

## 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 гамма-всплесков. 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 гамма-всплесков. Таким образом, была подтверждена гипотеза, что некоторые гамма-всплески связаны со сверхновыми. Следующим важным шагом на пути исследования оптических компонентов гамма-всплесков 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 гамма-всплесков 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  $10^{54}$  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 гамма-диапазоне был зарегистрирован короткий всплеск

\*Электронный адрес: apozanen@iki.rssi.ru

GRB 170817A, 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 гамма-всплесков, 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 (КА) 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 гамма-всплесков. 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 гамма-всплесков в других диапазонах электромагнитного излучения (оптический, рентгеновский). Если с первым делом продвигалось успешно, то с отождествлением источников в других диапазонах дело не ладилось.

Ряд новых космических аппаратов был оснащен гамма-детекторами для регистрации гамма-всплесков. 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 КА Венера-11, 12 (Барат и др., 1981), Pioneer Venus Orbiter (1978–1992) (Эванс и др., 1979), APX 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 гамма-всплесков за полное время работы эксперимента с 1991 по 2000 г. (Пациас и др., 1999). В каталогах, публиковавшихся по мере работы эксперимента и долгое время служивших базой для всех исследователей гамма-всплесков, в общей сложности насчитывается более 2700 событий. Каталог содержит координаты локализаций источников гамма-всплесков 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 BATSE 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 гамма-всплеска в оптическом диапазоне и определить его космологическое красное смещение. Это удалось сделать во время миссии космической обсерватории ВерроSAX (1996–2003).

Основными результатами миссии ВерроSAX, 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 определено 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 гамма-диапазона 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 ВГО 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 гамма-всплесков 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 (Акцияри 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 гамма-телескопов.

Наконец, новой эпохой для гамма-всплесков (и для многоканальных наблюдений) стала многоволновая регистрация короткого гамма-всплеска GRB 170817A и килоновой (Абботт и др., 2017a) от слияния двойной системы нейтронных звезд, обнаруженного примерно за 1.8 с до гамма-всплеска наземными детекторами гравитационно-волнового излучения LIGO/Virgo как событие GW170817 (Абботт и др., 2017b). Гамма-всплеск был зарегистрирован двумя наиболее чувствительными космическими 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 гамма-всплеском, обнаруженным только экспериментом SPI-ACS/INTEGRAL (Позаненко и др., 2019). Гамма-всплеск 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 гамма-диапазоне 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 гамма-всплесков 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 аperiodического поведения кривых блеска все еще не выяснена.

#### 3.2. Длительность и жесткость

Наиболее очевидной характеристикой гамма-всплеска, получаемой из кривой блеска, является длительность. Однако измерение длительности для гамма-всплесков является непростой задачей. Во-первых, их кривые блеска уникальны и состоят из эпизодов излучения различной формы, длительности и интенсивности. Во-вторых, детекторы гамма-излучения (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 гамма-всплесков 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>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:  $T_{90}$  ( $T_{50}$ ) определяется как временной интервал, в течение которого интегральный поток от гамма-всплеска 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  $T_{1/3}$ , 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 гамма-всплесков по спектральной жесткости: короткие события оказались в среднем более жесткими (Коувелиоту и др., 1993). Эти особенности указывали на присутствие двух различных классов гамма-всплесков (короткие/жесткие и длинные/мягкие всплески), предположительно связанных с различными прародителями.

Минимум распределения по длительности в эксперименте BATSE/CGRO приходился на значение длительности  $T_{90} \approx 2$  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 гамма-всплесков уникальны (рис. 1), однако как минимум

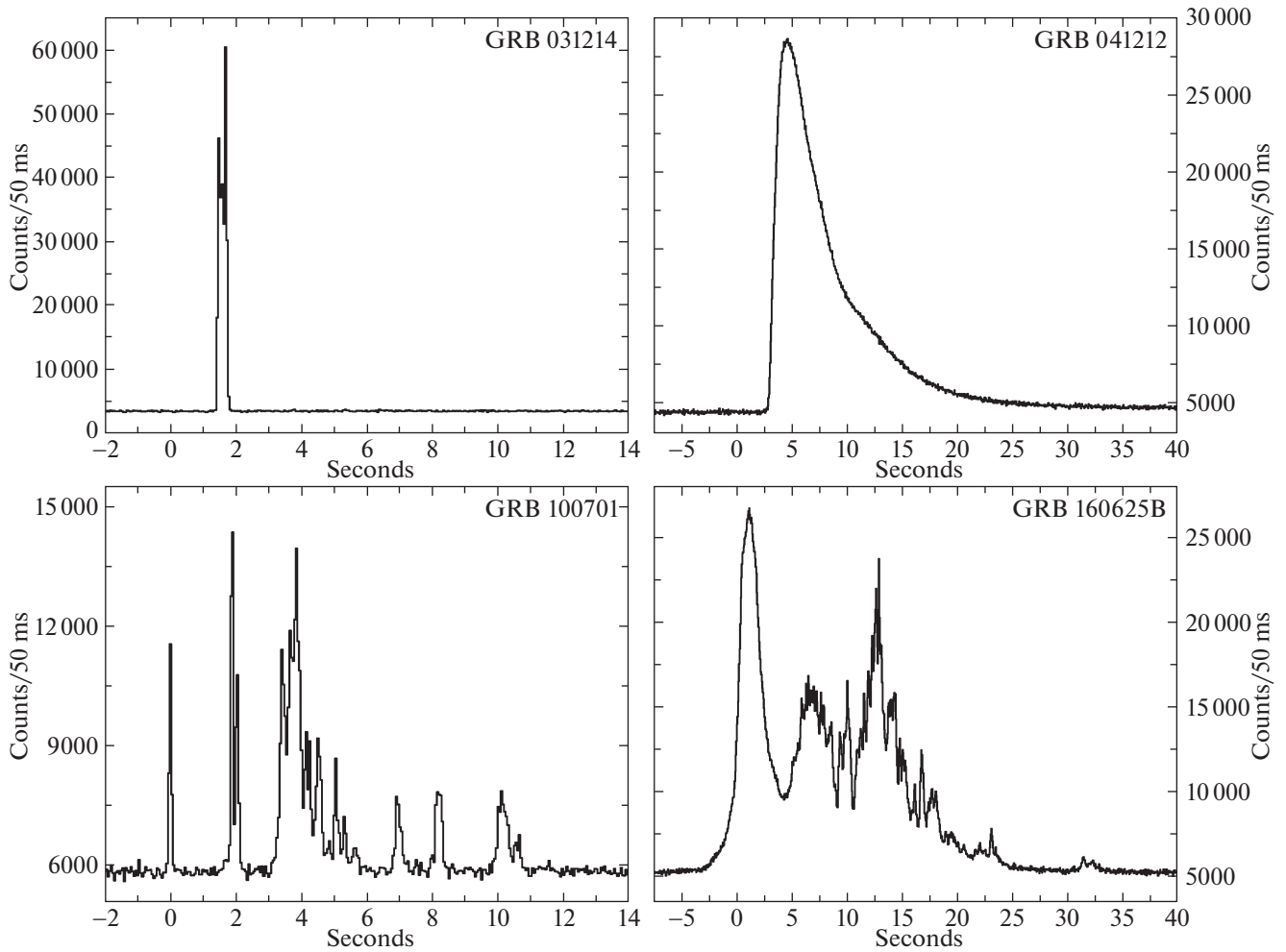


Рис. 1. Кривые блеска гамма-всплесков GRB 031214, GRB 041212, GRB 100701 и GRB 160625B по данным эксперимента SPI-ACS/INTEGRAL (по материалам работы Минаева, Позаненко, 2017).

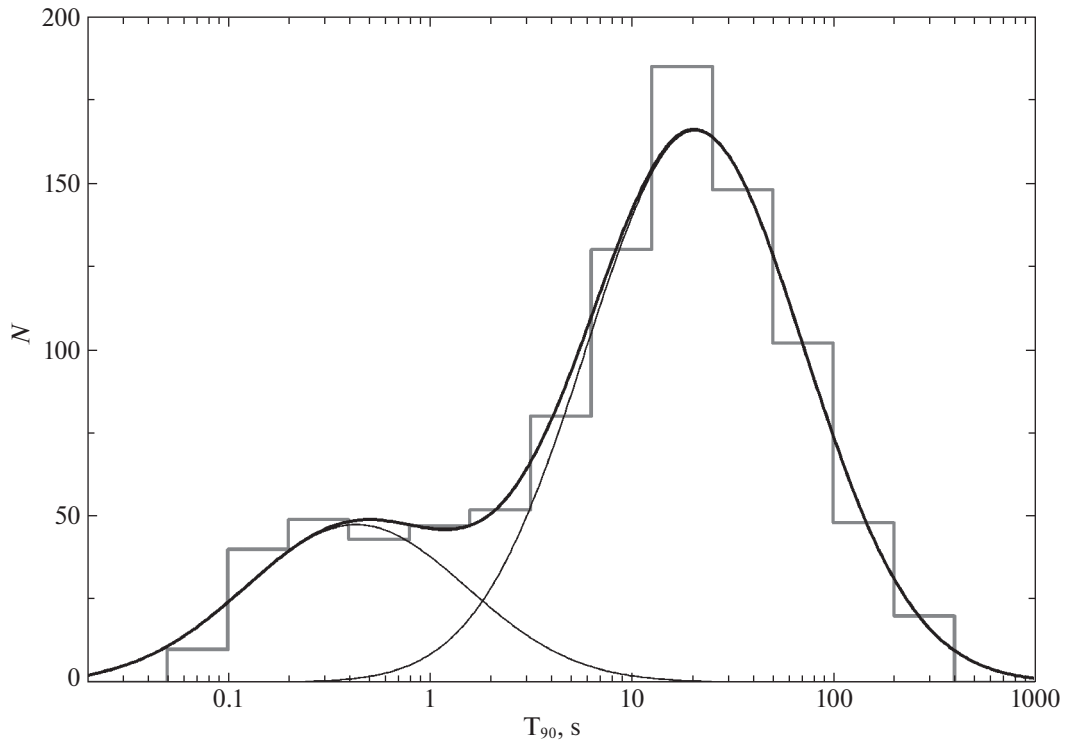
одна общая черта их объединяет. Кривые блеска представляют собой комбинацию элементарных структур — импульсов, которые имеют определенную, так называемую FRED-форму (от англ. Fast Rise — Exponential Decay), обсуждаемую, например, в работах (Норрис и др., 2005; Хаккила, Приис, 2011). Она представляет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

