm BH}=3.8~M_{\odot}$ и оптической звезды-донора  $M_{\rm d}=1.1~M_{\odot}$ , исходным орбитальным периодом



Рис. 15. Пример изменений параметров системы со стадией транзиентного ULX. Верхняя левая панель: зависимость масс компонентов и орбитального периода двойной системы от времени. Верхняя правая панель: изменение величины биминг-фактора и вероятности обнаружения транзиентного источника в активном состоянии. Последняя определяется из отношения времени нахождения источника во вспышке  $\Delta t_{outb}$  и длительности всего цикла:  $P_{outb} = \Delta t_{outb}/\Delta t_{DC}$ . Нижняя левая панель: зависимость темпа перетекания вещества через точку L<sub>1</sub> и темпа потери вещества двойной системой  $\dot{M}_{syst}$  от времени. Штрихпунктирной линией показано критическое значение темпа аккреции  $\dot{M}_{cr}$ , ниже которого источник считается транзиентным. Пунктирная линия отображает эддингтоновский темп аккреции  $\dot{M}_{edd}$ . Сплошная линия — темп аккреции на к.о. во время вспышки ( $\dot{M}_{outb} = \dot{M}_{cr}$ ). Нижняя правая панель: зависимость величины рентгеновской светимости во время вспышки ( $L_{x,outb}$ ) от времени — линия с цветовой градацией. Цвет линии отображает вероятность обнаружения источника в активном состоянии. Показаны также рентгеновская светимость  $L_{X,pers}$ , соответствующая случаю устойчивой дисковой аккреции при той же скорости потери вещества донором, и эддингтоновская светимость  $L_{X,Edd}$  с учетом логарифмического множителя ( $1 + \ln m_0$ ), где  $m_0 = \dot{M}_X/\dot{M}_{Edd}$  (сплошная тонкая линия и пунктир, соответствиено).

 $P_{\rm orb} = 2.7$  сут, в которой образуется транзиентный ULX на стадии В обмена веществом (после главной последовательности).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Абрамович и др. (М.А. Abramowicz, В. Czerny, J.-P. Lasota, et al.) Astrophys. J. **332**, 646 (1988).
- Амбрози и др. (Е. Ambrosi, L. Zampieri, F. Pintore, A. Wolter), arXiv:2111.02879 (2021).
- 3. Атри и др., (P. Atri, J.C.A. Miller-Jones, A. Bahramian, et al.), MNRAS **489**, 3116 (2019).

- 4. Бакетти и др. (M. Bachetti, et al.), Nature **514**, 202 (2014).
- 5. Банержи и др. (S. Banerjee, K. Belczynski, C.-L. Fryer, et al.), Astron. Astrophys. **639**, A41 (2020).
- 6. Бернардич и др. ( M.C. Bernadich, A.D. Schwope, K. Kovlakas, et al.), arXiv:2110.14562 (2021).
- Бизор и др. (E.R. Beasor, B. Davies, N. Smith), arXiv:2109.03239 (2021).
- 8. Биндер и др. (B. Binder, E.M. Levesque, T. Dorn-Wallenstein), Astrophys. J. **863**, 41 (2018).

- 9. Веббинк (R.F. Webbink), Astrophys. J. 277, 355 (1984).
- 10. Викторович и др. (G. Wiktorowicz, et al.), Astrophys. J. **846**, 17 (2017).
- 11. Викторович и др. (G. Wiktorowicz, et al.), Astrophys. J. **875**, 53 (2019).
- 12. Викторович и др. (G. Wiktorowicz, J.-P. Lasota, K. Belczynski, et al.), Astrophys. J. **918**, 60 (2021).
- 13. Волонтери и др. (М. Volonteri, М. Habouzit, M. Colpi), Nature Rev. Phys. **3**, 732 (2021).
- 14. Гальегос-Гарсия и др. (М. Gallegos-Garcia, C.P.L. Berry, P. Marchant, et al.), arXiv:2107.05702 (2021).
- 15. Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн., **43**, 513 (2017) [S.A. Grebenev, Astron. Lett. **43**, 464 (2017)].
- 16. Дессарт и др. (L. Dessart, A. Burrows, C.-D. Ott, et al.) Astrophys. J. **644**, 1063 (2006).
- 17. 15. де Коол (M. de Kool), Astrophys. J. **358**, 189 (1990).
- 18. де Ягер и др. (С. de Jager, Н. Nieuwenhuijzen, K.A. van der Hucht), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **72**, 259 (1988).
- 19. Джакобо, Мапелли (N. Giacobbo and M. Mapelli), MNRAS **480**, 2011 (2018).
- 20. Дубус и др. (G. Dubus, J.-P. Lasota, J.-M. Hameury et al.), MNRAS **303**, 139 (1999).
- 21. Израэль и др. (G.L. Israel, et al.), MNRAS **466**, L48 (2017).
- 22. Иванова и др. (N. Ivanova, S. Justham, X. Chen et al.), A&AR **21**, 59 (2013).
- 23. Иванова и др. (N. Ivanova, S. Justham, P. Ricker), AAS-IOP Astron. Book Ser., IOP Publ., Online ISBN: 978-0-7503-1563-0, Print ISBN: 978-0-7503-1561-6 (2020).
- 24. Каарет и др. (P. Kaaret, H. Feng, T. Roberts et al.), ARAA 55, 303 (2017).
- 25. Каллистер и др. (Т.А. Callister, W.M. Farr, M. Renzo), Astrophys. J. **920**, 157 (2021).
- 26. Кинг и др. (A. King, et al.), Astrophys. J. Lett. **552**, L109 (2001).
- 27. Кинг (A.R. King), MNRAS 393, L41 (2009).
- 28. Киппенхан, Вайгерт (R. Kippenhahn and A. Weigert), Zeitsch. f. Astrophys. **65**, 251 (1967).
- 29. Киппенхан и др. (R. Kippenhahn, K. Kohl, A. Weigert), Zeitsch. f. Astrophys. **66**, 58 (1967).
- 30. Кленцки и др. (J. Klencki, G. Nelemans, A.G. Istrate et al.), Astron. Astrophys. **638**, A55 (2020).
- 31. Кленцки и др. (J. Klencki, G. Nelemans, A.G. Istrate et al.), Astron. Astrophys. **645**, A54 (2021a).
- 32. Кленцки и др. (J. Klencki, A. G. Istrate, G. Nelemans, et al.), arXiv:2111.10271 (20216).
- 33. Колберт, Машоцки (E.J.M. Colbert and R.F. Mushotzky), Astrophys. J. **519**, 89 (1999).
- 34. Кориа и др. ( M. Coriat, R.P. Fender, G. Dubus), MNRAS **424**, 1991 (2012).

- 35. Куранов А.Г., Постнов К.А., Юнгельсон Л.Р., Письма в Астрон. журн. **46**, 702 (2020, статья I) [A.G. Kuranov et al., Astron. Lett. **46**, 658 (2020)].
- 36. Лаплас и др. (E. Laplace, S. Justham, M. Renzo et al.), arXiv:2102.05036 (2021).
- 37. Лаверидж и др. (A.-J. Loveridge et al.), Astrophys. J. **743**, 49 (2011).
- 38. Лавгров, Вусли (E. Lovegrove and S.E. Woosley), Astrophys. J. **769**, 109 (2013).
- 39. Лопес и др. (K.M. López, M. Heida, P.G. Jonker et al.), MNRAS **497**, 917 (2020).
- 40. МакЛеод и др. (М. MacLeod, E.C. Ostriker, R. Stone), Astrophys. J. **863**, 5 (2018).
- 41. Марчант и др. (Р. Marchant, et al.), Astron. Astrophys. **604**, A55, (2017).
- 42. Мильо и др. (A. Miglio, C. Chiappini, J.T. Mackereth et al.), Astron. Astrophys. **645**, A85 (2021).
- 43. Мотч и др. (С. Motch, et al.), Nature 514 198 (2014).
- 44. Муштуков и др. (А.А. Mushtukov et al.), MNRAS **501**, 2424 (2021).
- 45. Надёжин (D.K. Nadezhin), Astroph. Sp. Sci. **69**, 115 (1980).
- 46. Нугис, Ламерс (Т. Nugis and H.J.G.L.M. Lamers), Astron. Astrophys. **360**, 227 (2000).
- 47. Омери, Лясота (J.-M. Hameury and J.-P. Lasota), Astron. Astrophys. **643**, A171 (2020).
- 48. Пакстон и др. (B. Paxton, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **192**, 3 (2011).
- 49. Плавец и др. (M. Plavec, R.K., Ulrich, R.S. Polidan), PASP **85**, 769 (1973).
- 50. Пуларендс и др. (A.J.T. Poelarends, S. Wurtz, J. Tarka et al.), Astrophys. J. **850**, 197 (2017).
- 51. Соберман и др. (G.E. Soberman et al.), Astron. Astrophys. **327**, 620 (1997).
- 52. Смартт (S.J. Smartt), PASA 32, 016 (2015).
- 53. Рейхел и др. (С.А. Raithel, T. Sukhbold, F. Özel), Astrophys. J. **856**, 35 (2018).
- 54. Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р., Кляйман А., Научные информации **27**, 3 (1973).
- 55. Уайт, ван Парадайз (N. E. White, J. van Paradijs), ApJL, **473**, L25 (1996).
- 56. Уолтон и др. (D.J. Walton, et al.), Astrophys. J. Lett. **857**, L3 (2018).
- 57. Уолтон и др. (D.J. Walton, A.D.A. Mackenzie, H. Gully et al.), MNRAS (2021) (arXiv:2110.07625).
- 58. Фабрика, Мещеряков (S.N. Fabrika and A.V. Mescheryakov), Proc. IAU Symp. 205 (Ed. R.T. Schilizzi, 2001), p. 268.
- 59. Фабрика и др. (S.N. Fabrika, K.E. Atapin, A.S. Vinokurov et al.), Astrophys. Bull. **76**, 6 (2021).
- 60. Финк (J.S. Vink), arXiv:2109.08164 (2021).
- 61. Финк и др. (J.S. Vink, A. de Koter, H.J.G.L.M. Lamers), Astron. Astrophys. **362**, 295 (2000).
- 62. Финк и др. (J. Vink, et al.), Astron. Astrophys. **369**, 574 (2001).
- 63. Фонсека и др. (E. Fonseca, H.T. Cromartie, T.T. Pennucci et al.), Astrophys. J. Lett. **915**, L12 (2021).

