

Источники космического излучения высоких энергий

А.М. Быков

Коллапс ядер массивных звёзд и слияния компактных релятивистских звёзд сопровождаются быстрым выделением огромной энергии — порядка энергии покоя звезды. Вспышки сверхновых и гамма-всплески, связанные с данными процессами, наблюдаются современными телескопами практически ежедневно. Излучение от таких источников наблюдается во всём диапазоне электромагнитного спектра, детектированы нейтрино от сверхновой 1987А и гравитационные волны от слияния релятивистских звёзд. Наряду с быстропеременными и транзиентными событиями, существенно более длительное время высокую светимость в рентгеновском и гамма-диапазонах демонстрируют релятивистские компактные остатки коллапсировавшей звезды: аккрецирующие чёрные дыры и быстро вращающиеся пульсары. Крабовидная туманность и пульсары в двойных гамма-источниках являются замечательными галактическими лабораториями, где можно изучать релятивистские ветры, работающие как космические ускорители частиц высоких энергий. Исследование физических процессов, приводящих к преобразованию гравитационной и вращательной энергии релятивистских объектов в мощное электромагнитное излучение и потоки нейтрино высоких энергий, представляет уникальные возможности проверки фундаментальных законов физики в экстремальных условиях, недостижимых в лабораторных экспериментах на Земле. В работе представлен краткий обзор результатов наблюдений и моделирования нетепловых процессов в космических источниках высокоэнергичного излучения и обсуждаются перспективы развития этих исследований.

Ключевые слова: космические гамма-всплески, пульсарные туманности, двойные гамма-источники, механизмы ускорения частиц, процессы излучения в космических гамма-источниках

PACS numbers: 95.30. – k, 98.70.Rz, 98.70.Sa

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.04.039545>

Содержание

1. Введение (384).
 2. Гамма-всплески (385).
 - 2.1. Самые яркие источники излучения во Вселенной.
 - 2.2. Диссипативные релятивистские течения компактных звёзд.
 - 2.3. Ускорение частиц в диссипативных течениях и их нетепловое излучение.
 - 2.4. Уроки яркого гамма-всплеска GRB 220910A.
 3. Транзиентные источники, родственные гамма-всплескам (395).
 4. Переменное гамма-излучение Крабовидной туманности (396).
 5. Релятивистские звёзды в двойных гамма-источниках как ускорители петаэлектронвольтных частиц (397).
- Список литературы (401).

1. Введение

Энергичные процессы в космических источниках рентгеновского, гамма- и нейтринного излучения позволяют наблюдать эти источники вплоть до космологических расстояний. Гамма-всплески от коллапса звёзд зарегистрированы вплоть до красных смещений $z \sim 9$, и есть перспектива регистрации таких событий от ранних звёзд

населения III. В рамках общей картины происхождения и эволюции мощных источников остаются неопределёнными ответы на ряд важных вопросов как о структуре и механизме действия центрального источника энергии и импульса релятивистского течения, так и о свойствах самого течения, таких как: состав плазмы (относительные доли барионов и e^\pm -пар), степень замагниченности, а также механизм ускорения и структура анизотропного релятивистского течения. Для понимания причин высокой эффективности конверсии кинетической и магнитной энергии течения в наблюдаемое гамма-излучение требуются модели ускорения частиц и механизмов излучения. Наблюдения спектров и кривых блеска гамма-всплесков позволяют ограничивать классы таких моделей и их параметры. По каждому из указанных вопросов в литературе имеются весьма содержательные дискуссии. В настоящем обзоре наряду с кратким обсуждением базовых моделей мы остановимся только на нескольких недавних результатах, относящихся к данным, полученным из многоканальных наблюдений уникального гамма-всплеска GRB 220910A, а также при детектировании высокоэнергичных квантов тераэлектронвольтного (ТэВ) диапазона наземными гамма-обсерваториями в приложении к исследованию процессов ускорения частиц и механизмов излучения. Физику нетепловых процессов в космических источниках жёсткого излучения можно изучать, привлекая данные наблюдений менее мощных, чем гамма-всплески, но более близких галактических источников. Релятивистские ветры пульсаров и микроквазары дают нам примеры

А.М. Быков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Политехническая ул. 26, 194021 Санкт-Петербург,
Российская Федерация
E-mail: byk@astro.ioffe.ru

Статья поступила 12 сентября 2023 г.

таких источников. Возможность долговременных чувствительных многоканальных наблюдений ряда пульсарных туманностей и двойных гамма-источников с пространственным разрешением структуры области излучения и измерениями поляризации излучения в рентгеновском диапазоне даёт уникальную информацию об ускорении частиц и излучении релятивистских течений плазмы. Мы обсудим некоторые результаты исследований этих объектов, полученные недавно.

Два десятилетия очень успешной работы наземных гамма-обсерваторий позволили получить интересную информацию о высокоэнергичном излучении молодых остатков сверхновых (СН) звёзд, пульсарных туманностей, активных ядер галактик и некоторых пока неотожествлённых космических источников фотонов с энергиями выше ТэВ. Такие объекты в большинстве своём квазистационарны, хотя могут демонстрировать быструю переменность. Черенковские телескопы наземных обсерваторий H.E.S.S., MAGIC, VERITAS, HAWC, LHAASO, TAIGA и др., совместно с орбитальными гамма- и рентгеновскими обсерваториями и глобальной сетью автоматических телескопов "МАСТЕР" дают возможность изучать физические процессы в источниках нетеплового излучения высоких энергий, связанных с остатками сверхновых, релятивистскими ветрами пульсаров, джетами аккрецирующих чёрных дыр. Эти долгоживущие объекты наблюдаются в Галактике и в ряде случаев имеется возможность изучать их пространственную структуру и регистрировать кванты вплоть до петаэлектронвольтового (ПэВ) диапазона энергий. Согласно стандартным моделям квантовой электродинамики, наблюдение ПэВ-фотонов от космологически удалённых источников невозможно из-за большой величины оптической толщи $\tau_{\gamma\gamma}$, возникающей за счёт процесса рождения e^{\pm} -пар высокоэнергичными квантами на реликтовых фотонах. Поэтому наблюдения квантов с энергиями выше 100 ТэВ от релятивистских истечений галактических объектов, таких как пульсарные ветры и джеты галактических чёрных дыр, дают уникальную информацию о процессах ускорения частиц и излучения при очень высоких энергиях (некоторые из них мы обсудим в разделе 5), что позволяет более основательно исследовать физические процессы конверсии релятивистских течений в излучение, экстремальным примером которого являются гамма-всплески. Наблюдать транзитные источники детекторами с ограниченным полем зрения непросто. Лишь недавно атмосферные черенковские телескопы впервые наблюдали фотоны в диапазоне энергий ТэВ в гамма-всплесках GRB 180720B, GRB 190114C, GRB 190829A и GRB 220910A.

Данный обзор представляет собой несколько расширенную версию доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук 21 апреля 2023 г.

2. Гамма-всплески

2.1. Самые яркие источники излучения во Вселенной

Загадочные быстрые и яркие всплески космического гамма-излучения были открыты ещё 50 лет тому назад [1, 2], однако потребовалось несколько десятилетий, чтобы установить космологическую природу данных событий и связать их с релятивистскими звёздами. Эти

самые мощные во Вселенной источники гамма-излучения, вероятно, связаны с анизотропными релятивистскими истечениями, возникающими в процессе быстрой аккреции вещества на компактный массивный объект. Такие течения формируются, в частности, при коллапсе ядра массивной звезды или при разрушении нейтронной звезды при её слиянии с другой релятивистской звездой. На уровне чувствительности современных широкопольных гамма-детекторов, таких как Конус-Винд, Fermi/GBM, Swift/BAT, гамма-всплески, происходящие из случайных по направлению областей неба, регистрируются примерно раз в день. Уже детектированы десятки тысяч подобных событий, что позволило определить ряд их важных особенностей и характеристик и построить различные модели источников этих всплесков. Однако в физике гамма-всплесков пока остаётся нерешённым ряд существенных вопросов, обсуждение которых можно увидеть, в частности, в обзорах [3–8]. Гамма-всплескам посвящено множество научных публикаций: в полном библиографическом обзоре публикаций по данной теме с 1972 по 2010 гг. [9] приведено более 10000 работ. Мы остановимся лишь на нескольких существенных, по мнению автора настоящей статьи, результатах, полученных за последние несколько лет. В качестве введения, однако, сначала кратко опишем основные наблюдаемые характеристики гамма-всплесков и идеи, лежащие в основе моделей их источников.