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

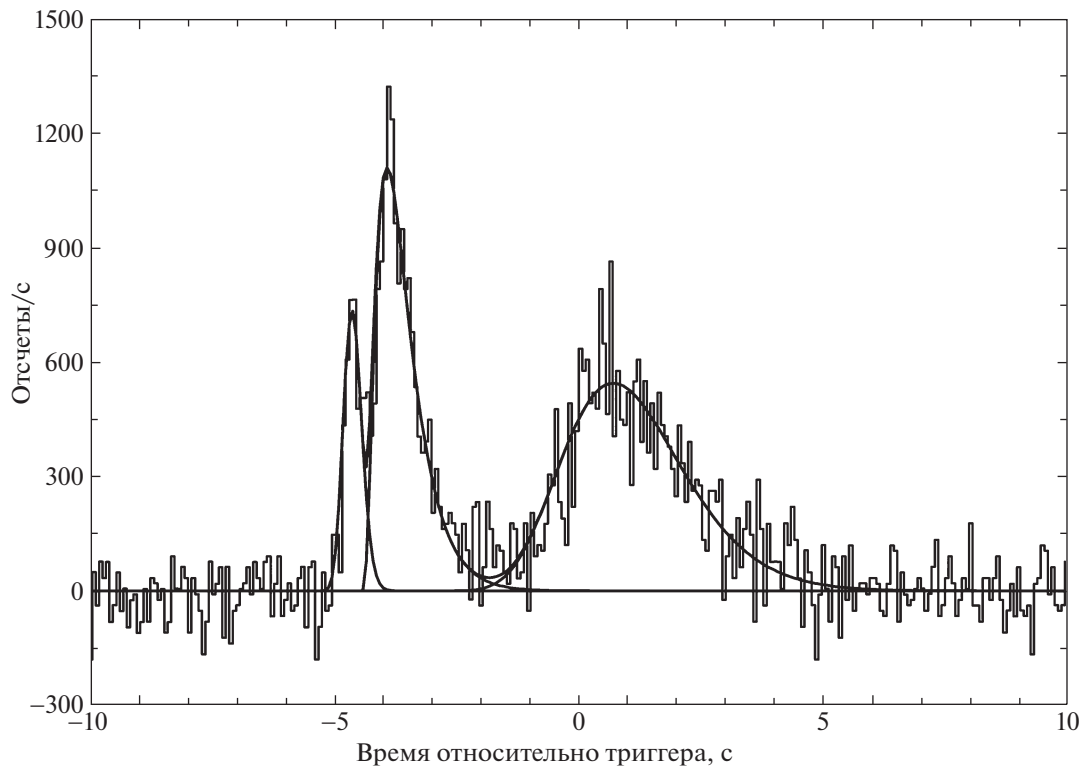
$$\lambda = \exp\left(2\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{1/2}\right), \quad t-t_s > 0.$$

На рис. 3 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 большего числа значительно перекрывающихся импульсов. В последнем случае параметры индивидуальных импульсов часто определить не удастся. 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 лог-нормальными функциями, гладкой жирной кривой — сумма этих функций.



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

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 гамма-всплесков 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 спектрально-временной 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 спектрально-временной задержки от энергии описывается логарифмической функцией  $lag \propto A \log(E)$ , причем параметр  $A$  (индекс задержки) всегда имеет положительное значение. Отрицательное или нулевое значения, наблюдающиеся в ряде случаев, можно объяснить эффектом суперпозиции — наложения отдельных импульсов, составляющих гамма-всплеск, друг на друга.

### 3.6. Корреляции между энергетическими параметрами

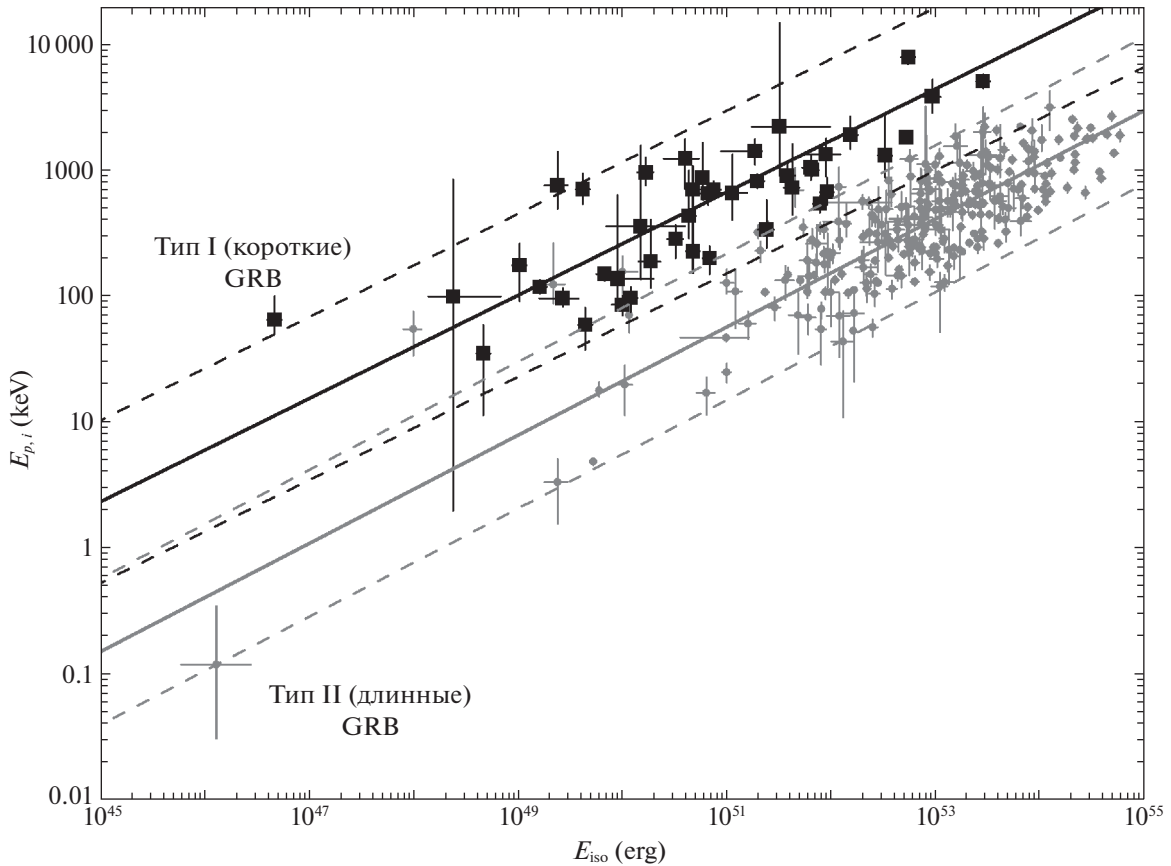
Энергетические спектры гамма-всплесков в гамма-диапазоне, как правило, нетепловые и чаще всего описываются эмпирической моделью Бэнда, предложенной в работе (Бэнд и др., 1993), представляющей собой степенную модель с изломом. В ряде случаев вместо излома наблюдается

экспоненциальный завал (см., например, Грубер и др., 2014). Излом (завал) спектра характеризуется параметром  $E_p$ , который соответствует положению максимума (либо экстремума в случае модели Бэнда со степенным индексом  $\beta > -2$ ) в энергетическом спектре  $\nu F_\nu$ . Типичное (медианное) значение для гамма-всплесков  $E_p \sim 200$  кэВ (см., например, Пулаккил и др., 2021). Параметр  $E_p$ , как следствие, также отражает жесткость энергетического спектра — чем больше его значение, тем больше доля высокоэнергетического 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  $E_p$ , с наблюдаемым пиковым (корреляция  $E_p - f_p$ ), а также полным (корреляция  $E_p - F_{tot}$ ) потоками (Митрофанов и др., 1992; Маллоzzi 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 ( $E_{p,i} = E_p(1+z)$ ) с пиковой светимостью (корреляция  $E_{p,i} - L_{iso}$ ), 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).  $E_{iso}$  представляет собой полную энергию, излученную в диапазоне (1, 10 000) кэВ в предположении изотропного распределения излучения:

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

где  $F$  — полный наблюдаемый поток в диапазоне (1, 10 000) кэВ,  $D_L$  — фотометрическое расстояние до источника (пиковая светимость  $L_{iso}$  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  $E_{iso}$  и  $L_{iso}$  к коллимированным эквивалентам  $E_\gamma = E_{iso}(1 - \cos \theta_{jet})$  и  $L_\gamma = L_{iso}(1 - \cos \theta_{jet})$ , где  $\theta_{jet}$  — угол раствора конуса джета. Впоследствии была обнаружена корреляция между полной энергией джета и спектральной жесткостью ( $E_{p,i} - E_\gamma$ ),



**Рис. 4.** Диаграмма  $E_{p,i}-E_{\text{iso}}$  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).

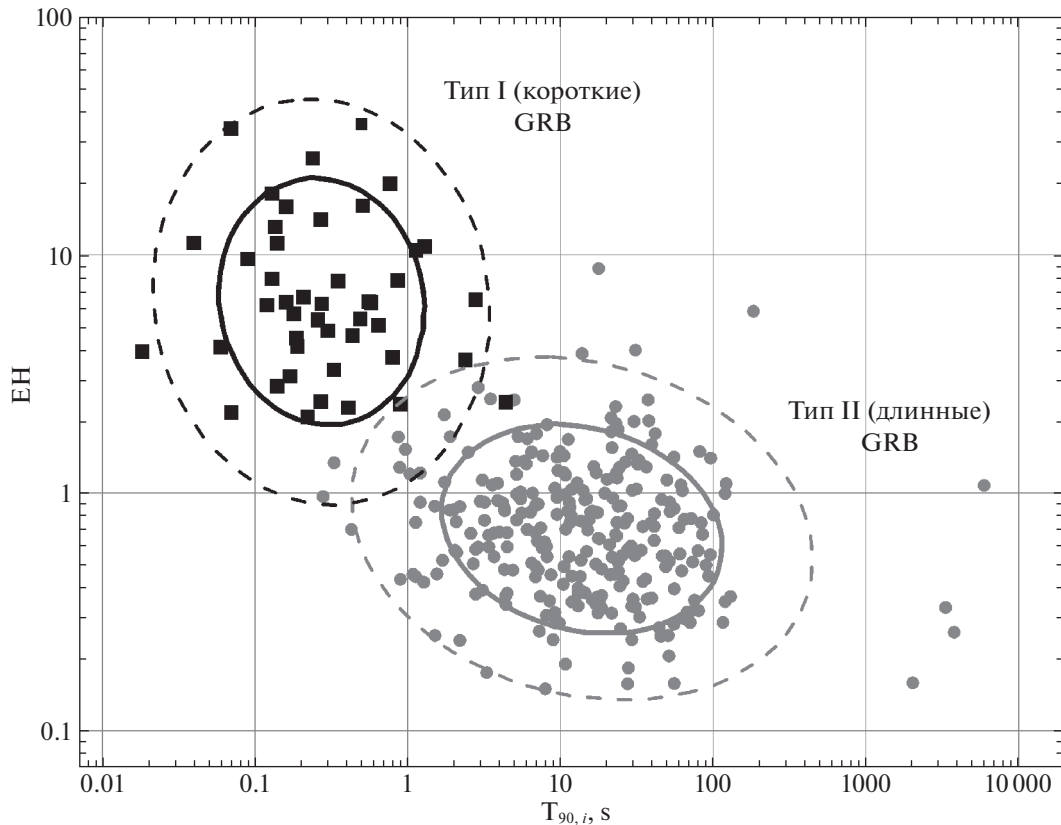
### 3.7. Корреляция $E_{p,i}-E_{\text{iso}}$ и диаграмма $T_{90,i}-EH$ , использование их для классификации

Рассмотрим корреляцию  $E_{p,i}-E_{\text{iso}}$  (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  $E_{p,i} \sim E_{\text{iso}}^{1/3}$  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  $E_{p,i}-E_{\text{iso}}$  для одной из наиболее полных на сегодняшний день выборок из 317 гамма-всплесков с известным красным смещением и определенным параметром

$E_{p,i}$ , 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 гамма-всплесков, поскольку область корреляции гамма-всплесков типа I (коротких) находится выше области корреляции всплесков типа II (длинных) (Минаев, Позаненко, 2020а,б). В работе (Минаев, Позаненко, 2020а) введен параметр  $EH$  (формула (2)), характеризующий положение гамма-всплеска на диаграмме  $E_{p,i}-E_{\text{iso}}$ . Гамма-всплески типа I, по сравнению с гамма-всплесками типа II, обладают большей жесткостью спектра  $E_{p,i}$  при меньшем значении полной энергии  $E_{\text{iso}}$ , и, как следствие, большим значением параметра  $EH$ .