- 64. Фраер и др. (C.L. Fryer, K. Belczynski, G. Wiktorowicz et al.), Astrophys. J. **749**, 91 (2012).
- 65. Харли и др. (J. Hurley, et al.), MNRAS **329**, 897 (2002).
- 66. Хираи, Мандель (R. Hirai and I. Mandel), arXiv:2108.03774 (2021).
- 67. Хоббс и др. (G. Hobbs, et al.), MNRAS **360**, 974 (2005).
- 68. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, et al.), MNRAS **457**, 1101 (2016).
- 69. Черепащук А.М., Успехи физ. наук 186, 778 (2016).
- 70. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), Astron. Astrophys. **24**, 337 (1973).

- 71. Шао, Ли (Y. Shao and X.-D. Li), Astrophys. J. **802**, 131 (2015).
- 72. Шао и др. (Y. Shao, et al.), Astrophys. J. **886**, 118 (2019).
- 73. Эль Мелла и др. (I. El Mellah, J.O. Sundqvist, R. Keppens), Astron. Astrophys. **622**, L3 (2019).
- 74. Эртл и др. (T. Ertl, S.E. Woosley, T. Sukhbold et al.), Astrophys. J. **890**, 51 (2020).
- 75. Юан, Нараян (F. Yuan, R. Narayan), Annual Rev. Astron. Astrophys. **52**, 529 (2014).

# GX 339-4: СОГЛАСУЕТСЯ ЛИ МОДЕЛЬ ПРЕЦЕССИИ ГОРЯЧЕГО ТЕЧЕНИЯ С ИНФРАКРАСНОЙ ПЕРЕМЕННОСТЬЮ В МАЛОМАССИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ?

© 2021 г. А. Н. Семена<sup>1\*</sup>, И. А. Мереминский<sup>1</sup>, В. А. Арефьев<sup>1</sup>, А. А. Лутовинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 07.07.2021 г. После доработки 25.11.2021 г.; принята к публикации 25.11.2021 г.

В ходе аккреционных вспышек маломассивные рентгеновские двойные демонстрируют сложное поведение, сопровождающееся быстрым изменением спектральных и временных характеристик излучения во всем диапазоне электромагнитного спектра — от радио до жесткого рентгеновского. До сих пор отсутствует полная, самосогласованная модель, описывающая все наблюдаемые явления, в том числе быстрые изменения потока в видимом и близком инфракрасном диапазонах и связь этих изменений с рентгеновским излучением, а наблюдаемая эволюция вспышек описывается в терминах смены характерных состояний. По данным квазиодновременных оптических, инфракрасных и рентгеновских наблюдений показано, что резкому падению яркости оптического излучения вблизи перехода из "низкого/жесткого" состояния в "высокое/мягкое" сопутствует увеличение частоты наблюдающихся квазипериодических осцилляций рентгеновского излучения. Такое поведение может быть объяснено в рамках модели, в которой и рентгеновское и оптическое излучения производятся синхротронным механизмом в горячем течении вблизи компактного объекта.

Ключевые слова: рентгеновские источники, транзиенты, аккреция.

DOI: 10.31857/S0320010821120044

## ВВЕДЕНИЕ

Маломассивные рентгеновские двойные (ММРД) — это тесные двойные системы, в которых происходит аккреция вещества с маломассивной ( $\lesssim 1 M_{\odot}$ ) оптической звезды-компаньона на компактный объект — нейтронную звезду или черную дыру. Для многих ММРД характерна значительная переменность в рентгеновском диапазоне на масштабе недель-месяцев, обусловленная, по-видимому, тепловыми неустойчивостями в аккреционном диске. В течение продолжительного времени в такой системе происходит накопление вещества в холодном диске, при этом рентгеновская светимость остается низкой ( $L_X \approx$  $\approx 10^{32}$  эрг с<sup>-1</sup>). После достижения критической температуры в диске темп аккреции на компактный объект резко возрастает и за короткое время (днинедели) рентгеновская светимость достигает  $L_X \approx$  $pprox 0.1...1L_{
m Edd},$  где  $L_{
m Edd}$  — предельная Эддингтоновская светимость. Обычно после этого вспышка начинает медленно затухать и за несколько месяцев система возвращается в исходное состояние с

яний, определенных на основании рентгеновских спектров (Танака и Шибазаки, 1996) и особенностей быстрой переменности (Беллони и Мотта, 2016).

холодным диском. ММРД, демонстрирующие та-кое поведение, называют рентгеновскими новыми.

позволяет детально исследовать процесс аккреции

при разных уровнях светимости. Однако нерегу-

лярность вспышек и сложность проведения ко-

ординированных многоволновых наблюдений этих,

зачастую тусклых в оптическом диапазоне систем,

привели к тому, что в течение долгого времени

Яркость подобных систем во время вспышек

В рамках этой модели большинство вспышек описывается следующей последовательностью состояний: до вспышки система находится в "тихом" состоянии, затем начинается резкий рост жесткого ( $\gtrsim 5$  кэВ) рентгеновского излучения, спектр которого хорошо описывается степенным законом с показателем  $\gamma = 1.5-2$  ("низкое/жесткое" состояние). Затем наступает "промежуточное/жесткое" состояние: в рентгеновском спектре появляется

бусловлен- протекание аккреционной вспышки описывалось ичивостями феноменологически, как смена характерных состо-

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Электронный адрес: san@iki.rssi.ru
"мягкая" компонента (с максимальной интенсивностью на энергиях 0.1—6 кэВ), спектр которой соответствует излучению многотемпературного чернотельного диска (Шакура, Сюняев, 1973). Относительный вклад "мягкой" компоненты растет до того момента, пока она не станет полностью доминировать в рентгеновском спектре — наступает "мягкое/высокое" состояние. Затем могут последовать постепенное уменьшение светимости на масштабе недель-месяцев и последующий обратный переход к "промежуточному", а затем и "низкому/жесткому" состоянию. Удобно описывать такие вспышки в терминах диаграммы "рентгеновская жесткость" — "светимость", на которых они описывают Q-образные треки.

Рентгеновский спектр в разных состояниях описывался различным вкладом двух спектральных компонент — степенной, источником которой предположительно является горячая плазма с температурой десятки-сотни кэВ и многотемпературного чернотельного аккреционного диска (Шакура, Сюняев, 1973; Эрдли и др., 1975; Шапиро и др., 1976; Сюняев, Титарчук, 1980; Нараян и Ю, 1995).

Наблюдаемая спектральная эволюция во время вспышек была объяснена нарастанием темпа аккреции и постепенным замещением между геометрически толстым, оптически тонким горячим течением вблизи компактного объекта, в котором формируется высокоэнергичное рентгеновское излучение в "жестком" состоянии) и геометрически тонкого, оптически толстого аккреционного диска, определяющего энергетический спектр в "мягком" состоянии. При этом сам механизм, приводящий к появлению горячего течения и его последующего замещения холодным диском, все еще вызывает вопросы.

Дальнейшие исследования свойств рентгеновского излучения ММРД во вспышках показали, что вместе с энергетическим спектром значительно меняются и характеристики быстрой переменности. Разным состояниям соответствуют определенные формы спектра мощности, в частности, на некоторых стадиях вспышки в спектрах мощности были обнаружены квазипериодические осцилляции (КПО) (Гребенев и др., 1993; Каселла и др., 2005) с частотами от сотых долей до сотен Гц. Высокая частота и амплитуда КПО явно указывают на то, что они являются отражением когерентных процессов в близкой окрестности аккрецирующего релятивистского компактного объекта и могут быть использованы для изучения внутренних частей аккреционного течения.

Одним из наиболее хорошо изученных типов КПО, ввиду большой амплитуды и добротности ( $\approx 10\%$  RMS, Q > 10), являются КПО типа-С (согласно классификации Каселла и др., 2005). Для

объяснения этих КПО был предложен ряд моделей, объясняющих их прецессии (Стелла, Витри, 1998) или кеплеровским движением (Титарчук и др., 2007) или неустойчивостями аккреционного течения (Тагер, Пеллат, 1999). Наиболее проработанная модель формирования этого типа КПО связывает их с прецессией Ленсе—Тирринга внутренней части горячего течения, ответственного за основную долю яркости ММРД в жестком рентгеновском диапазоне (Стелла и Витри, 1998; Инграм и др., 2009).

Расширение наблюдений вспышек ММРД на оптический, инфракрасный и радиодиапазоны позволило обнаружить новые явления, также тесно связанные с аккрецией. Например, обнаружение радиоизлучения и вспышечной активности в радиодиапазоне в заключительной части жесткого состояния указало на формирование легких релятивистских струй — джетов в ММРД (Мирабель, Родригес, 1994; Фендер, 2001).