Совокупность многоканальных наблюдений гамма-всплесков укладывается, в основном, в рамки модели диссипативного релятивистского истечения (dissipative relativistic fireball), сформированного за счёт быстрого выделения энергии (порядка $M_{\odot}c^2$) коллапсирующего релятивистского объекта или быстро вращающегося магнетара, схематически показанной на рис. 1 (см., например, [10]). Высокая наблюдаемая светимость гамма-всплесков на космологических расстояниях, превышающая в ряде случаев 10^{54} эрг s^{-1} в изотропном эквиваленте [11], требует эффективной конверсии выделенной энергии в излучение. В отсутствие детальной модели всплесков их светимость и выделенную энергию характеризуют значениями величин для изотропного источника. В действительности, излучение и эжекта во многих случаях сильно анизотропны, и тогда полное энергетическое выделение в источнике может быть близким к величинам, типичным для сверхновых звёзд [12]. Недавние наблюдения послесвечения самого энергичного из известных гамма-всплеска GRB 221009A указывают на анизотропное структурированное истечение [13]. Поиск источников многоканального послесвечения в отсутствие детектирования родительского гамма-всплеска (так называемые orphan GRBs) [14–16] должен помочь определить степень анизотропии эжекты источника всплесков и, что очень важно, долю вспышек сверхновых звёзд с энергичной релятивистской эжектой. Анализ радионаблюдений [14] дал оценку частоты всплесков менее 1000 за год в области размером 1 гигапарсек (Гпк). Это примерно в сто раз реже частоты сверхновых, связанных с коллапсом массивных звёзд (в частности, сверхновых типа Ib/c). Наряду с гамма-телескопами, поиск транзитных источников в оптическом диапазоне ведётся консорциумом Zwicky Transient Facility (<https://www.ztf.caltech.edu>), глобальной роботизированной сетью мониторинга ближнего и дальнего космоса МАСТЕР (<http://observ.pereplet.ru>), а в рентгеновском диапазоне — на орбитальной обсервато-

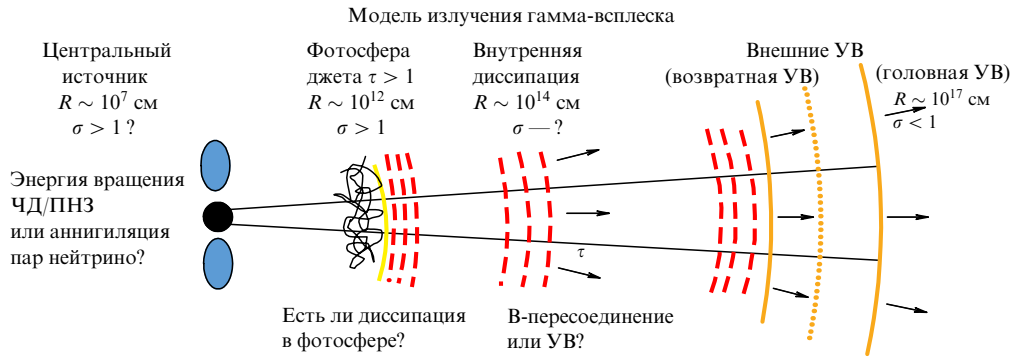


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая рассматриваемые модели гамма-всплесков, в основе которых лежит идея формирования наблюдаемого излучения при диссипации релятивистского истечения центрального источника [8, 10]. В качестве источника мощного истечения рассматривают процессы быстрой аккреции нескольких M_{\odot} вещества коллапсирующих звёзд на чёрную дыру или формирование быстро вращающегося магнетара. УВ — ударные волны.

рии Спектр Рентген-Гамма [18]. В ближайшей перспективе поиск будет проводиться в глубоких радиообзорах ASKAP (<https://www.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/en/gacs/>), новой оптической обсерваторией имени Веры Рубин (<https://www.lsst.org/>), а в ближнем ультрафиолетовом диапазоне — с помощью широкоугольного орбитального телескопа ULTRASAT [17].

Наряду с гигантской энергией, источники гамма-всплесков характеризуют короткая, измеряемая секундами, продолжительность основного всплеска, в течение которого излучается большая часть энергии, а также сильная переменность потока на субсекундных промежутках времени. Весьма необычными являются и их наблюдаемые спектры. Спектры гамма-всплесков можно характеризовать величиной дифференциального по энергии потока фотонов F (измеряемого в единицах фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$), в диапазоне от кэВ до десятков МэВ и выше. Поток фотонов на единичный интервал энергии, проинтегрированный по всему времени основного всплеска (prompt), часто можно приближённо описать эмпирической функцией Банда [19], представляющей собой кусочно-степенное распределение $\mathcal{F}(E) \propto E^{-\alpha_0,1}$ с двумя показателями степени: α_0 для энергий фотонов ниже E_p и α_1 — выше E_p . Гамма-светимость всплеска $L_{\gamma} = \int E \mathcal{F}(E) dE$. Поскольку наблюдения всплесков дают $\alpha_0 \lesssim 1$, а $\alpha_1 > 2$, поток энергии основного всплеска, характеризуемый величиной $E^2 \mathcal{F}$, максимален для квантов с энергией $E_p \sim \text{МэВ}$. Данные наблюдений указывают на приближённую зависимость $E_p \propto L_{\gamma}^{0,5}$, что позволяет оценивать космологические красные смещения источников [20, 21]. Спектры типа Банда являются типичными для гамма-всплесков, наблюдаемых детекторами-мониторами с широким полем зрения, перечисленными выше. Наблюдение гамма-всплеска GRB 090902B (с красным смещением $z = 1,822$) монитором Fermi/GBM и телескопом Fermi/LAT позволило детектировать несколько сотен фотонов с энергией выше 100 МэВ в течение основной фазы всплеска [22]. Важно, что была обнаружена вторая спектральная компонента, дополнительная к спектру Банда. Новая компонента имела поток энергии выше, чем даёт стандартная компонента Банда как для фотонов с энергиями выше 100 МэВ, так и для квантов с энергиями ниже 50 кэВ. Высокоэнергичные кванты с энергиями выше 100 МэВ и степенным распределением по энергии телескоп LAT регистрировал на протяжении более 1000 с, т.е. гораз-

до дольше продолжительности основной фазы МэВ-всплеска. Наличие второй компоненты на фазе основного всплеска — это очень важная особенность, которую должны объяснить модели источников гамма-всплесков. Через 10 лет после открытия высокоэнергичной компоненты GRB 090902B наземный черенковский телескоп MAGIC детектировал GRB 190114C буквально через 50 с после начала основного всплеска [23, 24]. Аналогичный гамма-телескоп H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) детектировал послесвечение в диапазоне энергий 100–440 ГэВ примерно через 10 ч после основной фазы очень яркого гамма-всплеска GRB 180720B ($z = 0,653$) [25]. Сигнал регистрировался в течение нескольких часов, демонстрируя убывание потока и максимальной энергии квантов. H.E.S.S. также зарегистрировал послесвечение всплеска GRB 190829A в промежутке времени от 4 до 56 ч после триггера, что позволило определить фотонный индекс спектра на уровне $2,07 \pm 0,09$ в интервале энергий от 0,18 до 3,3 ТэВ [26]. Измеренные гамма-спектр и кривая блеска данного всплеска сопоставимы с характеристиками его рентгеновского излучения, что важно для понимания механизма излучения таких источников на фазе послесвечения.

Для выяснения механизмов излучения гамма-всплесков очень важно анализировать спектры фотонов, полученные с временным разрешением, позволяющим разделять вклады отдельных импульсов, и в максимально широком интервале энергий. Это было сделано для основной фазы всплесков [27–29]. Интегрированные по времени спектры могут не позволить разделить вклады различных возможных процессов (см., в частности, [28, 30]). Ниже мы обсудим существенные отклонения от эмпирической спектральной модели Банда с двумя индексами [31]. Излучение на фазе основного всплеска часто проявляет быструю субсекундную переменность (десятки миллисекунд). Интегральный по времени спектр в области низких энергий квантов $< E_p$ часто имеет жёсткий фотонный индекс $\alpha_0 < 2/3$. Фотонный индекс $2/3$ соответствует асимптотическому спектру синхротронного излучения моноэнергичных частиц (с лоренц-фактором $\gamma > 1$), в области частот ниже характеристического пика $E_* \approx 0,29 \gamma^2 \hbar [3eB \sin(\theta)/2mc]$, где θ — питч-угол частицы [32].