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

Наиболее эффективный метод классификации



**Рис. 5.** Диаграмма  $T_{90,i}-E$  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  $E$  и параметра длительности  $T_{90,i}$ , измеренного в системе отсчета источника (Минаев, Позаненко, 2020а). На рис. 5 представлена диаграмма  $T_{90,i}-E$  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 гамма-всплесков (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  $\sim 1.5$  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 970417A (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 гамма-всплеска GRB 080514B 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 гамма-излучения 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, описываемый 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 исследование актуальной и важной задачей науки о гамма-всплесках. Открытым является вопрос о максимально возможной энергии фотонов, излучаемых в гамма-всплесках. На данный момент, наиболее энергетичные фотоны зарегистрированы с помощью эксперимента MAGIC с энергией до 1 ТэВ (Акциари и др., 2019).

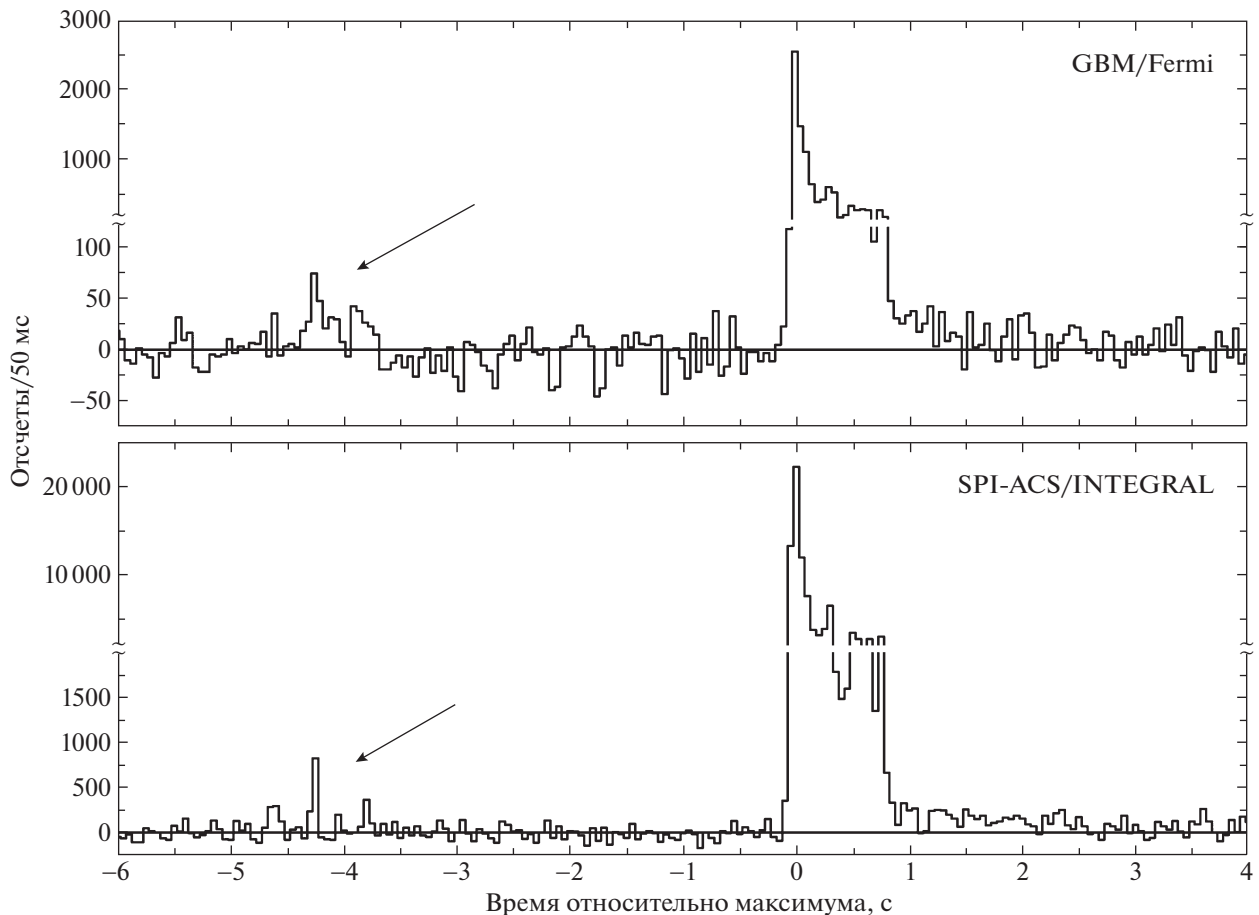
### 3.9. Предвсплески

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 гамма-всплеска должен превышать длительность  $T_{90}$  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 гамма-всплесков. 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-



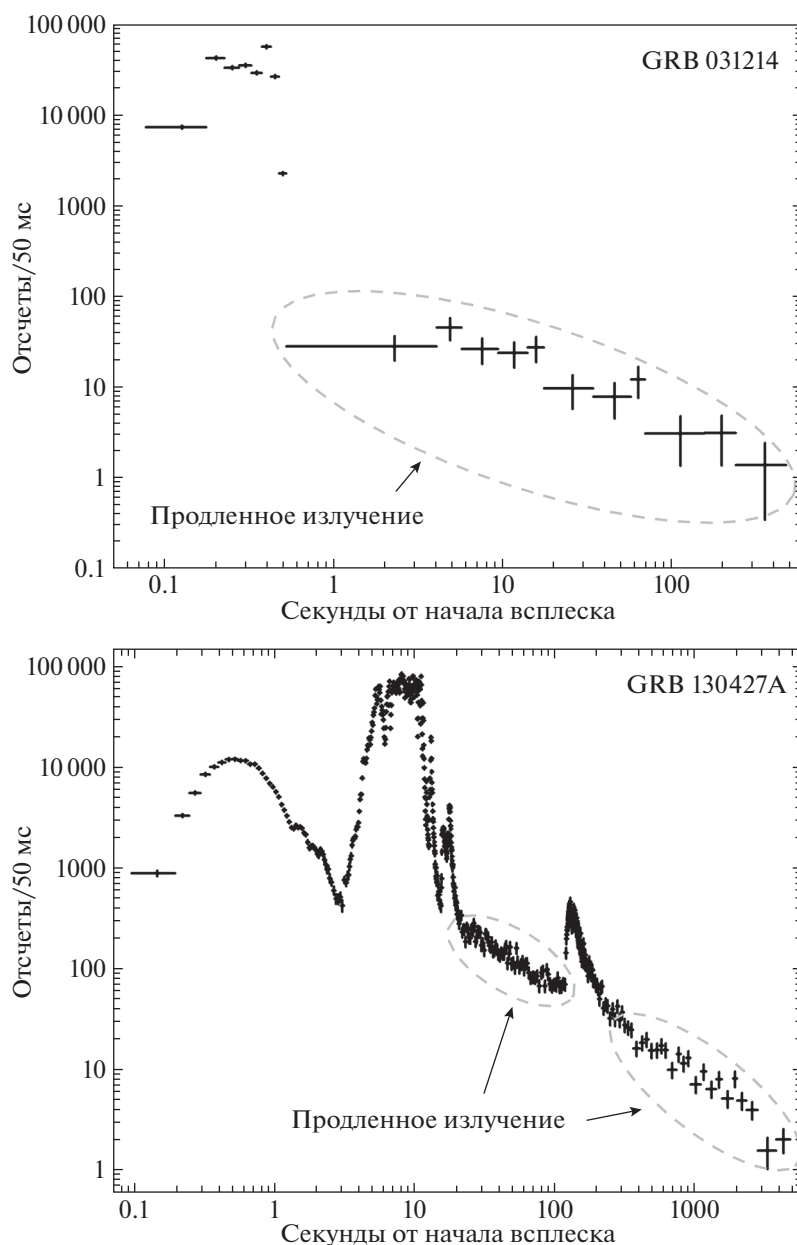
**Рис. 6.** Кривая блеска гамма-всплеска GRB 130310A по данным SPI-ACS/INTEGRAL (внизу) и GBM/Fermi в энергетическом диапазоне (0.1, 10) МэВ (вверху). По горизонтальной оси — время относительно максимума в секундах. По вертикальной оси — количество отсчетов за 0.05 с. Стрелкой отмечен кандидат в предвсплеск.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





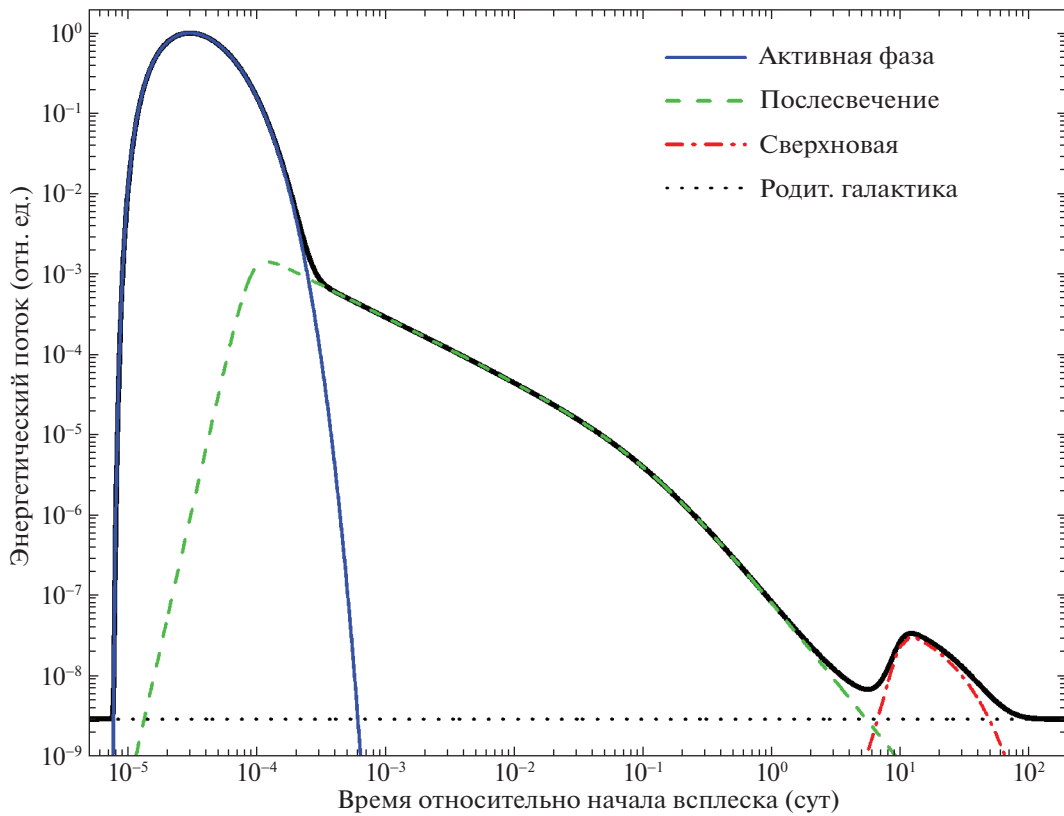
**Рис. 7.** Кривая блеска гамма-всплесков GRB 031214 (вверху) и GRB 130427A (внизу) по данным SPI-ACS/INTEGRAL. По горизонтальной оси — время от начала всплеска в секундах. По вертикальной оси — количество отсчетов за 0.05 с. Компонент продленного излучения показан штриховыми овальными контурами. По 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 130427A 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 130427A, причем для GRB 130427A 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 гамма-всплесков 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 поярчением, 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 гамма-всплеска 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 гамма-всплеска 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/Favog (Карпов и др., 2004), RAPTOR (Вестранд и др., 2002), Pi of the sky<sup>4</sup>, Mini-MegaTORTORA (Карпов и др., 2013), GWAC<sup>5</sup>. 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/ВерроSAX). 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 гамма-всплеска 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