Кроме того, во многих ММРД был обнаружен избыток оптического и инфракрасного (ОИР) потока относительно ожидаемого от оптически толстого диска и облученной звезды компаньона (Хайнс и др., 2000, 2002; Джелин и др., 2010). Было предложено несколько моделей, объясняющих происхождение этого ОИР-излучения самопоглощенным синхротронным излучением нетепловых электронов в релятивистских струях (Корбел и Фендер, 2002; Рассел и др., 2006; Кориат, 2009; Каселла и др., 2010; Бакстон и др., 2012), синхротронным излучением в горячем течении (Джиселлини и др., 1998; Поутанен и Вурм, 2009; Веледина и др., 2011, 2013; Гребенев и др., 2016) или облучением аккреционного диска (Герлинский и др., 2009).

Большинство таких моделей удовлетворительно воспроизводят наблюдаемые широкополосные спектры. Однако наблюдаемые эффекты, связанные с переменностью ОИР и рентгеновского излучения, зачастую воспроизвести не удается. Так, быстрые вариации инфракрасного потока исключают механизмы нагрева диска и практически однозначно ассоциируют эту часть спектра с внутренними частями аккреционного течения (Муно и Моран, 2006) или джетом. Обнаруженная антикорреляция инфракрасного и рентгеновского потока на коротких временных масштабах (порядка секунды), в которой ИК-излучение опережает рентгеновское (Дуран и др., 2011), не согласуется с моделями облучения диска. Также этот эффект указывает, что инфракрасное излучение действительно может быть источником затравочных фотонов для формирования жесткого рентгеновского излучения — подобная картина ожидается в модели синхротронного формирования затравочных фотонов (Вардзинский и Дзярский, 2001; Веледина и др., 2011).

В данной работе рассмотрены квазиодновременные ОИР и рентгеновские наблюдения ранних стадий трех аккреционных вспышек GX 339-4. Вблизи перехода из "жесткого" в "мягкое" состояние наблюдается резкое падение ОИР потока. С другой стороны, в это же время наблюдается рост частоты КПО типа-С в рентгеновском излучении. Поскольку в рамках релятивистских прецесионных моделей образования КПО определенной наблюдаемой частоте соответствует характерный радиус, такие одновременные наблюдения позволяют проверить наличие связи между изменениями геометрии аккреционного течения и ОИР излучением.

#### GX 339-4

GX 339-4 является одной из наиболее хорошо изученных ММРД. Эта система была впервые обнаружена в рентгеновском диапазоне в 1972 г. (Маркерт и др., 1973), а уже в 1979 г. был найден оптический компаньон системы (Докси и др., 1979) — переменная звезда V821 Ara. Оптическая спектроскопия позволила определить орбитальный период системы (1.75 дня) и получить нижний предел на массу компактного объекта  $> 6 M_{\odot}$  (Мунош-Дариаш и др., 2008), что однозначно указывает на то, что в системе происходит аккреция на черную дыру (ЧД). В отличие от многих других ММРД, GX 339-4 демонстрирует частые аккреционные вспышки, приблизительно каждые два года, что делает эту систему одной из наиболее хорошо изученных.

В результате ряда наблюдательных кампаний были получены квазиодновременные данные в рентгеновском, оптическом и инфракрасном диапазонах, покрывающие течение четырех вспышек этой системы. Эти данные позволяют исследовать связь изменения оптического/инфракрасного потока и характеристик рентгеновского излучения системы — как спектральных, так и временных (Хоман и Беллони, 2005; Мотта и др., 2011; Бакстон и др., 2012).

## ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДАННЫЕ

#### Рентгеновские наблюдения

Мы использовали архивные данные обсерватории *RXTE*, полученные прибором PCA. Большая эффективная площадь, широкий энергетический диапазон (2–30 кэВ) и отличное временное разрешение позволяют надежно определять форму рентгеновского спектра и параметры спектра мощности переменности даже в относительно коротких (несколько кс) наблюдениях.

Всего, за время активной работы обсерватории *RXTE*/PCA, GX 339-4 продемонстрировал четыре большие аккреционные вспышки — в 2002, 2004, 2007 и 2010 г. Эти данные были проанализированы и систематизированы в работе Мотта и др. (2011), в том числе был проведен поиск и классификация КПО, измерение полной светимости, оценка вклада тепловой и степенной компонент в рентгеновский спектр. Для дальнейшего анализа были взяты результаты анализа наблюдений начальных стадий аккреционных вспышек, в которых были обнаружены КПО типа С. Всего таких наблюдений оказалось 73, для каждого были взяты следующие параметры — фотонный индекс степенной компоненты, полный поток и поток в степенной компоненте (измеренные в диапазоне 2-20 кэВ, в единицах потока Крабовидной туманности) и частота KПO.

# ОИР мониторинг

Мониторинг системы GX 339-4 в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах проводился на 1.3-м телескопе SMARTS в рамках большой наблюдательной программы, выполнявшейся в 2002–2010 гг. (Бакстон и др., 2012). Данные мониторинга доступны в архиве астрономических данных MAST<sup>1</sup>. Наблюдения проводились в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах, изображения в каждой из двух пар фильтров V и J, I и H снимались одновременно 300 секундными и 240 секундными экспозициями. Медианное время между наблюдениями составляет одни сутки, также имеется ряд наблюдений, выполненных с разницей в несколько часов.

Покрытие хода вспышки в инфракрасном диапазоне оказалось неравномерным и для вспышки 2007 и в особенности 2004 г. интересующий нас переход от "жесткого" к "мягкому" состоянию оказался практически не покрыт измерениями, в связи с чем вспышка 2004 г. была исключена из дальнейшего анализа совместных рентгеновских и ОИР данных.

# КОРРЕЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО И ИНФРАКРАСНОГО ПОТОКА С ЧАСТОТОЙ КПО

Данные телескопа SMARTS покрыли четыре вспышки GX 339-4 и были проанализированы в ряде работ в контексте одновременного изменения рентгеновского и инфракрасного потоков и их спектральных характеристик (Рассел, 2006; Хоман и др., 2005; Кориат, 2009; Бакстон и др., 2012).

<sup>&</sup>lt;sup>l</sup>https://dx.doi.org/10.17909/T9RP4V



Рис. 1. Жесткий рентгеновский и инфракрасный потоки GX 339-4 во время состояний системы, когда наблюдалось КПО типа С. Видно, что падение инфракрасного потока происходит с опережением затухания степенной компоненты излучения в спектре.

Обнаруженные зависимости указывали на связь источников инфракрасного и рентгеновского излучения и интерпретировались авторами как указание на спектральные состояния релятивистских струй в этой системе.

Обнаруженные свойства корреляции между потоком ММРД в инфракрасном и рентгеновском диапазонах (Дуран и др., 2011) и, в частности, обнаружение когерентных высокочастотных  $(\nu > 0.1$  Гц) КПО (Веледина и др., 2015; Каламкар и др., 2016) также свидетельствуют о тесной связи среды, формирующей жесткое рентгеновское излучение и часть инфракрасного и оптического потока таких систем. Подобная связь должна быть отражена в сильной корреляции всех характеристик горячего течения со свойствами оптического и инфракрасного спектра. Одной из наиболее явных и определенно относящихся именно к характеристикам горячего течения наблюдаемых величин является частота квазипериодических осцилляций. проявляющихся в отдельные эпизоды жесткого и промежуточного жесткого состояния во время вспышек ММРД (Каселла и др., 2005; Мотта и др., 2017).

Достаточно хорошее покрытие фотометрическими наблюдениями в оптическом и ИКдиапазонах также пришлось и на моменты резкого сокращения оптического и ИК-потоков, предшествовавших переходу из "жесткого" в "мягкое" рентгеновское состояние (рис. 1). Данный переход также оказался хорошо покрыт наблюдениями *RXTE*/PCA. В спектре мощности части этих наблюдений были обнаружены КПО. Оказалось, что во всех вспышках резкое изменение ОИР спектра происходит в моменты, когда в спектре мощности рентгеновской переменности наблюдается КПО типа С. Следует отметить, что во время падения ОИР потока жесткий рентгеновский поток продолжает расти, и начинает снижаться только спустя несколько дней. При этом ОИР поток оказывается сильно коррелирован с частотой КПО (см. рис. 2).

Это указывает на связь физических процессов, приводящих к изменению частоты КПО и ОИР потока в системе. Считается, что наблюдаемые КПО могут появляться в результате прецессии внутренней горячих части аккреционного течения, и продемонстрированная корреляция может указывать на нее как источник ОИР потока в системе. В следующей главе мы опишем физическую модель горячего течения, предложенную другими авторами, которая может качественно воспроизводить наблюдаемые зависимости частоты КПО и ОИР потока.

# ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Веледина и др. (2015) предложили физическую модель, объясняющую наблюдаемую картину корреляции инфракрасного и рентгеновского потока и обнаруженные в оптическом, а позднее и в ИКдиапазоне КПО, когерентные КПО типа С наблюдавшимся в рентгеновском диапазоне (Каламкар и др., 2016). В данной модели инфракрасное и оптическое излучение формируются в горячем течении,



**Рис. 2.** Зависимость оптического и инфракрасного потоков в фильтрах V, I, J и H от радиуса прецессирующего горячего течения. Резкое падение инфракрасного потока в момент, когда горячее течение становится компактнее  $\approx 50 R_g$  может указывать, что в этой области частот лежит частота разворота синхротронного излучения, на которой оно становится прозрачно.

расположенном во внутренней части аккреционного потока, за счет синхротронного излучения нетепловых (имеющих степенной спектр энергий) релятивистских электронов, составляющих малую долю ( $\leq 0.01$ ) от всех электронов горячего течения. Фотоны синхротронного излучения приобретают энергию за счет обратного комптоновского процесса на максвелловской части распределения электронов, формируя таким образом жесткое степенное излучение, тянущееся от ИК-диапазона до ~100 кэВ. Синхротронное самопоглощение на нетепловых электронах приводит к резкому загибу спектра ниже определенной частоты — частоты "заворота". Частота "заворота" зависит от концентрации нетепловых электронов и напряженности магнитного поля и в модели (Веледина и др., 2015) растет вместе с концентрацией внутрь горячего течения. Это приводит к тому, что в более внутренних частях горячего течения широкополосный

спектр начинается с более высоких частот. Данная конфигурация позволяет объяснить как КПО в ОИР диапазоне, так и картину корреляции с лидированием инфракрасного излучения.