Субсекундное время переменности наблюдаемого гамма-излучения указывает на компактность источника, а его гигантская светимость делает фактически неизбе-

ным наличие релятивистского течения излучающих частиц с лоренц-фактором $\Gamma \gtrsim 100$ в источнике всплеска. Это связано с необходимостью преодолеть большую оптическую толщину компактного источника квантов с энергиями выше порога рождения электрон-позитронных пар ($\gamma\gamma \rightarrow e^\pm$). Для релятивистских течений в источнике с красным смещением z оптическая толщина $\tau_{\gamma\gamma} \propto [\Gamma(1+z)]^{-(2\alpha_1+2)}$, где α_1 — спектральный индекс степенного распределения дифференциального потока фотонов ($F \propto E^{-\alpha_1}$) с энергиями выше энергии E_p , на которой поток энергии основной фазы всплеска максимален (см., например, [5]). Сильная зависимость $\tau_{\gamma\gamma}$ от лоренц-фактора Γ течения в источнике излучения при типичных значениях $\alpha_1 \gtrsim 2$ позволяет решить проблему выхода излучения из компактного источника с $100 \lesssim \Gamma \lesssim 1000$. Характерное время переменности излучения \tilde{t}_{var} в системе покоя релятивистского течения с лоренц-фактором Γ и безразмерной скоростью β , движущегося под углом δ к лучу зрения, преобразуется в системе отсчёта наблюдателя в $t_{\text{var}} = \tilde{t}_{\text{var}}/2\Gamma^2$ [5]. Наблюдаемые временные масштабы вариации потока излучения составляют порядка 10 мс, что в системе, сопутствующей течению с $\Gamma > 100$, соответствует переменности с временем $\tilde{t}_{\text{var}} \sim R/c$, здесь оно порядка часа и определяется размером источника R (до учёта фактора красного смещения $(1+z)$ в системе отсчёта наблюдателя).

Компактный центральный источник с вращающейся аккрецирующей чёрной дырой или нейтронной звездой (миллисекундным магнетаром) формирует релятивистское течение с лоренц-фактором Γ . В изотропном случае (релятивистский ветер) его удобно характеризовать мощностью

$$\dot{E} \approx 4\pi n_0 u \Gamma R^2 m c^3 (1 + \sigma), \quad (1)$$

где n_0 — концентрация частиц массы m , измеренная в системе покоя течения на расстоянии R от центра, а радиальная 4-скорость течения u удовлетворяет равенству $u^2 + 1 = \Gamma^2$ [33]. Степень замагниченности течения характеризует параметр $\sigma = B_\perp^2 / (4\pi \Gamma n_0 m c^2)$, где поперечная к скорости течения компонента магнитного поля B_\perp измерена в лабораторной системе отсчёта. Такое определение удобно для течения релятивистской холодной плазмы до поверхности торможения и нагрева ветра, хотя в других задачах используют и более общие определения параметра замагниченности. Приближённый характер равенства (1) связан с определением параметра σ через величину поперечного поля, что удобно для релятивистских течений. Характерный размер области выделения энергии в источнике r_* обычно оценивается как величина в несколько сотен километров, что приближённо соответствует нескольким радиусам последней устойчивой орбиты керровской чёрной дыры с массой порядка $10M_\odot$ или радиусу светового цилиндра миллисекундного магнетара.

Диссипация кинетической и магнитной энергии течения обеспечивает ускорение частиц и формирование кривой блеска и спектра излучения источника гамма-всплеска. Космологическая удалённость делает невозможным пространственное разрешение структуры источников в ранние моменты времени основной фазы всплесков. На фазе послесвечения радиоинтерферометрические наблюдения со сверхдлинной базой были вы-

полнены для очень интересного короткого и близкого гамма-всплеска GW170817 (на расстоянии около 41 кпк) с детектированными гравитационными волнами. Было обнаружено движение радиокомпонент с видимыми сверхсветовыми скоростями в картинной плоскости на уровне $v/c = 4,1 \pm 0,5$ [34] между 75 и 230 днями после всплеска. Это позволило сделать существенные выводы о высокой степени коллимации релятивистского течения и нижнем пределе на лоренц-фактор течения $\Gamma_0 > 10$ в начале фазы послесвечения. Гамма-всплеск GW170817/GRB 170817A относится к категории коротких гамма-всплесков. Короткими условно называют всплески с продолжительностью до 2 с и жёсткими спектрами (см. [7, 35, 36]). Происхождение коротких гамма-всплесков связано с гигантским выделением энергии при слиянии релятивистских звёзд [37–39], что отличает их от длинных всплесков, связанных с коллапсом ядер молодых массивных звёзд в областях звездообразования. Частота слияний релятивистских звёзд, сопровождающихся короткими гамма-всплесками и излучением гравитационных волн, определяется характером эволюции компактных двойных систем [40]. Хотя популяции коротких и длинных гамма-всплесков достаточно чётко разделены [7], некоторую условность такого разграничения, возможно, демонстрирует пример GRB 211211A. Данный гамма-всплеск имел продолжительность 50 с, однако наблюдения послесвечения указывают на его происхождение от слияния релятивистских звёзд [41]. Большой объём данных по коротким гамма-всплескам и в особенности шестилетних наблюдений GW170817/GRB 170817A требует специального обсуждения (см. [42, 43]), выходящего за рамки данного краткого обзора. Отметим здесь, однако, недавние оптические наблюдения источника AT2017gfo/GW170817 в сильных широких линиях (типа P Cygni) стронция Sr^+ [44], которые указали на высокую степень сферичности эжекты центрального источника в ранние моменты времени. Последнее обстоятельство существенно для моделирования так называемых "килоновых", образующихся в результате слияния нейтронной звезды с чёрной дырой или с другой нейтронной звездой [45]. Килоновые могут быть результатом быстрого слияния, происходящего на одном-двух последних оборотах двойной системы, двух нейтронных звёзд, сохранивших до момента слияния сравнимые массы. При этом быстрое вращение получившегося коллапсара может сформировать узкий релятивистский джет. Другой интересный сценарий формирования килоновых был предложен в работе [37]. Он предполагает медленное перетекание массы одной из звёзд двойной системы на другую до достижения минимальной устойчивой массы нейтронной звезды (около $0,1M_\odot$), после чего происходит взрыв звезды, наблюдаемый как килоновая. В предположении исходной асимметрии масс сливающихся нейтронных звёзд такой сценарий формирования быстро движущейся эжекты рассмотрен, в частности, для GW170817/GRB 170817A [46]. Среди длинных гамма-всплесков можно выделить интересную популяцию сверхдлинных гамма-всплесков. Так, в случае GRB 130925A были детектированы три эпизода высокоэнергичного излучения с продолжительностью порядка 20000 с [47]. Также недавно был обнаружен сверхдлинный всплеск GRB 220627A с красным смещением $z = 3,08$ [48]. Для объяснения промежутка времени между наблюдавшимися в нём двумя пиками жёсткого излучения обсуж-

дается, в частности, сценарий, в котором первый пик связан с выделением энергии быстро вращающимся магнетаром, а второй пик связан с его коллапсом в чёрную дыру [49].

Механизм формирования быстрого истечения зависит от природы источника и характера выделения энергии. Было предложено несколько существенно различных моделей центрального источника всплеска. Возможным сценарием является формирование нагретой до релятивистских температур оптически толстой области при коллапсе ядра массивной звезды или слиянии звёзд, расширение которой ускоряет течение плазмы до значительных лоренц-факторов $\Gamma \gg 1$ [50, 51]. С другой стороны, релятивистский джет с мощностью $\dot{E} \propto a^2 \dot{M} c^2$ может быть сформирован сильно замагниченным аккреционным диском, окружающим керровскую чёрную дыру с безразмерным угловым моментом a и высоким темпом аккреции вещества \dot{M} , формирующуюся при коллапсе массивных звёзд (см., например, [52]). Такой сценарий даёт возможность понять резкий обрыв мощности, выделяемой источником всплеска.

Нейтронные звёзды с гигантскими магнитными полями, часто превышающими швингеровское поле квантовой электродинамики $B_{cr} = 4,4 \times 10^{13}$ Гс, называемые магнетарами, могут формировать энергичные истечения замагниченной плазмы [53–55]. Магнетар, имеющий миллисекундный период вращения и изначально высокую замагниченность $\sigma \gg 1$, за световым цилиндром может создать релятивистское течение, в котором доминирующую роль играет электромагнитное поле, с возможностью формирования достаточно узких (5–10 градусов) джетов вдоль своей полярной оси [56] и последующей конверсией энергии этих истечений в излучение. Такие и другие механизмы формирования релятивистских ветров и джетов обсуждаются в литературе в качестве источников энергии всплесков и послесвечений различных типов. Ключевое значение имеют геометрия течения (угол коллимации) и величина параметра замагниченности σ , определяющего в мощности источника соотношение долей потока энергии, переносимых электромагнитным полем и частицами (см. уравнение (1)). Отношение концентраций барионов и лептонов в плазме течения также играет очень важную роль.

2.2. Диссипативные релятивистские течения компактных звёзд

Наблюдаемое излучение основного всплеска формируется или на границе фотосферы, или во внутренней области диссипации, непосредственно за фотосферой, которая определяется как область с оптической толщей $\tau > 1$ относительно томсоновского рассеяния фотонов. Радиус фотосферы R_{ph} с $\tau = 1$ можно оценить как

$$R_{ph} \approx \frac{\kappa \dot{M}_p \sigma_T}{4\pi \Gamma^2 m_p c}, \quad (2)$$

где \dot{M}_p — скорость инжекции протонов (в изотропном эквиваленте), κ — число электронов и позитронов на один протон в течении, а σ_T — сечение рассеяния Томсона [51]. Это даёт типичные значения $R_{ph} \gtrsim 10^{12}$ см, отмеченные на рис. 1.