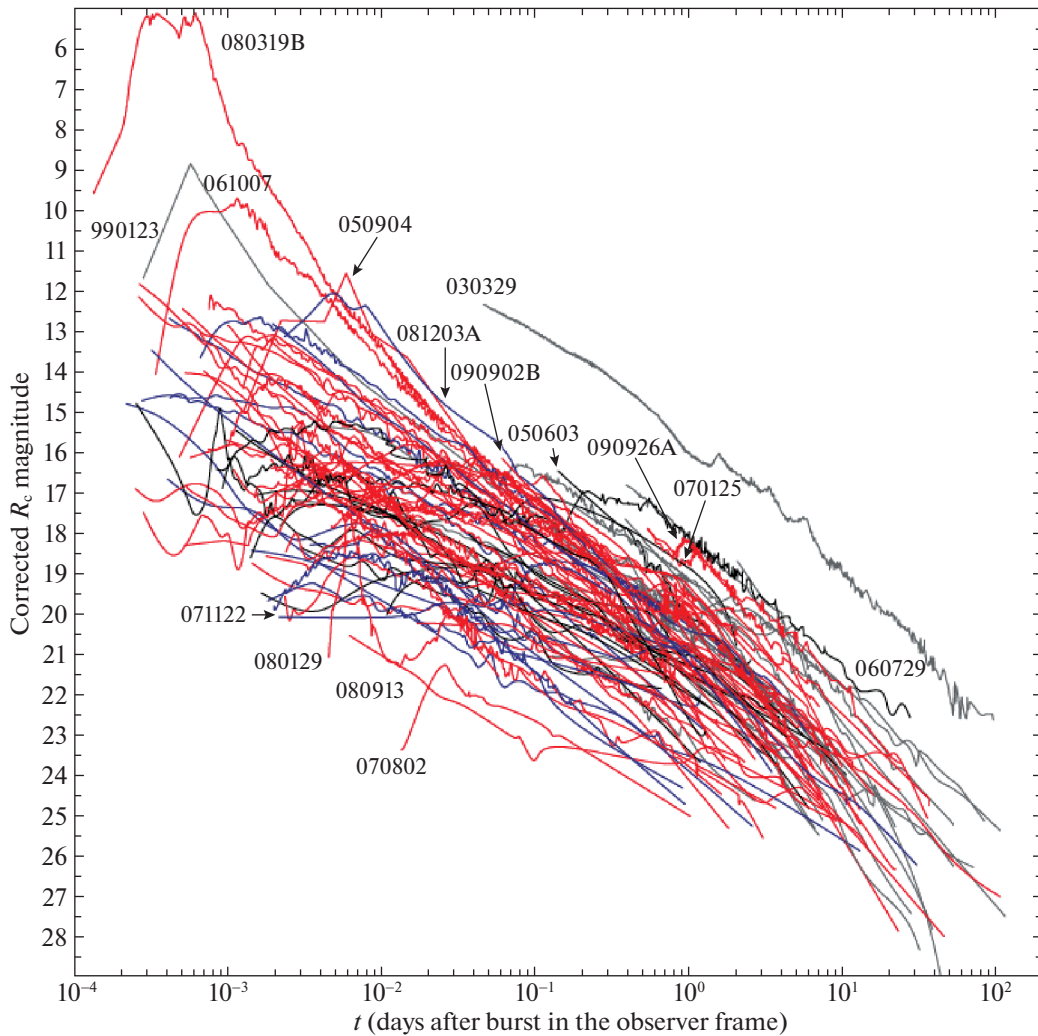
<sup>2</sup><http://www.rotse.net>

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

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

<sup>5</sup><https://www.svom.eu/en/portfolio/gwac-ground-wide-angle-telescope/>

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

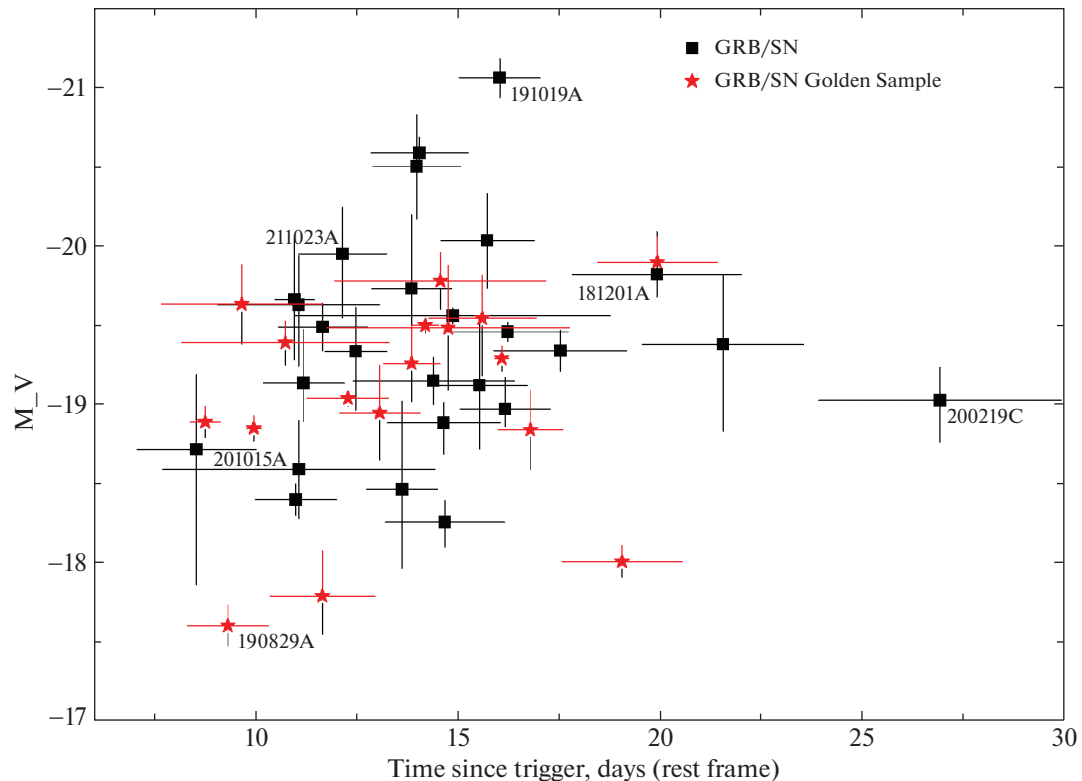


**Рис. 9.** Представлены кривые блеска послесвечения длинных гамма-всплесков в оптическом диапазоне (Канн и др., 2010). Отмечены некоторые индивидуальные гамма-всплески. Прослеживаются характерные этапы — активная фаза, начало послесвечения, степенная зависимость потока от времени, джет-брейк, а также 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 выбро-

са 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 большей 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 спада блеска. Пока скорость излучающей области велика, Лоренц-фактор  $\Gamma > 1/\Delta\theta$ , из-за эффекта релятивистской абберации излучения наблюдатель не может отличить ситуацию от сферически-симметричной. Однако по



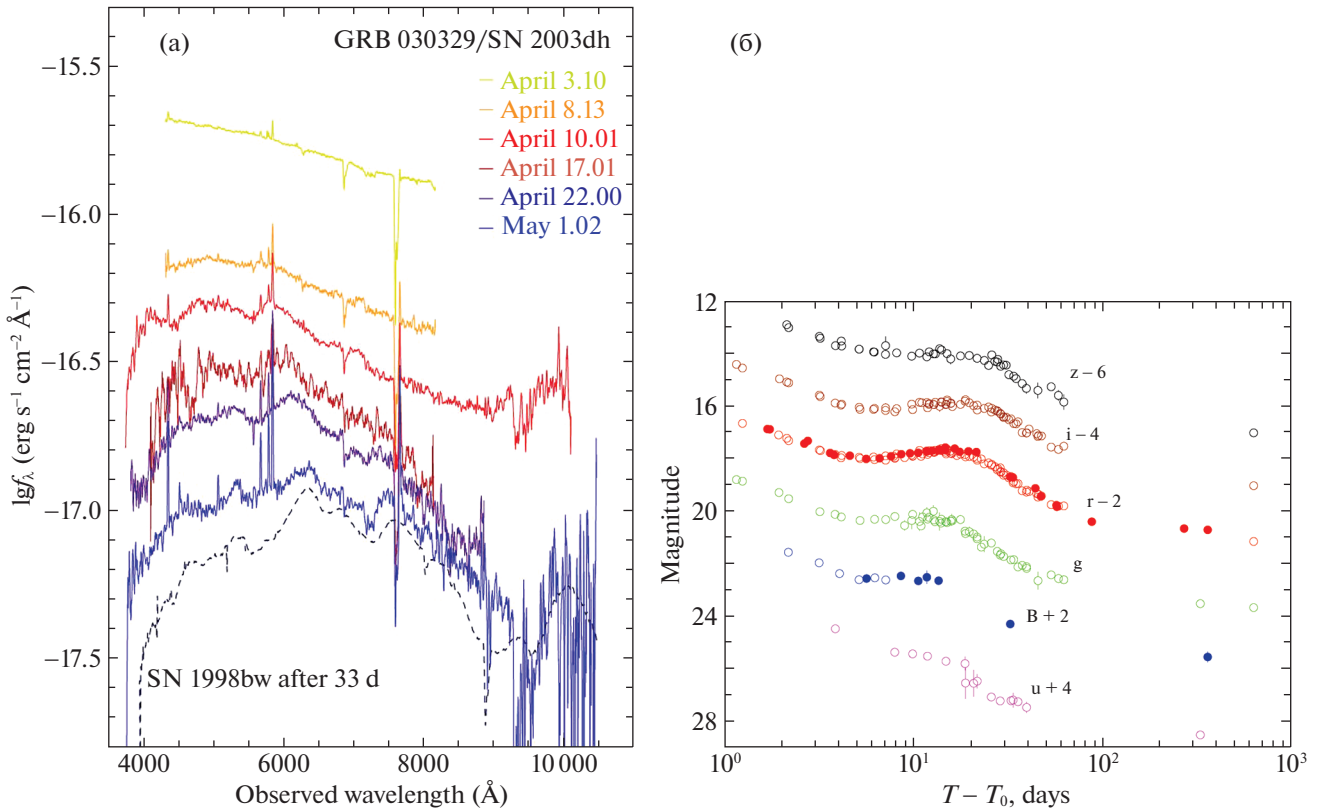
**Рис. 10.** График задержки положения максимума кривой блеска сверхновой после начала всплеска в зависимости от абсолютной звездной величины максимума в системе покоя источника. По оси X — время между максимумом кривой блеска сверхновой и регистрацией всплеска в гамма-диапазоне, по оси Y — абсолютная звездная величина максимума. Время приведено в системе покоя источника, абсолютная звездная величина приведена в фильтре V также в системе покоя источника. Приведены 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  $\Gamma_{j_b} = 1/\Delta\theta_{j_b}$  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 гамма-всплесков позволило прочно установить их связь