Так как в предложенной модели более длинноволновое излучение формируется в более внешних частях горячего течения, уменьшение радиуса горячего течения при приблизительно сохраняющейся концентрации нетепловых электронов должно приводить к постепенному сокращению ОИР потока. Постепенное замещение горячего течения оптически толстым диском можно проследить по росту вклада тепловой компоненты в полное энерговыделение в рентгеновском диапазоне. Еще более точно геометрические характеристики горячего течения можно оценить по частоте КПО, которое, предположительно, формируется за счет его прецессии (Инграм и др., 2009). В рамках этой модели внешний радиус горячего течения может



Рис. 3. Зависимость вклада горячего течения (нетеплового излучения) в полное энерговыделение системы в зависимости от внешнего радиуса прецессирующей области, полученной из значений частоты КПО. Точки распределения следуют жесткой корреляции, указывающей, что большая часть рентгена выделяется во внутренних областях горячего течения  $R < 30 R_{\rm g}$ .

быть оценен из частоты КПО типа С (см. формулу 2 Инграм и др., 2009). Для предложенных в этой же статье значений показателей вязкости зависимость частоты прецессии от внешнего радиуса горячего течения сводится к следующему виду:

$$\nu_{\rm qpo} = 5a \frac{1 - \sqrt{R_{\rm out}/R_{\rm i}}}{\pi R_{\rm out}^{5/2} \sqrt{R_{\rm i}} (1 - (R_{\rm i}/R_{\rm out})^{5/2})}, \quad (1)$$

где значения частоты даны в единицах  $c^3/2GM$ , *a* — удельный угловой момент (при расчете мы использовали значение 0.9),  $R_i$  — характерный радиус, ниже которого поверхностная плотность течения начинает падать (численные симуляции указывают, что этот радиус должен быть порядка  $\approx 9R_g$ почти независимо от удельного углового момента),  $R_{out}$  — внешний радиус прецессирующей зоны в единицах гравитационного радиуса. Использовав данное соотношение, мы пересчитали измеренные значения частоты КПО типа С, наблюдавшегося при переходе от "жесткого" к "мягкому" состоянию, в предполагаемый радиус прецессирующей части горячего течения. Эти значения приведены на нижних осях графиков рис. 2.

Из рисунка следует, что ОИР поток резко падает при сокращении горячего течения меньше  $R_{\rm out}\lesssim 50R_{\rm g}$ . Это может указывать, что на данном радиусе совокупность параметров плотности нетепловых электронов и напряженности магнитного поля соответствует частоте заворота синхротронного самопоглощения  $\nu\approx 3\times 10^{17}$  Гц.

Воспользовавшись этими же измерениями внешнего радиуса, мы можем построить зависимость вклада горячего течения в полное рентгеновское излучение системы и зависимость фотонного



Рис. 4. Зависимость фотонного индекса от внешнего радиуса горячего течения.

индекса от его размера (см. рис. 3 и 4). Из графика следует, что постепенное сокращение горячего течения в диапазоне радиусов  $30R_{\rm g} < R_{\rm out} < 60R_{\rm g}$ слабо сокращает его рентгеновский поток (см. рис. 3). В этом же диапазоне фотонный индекс слабо меняется, что может указывать на сохранение оптической толщины и концентрации релятивистских электронов, ответственных за жесткий рентген. Из этого можно сделать вывод, что структура внутренних частей горячего течения в целом сохраняется при исчезновении его внешних частей, пока оно не достигает размеров порядка  $R_{\rm out} \approx 30 R_{\rm g}$ . Таким образом, за значительную часть рентгеновского излучения должны быть ответственны самые внутренние части горячего течения и наблюдаемое падение рентгеновского потока происходит только после сокращения его размеров меньше  $R_{\rm out} \lesssim 30 R_{\rm G}$ .

Из показанных свойств модели синхротронной природы затравочных фотонов в горячем течении действительно следует наблюдаемая задержка падения рентгеновского потока за падением ОИР потока, а сама продолжительность этой задержки, которая оказывается заметно дольше вязкого времени, должна напрямую быть связана со скоростью замещения горячего течения оптически толстым диском.

Следует отметить, что в рамках этой модели также следует ожидать задержку уменьшения более коротковолнового излучения относительно более длинноволнового в инфракрасном — оптическом диапазоне, однако, такая задержка практически не наблюдается во вспышках GX 339-4. Из зависимостей на рис. 2 следует более плавное падение потока в голубом фильтре V по сравнению с ближним-ИК-фильтром Н. Данное поведение также можно ожидать в предложенной модели роста частоты заворота синхротронного поглощения ко внутренним частям горячего течения. При этом достаточно хорошо ограничить эту зависимость по имеющимся данным все еще не представляется возможным. Данное измерение можно было бы провести при наличии одновременных фотометрических и рентгеновских наблюдений, выполненных с высокой скважностью в фазу вспышки сопровождающейся появлением КПО.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе была рассмотрена долговременная переменность в ОИР и рентгеновском диапазонах. Во всех трех исследованных вспышках произошло резкое, менее чем за три дня, падение ОИР потока до перехода системы в "мягкое" состояние. Качественных изменений в рентгеновском спектре при этом не происходило. Показано, что наблюдаемое резкое изменение ОИР потока происходило во всех вспышках в моменты, когда в спектре мощности рентгеновской переменности наблюдались КПО С-типа. Изменение потока в ОИР диапазоне оказалось сильно коррелировано с частотой КПО, падение ОИР потока каждый раз происходило, когда КПО находилось в диапазоне частот 0.5-2 Гц. В предположении, что КПО производится прецессией внутренней части горячего аккреционного течения, эти частоты соответствуют его внешнему радиусу в  $R_{\rm out} \approx 50 R_q$ .

Подобная корреляция может качественно ожидаться в модели релятивистской прецессии внутренней части горячего течения (Инграм и др., 2009) и синхротронного происхождения затравочных фотонов для обратной комптонизации в самом горячем течении (Веледина и др., 2013), объединенные в модели (Веледина и др., 2013). В этом случае по зависимости ОИР потока от частоты КПО можно оценивать долю нетепловых электронов и напряженность магнитного поля в горячем течении.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена при поддержке гранта РНФ 19-02-00423.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бакстон и др. (M.M. Buxton, C.D. Bailyn, H.L. Capelo, R. Chatterjee, T. Dinccer, E. Kalemci, et al.), Astron. J. **143(6)**, 130 (2012).
- 2. Беллони и Мотта (T.M. Belloni and S.E. Motta), in C. Bambi (ed.), Astrophysics of Black Holes: From Fundamental Aspects to Latest Developments, Vol. 440 of Astrophysics and Space Science Library, p. 61 (2016).

- 3. Вардзинский и Дзярский (G. Wardziński and A.A. Zdziarski), MNRAS **325(3)**, 963 (2001).
- 4. Веледина и др. (A. Veledina, I. Vurm, and J. Poutanen), MNRAS **414(4)**, 3330 (2011).
- 5. Веледина и др. (A. Veledina, J. Poutanen, and I. Vurm), MNRAS **430(4)**, 3196 (2013).
- 6. Веледина и др. (A. Veledina, M.G. Revnivtsev, M. Durant, P. Gandhi, and J. Poutanen), MNRAS **454(3)**, 2855 (2015).
- 7. Герлинский и др. (M. Gierliński, C. Done, and K. Page), MNRAS **392(3)**, 1106 (2009).
- 8. Гребенев и др. (S. Grebenev, R. Sunyaev, M. Pavlinsky, E. Churazov, M. Gilfanov, A. Dyachkov, et al.), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **97**, 281 (1993).
- 9. Гребенев и др. (S.A. Grebenev, A.V. Prosvetov, R.A. Burenin, R.A. Krivonos, and A.V. Mascheryakov), Astron. Lett. **42**, 69 (2016).
- 10. Джелин и др. (D.M. Gelino, C.R. Gelino, and T.E. Harrison), Astrophys. J. **718(1)**, 1 (2010).
- Джиселлини и др. (G. Ghisellini, F. Haardt, and R. Svensson), MNRAS 297(2), 348 (1998).
- 12. Докси и др. (R. Doxsey, J. Grindlay, R. Griffiths, H. Bradt, M. Johnston, R. Leach, et al.), Astrophys. J. (Letters) **228**, L67 (1979).
- 13. Дуран и др. (M. Durant, T. Shahbaz, P. Gandhi, R. Cornelisse, T. Muñoz Darias, J. Casares, et al.), MNRAS **410(4)**, 2329 (2011).
- 14. Инграм и др. (A. Ingram, C. Done, and P.C. Fragile), MNRAS **397**, L101 (2009).
- 15. Каламкар и др. (M. Kalamkar, P. Casella, P. Uttley, K. O'Brien, D. Russell, T. Maccarone, et al.), MNRAS **460(3)**, 3284 (2016).
- 16. Каселла и др. (P. Casella, T. Belloni, and L. Stella), Astrophys. J. **629(1)**, 403 (2005).
- 17. Каселла и др. (P. Casella, T.J. Maccarone, K. O'Brien, R.P. Fender, D.M. Russell, M. van der Klis, et al.), MNRAS **404(1)**, L21 (2010).
- 18. Корбел и Фендер (S. Corbel and R.P. Fender), Astrophys. J. (Letters) **573(1)**, L35 (2002).
- Кориат (M. Coriat, S. Corbel, M.M. Buxton, C.D. Bailyn, J.A. Tomsick, E. Körding, et al.), MNRAS 400(1), 123 (2009).
- 20. Маркерт и др. (Т.Н. Markert, C.R. Canizares, G.W. Clark, W.H.G. Lewin, H.W. Schnopper, and G.F. Sprott), Astrophys. J. (Letters) **184**, L67 (1973).
- 21. Мирабель, родригес (I.F. Mirabel and L.F. Rodrigues), Nature **371**, 46 (1994).
- 22. Мотта и др. (S. Motta, T. Muñoz Darias, P. Casella, T. Belloni, and J. Homan), MNRAS **418**, 2292 (2011).
- 23. Мотта и др. (S.E. Motta, A. Rouco Escorial, E. Kuulkers, T. Muñoz Darias, and A. Sanna), MNRAS **468(2)**, 2311 (2017).
- 24. Муно и Моран (М.Р. Muno and J. Mauerhan), Astrophys. J. (Letters) **648(2)**, L135 (2006).
- 25. Мунош-Дариаш и др. (Т. Muñoz-Darias, J. Casares, and I.G. Martínez-Pais), MNRAS **385(4)**, 2205 (2008).
- 26. Нараян и Ю (R. Narayan and I. Yi), Astrophys. J. **452**, 710 (1995).