Локализация и механизмы диссипации энергии релятивистского течения существенно различаются в зависимости от доли барионов и степени замагниченности

плазмы. При малой доле барионов в зависимости от величины параметра замагниченности течения σ диссипация, вероятно, происходит посредством быстрого перезамыкания магнитных полей различной полярности либо в областях с малым σ в бесстолкновительных ударных волнах (УВ). Конверсия значительной части энергии, инжектированной центральным источником, в наблюдаемое излучение основного всплеска может происходить как в фотосфере источника посредством комптонизации фотонного поля, так и в прозрачной для излучения области внутренней диссипации, показанной на рис. 1 [57–60]. В течениях с существенной долей барионов столкновительная диссипация энергии протонов и нейтронов в фотосфере может помочь объяснить наблюдаемые жёсткие спектральные индексы излучения фотонов с энергиями ниже E_p [61, 62]. Фотосферные модели позволяют воспроизвести спектры многих гамма-всплесков с фотонными индексами излучения α_0 меньше 0,5, измеренные на ранних фазах основного всплеска [63], узкое распределение фотонов по частотам в окрестности пика спектра Банда, а также относительно узкий интервал наблюдаемых энергий пика. Модели диссипативных фотосфер с параметром замагниченности в интервале от 0,001 до 0,1 могут успешно воспроизвести компоненту Банда в спектрах гамма-всплесков [59].

Неупругие столкновения протонов и нейтронов в плотных областях фотосферы позволяют естественным образом получить фотоны с энергиями порядка $m_\pi c^2 \Gamma$ (где m_π — масса π^0 -мезона) и сопровождаются нейтринным излучением, которое может быть детектировано обсерваториями IceCube [64], Baikal-GVD [65] и др. Например, спектры гамма-всплеска GRB 080916C [66], полученные с достаточно хорошим временным разрешением, совместимы с модельными предсказаниями о наличии фотосферной компоненты в спектре излучения. Авторы предложили интерпретацию данных в рамках многозонной модели релятивистского течения от центрального источника с существенной долей барионов, но без сильной замагниченности плазмы и учли как излучение фотосферы, так и высокоэнергичное излучение, обусловленное внешними УВ. В то же время анализ [66] не исключает возможной интерпретации наблюдений GRB 080916C в рамках других моделей.

Фундаментальный вопрос о наблюдательных ограничениях доли барионов и степени замагниченности плазмы в источниках гамма-всплесков пока не решён, хотя имеются отдельные интересные результаты. Так, интерпретация отношения величины потока ГэВ-фотонов яркого GRB 221009A, детектированных обсерваторией LHAASO на фазе основного всплеска, к потоку излучения от этого события в диапазоне МэВ в рамках модели комптоновского рассеяния синхротронных МэВ-фотонов указывает на величину параметра замагниченности в релятивистском течении $\sigma \gtrsim 1$ [67]. Авторы обсуждают модель диссипации магнитного поля течения в виде множественных областей пересоединения силовых линий с формированием локальных мини-джетов. Отношение плотностей энергии магнитного поля и энергии частиц (лептонов и адронов) в окрестности центрального источника энергии до области диссипации таким методом не определяется.

Наряду с фотосферными моделями, возможны сценарии с диссипацией энергии, выделенной центральным источником, и формированием основного всплеска

гамма-излучения в областях течения оптически тонкой плазмы с $\tau < 1$. Быстропеременное выделение энергии источника в виде релятивистски движущихся оболочек лежит в основе широкого класса моделей с внутренней диссипацией энергии течения. В системе отсчёта центрального источника две оболочки, оторвавшиеся от центрального источника с промежутком времени Δt и движущиеся с разными, но сравнимыми лоренц-факторами (порядка Γ), сталкиваются на расстоянии от источника порядка $R_{\text{diss}} \sim c\Delta t\Gamma^2$ и формируют там область диссипации. Столкновения разнородных оболочек в случае слабо замагниченного течения с $\sigma < 1$ должно сопровождаться формированием ударных волн, ускорением частиц и их нетепловым излучением (см. рис. 1). Модели излучения системы внутренних ударных волн подробно обсуждаются в работах [5, 50, 71–75]. Комптоновское рассеяние переменного во времени излучения фотосферы электронами и позитронами, ускоренными на внутренних УВ, может позволить объяснить компоненту излучения основного всплеска с энергиями выше 10 МэВ (т.е. выше пика Банда) [76]. Такая комбинированная модель относит МэВ-компоненту спектра Банда к фотосферному излучению, а более энергичное излучение основного всплеска к внутренним УВ.

Существенным фактором оценки реалистичности любой модели гамма-всплесков является эффективность конверсии энергии центрального источника в наблюдаемое излучение, равно как и возможность формирования спектра фотонов, воспроизводящего наблюдения. Действительно, гигантские величины изотропного эквивалента энерговыделения гамма-излучения всплесков, даже после коррекции на высокую степень коллимации излучения [77] с углами коллимации в несколько градусов, дают энерговыделение большинства гамма-всплесков на уровне $\sim 10^{51}$ эрг, что сопоставимо с энерговыделением при коллапсе звезды. Вследствие этого модельная эффективность конверсии энергии, выделенной центральным источником, в гамма-излучение должна быть достаточно высокой.

В простейшем анализе энергетики внутренних УВ в работах [5, 78] рассмотрены две немагнитные ($\sigma \ll 1$) оболочки, с массами M_1 и M_2 и различными скоростями $\Gamma_1 > \Gamma_2 \gg 1$, сливающиеся в одну, имеющую лоренц-фактор Γ_0 . Из законов сохранения импульса и энергии имеем

$$\Gamma_0 \simeq \sqrt{\frac{M_1\Gamma_1 + M_2\Gamma_2}{M_1/\Gamma_1 + M_2/\Gamma_2}}. \quad (3)$$

При столкновении и слиянии оболочек часть их исходной энергии выделяется в форме внутренней энергии плазмы. Отношение внутренней энергии к исходной суммарной кинетической энергии оболочек определяет эффективность конверсии

$$\epsilon = 1 - \frac{(M_1 + M_2)\Gamma_0}{M_1\Gamma_1 + M_2\Gamma_2}. \quad (4)$$

Как можно убедиться, законы сохранения энергии и импульса позволяют конвертировать значительную долю энергии кинетических оболочек во внутреннюю энергию (и затем в излучение) только для оболочек с очень существенной разницей в скоростях $\Gamma_1 \gg \Gamma_2$, но сравнимыми массами. Оценки, приведённые в работе

[79], дают ожидаемую эффективность конверсии не выше 20%. Энергетическая эффективность — это весьма серьёзная проблема для моделей внутренних УВ с малой степенью замагниченности, даже с учётом эффекта Доплера и анизотропии течения.

Течение компактного источника гамма-всплеска может иметь высокую степень замагниченности ($\sigma \gg 1$) [57, 80–82]. В течениях с высокой плотностью энергии магнитного поля диссипация, как фотосферная, так и в области прозрачности [60, 83, 84], вероятно, связана с механизмами формирования токовых слоёв в областях пересоединения силовых линий магнитного поля [54, 82, 85]. В случае замагниченных быстропеременных течений с $\sigma > 1$ можно расширить рассмотренную выше модель сталкивающихся оболочек, включив возможность диссипации их магнитных полей в процессе слияния [60, 83]. Простая модель, в которой скорость магнитной диссипации считается внешним параметром, позволяет получить эффективность в десятки процентов только для систем с быстрым пересоединением силовых линий поля. Реалистичное определение скоростей магнитного пересоединения требует кинетического моделирования течений с магнитными полями сложной структуры в широком динамическом диапазоне, начиная с масштабов, задаваемых динамикой электронов [86–90]. Возможности и некоторые результаты такого моделирования мы обсудим в следующем разделе. Заметим также, что физические процессы диссипации сильно замагниченных релятивистских течений и генерацию сопутствующего нетеплового излучения можно изучать, используя многоканальные наблюдения пульсарных ветров, обсуждаемые ниже, в разделе 4.

2.3. Ускорение частиц в диссипативных течениях и их нетепловое излучение

Для объяснения наблюдаемых спектров гамма-всплесков, блазаров, а также сверхновых типа Ib/c требуется использовать модели ускорения частиц в диссипативных релятивистских течениях [72, 83, 91–94]. Механизмы ускорения частиц должны реализовать достаточно быструю и эффективную конверсию энергии релятивистского течения в энергию нетепловых частиц на различных фазах гамма-всплеска [83, 91, 94–96]. В течениях плазмы с умеренной степенью замагниченности σ ускорение частиц может происходить по механизму Ферми (в различных его реализациях). Ускорение заряженных частиц нерелятивистскими ударными волнами и магнитной турбулентностью [97–102] широко используется для моделирования источников космических лучей в остатках сверхновых [103–107], однако имеются весьма существенные особенности процесса ускорения частиц в релятивистских течениях плазмы [108–110].