со сверхновыми типа Ic, представляющими из себя коллапс ядра массивной звезды, с которого предварительно была сброшена вся водородно-гелиевая 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 Ic 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 (Пачинский, 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 Ic. Близкое расположение источника на  $z = 0.0085$ ,



**Рис. 11.** (а, левый рисунок) Пример спектроскопического проявления признака сверхновой в послесвечении гамма-всплеска 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). Энерговыведение 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 20 000–30 000 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 синтезированных 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 гамма-всплески 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 вычленив 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 вычленив 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 (Клочиацци и др., 2011), а также определить ее основные параметры (массу предсверхновой, массу выброса и остатка, энергию взрыва и массу образованного  $\text{Ni}^{56}$ ) 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  $\text{Ni}^{56}$  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 Ic, 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 Ic, можно определить факторы масштабирования, а из них — энергию взрыва, массу выброса и отдельно образовавшегося  $\text{Ni}^{56}$ , 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 гамма-диапазоне. В работе (Вольнова и др., 2017) код STELLA успешно применяется для моделирования сверхновой SN 2013dx типа Ic, ассоциированной 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

Еще 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 гамма-всплески 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 гравитационно-волновыми 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  $\sim 40$  Мпк (Абботт и др., 2017б). Одновременно космическими обсерваториями *Fermi* и *INTEGRAL* был зарегистрирован короткий гамма-всплеск с длительностью  $\sim 2$  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 г-процесса (захват нейтронов легкими элементами). Цвет килоновой эволюционирует от синего к красному, что говорит о быстром охлаждении всей системы. В случае гамма-всплеска GRB 170817A 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  $35\text{--}55$  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., 2018а)).

#### 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  $z \sim 6$  ( $z = 5.913$  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>8</sup>См. базу данных GHostS — GRB Host Studies; <http://www.grbhosts.org/Default.aspx>

<sup>7</sup><https://www.ligo.org>



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 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,

Левескью, 2018). Однако спектроскопия становится менее эффективной для объектов на красных смещениях  $z > 1$ , так как большинство ярких особенностей спектра начинает смещаться в ИК-область, где свои ограничения начинает накладывать 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 смещений эллиптических галактик в скоплениях, основываясь на положении излома на 4000 Å 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  $\langle \log(M_*/M_\odot) \rangle = 9.0^{+0.1}_{-0.2}$  до  $9.4^{+0.1}_{-0.2}$ , медианный темп звездообразования вырос более чем на порядок, от  $\langle SFR \rangle = 1.3^{+0.9}_{-0.7}$  до  $24^{+24}_{-14} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , а вот медианная металличность осталась неизменной на уровне  $\langle 12 + \log(\text{O}/\text{H}) \rangle \sim 8.45^{+0.1}_{-0.1}$ .<sup>9</sup> 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 гамма-всплесками 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 гамма-всплесков 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>9</sup> Отметим, что солнечная металличность в этих единицах примерно равна 8.69.

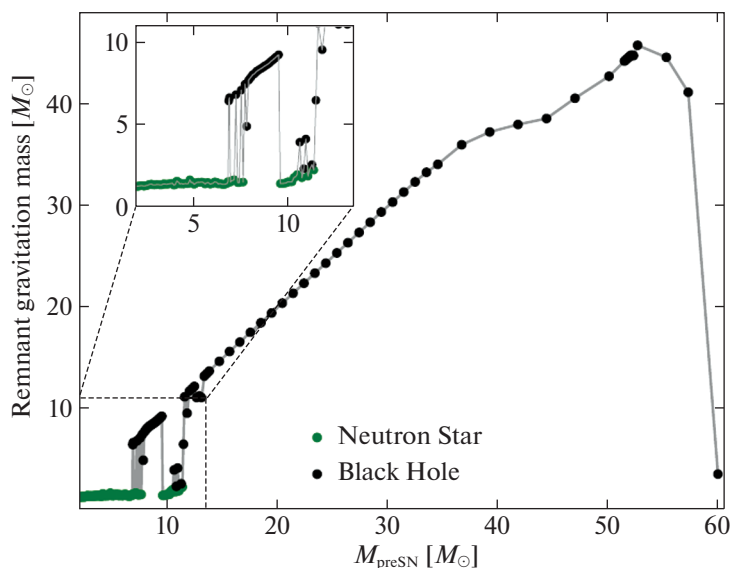


Рис. 12. Гравитационная масса остатка (нейтронная звезда — зеленый и черная дыра — черный) в зависимости от массы прародителя сверхновой (см. Вусли и др., 2020, рис. 4).

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  $E_{\text{iso}} \sim 10^{54}$  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  $E_{\text{tot}} = E_{\text{iso}}\Omega/\xi \sim 10^{52}$  эрг. Эта величина на порядок выше энергии взрыва обычных сверхновых. Учитывая среднюю длительность гамма-всплеска  $\sim 30$  с, получается, что центральный источник должен иметь мощность на уровне  $L_{\text{tot}} \sim 3 \times 10^{50}$  эрг/с. Полученное энергетическое ограничение подтверждается связью всплесков со взрывами сверхновых звезд аномальной мощности — гиперновыми. Энергия взрыва последних оказывается  $\sim 10^{52}$  эрг, что близко к величине  $E_{\text{tot}}$ .

В случае коротких/жестких событий  $E_{\text{iso}} \sim 10^{53}$  эрг, что соответствует  $E_{\text{tot}} \sim 10^{51}$  эрг и при характерной длительности 1 с  $L_{\text{tot}} \sim 10^{51}$  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  $e_1 e_2 > m_e^2 c^4$  открывает канал рождения электрон-позитронных пар  $\gamma\gamma \rightarrow e^+ e^-$ . 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 толщина может быть оценена как

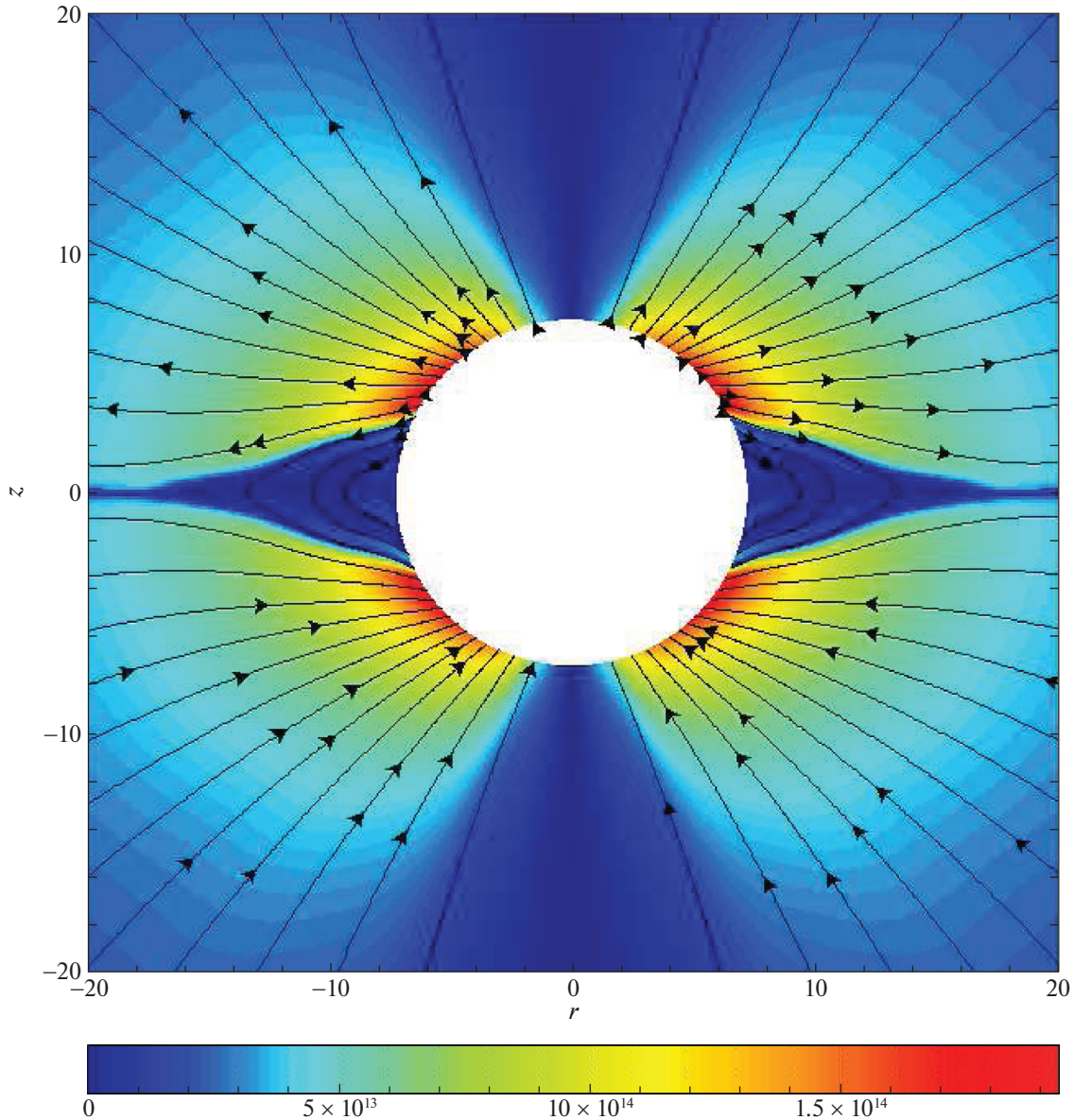
$$\tau_{\gamma\gamma} \sim \frac{\sigma_T L_\gamma}{20\pi \delta t m_e c^4} f_\gamma \sim 10^{12} L_{\gamma,51} \delta t_{-2}^{-1}, \quad (3)$$

здесь мы используем следующее правило  $A_x = A/10^x$ , в единицах сгс. Настолько большая оптическая толщина 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 Лоренц-фактора 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 быстро вращающейся замагниченной нейтронной звезды, цветом показана амплитуда  $B^\phi$  и контурами показано поперечное 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., 2018a) 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) Дискковая 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 электрон-позитронных пар  $\nu\bar{\nu} \rightarrow e^-e^+$  (Эйкхлер и др., 1989; Попхам и др., 1999) или за счет быстрого вращения крупномасштабного магнитного поля (механизм Блэндфорда–Знаека (Блэндфорд, 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  $10^{15}$  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

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

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 монополюсному режиму (Комиссаров, Барков, 2007; Букантини и др., 2006).

$$\begin{aligned} \dot{E}_{\text{rot}} &\approx \frac{2}{3} \left( \frac{\Omega R_{NS}}{c} \right)^2 B^2 R_{NS}^2 c \approx \\ &\approx 10^{51} B_{15}^2 R_{NS,6}^4 P_{-3}^{-2} \text{ эрг/с}. \end{aligned} \quad (5)$$