- 27. Поутанен и Вурм (J. Poutanen and I. Vurm), Astrophys. J. (Letters) **690(2)**, L97 (2009).
- Рассел и др. (D.M. Russell, R.P. Fender, R.I. Hynes, C. Brocksopp, J. Homan, P.G. Jonker, et al.), MNRAS 371(3), 1334 (2006).
- 29. Рассел (D.M. Russell, R.P. Fender, R.I. Hynes, C. Brocksopp, J. Homan, P.G. Jonker, et al.), MNRAS **371**, 1334 (2006).
- 30. Стелла и Витри (L. Stella and M. Vietri), Astrophys. J. (Letters) **492**, L59 (1998).
- 31. Сюняев, Титарчук (R.A. Sunyaev and L.G. Titarchuk), Astron. astrophys. **500**, 167 (1980).
- 32. Тагер, Пеллат (M. Tagger and R. Pellat), Astron. Astrophys. **349**, 1003 (1999).
- 33. Танака и Шибазаки (Y. Tanaka and N. Shibazaki), Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. **34**, 607 (1996).
- 34. Титарчук и др. (L. Titarchuk, N. Shaposhnikov, and V. Arefiev), Astrophys. J. **660**, 556 (2007).

- 35. Фендер (R.P. Fender), MNRAS **322(1)**, 31 (2001).
- 36. Хайнс и др. (R.I. Hynes, C.W. Mauche, C.A. Haswell, C.R. Shrader, W. Cui, and S. Chaty), Astrophys. J. (Letters) **539(1)**, L37 (2000).
- 37. Хайнс и др. (R.I. Hynes, C.A. Haswell, S. Chaty, C.R. Shrader, and W. Cui), MNRAS **331(1)**, 169 (2002).
- 38. Хоман и Беллони (J. Homan and T. Belloni), Astrophys. and Space Sci. **300**, 107 (2005).
- 39. Хоман и др. (J. Homan, M. Buxton, S. Markoff, C.D. Bailyn, E. Nespoli, and T. Belloni), Astrophys. J. **624(1)**, 295 (2005).
- 40. Шапиро и др. (S.L. Shapiro, A.P. Lightman, and D.M. Eardley), Astrophys. J. **204**, 187 (1976).
- 41. Эрдли и др. (D.M. Eardley, A.P. Lightman, and S.L. Shapiro), Astrophys. J. (Letters) **199**, L153 (1975).

# КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КАТАЛОГА Gaia EDR3

© 2021 г. А. С. Цветков<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 22.08.2021 г. После доработки 16.11.2021 г.; принята к публикации 04.12.2021 г.

Проведено решение звездно-кинематических уравнений Огородникова—Милна на материале всего звездного каталога Gaia EDR3, содержащего 1.8 млрд объектов. В силу недостаточной точности индивидуальных тригонометрических параллаксов произведено аналогичное решение на подкаталоге избранных 98 млн звезд, для которых параллакс известен с точностью лучше 10%. Проведен подробный анализ результатов этих решений в зависимости от звездной величины и расстояний до звезд.

*Ключевые слова:* Gaia, астрометрия, космическая астрометрия, звездная кинематика, структура Галактики.

DOI: 10.31857/S0320010821120056

# ВВЕДЕНИЕ

Космический аппарат Gaia продолжает свою работу на орбите, финальный каталог планируется к выпуску в первой половине 2022 г. (ESA, Gaia). Уже были выпущены предварительные каталоги Data Release: DR1 и DR2. 3 декабря 2020 г. вышел в свет Gaia Early Data Release 3 (Gaia EDR3)— "ранний релиз финального каталога" (Gaia, EDR3). Методика его построения и детали подробно изложены в (Gaia Collaboration, 2021). Этим данным посвящено такое количество работ, что даже кратко привести только их названия не представляется возможным.

Качество индивидуальных параллаксов в Gaia EDR3 еще весьма далеко от прогнозируемого (об этом ниже), поэтому мы провели серию стандартных исследований, которые уже применялись (Витязев и др., 2017) к массовым каталогам звезд, таким как NOMAD (Захариас и др., 2004), содержащим 1.1 млрд. объектов, или PPMXL (Рёзер и др., 2010) — 910 млн звезд. Эти исследования включают в себя получение различных статистических сведений, стандартный звездно-кинематический анализ и анализ с помощью сферических функций (Витязев, Цветков, 2014).

# ОРГАНИЗАЦИЯ КАТАЛОГА

Исходные данные каталога EDR3 доступны на официальном сайте Gaia в виде 3386 сжатых фай-

лов, объемом около 200 Мбайт каждый. При распаковке объем файла возрастает примерно в два раза и составляет 400–450 Мбайт. Таким образом, полный объем скачиваемых данных составляет около 670 Гбайт, а распакованные данные требуют хранилища объемом уже около 1.5 Тбайт. Формат файлов — CSV — текстовый, поля записи каждой звезды разделены запятыми. Если какиелибо данные отсутствуют (а это часто бывает), две запятые идут подряд. Такой формат исходных данных легко поддерживается языком FORTRAN (Бартеньев, 2000).

Каждая строка содержит информацию о 99 полях для одной звезды. Подробное описание каждого поля приведено в (Gaia, Chapter 13). Поля можно разделить по следующим категориям:

- идентификаторы;
- астрометрические параметры: координаты, собственные движения, параллакс и их ошибки;
- корреляции между параметрами;
- число и качество астрометрических наблюдений (самая большая группа);
- фотометрия в трех полосах;
- лучевые скорости (из DR2);
- галактические и эклиптические координаты.

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Электронный адрес: a.s.tsvetkov@inbox.ru

# ТОЧНОСТЬ ПАРАЛЛАКСОВ

Самый важный планируемый результат Gaia высокоточные индивидуальные параллаксы звезд. В настоящее время заявленная точность (0.01 мсд) для большинства звезд еще не достигнута (Браун и др., 2021). Данные о параллаксе в EDR3 имеют 1 467 744 818 звезд, в то время как 343 964 953 звезд этих данных не имеют. Анализ параллаксов показал, что существует большая доля звезд, у которых ошибки составляют десятые доли мсд и выше. Точность лучше 0.2 мсд имеют только 500 млн звезд, т.е. примерно треть звезд, имеющих данные о параллаксах. Это приводит к тому, что лишь 520 млн имеют относительную погрешность параллакса лучше 50%, а лучше 10% — только 98 млн, 283 млн звезд имеют вообще отрицательный параллакс (что противоречит геометрическому смыслу параллакса). При этом, как показывает более детальный анализ, совершенно необязательно, чтобы у этих параллаксов были большие среднеквадратичные ошибки. Этот факт демонстрирует, что работа над параллаксами Gaia требует значительной работы и установления точного нуль-пункта параллаксов.

Таким образом, индивидуальные параллаксы следует использовать с большой осторожностью, хотя статистически для больших групп звезд усредненные параллаксы дают довольно надежные результаты.

# ТОЧНОСТЬ СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ

Данные о собственных движениях имеют все без исключения 1811709771 звезд. Приведенные в каталоге точности в случайном отношении тоже еще не достигли проектируемых. Лишь 213 млн звезд имеют полную точность собственного движения лучше 0.1 мсд/год, а 406 млн — лучше 0.2 мсд/год. Однако относительная точность собственных движений значительно лучше, чем у параллаксов, в силу того, что сами собственные движения больше параллактических смещений. Полное собственное движение 77% звезд заключено в интервале от 2 до 8 мсд/год, а 93% — в интервале от 0 до 10 мсд/год. Таким образом, почти половина звезд каталога имеет относительную точность собственных движений лучше 10%. Такая высокая точность позволяет проводить любые звезднокинематические исследования, базирующиеся на анализе собственных движений звезд.

#### ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

Gaia использует свою собственную фотометрическую систему (Монтегриффо и др., 2020). "Синяя" компонента *G*<sub>BP</sub> охватывает область от ближнего ультрафиолета до красного цвета, "красная"  $G_{RP}$  — от красного до инфракрасного диапазона. От шкалы UBV эту систему отличают не только другие границы диапазонов полос, но и их ширина. Связь фотометрической шкалы Gaia с другими фотометрическими системами будет установлена позднее (Риелло и др., 2021).

Звездная величина G имеется практически у всех звезд (отсутствует только у 5 млн), в то время как фотометрия  $G_{BP}$  и  $G_{BP}$  присутствует у чуть более, чем 1.5 млрд звезд (отсутствует у 270 млн звезд).