Формирование бесстолкновительных УВ и ускорение частиц можно эффективно исследовать методами частиц в ячейках (particle-in-cell, PiC), реализующими самосогласованное описание кинетики частиц в электромагнитных полях [111]. Моделирование кинетики частиц и полей в плоских релятивистских течениях плазмы с различным содержанием барионов и магнитных полей было выполнено с PiC кодом "TRISTAN" в работах [112–114]. Формирование бесстолкновительных УВ наблюдается при моделировании течений с регулярными магнитными полями и умеренной степенью замагниченности $\sigma \leq 0,1$. Расчёты [114] показали, что релятивистские УВ,

распространяющиеся поперёк квазиоднородного магнитного поля, эффективно ускоряют частицы в плазме из e^\pm -пар, если $\sigma \leq 10^{-3}$, а в электрон-протонной плазме при ещё меньшей степени замагничности $\sigma \leq 3 \times 10^{-5}$. С другой стороны, в течениях с $\sigma > 10^{-3}$ ускорение частиц ударными волнами может иметь место, если магнитное поле неоднородно. Характерный пример такой системы — экваториальный релятивистский ветер пульсара, который может состоять из чередующихся областей высокого магнитного поля различной полярности. Расчёты [115] показали, что в области остановки такого ветра из e^\pm -пар формируется область плазмы с перезамыканием магнитных полей и ударная волна остановки ветра (termination shock). В этой области происходит быстрое диссипативное перезамыкание магнитных полей и ускорение частиц [115, 116]. При торможении замагниченного релятивистского ветра за фронтом УВ остановки формируется степенное распределение ускоренных частиц, если характерный размер областей поля одной полярности существенно превышает c/ω_p , где плазменная частота $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / \Gamma m_e}$. Механизм Ферми играет основную роль в формировании спектра нетепловых частиц за УВ [116]. Ускорение частиц перпендикулярными релятивистскими УВ возможно в турбулентной среде с заметной средней замагниченностью [96, 117, 118]. Ударные волны, как релятивистские [119], так и нерелятивистские, могут существенно усиливать турбулентные магнитные поля [120], что надо учитывать при моделировании послесвечения гамма-всплесков.

Расчёты динамики магнитной турбулентности в плазме из e^\pm -пар с $\sigma \gg 1$ методом PiC с разрешением 2460^3 и более чем 10^{11} модельными частицами [121–123] демонстрируют формирование спектров нетепловых частиц и излучения. В недавних работах по кинетике радиативной плазмы [122] приближённо учтена сила реакции синхротронного излучения, а PiC-модели с учётом комптоновского охлаждения частиц внешним полем излучения обсуждаются в [124]. В системах как с вынуждаемой источником ("stimulated turbulence") [125], так и с распадающейся турбулентностью [126] ускорение частиц имеет две фазы. Сначала происходит инжекция частиц из тепловой плазмы электрическими полями в областях магнитного пересоединения, а в следующей фазе — рост энергии инжектированных нетепловых частиц за счёт стохастического ускорения механизмом Ферми на длинноволновых флуктуациях [121, 125]. Важно, что за счёт взаимодействия частиц с токовыми слоями угловое распределение нетепловых частиц относительно низких энергий анизотропно, и степень анизотропии падает с ростом энергии [121, 122]. Спектры синхротронного излучения могут быть рассчитаны в PiC-модели эволюции радиативной релятивистской плазмы с начальным распределением флуктуаций поля с $\sigma_0 \sim 50$ (в этих расчётах σ — отношение магнитной энергии к плотности энергии плазмы) [122]. В области низких энергий, до синхротронного пика, такие спектры имеют фотонные индексы $\alpha_0 \sim 1$, что согласуется с наблюдаемыми спектрами основной фазы гамма-всплесков. В области энергий после пика синхротронного излучения расчёты дают значительные потоки фотонов с энергиями выше так называемого "предела реакции излучения" (см. также [127]). Это не удивительно, поскольку в данной модели отчётливо проявляется перемежаемый характер магнитной турбулентности с токовыми слоями и дру-

гими магнитными структурами. Возможность преодоления предела реакции синхротронного излучения в системах с перемежаемой магнитной турбулентностью была ранее продемонстрирована в моделях гигантских вспышек Крабовидной туманности [128, 129] (см. далее раздел 4).

Расчёты в моделях PiC, безусловно, являются наиболее последовательными и во многом близки к полноценному численному эксперименту. В то же время, одновременный учёт инжекции и ускорения основной массы частиц высоких энергий механизмом Ферми при взаимодействии с длинноволновыми флуктуациями требует большого динамического диапазона расчёта. Для расчётов с высоким разрешением необходимы значительные вычислительные ресурсы, что существенно ограничивает динамический диапазон моделирования и предполагает переход от микроскопических плазменных масштабов к гидродинамическим. Для масштабирования моделей PiC с микроскопических масштабов, измеряемых в инерционных длинах электронов c/ω_p , которые много меньше характерных размеров излучающих объектов, можно использовать комбинированные модели, основанные на кинетических уравнениях. В частности, на основе PiC-моделей можно описывать процессы инжекции частиц в нетепловую популяцию в окрестности токовых слоёв в плазме с большим значением σ или ударными волнами (в случае умеренных значений σ). Кинетические коэффициенты и функции источника (скорости инжекции частиц) должны быть усреднены по микроскопическим масштабам с учётом результатов, полученных в расчётах PiC. Трёхмерное PiC-моделирование распада заданной начальной условием магнитной турбулентности и эволюции распределения частиц в плазме e^\pm -пар [126] в кубе размером $L \gtrsim 2000c/\omega_p$ показало, что за время порядка $10l/c$, где l — энергосодержащий масштаб турбулентности, происходит передача основной доли энергии магнитных флуктуаций частицам с формированием их нетеплового распределения. В рамках рассмотренной модели распада турбулентности замагниченной плазмы авторы [126] получили средний темп изменения энергии частиц заданной энергии и дали оценку коэффициента диффузии частиц в пространстве энергии частиц, характеризующей их лоренц-фактором γ :

$$D(\gamma) = \frac{\langle (\Delta\gamma)^2 \rangle}{2\Delta t} \sim 0,1\sigma \left(\frac{c}{l}\right) \gamma^2. \quad (5)$$

В расчётах [126] зависимость параметров от времени определялась эволюцией начального распределения поля, но характер зависимости от энергии частиц в выражении (5) обусловлен общими свойствами взаимодействия частиц с длинноволновыми флуктуациями [99]. Поэтому он, вероятно, пригоден для приближённого кинетического описания систем с источником энергии магнитных флуктуаций и далее для моделирования спектров частиц на гидродинамических масштабах.

Кинетические уравнения для расчёта функции распределения частиц, ускоренных механизмом Ферми, в системах с перемежаемой длинноволновой магнитогиродинамической (МГД) турбулентностью и ударными волнами с учётом потерь энергии частиц, позволяют моделировать спектры энергичных частиц [91, 130]. Для расчёта спектров частиц использовались кинетические коэффициенты, которые выражаются через статистичес-

кие характеристики турбулентности — корреляционные функции крупномасштабных движений плазмы и ударных волн. Наличие в системе перемежаемой негауссовой турбулентности, множественных сильных ударных волн или возможность существенного изменения энергии частицы на длине корреляции флуктуаций, характерные для релятивистской турбулентности, требуют выхода за пределы приближения Фоккера — Планка и использования интегральных уравнений, восходящих к уравнениям Колмогорова — Феллера [99, 131] и недиффузионных процессов переноса со скачками Леви [132].

Анализируя временную эволюцию спектров гамма-всплесков, авторы работ [28, 31] нашли, что их корректное описание возможно, если к чернотельной компоненте излучения добавить нетепловую степенную компоненту с $\alpha_0 \sim 1,2$, предполагая, что ускорение нетепловых e^\pm -пар происходит в излучающей области течения. Ранее, при исследовании модели внутренних УВ с синхротронным механизмом излучения, авторы [133] указали, что для согласия с данными наблюдений необходимо, чтобы лишь малая доля частиц течения, отвечающих за излучение на основной фазе всплеска, была ускорена УВ. Это стандартное условие модели эффективного ускорения пар [91] предполагалось выполненным в моделях внутренних УВ [72, 73]. Анализ временной эволюции спектров гамма-всплесков необходим для выявления механизмов их излучения [27, 28, 134]. Наблюдаются спектры излучения основной фазы всплесков, в которых в области энергий квантов ниже пика E_p степенной индекс распределения потока фотонов меняется от $2/3$ до $3/2$ (см., например, [135]). Модели с быстрым синхротронным охлаждением частиц, ускоренных УВ, естественным образом воспроизводят спектры с индексом $3/2$, а жёсткие спектры с фотонным индексом $2/3$ имеют, например, системы с обрывом спектра частиц на некоторой минимальной энергии [135]. Обрыв в спектре на низких энергиях не соответствует моделям с быстрым синхротронным охлаждением частиц. Типичные энергии фотонов, на которых происходит переход от жёсткого индекса $2/3$ к индексу $3/2$, по оценкам [27] составляют около 100 кэВ. Если интерпретировать изменение спектрального индекса как переход из режима быстрого синхротронного охлаждения частиц в медленный, то по оценкам [27] величина магнитного поля в данной области должна составлять порядка 10 Гс, что на несколько порядков меньше поля, ожидаемого в моделях внутренних УВ с диссипацией до расстояния порядка 10^{14} см от центрального источника.