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

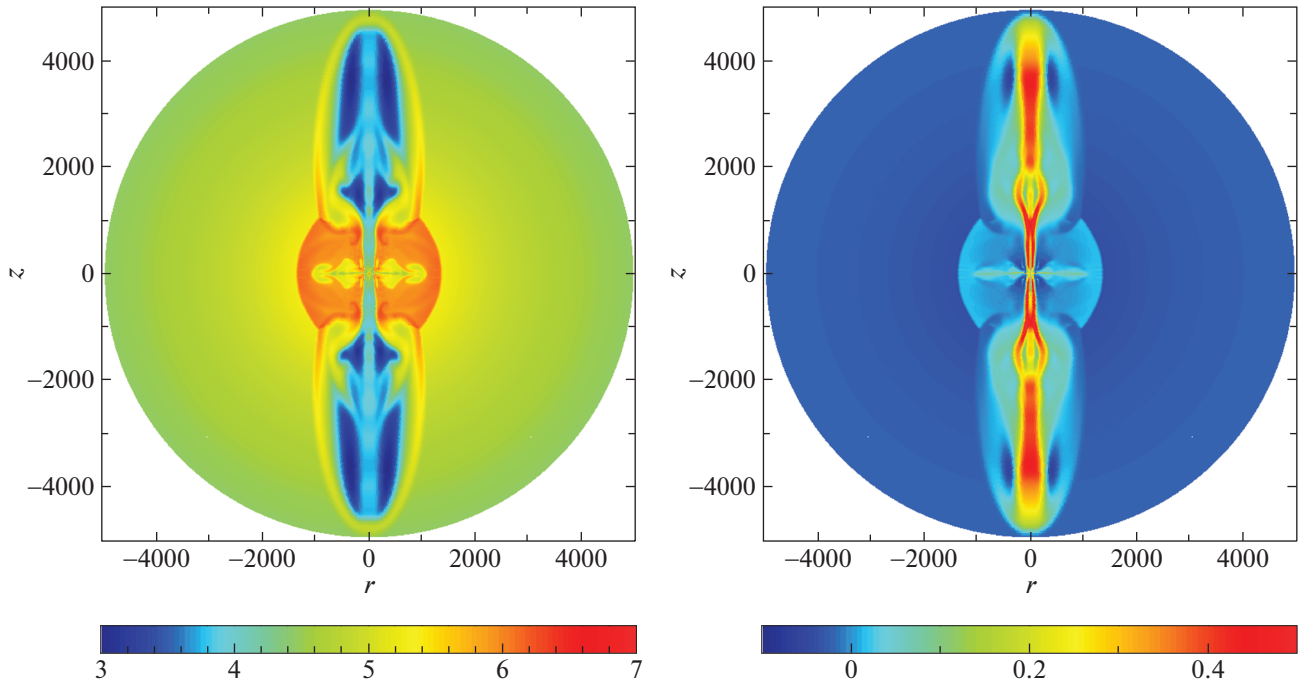
$$\begin{aligned} \dot{E}_{\text{rot}} &\approx \left( \frac{\Omega R_{NS}}{c} \right)^4 \frac{B^2 R_{NS}^2 c}{4} \approx \\ &\approx 2 \times 10^{49} B_{15}^2 R_{NS,6}^6 P_{-3}^{-4} \text{ эрг/с}. \end{aligned} \quad (6)$$

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  $10^{15}$  Гс.
- Выходящее наружу магнитное поле из-за быстрого вращения нейтронной звезды накручивается, и усиливается его тороидальная компонента. Последнее приводит к анизотропии магнитного давления и всплыванию 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  $\sim 0.2c$  через коллапсирующую оболочку предсверхновой звезды.
- Распространяясь через оболочку, джет разогревает ее, и в оболочку впрыскивается значительная часть энергии вращения самой





**Рис. 14.** *Левая панель:*  $\log_{10} \rho$ , измеренная в  $\text{г см}^{-3}$ . *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 цветных 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 ( $10^{52}$  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 разогнаться до ультррелятивистских скоростей ( $\Gamma_j > 100$ , Комиссаров и др., 2009).
- На поздних стадиях мощность энерговыделения определяется дипольной формулой (6), что может обеспечить активность центрального источника на временной шкале

$$\tau_{SD} \approx \frac{E_{\text{rot}}}{\dot{E}_{\text{rot}}} \sim 10^3 B_{15}^{-2} P_{-3}^{-2} \text{ с.} \quad (7)$$

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  $> 260 M_{\odot}$ , 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  $> 10^3$  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  $0.1 M_{\odot}/\text{с}$  (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.

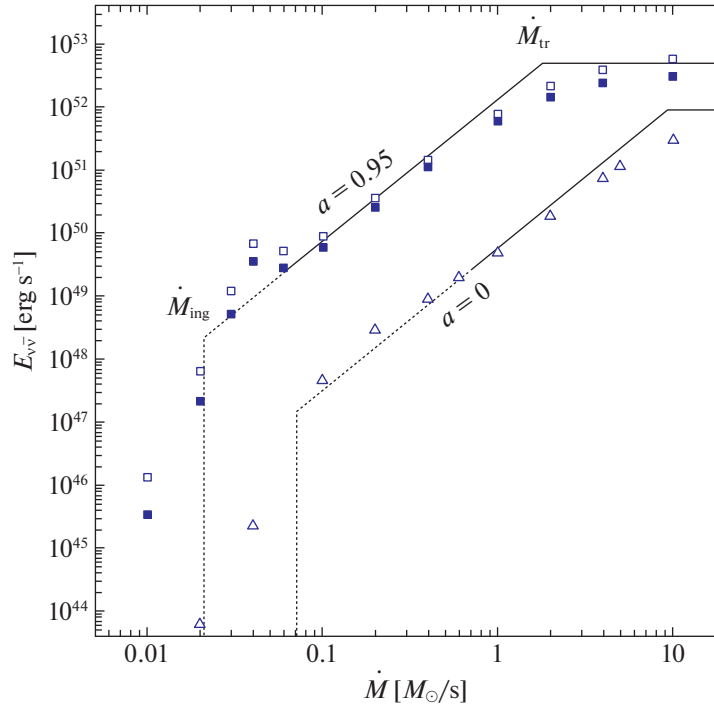
Таким образом, чтобы сохранить скорость вращения, требуемую в моделях коллапсаров, эволюции прародителей длинных гамма-всплесков должны идти по довольно экзотическому пути. Позднее было предположено, что сочетание низкой металличности, которая отражает содержание тяжелых элементов в веществе звезды, 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 химически-однородной 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 гамма-всплесков.

Следующий сценарий включает наличие массивной тесной двойной системы, где быстрое вращение звездного ядра поддерживается за счет приливного взаимодействия между спутниками (Тутуков, Черепашук, 2003, 2004; Иззарт 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 гамма-всплесков 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 гамма-всплеск должен происходить каждые 2000 лет.

**4.2.3. Нейтринный нагрев.** Аккреционный диск при коллапсе массивной звезды будет оптически толстым для фотонов  $\tau_\gamma \sim n_e \sigma_{Trg} \sim 10^{17}$  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  $E_{\text{disk}} \approx 0.1 M_d c^2 \sim 2 \times 10^{53} M_{d,0}$  эрг. Эффективность конверсии аккрецируемой энергии в нейтринное излучение оказывается достаточно высокой  $L_\nu \approx L_{\bar{\nu}} \approx 0.3 \dot{E}_{\text{disc}}$  (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  $L_{\nu\bar{\nu}} \propto \dot{N}_\nu \dot{N}_{\bar{\nu}} \sigma_{\nu\bar{\nu}} \epsilon_\nu$ , поток нейтрино и антинейтрино пропорциональны  $F^\pm \propto \dot{M} \propto T_{\text{eff}}^4$ , средняя энергия нейтрино  $\epsilon_\nu \sim \epsilon_{\bar{\nu}} \propto T_{\text{eff}}$ , число нейтрино пропорционально  $\dot{N}_\nu \sim \dot{N}_{\bar{\nu}} \propto T_{\text{eff}}^3 \propto \dot{M}^{3/4}$ , а сечение взаимодействия  $\sigma_{\nu\bar{\nu}} \propto \epsilon_\nu^2 \propto \dot{M}^{1/2}$ . Собирая все зависимости и нормируя на массу черной дыры, получаем  $L_{\nu\bar{\nu}} \propto \dot{M}^{9/4} M_{BH}^{-3/2}$ . В дисках звездной массы  $M_{BH} \sim 10 M_\odot$ , при низких аккреционных темпах ( $< 0.05 M_\odot/\text{с}$ ) диск холодный, и нейтрино не рождаются в больших количествах, а при больших темпах аккреции ( $> 1 M_\odot/\text{с}$ ) 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  $L_{\nu\bar{\nu}} = 4 \times 10^{48}$  эрг/с при  $\dot{M} = 0.1 M_\odot$  до  $L_{\nu\bar{\nu}} = 6 \times 10^{44}$  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  $M = 3M_{\odot}$ . 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  $\dot{M} = 0.1M_{\odot}$  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  $\simeq 0.05M_{\odot} \text{ с}^{-1}$ , 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  $\sim 10^{-2} - 10^{-3} M_{\odot} \text{ с}^{-1}$ , 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 из-за 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 гамма-всплесками (Пиран, 2004; Вусли, Блум, 2006).



Энергия вращения керровской черной дыры

$$E_{\text{rot}} = M_h c^2 f_1(a) \simeq \quad (8)$$

$$\simeq 1.8 \times 10^{54} f_1(a) \left( \frac{M_h}{M_\odot} \right) \text{ erg},$$

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 энергии  $E_{\text{rot}} \approx 5 \times 10^{53}$  эрг, которая в пятьдесят раз больше, чем вращательная энергия миллисекундной нейтронной звезды, и намного больше той, что требуется для формирования гамма-всплеска 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 монополярной магнитосферы

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

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 точно 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

$$\dot{E}_{\text{BZ}} = 1.4 \times 10^{51} f_2(a) \Psi_{h,27}^2 \times \quad (10)$$

$$\times \left( \frac{M_h}{M_\odot} \right)^{-2} \text{ эрг с}^{-1},$$

где

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

и  $\Psi_{h,27} = \Psi_h / 10^{27} \text{ Гс см}^2$ . 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 звезды-прародителя вполне может оказаться магнитным полем центральной машины гамма-всплеска.