В каталоге приведены измеренные потоки фотонов в трех полосах и их ошибки, а ошибок самих звездных величин нет, так как "звездные величины связаны нелинейным образом с измеренным потоком" (Gaia, Chapter 13).

# КИНЕМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СОБСТВЕННЫХ ДВИЖЕНИЙ ЗВЕЗД ПОЛНОГО КАТАЛОГА БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ РАССТОЯНИЙ

В каталоге Gaia приводятся только экваториальные собственные движения звезд  $\mu_{\alpha} \cos \delta$  и  $\mu_{\delta}$ . Не составляет никакого труда перевести их в галактические  $\mu_l \cos b$  и  $\mu_b$ , которые будут использоваться в наших исследованиях.

В качестве основной модели мы используем широко известную модель Огородникова—Милна (Огородников, 1965), подробный вид уравнений этой модели изложен также в (дю Монт, 1977) и (Рыбка, 2004). В этой модели поле скоростей звезд представляется линейным выражением

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{\Omega} \times \mathbf{r} + \mathbf{M}^+ \times \mathbf{r}, \tag{1}$$

где V— скорость звезды, V<sub>0</sub>— влияние поступательного движения Солнца,  $\Omega$ — угловая скорость твердотельного вращения звездной системы, M<sup>+</sup>— симметричный тензор деформации поля скоростей.

Модель содержит всего 12 параметров, однако не все они могут быть независимо определены из собственных движений, и не все параметры входят в уравнения для лучевых скоростей:

[U, V, W] — компоненты вектора **V**<sub>0</sub> поступательного движения Солнца среди звезд;

 $[\omega_1, \omega_2, \omega_3]$  — компоненты вектора угловой скорости  $\Omega$ ;

 $[M_{11}^+, M_{22}^+, M_{33}^+]$  — параметры тензора деформации, описывающие сжатие-растяжение вдоль главных осей галактической системы координат;

 $[M_{12}^+, M_{13}^+, M_{23}^+]$  — параметры тензора **М**<sup>+</sup>, описывающие деформацию поля скоростей в основной и двух перпендикулярных плоскостях.

# ЦВЕТКОВ

G	$U/\langle r  angle$	$V/\langle r  angle$	$W/\langle r  angle$	$\omega_1$	$\omega_2$	$\omega_3$
3	$158.1\pm44.5$	$294.2\pm45.4$	$159.4\pm42.5$	$45.6\pm45.2$	$19.4\pm45.7$	$-26.4\pm42.3$
4	$184.9\pm31.3$	$209.2\pm32.0$	$128.1\pm29.3$	$-59.5\pm32.2$	$25.8\pm32.6$	$3.6\pm29.3$
5	$116.5\pm10.6$	$181.0\pm10.7$	$71.5\pm9.9$	$-13.1\pm10.8$	$13.2\pm10.9$	$-21.1\pm9.8$
6	$75.0\pm4.9$	$132.3\pm5.0$	$50.7\pm4.5$	$6.1\pm5.0$	$8.2\pm5.1$	$-15.6\pm4.5$
7	$59.6 \pm 1.9$	$111.2\pm1.9$	$38.4 \pm 1.8$	$1.9\pm1.9$	$-7.5\pm2.0$	$-12.2\pm1.8$
8	$44.8\pm1.0$	$91.3\pm1.0$	$30.4\pm1.0$	$0.6\pm1.0$	$-4.9\pm1.0$	$-11.4\pm1.0$
9	$35.0\pm0.6$	$77.7\pm0.6$	$25.2\pm0.6$	$1.5\pm0.6$	$-4.4\pm0.6$	$-10.7\pm0.6$
10	$30.1\pm0.3$	$67.1\pm0.3$	$19.5\pm0.3$	$0.6\pm0.3$	$-2.8\pm0.3$	$-11.6\pm0.3$
11	$24.9\pm0.2$	$58.8\pm0.2$	$15.9\pm0.2$	$0.8 \pm 0.2$	$-2.4\pm0.2$	$-11.8\pm0.2$
12	$20.6\pm0.1$	$51.6\pm0.1$	$13.1\pm0.1$	$0.2 \pm 0.1$	$-2.0\pm0.1$	$-11.9\pm0.1$
13	$17.3\pm0.1$	$46.3\pm0.1$	$10.7\pm0.1$	$0.3\pm0.1$	$-1.1\pm0.1$	$-12.4\pm0.1$
14	$14.9\pm0.1$	$42.5\pm0.1$	$8.8\pm0.1$	$0.4 \pm 0.1$	$-0.9\pm0.1$	$-12.8\pm0.1$
15	$12.7\pm0.1$	$39.8\pm0.1$	$7.3\pm0.1$	$0.5\pm0.1$	$-0.7\pm0.1$	$-12.9\pm0.1$
16	$10.9\pm0.1$	$38.1\pm0.1$	$6.3\pm0.1$	$0.6\pm0.1$	$-0.7\pm0.1$	$-12.6\pm0.1$
17	$9.63\pm0.05$	$36.95\pm0.05$	$5.51\pm0.05$	$0.62\pm0.05$	$-0.70\pm0.05$	$-12.29\pm0.05$
18	$8.37\pm0.04$	$35.48\pm0.04$	$4.92\pm0.04$	$0.38\pm0.04$	$-0.57\pm0.04$	$-12.08\pm0.04$
19	$7.15\pm0.04$	$33.19\pm0.04$	$4.36\pm0.04$	$0.25\pm0.04$	$-0.46\pm0.04$	$-11.93\pm0.04$
20	$6.48\pm0.03$	$31.69\pm0.03$	$4.15\pm0.03$	$0.33\pm0.03$	$-0.51\pm0.03$	$-11.80\pm0.03$

**Таблица 1.** Значения компонент скорости движения Солнца и угловой скорости твердотельного вращения в км/с/кпк, полученные из совместного решения для звезд различных величин *G* 

**Таблица 2.** Значения компонент тензора деформации в км/с/кпк, полученные из совместного решения для звезд различных величин *G* 

G	$M_{12}^{+}$	$M_{13}^{+}$	$M_{23}^{+}$	$M_{11}^{*}$	X
3	$-36.1\pm55.2$	$18.3 \pm 58.1$	$-126.9 \pm 57.1$	$192.9 \pm 110.8$	$1.1\pm103.8$
4	$-1.8\pm37.8$	$4.1\pm41.5$	$28.3\pm39.6$	$-127.3\pm78.5$	$37.2\pm74.8$
5	$15.1\pm13.0$	$9.3\pm13.7$	$2.1\pm13.5$	$6.9\pm25.9$	$-39.9\pm25.1$
6	$25.2\pm6.0$	$17.1\pm6.4$	$-5.0\pm6.3$	$1.3\pm11.9$	$8.9 \pm 11.6$
7	$14.6\pm2.3$	$-3.3\pm2.5$	$-3.4\pm2.4$	$2.8\pm4.6$	$-7.0\pm4.4$
8	$15.2\pm1.3$	$-2.3\pm1.3$	$-2.9\pm1.3$	$-3.0\pm2.5$	$-2.1\pm2.3$
9	$15.6\pm0.8$	$-1.9\pm0.8$	$-1.9\pm0.8$	$-1.2\pm1.6$	$1.6\pm1.4$
10	$17.1\pm0.4$	$-0.9\pm0.4$	$-1.1\pm0.4$	$-0.3\pm0.9$	$-0.7\pm0.7$
11	$15.9\pm0.2$	$-0.5\pm0.2$	$-1.3\pm0.2$	$-1.3\pm0.5$	$1.3\pm0.4$
12	$15.2\pm0.2$	$-0.5\pm0.2$	$-0.4\pm0.2$	$-1.2\pm0.3$	$0.6\pm0.3$
13	$14.3\pm0.1$	$-0.1\pm0.1$	$-0.1\pm0.1$	$-1.4\pm0.2$	$1.4\pm0.2$
14	$13.3\pm0.1$	$-0.3\pm0.1$	$-0.3\pm0.1$	$-1.1\pm0.2$	$1.0 \pm 0.1$
15	$12.7\pm0.1$	$-0.4\pm0.1$	$-0.4\pm0.1$	$-0.9\pm0.1$	$0.9\pm0.1$
16	$12.1\pm0.1$	$-0.3\pm0.1$	$-0.5\pm0.1$	$-0.3\pm0.1$	$0.5\pm0.1$
17	$11.4\pm0.1$	$-0.1\pm0.1$	$-0.4\pm0.1$	$0.1\pm0.1$	$0.3 \pm 0.1$
18	$10.2\pm0.1$	$0.1\pm0.1$	$-0.1\pm0.1$	$0.4 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.1$
19	$9.12\pm0.05$	$0.18\pm0.05$	$-0.02\pm0.05$	$0.5\pm0.1$	$0.6 \pm 0.1$
20	$8.64\pm0.04$	$0.12\pm0.04$	$-0.15\pm0.04$	$0.4 \pm 0.1$	$0.6 \pm 0.1$



**Рис. 1.** Зависимость кинематических параметров движения Солнца  $U/\langle r \rangle$ ,  $V/\langle r \rangle$ ,  $W/\langle r \rangle$  от звездной величины (км/с/кпк).