Одно из преимуществ моделей с быстрым охлаждением частиц — высокая эффективность конверсии энергии системы в излучение [136]. Для оценки минимально необходимой эффективности основного всплеска можно использовать отношение энергии излучения к энергии головной ударной волны от взаимодействия релятивистской эжекты центрального источника с окружающей средой [79, 137]. Энергию головной УВ-эжекты можно определить лишь при сопоставлении моделей с наблюдаемыми характеристиками рентгеновского послесвечения всплесков. Исследование данного вопроса, выполненное в работе [79], показало, что минимальная эффективность основного всплеска в моделях внутренних УВ может быть снижена до величины $\sim 15\%$ вместо гораздо более высокой эффективности, оценённой ранее в моделях с большим магнитным полем в головной УВ.

Проблема энергетической эффективности моделей с внутренней диссипацией вне фотосферы остаётся нерешённой [28], хотя предлагаются нетрадиционные подходы, в частности, использование синхротронного излучения протонов как механизма излучения на основной фазе всплеска [135]. Ранее авторы работы [138] обсуждали модель основной фазы всплеска с турбулентным ускорением частиц в эжектированной центральной источником плазме со смесью барионов и лептонов, в которой вторичные лептоны от неупругих адронных столкновений дают жёсткие спектры МэВ-фотонов и одновременно есть возможность получить вторую, гигаэлектронвольтовую (ГэВ) компоненту основного всплеска. В рамках PiC-моделей с излучением нетепловых e^\pm -пар, ускоренных магнитной турбулентностью, авторы работы [121] продемонстрировали, что рост анизотропии углового распределения с уменьшением энергии частиц позволяет получать жёсткие спектры синхротронного излучения. Это даёт возможные направления решения проблемы жёстких спектров на основной фазе всплеска. Одним из потенциально важных факторов является одновременный учёт процессов ускорения и излучения частиц в нестационарных моделях диссипации течения. Он расширит спектральные модели [28], использованные для анализа временной эволюции основного всплеска.

В простейшем случае кинетическое уравнение для описания временной эволюции изотропной части функции распределения частиц $N(p, t)$ с учётом их ускорения магнитной турбулентностью в области диссипации течения и потерь энергии на излучение в приближении Фоккера — Планка имеет вид

$$\frac{\partial N(p, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial p} \left[\dot{p}(p)N(p, t) - D(p) \frac{\partial}{\partial p} N(p, t) \right] + \frac{N(p, t)}{T_{\text{esc}}} = \dot{Q}^{\text{inj}}(p), \quad (6)$$

где $\dot{p}(p)$ — скорость потерь импульса частицы за счёт излучения, $D(p)$ — коэффициент диффузии в импульсном пространстве, а $\dot{Q}^{\text{inj}}(p)$ — темп инжекции частиц в режим ускорения Ферми. Это уравнение записано для функции распределения, усреднённой по объёму системы, а T_{esc} — время ухода частиц из области ускорения. Анализ спектров синхротронного излучения для систем с большими значениями параметра замагниченности σ в релятивистском течении в работах [28, 31] выполнен на основе стационарных решений кинетического уравнения (6) для e^\pm -пар, в котором были оставлены только слагаемое с потерями частиц на излучение $\dot{p}(p)$ и внешний стационарный источник ускоренных частиц $\dot{Q}^{\text{inj}}(p) \sim p^{-\delta_p}$ со степенным распределением в определённом интервале энергий. Для согласования данной модели с наблюдениями спектральный индекс электронов в данной модели должен быть $\sim 3,5$, что отличается от стандартного индекса ($\sim 2,2$) спектра частиц, ускоренных релятивистской УВ в системе с малой замагниченностью [28]. В большинстве моделей спектров излучения гамма-всплесков использовались подобные предположения о квазистационарной инжекции ускоренных частиц с фиксированным индексом степенного распределения, что соответствует случаю быстрого ускорения частиц сильной УВ. С другой стороны, в моделях с эффективным ускорением частиц магнитной турбулентностью можно ожидать временной эволюции спектра ускоренных частиц. Так, в частности, на рис. 2 показаны нестацио-

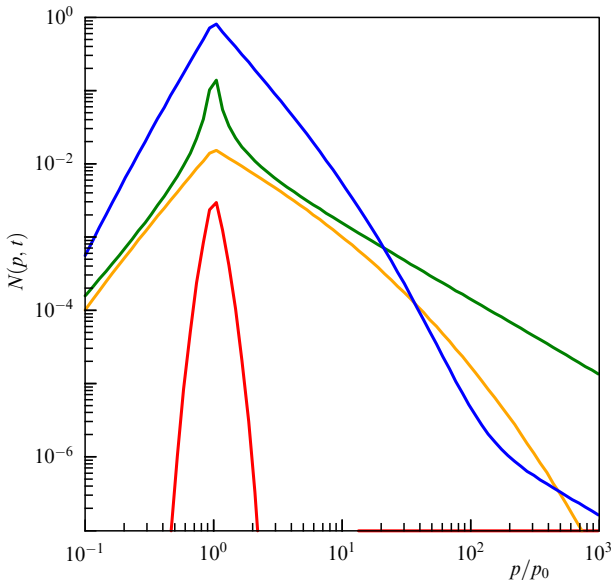


Рис. 2. Эволюция во времени модельного спектра частиц, ускоренных магнитной турбулентностью, в системе конечного размера с характерным временем ухода частиц $T_{\text{esc}}/T_a = 20$. Спектры частиц в моменты времени, измеренные в единицах времени ускорения T_a , показаны цветными линиями: 0,3 (красный), 0,8 (жёлтый), 2,0 (зелёный), 12 (синий).

нарные спектры частиц в случае ускорения релятивистской турбулентностью, полученные из решения уравнений (6) и (5) в интервале энергий, где синхротронные и комптоновские потери частиц медленнее, чем время ускорения механизмом Ферми. Такой интервал существует на относительно низких энергиях, поскольку скорость потерь энергии зависит от импульса частицы $\propto \gamma^2$, а темп ускорения длинноволновой магнитной турбулентностью меняется медленнее. Приближение изотропии функции распределения в модели ускорения Ферми на промежуточных энергиях часто является обоснованным. Анизотропные распределения частиц в PiC-моделях реализованы на низких энергиях, где в окрестности токовых слоёв областей пересоединения силовых линий полей происходит инжекция частиц в механизм Ферми [121]. Рисунок 2 демонстрирует эволюцию распределения частиц от инжектированного узкого распределения в момент начала ускорения к широким жёстким спектрам частиц, ускоренных механизмом Ферми длинноволновыми флуктуациями с последующим падением интенсивности по мере истощения источника энергии. В этом расчёте источник инжекции частиц был стационарным и моноэнергичным $\dot{Q}^{\text{inj}}(p) \sim \delta(p - p_0)$ (число ускоренных частиц меняется со временем). Оценка времени ускорения системы дала $T_a \sim p^2/D(p)$. Учёт временной эволюции функции распределения частиц позволит сравнивать наблюдаемые спектры гамма-всплесков с более широким классом физических моделей, чем те, что были рассмотрены в интересной работе [28] со стационарным спектром инжекции.

Вопрос о механизмах излучения основного всплеска и послесвечения продолжает оставаться предметом широкого обсуждения [4, 57, 59, 79, 135, 139–141]. Для надёжного определения механизма излучения существенно иметь спектры основного всплеска в широком диапазоне энергий (см. [28, 142, 143]), а также и поляризационные данные, полученные с временным разрешением. Измере-

ния поляризации излучения потенциально очень существенны как для установления механизма излучения, так и для определения свойств течения [144]. Теории с фотосферным происхождением основного всплеска в ряде случаев предсказывают относительно малую степень поляризации излучения, не достигающую 20 % (см. обзор результатов в статье [144]). Модели нетепловой компоненты основного всплеска, основанные на синхротронном механизме излучения, в ряде случаев предсказывают высокую степень линейной поляризации излучения, измеренного с разрешением по времени. Анализ эволюции во времени позиционного угла поляризованного излучения может позволить выявить наличие субструктур внутри течения, таких как мини-джеты или магнитные импульсы, связанные с внутренними УВ. Поляризованное излучение в промежутках между импульсами излучения даёт информацию о глобальном магнитном поле релятивистского течения.