Оценки (8), (10) показывают, что только торможение вращающихся черных дыр может объяснить энергетiku 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

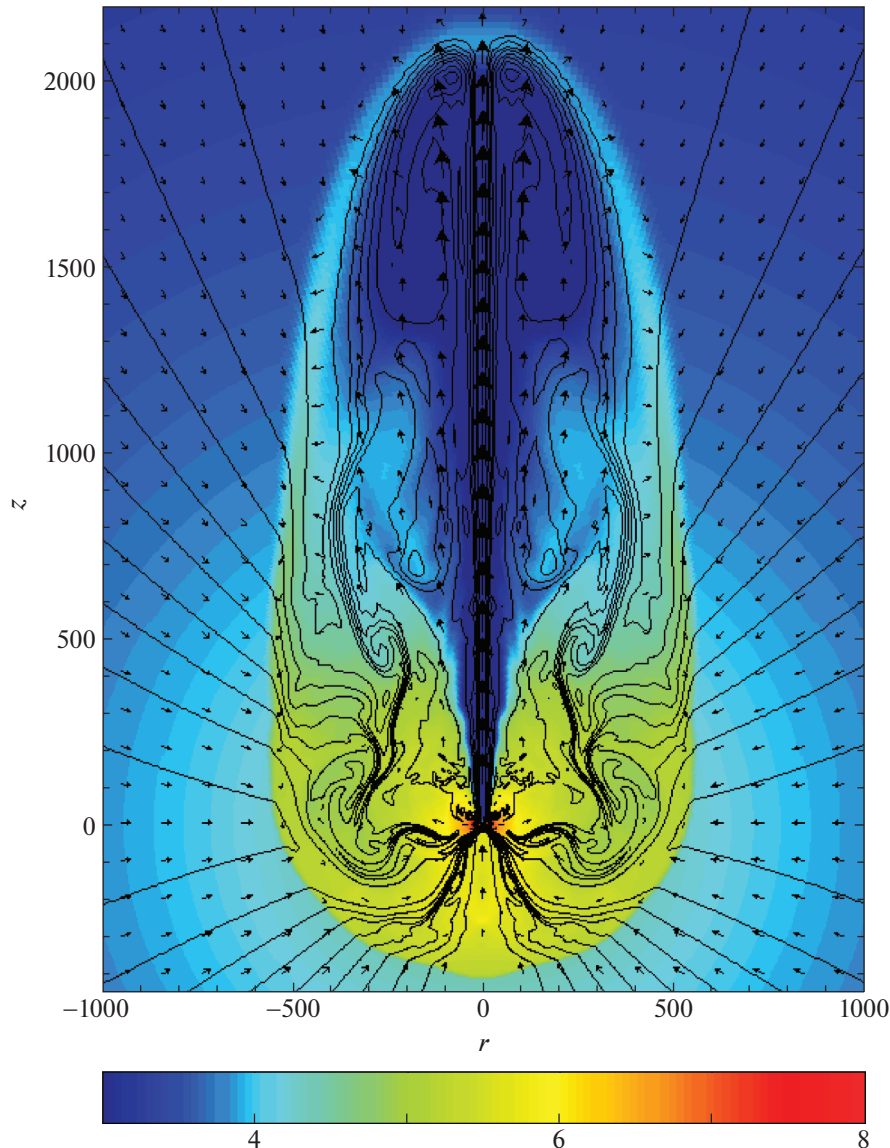
$$\kappa = \frac{\Psi_h}{4\pi r_g \sqrt{M c}}. \quad (11)$$

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

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

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

где  $v_{\text{in}}$  — 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



**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:  $\dot{M} \simeq 2\pi R H \rho v_{\text{in}}$ . Можно получить

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

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

$$B_{mb} \simeq 3 \times 10^{13} f_1^{-5/4} \beta_1^{1/2} \dot{M}_0^{1/2} \text{ Гс}. \quad (14)$$

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 монополюсного 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

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

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, аккумулярованным на горизонте, а при снижении темпа аккреции линейно зависит от него.

$$L_{\text{BZ}} \approx 10^{51} \alpha_{-1}^{-1} \beta_1^{-1} \dot{M}_{-2} \text{ эрг/с}, \quad (16)$$

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,  $\dot{M} \leq 0.03 M_{\odot} \text{ с}^{-1}$ , намного ниже по сравнению с  $\dot{M} = (0.1-1) M_{\odot} \text{ с}^{-1}$ , возникающим в стандартной коллапсарной модели с сильным дифференциальным вращением прародителя (Макфадин, Вусли, 1999). Это делает механизм нейтринно 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  $\dot{M} \leq 0.02-0.05 M_{\odot} \text{ с}^{-1}$  (Попхам и др., 1999; Заламия, Белобородов, 2011) делает объяснение гамма-всплесков с длительностью  $\geq 100/\text{с}$  довольно проблематичным даже в рамках стандартной модели коллапсара из-за низкой скорости аккреции вещества, ожидаемой на таком масштабе времени.

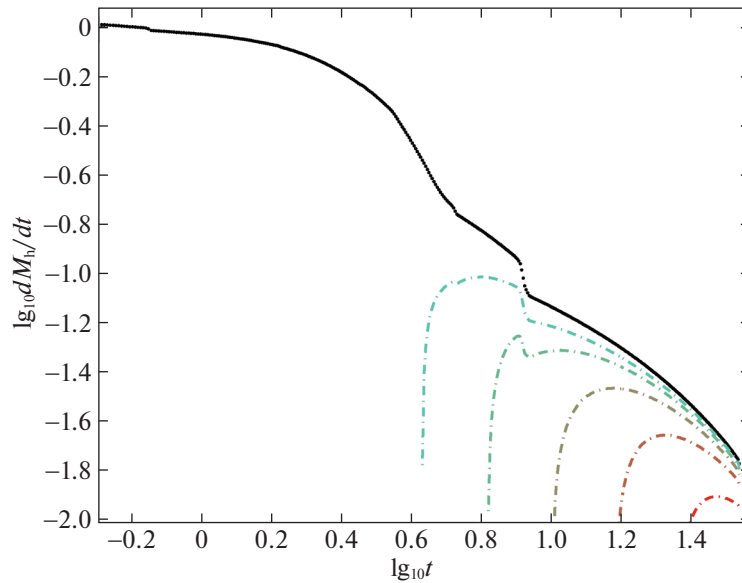
Однако механизм Блэндфорда–Знаека может иметь свои трудности. Действительно, необходимо, чтобы черная дыра накапливала очень сильное упорядоченное магнитное поле, чтобы объяснить его активацию вскоре после образования аккреционного диска. Например, чтобы обеспечить мощность  $10^{50} \text{ эрг с}^{-1}$  для черной дыры с массой  $10 M_{\odot}$  и  $a = 0.6$ , необходимо накопить магнитный поток порядка  $\Psi = 8 \times 10^{27} \text{ Гс см}^2$ . 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-Коган, 1970; ЛеБланк, Вилсон, 1970; Усов, 1992; Моисеенко и др., 2006; Мещгер 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  $0.1-1 \text{ с}$  при времени торможения  $10-100 \text{ с}$  (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  $M_{\odot} \text{ с}^{-1}$ ) 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).

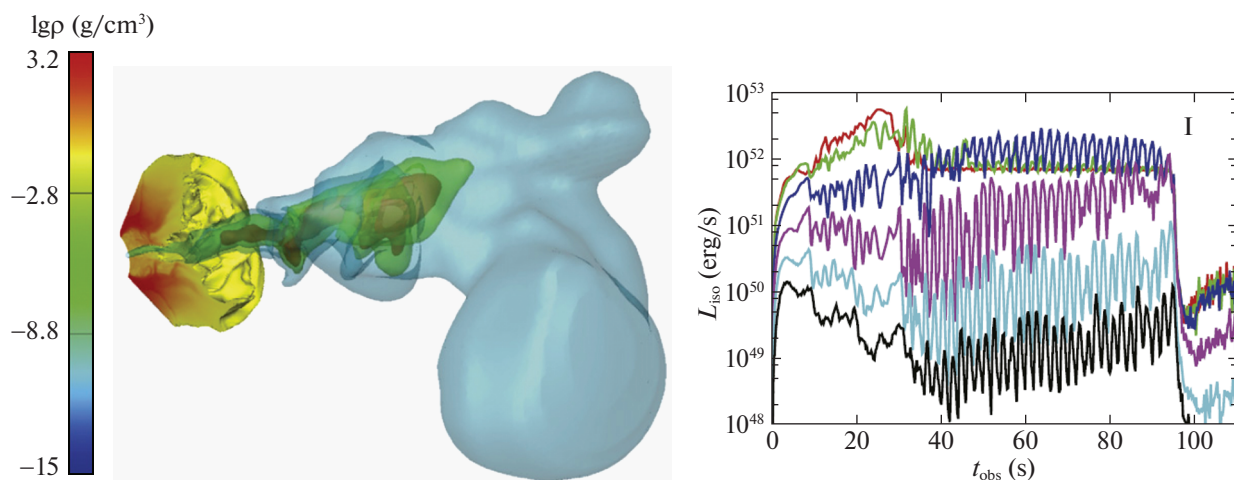
объектов за счет испускания нейтрино, гравитационных волн, выброса хвоста из-за приливного разрушения и ветра от аккреционного диска. Поэтому массу черной дыры можно оценить как  $M_{\text{ВН}} \approx 2.5 M_{\odot}$ . Количество выброшенного материала особенно не определено, но оно имеет огромное значение для получения электромагнитного сигнала. Ожидается, что сначала выбрасывается приливной хвост  $0.03\text{--}0.1 M_{\odot}$  со скоростью истечения  $v_{\text{ex}} \approx 0.1\text{--}0.3 \text{ с}$  (Радиче и др., 2018). Этот материал, вероятно, является местом нуклеосинтеза  $\gamma$ -процесса, и его можно рассматривать как килоновую — оптическое излучение максимальной яркости  $\sim 10^{41} \text{ эрг с}^{-1}$ , 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  $0.1 \text{ с}$  (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 нейтронной 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  $\sim 10^{15} \text{ Гс}$  (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  $\sim 0.1 \text{ с}$  примерно за несколько секунд, он достигает лишь нескольких  $\times 10^9 \text{ см}$ . 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., 2018a).

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).

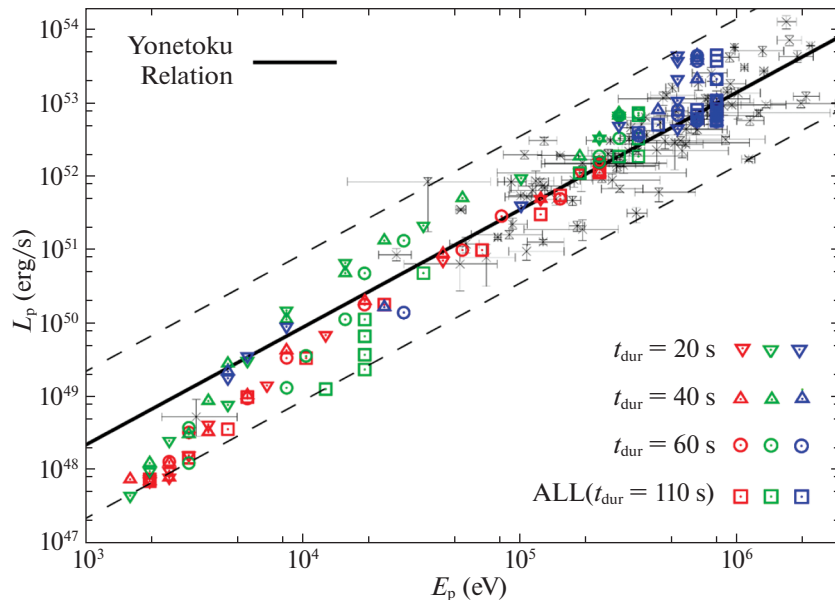
Важным свойством коротких гамма-всплесков является продленное излучение. Причем природа

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  $\nu\bar{\nu}$  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  $E_p$  и яркостью пика  $L_p$ . 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  $0 \leq \theta \leq 11^\circ$  (см. Ито и др., 2019, рис. 3).