Спроецировав уравнение (1) на орты галактической системы координат, имеем для собственных движений:

$$k\mu_{l}\cos b = U/r\sin l - V/r\cos l -$$
(2)  
-  $\omega_{1}\sin b\cos l - \omega_{2}\sin b\sin l + \omega_{3}\cos b +$   
+  $M_{12}^{+}\cos b\cos 2l - M_{13}^{+}\sin b\sin l +$   
+  $M_{23}^{+}\sin b\cos l - \frac{1}{2}M_{11}^{+}\cos b\sin 2l +$   
+  $\frac{1}{2}M_{22}^{+}\cos b\sin 2l,$ 

$$k\mu_{b} = U/r \sin b \cos l + V/r \sin b \sin l - (3)$$
  
-  $W/r \cos b + \omega_{1} \sin l - \omega_{2} \cos l -$   
-  $\frac{1}{2}M_{12}^{+} \sin 2b \sin 2l + M_{13}^{+} \cos 2b \cos l +$   
+  $M_{23}^{+} \cos 2b \sin l - \frac{1}{2}M_{11}^{+} \sin 2b \cos^{2} l -$   
-  $\frac{1}{2}M_{22}^{+} \sin 2b \sin^{2} l + \frac{1}{2}M_{33}^{+} \sin 2b.$ 

В формулах (2) и (3) имеется линейная зависимость между коэффициентами  $M_{11}^+, M_{22}^+, M_{33}^+$ , поэтому авторы при анализе собственных движений обычно вводят замены  $M_{11}^* = M_{11}^+ - M_{22}^+$  и  $M_{33}^* = M_{33}^+ - M_{22}^+$  (дю Монт, 1977) либо (Витязев и др., 2018) вместо  $M_{33}^*$  вводят величину

$$X = M_{33}^{+} - \frac{M_{11}^{+} + M_{22}^{+}}{2}.$$
 (4)

В этом случае уравнения (2) и (3) переписываются в виде

$$k\mu_{l}\cos b = U/r\sin l - V/r\cos l - (5)$$
  

$$-\omega_{1}\sin b\cos l - \omega_{2}\sin b\sin l + \omega_{3}\cos b + M_{12}^{+}\cos b\cos 2l - M_{13}^{+}\sin b\sin l + M_{23}^{+}\sin b\cos l - \frac{1}{2}M_{11}^{*}\cos b\sin 2l,$$
  

$$k\mu_{b} = U/r\sin b\cos l + V/r\sin b\sin l - (6)$$
  

$$-W/r\cos b + \omega_{1}\sin l - \omega_{2}\cos l - \frac{1}{2}M_{12}^{+}\sin 2b\sin 2l + M_{13}^{+}\cos 2b\cos l + \frac{1}{2}M_{12}^{+}\sin 2b\sin 2l + M_{13}^{+}\cos 2b\cos l + \frac{1}{2}X\sin 2b.$$

Уравнения (5)—(6) часто используют для совместного решения по полным собственным движениям какого-либо каталога. При этом если не известно расстояние до звезд или известно недостаточно точно, то вместо величин U, V, W определяют  $U/\langle r \rangle, V/\langle r \rangle, R/\langle r \rangle$ , где  $\langle r \rangle$ — среднее расстояние выборки звезд, для которой производят решение.

В табл. 1 и 2 приведено совместное решение для звезд Gaia EDR3, а графики на рис. 1–3 иллюстрируют данные таблиц.

Анализ этих результатов показывает, что солнечные члены  $U/\langle r \rangle$ ,  $V/\langle r \rangle$ ,  $W/\langle r \rangle$ , как и следовало ожидать, убывают с ростом звездной величины, так как имеется полная корреляция между

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021

## ЦВЕТКОВ



Рис. 2. Зависимость угловой скорости твердотельного вращения  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  от звездной величины (км/с/кпк).



**Рис. 3.** Зависимость компонент тензора деформации  $M_{12}^+, M_{13}^+, M_{23}^+, M_{11}^+, X$  от звездной величины (км/с/кпк).

блеском звезды и расстоянием. Самая большая компонента — по оси  $Y - V/\langle r \rangle$ . Для ярких звезд 3, 4, 5, 6 величин эти параметры определяются ненадежно, это справедливо и для всех остальных параметров. Причина этого не только небольшое количество звезд в этом диапазоне (их, все-таки, не так мало для уравнений с 11-ю параметрами), но и пекулярная кинематика близких звезд. На это

обращали внимание исследователи еще с 1950-х годов (Шацова, 1950).

Рассматривая такой важный параметр, как угловая скорость твердотельного вращения системы  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ , мы видим также, что для самых ярких звезд параметры вектора угловой скорости вообще не определяются, а начиная со звезд 7-й величины, вектор определяется хорошо, но не перпендикулярен плоскости Галактики, это факт также известен (Цветков, Амосов, 2019). Интересны следующие

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 12 2021

r	U	V	W	$\omega_1$	$\omega_2$	$\omega_3$
0-100	$10.2\pm0.1$	$22.0\pm0.1$	$7.2\pm0.1$	$-1.1 \pm 1.4$	$-12.1\pm1.4$	$-1.5 \pm 1.4$
100 - 200	$9.7\pm0.0$	$23.2\pm0.0$	$7.3\pm0.0$	$1.2\pm0.2$	$-6.3\pm0.2$	$-10.1\pm0.2$
200 - 300	$9.9\pm0.0$	$24.7\pm0.0$	$7.7\pm0.0$	$1.1\pm0.1$	$-2.5\pm0.1$	$-12.5\pm0.1$
300 - 400	$10.3\pm0.0$	$25.8\pm0.0$	$7.8\pm0.0$	$0.8 \pm 0.1$	$-1.3\pm0.1$	$-13.0\pm0.1$
500 - 600	$10.8\pm0.0$	$27.7\pm0.0$	$7.8\pm0.0$	$1.0\pm0.0$	$-1.1\pm0.0$	$-13.7\pm0.0$
700 - 800	$11.5\pm0.0$	$30.7\pm0.0$	$7.8\pm0.0$	$-0.1\pm0.0$	$-0.4\pm0.0$	$-13.7\pm0.0$
$900{-}1~{\rm K}$	$12.1\pm0.0$	$34.6\pm0.0$	$8.0\pm0.0$	$0.1\pm0.0$	$0.2\pm0.0$	$-13.7\pm0.0$
$1.2{-}1.3\mathrm{K}$	$2.9\pm0.1$	$40.5\pm0.1$	$8.0\pm0.1$	$0.7\pm0.0$	$0.5\pm0.0$	$-13.8\pm0.0$
$1.5{-}1.6~{\rm K}$	$13.4\pm0.1$	$46.5\pm0.1$	$8.1\pm0.1$	$1.2\pm0.1$	$0.4 \pm 0.1$	$-14.0\pm0.1$
$1.8 {-} 1.9 \mathrm{K}$	$13.4\pm0.1$	$52.4\pm0.1$	$8.0\pm0.1$	$1.2\pm0.1$	$0.4 \pm 0.1$	$-14.2\pm0.1$
2.1 - 2.2	$13.5\pm0.2$	$58.2\pm0.2$	$8.0\pm0.2$	$1.2\pm0.1$	$0.3 \pm 0.1$	$-14.5\pm0.1$
2.4 - 2.5	$13.9\pm0.2$	$62.2\pm0.2$	$7.8\pm0.2$	$0.0 \pm 0.1$	$0.0 \pm 0.1$	$-14.9\pm0.1$

**Таблица 3.** Значения компонент скорости движения Солнца в км/с и угловой скорости твердотельного вращения в км/с/кпк, полученные из совместного решения для звезд различных расстояний

**Таблица 4.** Значения компонент тензора деформации в км/с/кпк, полученные из совместного решения для звезд различных расстояний, а также число звезд, участвовавших в решении

G	$M_{12}^{+}$	$M_{13}^+$	$M_{23}^{+}$	$M_{11}^{*}$	X	N
0-100	$28.0\pm1.8$	$4.2\pm1.8$	$-2.4\pm1.8$	$-1.7\pm3.6$	$0.1\pm3.6$	$372\ 226$
100 - 200	$19.4\pm0.3$	$-1.3\pm0.3$	$-1.2\pm0.3$	$-2.3\pm0.5$	$0.1\pm0.5$	$1\ 862\ 090$
200 - 300	$15.7\pm0.1$	$-0.7\pm0.1$	$-0.8\pm0.1$	$-5.1\pm0.2$	$1.6\pm0.2$	$3\ 515\ 477$
300 - 400	$14.7\pm0.1$	$-0.5\pm0.1$	$-0.3\pm0.1$	$-5.9\pm0.2$	$2.2\pm0.1$	$4\ 696\ 935$
500 - 600	$14.5\pm0.1$	$-1.1\pm0.1$	$-0.6\pm0.1$	$-6.5\pm0.1$	$2.1\pm0.1$	$5\ 245\ 459$
700 - 800	$14.1\pm0.1$	$-0.4\pm0.1$	$0.8\pm0.1$	$-5.3\pm0.1$	$2.1\pm0.1$	$5\ 272\ 993$
$900{-}1~{\rm K}$	$13.5\pm0.1$	$-0.1\pm0.1$	$0.3\pm0.1$	$-4.1\pm0.1$	$1.8\pm0.1$	5235217
$1.21.3\mathrm{K}$	$12.8\pm0.1$	$-0.1\pm0.1$	$-0.6\pm0.1$	$-3.4\pm0.1$	$1.2\pm0.1$	$4\ 741\ 504$
$1.5{-}1.6\mathrm{K}$	$12.4\pm0.1$	$-0.2\pm0.1$	$-1.1\pm0.1$	$-3.0\pm0.1$	$1.4\pm0.1$	3871940
$1.8{-}1.9\mathrm{K}$	$11.8\pm0.1$	$-0.3\pm0.1$	$-1.2\pm0.1$	$-2.8\pm0.2$	$1.4\pm0.1$	2839861
2.1 - 2.2	$11.1\pm0.1$	$-0.4\pm0.1$	$-1.2\pm0.1$	$-2.5\pm0.2$	$1.2\pm0.1$	$1\ 655\ 812$
2.4 - 2.5	$10.3\pm0.1$	$-0.7\pm0.1$	$-0.5\pm0.1$	$-2.4\pm0.2$	$1.2\pm0.2$	$1\ 041\ 495$

обстоятельства. Во-первых, начиная со звезд 12й величины, ошибки определяемых параметров становятся чрезвычайно малыми. Малость ошибок означает, что звезды идеально подчиняются принятой модели и не содержат никаких других кинематических компонент, но мы увидим, что это не совсем так. Во-вторых, компоненты вектора вращения  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  значимо отличаются от нуля даже для слабых (и, по-видимому, далеких) звезд, что указывает на то, что вектор вращения не совсем перпендикулярен плоскости Галактики.