Поляризационные наблюдения нескольких ярких гамма-всплесков были выполнены на орбитальных детекторах POLAR [145] и AstroSat [146]. В ярком гамма-всплеске GRB 160821A детектор AstroSat [147] в интервале энергий 100–300 кэВ обнаружил свидетельства высокой степени линейной поляризации $66_{-27}^{+26} \%$ (с оценкой значимости $5,3\sigma$) с переменным во времени позиционным углом, существенно меняющимся на фазе роста и падения интенсивности основного всплеска. Авторы наблюдений сделали заключение о значительной упорядоченности магнитного поля в пределах углов $\sim 1/G$. Результаты совместного анализа данных наблюдений гамма-всплеска GRB 170114A орбитальными детекторами POLAR и Fermi/GBM [148] указывают на медленный рост во времени степени поляризации излучения, достигающей примерно 30 % в пике излучения, что согласуется с синхротронной моделью формирования основного всплеска. С другой стороны, анализ 14 всплесков, детектированных прибором POLAR в диапазоне энергий 50–500 кэВ [145], указывает на малую, или вообще отсутствующую линейную поляризацию излучения, проинтегрированного по времени вспышки. Для полноценной интерпретации результатов, полученных в наблюдениях AstroSat и POLAR, нужен независимый анализ всплесков, которые наблюдали оба эти прибора, например, всплеска GRB 161218B, а также анализ модели поляризованного излучения всплесков [144, 149].

В литературе также имеются модели поляризации радио- и оптического излучения на фазе послесвечения [150], учитывающие наличие турбулентности гидродинамического типа перед фронтом УВ. Авторы этих моделей получили оценку степени поляризации оптического излучения $\sim 1 \%$ и немного более высокое значение для радиоволн.

2.4. Уроки яркого гамма-всплеска GRB 220910A

В большинстве случаев мощные гамма-всплески наблюдались от источников с красными смещениями $z \gtrsim 1$ из-за большего наблюдаемого космологического объёма и ближе к времени пика скорости звездообразования. Поэтому уникально яркий, относительно близкий гамма-всплеск GRB 220910A в галактике с $z = 0,151$ (на расстоянии около 745 Мпк) является редким событием с ожидаемой частотой один раз в столетие (или даже реже) [13, 151]. Высокий интегральный поток излучения GRB 220910A $\sim 0,2$ эрг см^{-2} в интервале энергий 20 кэВ –

10 МэВ [68] вызвал даже возмущения магнитосферы Земли [152], наблюдаемые по распространению низкочастотных радиосигналов. При анализе излучения этого всплеска надо было учитывать эффекты галактической пыли и магнитного поля диска Галактики, поскольку источник всплеска имел низкую галактическую широту $\sim 4,3$ градуса. Наблюдения GRB 220910A были выполнены во всём диапазоне электромагнитного спектра. Также были получены верхние пределы на потоки нейтрино от данного источника в диапазоне от МэВ до ПэВ [153]. Наблюдения на орбитальном телескопе JWST, выполненные через 170 дней после события, обнаружили ассоциированный с GRB 221009A остаток сверхновой, подобный исследованному ранее объекту SN 1998bw. Количество изотопа ^{56}Ni в эжекте нового остатка SN, оценённое как $\sim 0,09M_{\odot}$, оказалось весьма умеренным, а спектральных особенностей, указывающих на следы г-процесса нуклеосинтеза, обнаружено не было. Родительская галактика имела металличность около 0,12 солнечной, а область звездообразования, в которой находился источник всплеска, необычна наличием в её спектре узких линий молекулярного водорода, ранее обнаруженных только в одном случае окружения длинного гамма-всплеска GRB 031203 [154]. Оценки изотропного эквивалента энерговыделения источника GRB 220910A по наблюдениям в диапазоне от 20 кэВ до 10 МэВ превышают 3×10^{54} эрг [13, 68, 155]. Кривая блеска основной фазы всплеска содержала несколько мощных импульсов, произошедших в течение примерно 600 с в системе отсчёта наблюдателя (см. рис. 3, взятый из работы [68]), а спектры импульсов излучения приближённо описывались функцией Банда с индексами $\alpha_0 \sim 1,1$, $\alpha_1 \sim 2,6$ и пиком E_p около 1 МэВ.

Существенно новый результат был получен в работе [156] в результате анализа данных детектирования основной фазы GRB 220910A с помощью Fermi/GBM. Авторы обнаружили в спектре излучения линию с энергией ~ 10 МэВ и шириной около МэВ, значимость которой оценена выше 6σ . В промежутке времени 280–300 с был обнаружен сильный избыток над моделью континуума из двух степенных компонент. Избыток излучения моде-

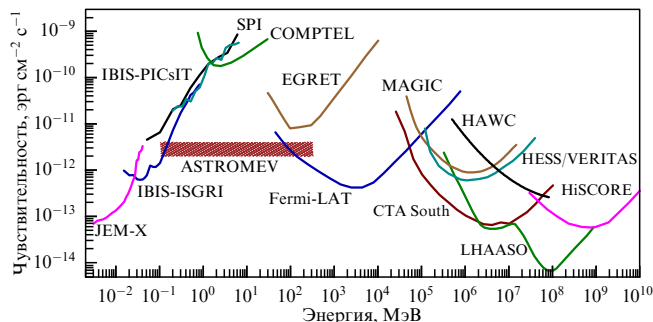


Рис. 4. Чувствительность некоторых прошлых, сегодняшних и планируемых гамма-телескопов. Показаны характеристики как орбитальных (регистрируют фотоны до энергий порядка 300 ГэВ), так и наземных черенковских обсерваторий [69]. Орбитальные детекторы гамма-всплесков и других ярких транзиентов в диапазоне МэВ (КОНУС-ВИНД, Fermi/GBM, Swift/BAT, Swift/XRT) имеют чувствительность не лучше 10^{-8} эрг см^{-2} с^{-1} , и поэтому они не показаны на рисунке. Планируемый уровень чувствительности комптоновских телескопов диапазона МэВ, находящихся на стадии разработки, отмечен как ASTROMEV.

лировали гауссовой линией с центром на $12,56^{+0,3}_{-0,31}$ МэВ и шириной $1,31^{+0,3}_{-0,31}$. Затем в течение 80 с центр линии смещался от 12 до 6 МэВ, а светимость падала от $\sim 10^{50}$ эрг с^{-1} до $\sim 2 \times 10^{49}$ эрг с^{-1} . Возможна интерпретация такой линии как аннигиляционной линии e^{\pm} [157], смещённой в синюю сторону релятивистским течением с лоренц-фактором $\Gamma \sim 20$, последовательно уменьшающимся в ходе эволюции всплеска [156]. В рамках модели внутренних ударных волн излучение аннигиляционной линии может происходить из оболочки, образующейся при столкновении на расстоянии порядка 10^{15} см от центрального источника оболочки с высоким лоренц-фактором (> 100) с более медленной оболочкой. Наблюдения линий излучения и поглощения в гамма-спектрах релятивистских источников открывают уникальные возможности проверки моделей таких объектов.

Данный результат был получен при анализе очень яркого всплеска, согласно оценкам, случающегося не чаще раза в столетие. Поиск линий от более слабых всплесков будет возможен с более чувствительными детекторами. На рисунке 4 показаны минимальные потоки энергии от космических источников, которые могут регистрировать некоторые наиболее чувствительные рентгеновские и гамма-телескопы [69]. Рисунок иллюстрирует отсутствие чувствительных орбитальных телескопов в диапазоне энергий около МэВ. Область, обозначенная ASTROMEV, показывает достижимую чувствительность разрабатываемых сегодня комптоновских телескопов. Существующие проекты орбитальных МэВ-обсерваторий ASTROGAM [69], HERMES [158], COSI [159] и подобные им комптоновские детекторы часто имеют несколько меньшее поле зрения по сравнению с широкополными мониторами КОНУС-ВИНД, Fermi/GBM, Swift/BAT и др., поэтому ожидаемое число регистрируемых ими гамма-всплесков будет меньше, однако даже несколько измерений спектров всплесков с высокой чувствительностью в диапазоне МэВ в течение нескольких лет функционирования указанных приборов на орбите будут очень информативны. В то же время предложены также проекты современных комптоновских телескопов с широким полем зрения [160], которые

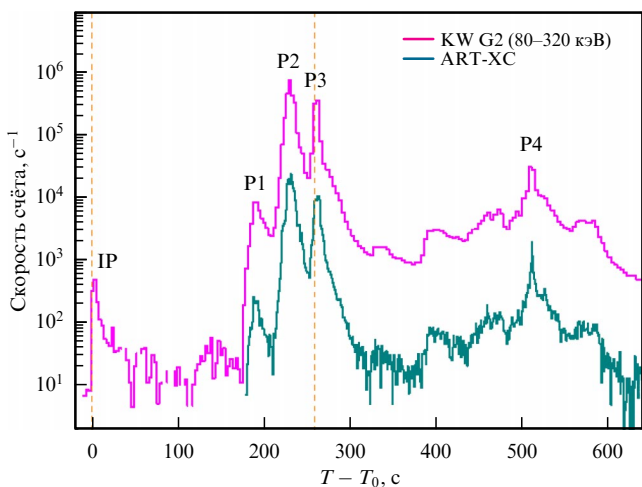


Рис. 3. Кривая блеска уникально яркого гамма-всплеска GRB 221009A, измеренная детекторами КОНУС-ВИНД (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН) и ART-XC (Институт космических исследований (ИКИ) РАН) [68].