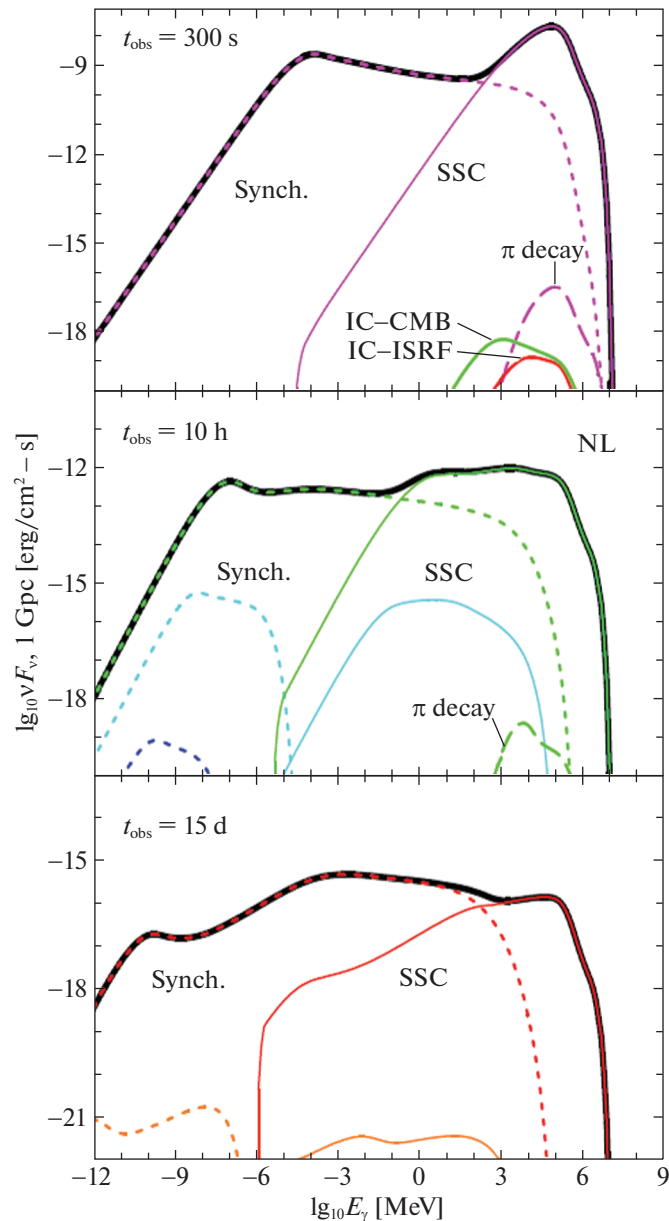
Жирлянда и др., 2013). Кроме того, стоит также отметить, что значительная часть гамма-всплесков должна иметь фотосферную природу происхождения в том смысле, что модели синхротронного излучения испытывают трудности с воспроизведением их спектров (Приис и др., 1998; Акселссон, Боргоново, 2015), наблюдаемые 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 гамма-всплесков, 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  $E_p$  и  $L_p$  (рис. 19), которая охватывает несколько порядков величины. Хотя распределения  $E_p$  и  $L_p$  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 (Аксиари и др., 2019) решает загадку: послесвечение гамма-всплеска действительно вызывает излучение в ТэВ-диапазоне, но оно значительно ослабляется внутренним фотон-фотонным 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 гамма-всплесков 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 гамма-всплесков 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 гамма-телескопов.

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 Pop III\*)? Массовая достоверная регистрация гамма-всплесков с расстояния, эквивалентного  $z \geq 10$ , 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 гамма-всплесков 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 исследователей.

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



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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).
3. 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).
4. 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. Агараян (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. (C.W. Akerlof, T. A. 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).
10. 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 (M. Axelsson, L. Borgonovo), *MNRAS* **447**, 3150 (2015).
13. Ациари 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).
18. 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 (M.V. Barkov, A.N. Baushev), *New Astr.* **16**, 46 (2011).
25. Барков, Комиссаров (M.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).
33. 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)].
34. Белобородов (A.M. Beloborodov), *Astrophys. J.* **737**, 68 (2011).
35. Белобородов и др. (A.M. Beloborodov, B.E. Stern, R. Svensson), *Astrophys. J.* **535**, 158 (2000).
36. 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. Chuntunov, V. Debur, E. Ivanov, S. Karrov, et al.), *Nuovo Cimento (Geophys. Sp. Phys.) C* **28**, 751 (2005).
38. Биркл и др. (R. Birkel, M.A. Aloy, H.-T. Janka, E. Müller), *Astron. Astrophys.* **463**, 51 (2007).
39. Бисноватый-Коган Г.С. *Астрон. журн.* **47**, 813 (1970) [G.S. Bisnovaty-Kogan, *Sov. Astron.* **14**, 652 (1971)].
40. Бисноватый-Коган, Рузмайкин (G.S. Bisnovaty-Kogan, A.A. Ruzmaikin), *Astrophys. Space Sci.* **28**, 45 (1974).
41. Бисноватый-Коган, Рузмайкин (G.S. Bisnovaty-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. Bisnovaty-Kogan, A.V. Tutukov, *Astron. Rep.* **48**, 724 (2004)].
43. Бисноватый-Коган, Тимохин (G.S. Bisnovaty-Kogan, A.N. Timokhin), *Astron. Rep.* **74**, 483 (1997).
44. Блинные С.И., Новиков И.Д., Переводчикова Т.В., Полнарёв А.Г. Письма в *Астрон. журн.* **10**, 422 (1984) [S.I. Blinnikov et al., *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984)].
45. Блинные и др. (S.I. Blinnikov, R. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **496**, 454 (1998).
46. Блинные и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Röpkе, 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).
48. 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 (O. Bromberg, A. Tchekhovskoy), *MNRAS* **456**, 1739 (2016).
56. Баусвейн и др. (A. 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.A. 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 (X.-Y. 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 (E.P.J. van den Heuvel, S.-C. 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 (E.J. Weber, Jr. D. Leverett), *Astrophys. J.* **148**, 217 (1967).
72. Велихов Е.П. *ЖЭТФ* **36**, 1398 (1959) [E.P. Velikhov, *ЖЭТФ* **9**, 995 (1959)].
73. Вергани и др. (S.D. Vergani, R. Salvaterra, J. Japelj, E. Le Floch, 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. Romyantsev, V.V. Biryukov et al.), *MNRAS* **442**, 2586 (2014).
78. Вольнова и др. (A.A. Volnova, M.V. Pruzhinskaya, A.S. Pozanenko, S.I. Blinnikov, P.Y. Minaev, O.A. Burkhonov, A.M. Chernenko, S.A. Eghamberdiev et al.), *MNRAS* **467**, 3500 (2017).
79. Ву и др. (M.-R. Wu, I. Tamborra, O. Just, H.-T. Janka), *Phys. Rev. D* **96**, 123015 (2017).
80. Вурм, Белобородов (I. Vurm, A.M. Beloborodov), *Astrophys. J.* **846**, 152 (2017).
81. Вусли (S.E. Woosley), *Astrophys. J.* **405**, 273 (1993).
82. Вусли, Хегер (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. Augsteijn, H. Bönhardt, J.P. Brewer, V. Doublie 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 (B. 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, Пирани (E.V. Derishev, T. Piran), *MNRAS* **460**, 2036 (2016).
98. Деришев, Пирани (E. Derishev, T. Piran), *Astrophys. J.* **880**, L27 (2019).
99. Деришев и др. (E.V. Derishev, V.V. Kocharovsky, V.I. 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. Заламаи, Белобородов (I. Zalamea, A.M. Beloborodov), *MNRAS* **410**, 2302 (2011).
111. Зоу и др. (Y.-C. Zou, Y.-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 Fèvre, 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,

- Yu.A. Shchekinov) *Physics Uspekhi* **57**, 1199 (2014).
123. Карпов и др. (S. Karpov, D. Bad'in, G. Beskin, A. Biryukov, S. Bondar, G. Chuntunov, 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. Jelinek, 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. Clochiatti, 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. (C. Kouveliotou, C.A. 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. (T.M. 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. (T.M. 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. Крүхлер и др. (T. 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. Лойд и др. (N.M. Lloyd, V. Petrosian, R.S. Mallozzi) *Astrophys. J.* **534**, 227 (2000).
153. Лютиков, Блэндфорд (M. Lyutikov, R. Blandford), *astro-ph/0312347* (2003).
154. Мазаева и др. (E. 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. МакГюре 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. (A.I. MacFadyen, S.E. Woosley, A. Heger), *Astrophys. J.* **550**, 410 (2001).
160. Маллоzzi 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. (T. 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 (P. Meszaros, M.J. Rees), *Astrophys. J.* **397**, 570 (1992).
166. Месзарос и др. (P. Meszaros, M.J. Rees, H. Rappathanassiou), *Astrophys. J.* **432**, 181 (1994).
167. Метцгер др. (B.D. Metzger, T.A. Thompson, E. Quataert), *Astrophys. J.* **659**, 561 (2007).
168. Метцгер 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) [P.Y. Minaev, A.S. Pozanenko, *Astron. Lett.* **43**, 1 (2017)].
171. Минаев, Позаненко (P.Y. Minaev, A.S. Pozanenko), *MNRAS* **492**, 1919 (2020).
172. Минаев П.Ю., Позаненко А.С. Письма в Астрон. журн. **46**, 611 (2020) [P.Yu. Minaev, A.S. Pozanenko], *Astron. Lett.* **46**, 573 (2020)].
173. Минаев, Позаненко (P.Y. 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) [P.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. Kozlenko, R. Kucherova, M. Niel, G. Vedrenne) In: *Gamma-ray bursts – Observations, analyses and theories (A93-20206-90)*, 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. Kozlenko, 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. (M. Modjaz, F.B. Bianco, M. 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. (T. 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. (K. 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-García, P. D'Avanzo, D. Corre et al.), *Astron. Astrophys.* **623**, A26 (2019).
197. Пачисас 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 (B. 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).

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. Пирани (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. Paciasas, R.D. Preece, G.N. Pendleton, C.A. Meegan), in 4th Huntsville 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 "Gamma-ray 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 Celestial Objects and Their Use 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. Romyantsev), 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) [K.A. Postnov, *Phys. Uspekhi* **42**, 469 (1999)].
217. Постнов К.А. и др. (K.A. 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. Paciasas, 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. Реззола 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 (M.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 Symposium on 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. Саваллио 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, Пирани (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. (K.M. Svensson, A.J. Levan, N.R. Tanvir, A.S. Fruchter, L. G. Strolger), *MNRAS* **405**, 57 (2010).
236. Секигучи, Шибата (Y. 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. (T. Sukhbold, T. Ertl, S.E. Woosley, J.M. Brown, H.T. Janka), *Astrophys. J.* **821**, 38 (2016).
239. Тарнопольский, Марченко (M. 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 (M.D. Thorp, E.M. 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. (E. Troja, S. Rosswog, N. Gehrels), *Astrophys. J.* **723**, 1711 (2010).

244. Троя и др. (E. 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., Черепашук А.М., *Астрон. журн.* **80**, 419 (2003) [A.V. Tutukov, A.M. Cherepashchuk, *Astron. Rep.* **47**, 386 (2003)].
246. Тутуков А.В., Черепашук 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. (E.E. 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. Klöse, E. Pian, E. Palazzi, N. Masetti, D.H. Hartmann et al.), *Astron. Astrophys.* **457**, 857 (2006).
254. Фиоч, Рокка-Волмеранж (M. Fioc, B. 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. (C. 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. (A.A. Chrimmes, 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. (A.A. Chrimmes, A.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. Møller, 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. (P. Cerdá-Durán, N. DeBrye, M.A. Aloy, J.A. Font, M. Obergaullinger), *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) *Astrophys. J.* **657**, 383 (2007).
270. Шакура, Сяняев (N.I. Shakura, R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
271. Шарбонне, МакГрегор (P. 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. Glöckle, 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).