Анализ компонент тензора деформации показывает, что практически все компоненты, за исключением параметра  $M_{12}^+$  (а это параметр Оорта A), быстро убывают к нулевым значениям. Небольшое

исключение составляет параметр  $M_{11}^*$ , ответственный за разность растяжений звездной системы по осям X и Y. Он довольно долго сохраняет ненулевое значение, и заметно уменьшается лишь для звезд 16—17-й величины и слабее.

# КИНЕМАТИКА ЗВЕЗД С ТОЧНОСТЬЮ ПАРАЛЛАКСОВ ЛУЧШЕ 10%

Анализ распределений звезд по параллаксам и их точностям показывает, что для звезднокинематических исследований, которые нуждаются в расстояниях, следует использовать звезды с высокой относительной точностью параллаксов. Для этого мы создали подкаталог, состоящий из

#### ЦВЕТКОВ



Рис. 4. Зависимость кинематических параметров движения Солнца U, V, W от расстояния до звезд (км/с).



Рис. 5. Зависимость угловой скорости твердотельного вращения  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  от расстояния до звезд (км/с/кпк).

98 506 335 звезд, которые удовлетворяют этому критерию. Так как пока даже формальная 10%-я точность параллакса не гарантирует надежного значения параллакса каждой звезды, мы поступили стандартным образом, разбив звездный материал на сферические слои, удаленные от Солнца на разные расстояния. Для этих групп звезд были решены уравнения в рамках модели ОгородниковаМилна и разложение собственных движений по системе векторных сферических функций. Результаты приведены в табл. 3 и 4. Для компактности, начиная 400 пк, приведены не подряд, так как значения изменяются довольно медленно. В табл. 4 дополнительно указано число звезд, использовавшихся в решении. Само решение базировалась на усредненных данных собственных движений и



**Рис. 6.** Зависимость компонент тензора деформации  $M_{12}^+, M_{13}^+, M_{23}^+, M_{11}^+, X$  от расстояния до звезд (км/с/кпк).

расстояний по 49152 площадкам HealPix (N = 64) с равными весами площадок. Рисунки 4-6 иллюстрируют содержание табл. 3 и 4.

Анализ результатов показывает, что в пределах 1.5-2 Кпк трехмерная модель в состоянии удовлетворительно описывать кинематику звезд, хотя сами параметры претерпевают порой значительные изменения в зависимости от рассматриваемой группы звезд (особенно солнечный параметр V). По-прежнему самые близкие звезды составляют проблемную область, в которой кинематика не подчиняется трехмерной модели. Однако с расстояния примерно 300 пк кинематические параметры принимают свои обычные значения. Звезды ближе 100 пк имеют большие пекулярные скорости, которые с расстоянием просто перестают быть заметными, поскольку нарастают глобальные эффекты вращения Галактики.

Вообще говоря, считается, что упрощенная линейная модель Оорта—Линдблада или полная Огородникова—Милна может использоваться до расстояний 1–1.5 кпк (Огородников, 1965). Но мы видим, что параметры Оорта  $A = M_{12}^+$  и  $B = \omega_3$  хотя и меняются с расстоянием, но очень плавно, сохраняя свой общий характер. Прочие параметры (компоненты угловой скорости  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и тензора деформации  $M_{11}^+$ ,  $M_{13}^+$ ,  $M_{23}^+$ , X) с увеличением расстояния стремятся к близким к

нулю значениям. Разве что только  $M_{11}^*$  показывает ненулевые значения (разность сжатия системы по оси X и Y).

Сильнее всего бросается в глаза ход параметра V — скорости движения Солнца вдоль оси Y, т.е. вдоль оси, направленной по вращению Галактики. Объяснение, очевидно, может быть таким: скорость движения Солнца оценивается относительно групп звезд на разных расстояниях, а эти группы сами движутся относительно друг друга. В плоскости Галактики по направлению, перпендикулярному на центр Галактики, эти различия сильны и имеют большой систематический ход. Аналогичные результаты были получены нами ранее по каталогу Gaia DR2 with RV (Цветков, Амосов, 2019), но поведение параметра V было несколько иным. Его значение оставалось стабильным (около 22 км/с) до расстояний 800 пк, далее начинался линейный рост. В нашем случае мы наблюдаем линейный рост сразу же.

Еще одна особенность параметров движения Солнца — это их надежные и предсказуемые значения даже для самых близких звезд, чего не скажешь о параметрах вращения и деформации, которые выходят на стабильные значения только с расстояний 400-500 пк.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты находятся в хорошем согласии с данными других исследователей на материале каталогов Gaia предыдущих версий (Й. Бови, 2017; Величко и др., 2020). Показана относительная постоянность на расстояниях более 500 пк параметров движения Солнца U и W, всех трех компонент угловой скорости, компонент тензора деформации  $M_{13}^+$ ,  $M_{23}^+$ ,  $M_{11}^*$ , X. Отчетливо наблюдается систематический ход с расстоянием компоненты V и параметра Оорта  $A = M_{12}^+$ . Изменение этих параметров является следствием нелинейности хода угловой скорости вращения Галактики в направлении центрантицентр. Построению такой модели и детальному ее анализу будет посвящена следующая статья. Кроме этого остается под вопросом полнота модели Огородникова-Милна. Проведенные нами ранее исследования на материале предыдущего релиза Gaia DR2 (Цветков и др., 2020) показывают наличие систематических компонент в собственных движениях, не описываемых этой моделью. Этот вопрос также будет обсужден в следующей работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. ESA Gaia: https://sci.esa.int/web/gaia
- Gaia, EDR3: https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/ earlydr3
- Gaia, Chapter 13: https://gea.esac.esa.int/archive/ documentation/GEDR3/Gaia\_archive/chap\_datamodel/
- 4. Gaia Colloboration, Astron. Astrophys. **649**, A1 (2021).
- 5. Бартеньев О.В., Современный Фортран. 3-е изд., доп. и перераб. М.: ДИАЛОГМИФИ, 449 с. (2000).
- 6. Бови (Jo Bovy), MNRAS: Lett. **468**, Iss. 1, L63 (2017).
- 7. Браун и др. (A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al.), Astron. Astrophys. **649** (2021).
- 8. Величко и др. (A. Velichko, P. Fedorov, and V. Akhmetov), MNRAS **494**, 1430 (2020).
- Витязев, Цветков (V.V. Vityazev and A.S. Tsvetkov), MNRAS 442, 1249 (2014).

- Витязев В.В. и др., Письма в Астрон. журн. 44, 265 (2018) [V.V. Vityazev, et al., Astron. Lett. 44, 236 (2018)].
- 11. Витязев и др. (V.V. Vityazev, A.S. Tsvetkov, V.V. Bobylev, and A.T. Bajkova), Astrophysics **60**, 503 (2017).
- 12. Горски и др. (K.M. Gorski, E. Hivon, A.J. Banday, et al.), Astrophys. J. **622** (2005).
- 13. Джонсон, Морган (H.L. Johnsonand W.W. Morgan), Astrophys. J. **117**, 313 (1953).
- 14. Дю Монт (B.A. du Mont), Astron. Astrophys. **61**, 127 (1977).
- 15. Захариас и др. (N. Zacharias, D.G. Monet, S.E. Levine, et al.), Bull. Am. Astron. Soc. **36**, 1418 (2004).
- 16. Kacarpaнд, Ванденберг (L. Casagrande and D. VandenBerg), MNRAS: Lett. **479**, L102 (2018).
- 17. Кац и др. (D. Katz, et al.), Astron. Astrophys. **622**, A205 (2019).
- 18. Михалик и др. (D. Michalik, L. Lindegren, and D. Hobbs), Astron. Astrophys. **574**, id.A115, 8 p. (2015).
- Монтегриффо и др. (P. Montegriffo, F. De Angeli, M. Bellazzini, et al.), Gaia EDR3 passbands, https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/edr3passbands (2020).
- 20. Огородников К.Ф., Динамика звездных систем (М.: Физматгиз, 1965).
- 21. Рыбка С.П., Кинемат. и физ. небесн. тел **20**, 437 (2004).
- 22. Рёзер и др. (S. Roeser, M. Demleitner, and E. Schilbach), Astron. J. **139**, 2440 (2010).
- 23. Риелло и др. (M. Riello, F. De Angeli, D.W. Evans, et al.), Astron. Astrophys. **649**, A3 (2021).
- 24. Цветков А.С., Руководство по практической работе с каталогом Hipparcos (СПб, 2005).
- 25. Цветков А.С., Амосов Ф.А., Письма в Астрон. журн. **45**, 517 (2019) [A.S. Tsvetkov, F.A. Amosov, Astron. Lett. **45**, 462 (2019)].
- Цветков А.С., Амосов Ф.А., Трофимов Д.А., Петров С.Д., Письма в Асторн. журн. 46, 61 (2020) [A.S. Tsvetkov, et al., Astron. Lett. 46, 58 (2020)].
- 27. Шацова, Р.Б., Ученые записки ЛГУ, № 136 (1950).