могут быть использованы для поиска линий в спектрах основной фазы гамма-всплеска.

Анализ кривых блеска послесвечения GRB 220910A в инфракрасном, оптическом и рентгеновском диапазонах, выполненный в работе [161], показал, что данные наблюдений может описать модель синхротронного излучения головной ударной волны (forward shock) сильно коллимированного течения с кинетической энергией порядка 4×10^{50} эрг, распространяющейся в разреженной околозвёздной среде, сформированной ветром звезды-прародителя. Однако объяснение наблюдений послесвечения в радио- и миллиметровом диапазонах требуют введения дополнительных компонент к модели головной волны. С другой стороны, авторы работы [13] показали, что данные многоканальных наблюдений послесвечения как в ранние моменты, так и через месяц после события не укладываются в модель с головной УВ узкого коллимированного течения и свидетельствуют в пользу структурированного течения. В частности, возможен вклад в излучение от обратной УВ более широкого истечения, распространяющегося в однородную межзвёздную среду. Рассматриваемая возможность отказа от предположения о направлении узкого течения непосредственно на наблюдателя приведёт к существенному росту оценки кинетической энергии течения, представленной выше.

Наблюдения линейно поляризованного излучения на фазе послесвечения GRB 220910A, выполненные 11 октября 2022 г. орбитальным рентгеновским поляриметром IXPE в диапазоне энергий 2–8 кэВ [162], установили верхний предел степени поляризации в указанном диапазоне на уровне 13,8 % (на уровне значимости 99 %). Одновременно, ввиду расположения всплеска близко к плоскости Галактики, оказалось возможным наблюдать эхо данного гамма-события в форме гало рентгеновских фотонов, рассеянных пылью нашей Галактики. Это позволило дополнительно установить верхний предел на степень поляризации мягкого рентгеновского излучения основного всплеска — 55 % на уровне значимости 99 %. Авторы заключили, что полученные пределы исключают направление границы джета источника на детектор, но они согласуются с моделями синхротронного механизма формирования излучения основного всплеска.

Очень интересной особенностью GRB 220910A стали наблюдения его излучения в диапазоне ТэВ [163–165]. Фотоны с энергиями выше 10 ТэВ были детектированы от этого близкого гамма-всплеска, который удачно попал в поле зрения высокогорной обсерватории LHAASO (Large High Altitude Air Shower Observatory) [165] и гамма-детектора "Ковёр-2", расположенного в Баксанской нейтринной обсерватории [164]. Первые ТэВ-фотоны были детектированы LHAASO/WCDA через несколько минут после триггера всплеска, а всего за 50 мин было детектировано более 64 тысяч фотонов с энергиями выше 0,2 ТэВ. Максимальные потоки ТэВ-фотонов были зарегистрированы примерно через 10 с после начала сигнала, а скорость спадания потока увеличилась через примерно 10 мин после пика. Изотропный эквивалент светимости в интервале энергий 0,3–5 ТэВ составил $7,3 \times 10^{50}$ эрг с^{-1} , а поток в пике ТэВ-излучения составил $1,2 \times 10^{-5}$ эрг см^{-2} с^{-1} [165]. Данные наблюдений согласуются с моделью структурированного релятивистского истечения с полушириной раствора центрального конуса порядка 0,8 градуса [165]. Это позволяет согласовать очень высокую оценку изотропной энергии основного

всплеска, в котором доминируют МэВ-кванты — $\sim 10^{55}$ эрг [13], с теоретически ожидаемым энерговыделением центрального источника $\sim 10^{51}$ эрг. Регистрация фотонов с энергиями выше ТэВ указывает на действие эффективных процессов ускорения частиц и последующего их излучения, конкретные механизмы которых ещё предстоит установить [166, 167]. Отдельный интерес представляют объявленные в астрономических циркулярах детектирования фотона с энергией ~ 18 ТэВ обсерваторией LHAASO [163] и фотона с энергией ~ 251 ТэВ на установке "Ковёр-2" [164]. Фотоны таких высоких энергий должны сильно поглощаться при распространении от источника с $z = 0,151$ за счёт стандартных квантово-электродинамических процессов (см., однако, работу [166]). Возможное объяснение распространения высокоэнергичных квантов связано с их конверсией в аксиоподобные частицы и последующей обратной конверсией в фотоны в магнитных полях галактик [168, 169]. Модель формирования спектра высокоэнергичного излучения возвратной ударной волной (reverse shock) при торможении релятивистского течения обсуждается в работе [166]. В промежутке времени 300–400 с после триггера спектр фотонов в области \sim ГэВ, измеренный детектором Fermi/LAT, авторы связали с комптоновским рассеянием МэВ-фотонов основной фазы всплеска ускоренными электронами, наряду с непосредственным действием синхротрон-комптоновского механизма. Происхождение фотонов с энергиями выше \sim ТэВ в GRB 220910A через ~ 600 с после триггера в работе [166] связывают с синхротронным излучением протонов, ускоренных до сверхвысоких энергий (см. также [167]). В период излучения синхротронных фотонов диапазона ТэВ протонами магнитное поле в области излучения за возвратной ударной волной должно было быть большим (до половины плотности энергии течения) [166], что указывает на высокую степень замагниченности исходного течения. Аналогично, из анализа отношения потоков энергии излучения в диапазоне ТэВ к потоку энергии в диапазоне МэВ ($\sim 2 \times 10^{-5}$) авторы работы [67] пришли к заключению о высокой степени замагниченности релятивистского течения в источнике излучения.

Совокупность наблюдательных данных и развитые модели не дают пока ответа на существенные вопросы о физических процессах в источниках гамма-всплесков. Космологическая удалённость этих объектов и быстрое убывание светимости в максимуме блеска ограничивают возможности наблюдений. В то же время исследование других типов мощных нетепловых источников может позволить лучше понять механизмы формирования релятивистских течений, ускорения частиц и излучения. Ниже мы кратко обсудим новые результаты наблюдений и моделей некоторых транзиентных источников других типов.

Среди мощных транзиентных источников особый интерес традиционно вызывают мягкие повторяющиеся гамма-всплески (так называемые репитеры). С момента открытия вспышки SGR 0525-66 в 1979 г. детекторами КОНУС ФТИ им. А.Ф. Иоффе на борту космических аппаратов Венера 11 и 12 [170] до сегодняшнего дня подтверждена природа 12 источников повторяющихся мягких гамма-всплесков и имеется несколько кандидатов. Они характеризуются выделением энергии $\gtrsim 10^{44}$ эрг за доли секунды начального импульса, сопровождающегося "хвостом" пульсирующего излучения продолжи-

тельностью в сотни секунд. Основные особенности повторяющихся всплесков и их вероятная связь с процессами высвобождения энергии при перестройке огромных магнитных полей магнетаров обсуждались в обзоре [7]. В 2020 г. была установлена связь вспышки мягкого гамма-репитера SGR J1935 + 2154 с наблюдаемым быстрым радиовсплеском (см., в частности, [171]). Это наблюдение проливает свет на загадку природы быстрых радиовсплесков [172, 173], что представляет большой интерес, но процессы формирования всплесков в магнетарах (см., например, [174, 175]) требуют отдельного детального обсуждения вне рамок данной статьи.

3. Транзиентные источники, родственные гамма-всплескам

После короткой фазы основного всплеска с диссипацией энергии внутри релятивистского истечения дальнейшее взаимодействие такого течения с окружающей средой сопровождается фазой послесвечения, продолжающейся несколько месяцев. На фазе послесвечения происходит нагрев и ускорение частиц внешней (головной) и внутренней (возвратной) ударными волнами, аналогично тому как это происходит при взаимодействии эжекты сверхновой с околосвёздной средой и наблюдается в остатках сверхновых [176]. В отличие от гамма-всплесков, в большинстве остатков сверхновых основная энергия вспышки содержится в эжекте массой порядка массы Солнца и поэтому движущейся преимущественно с нерелятивистскими скоростями. В этом случае лишь малая часть кинетической энергии потока E_k содержится в релятивистских движениях. Оценки распределения кинетической энергии по скоростям для сверхновых и для гамма-всплесков выполнены в [177]. На основе гидродинамических моделей, исследованных в [178], удобно ввести параметризацию распределения кинетической энергии по 4-скоростям внешних УВ $\Gamma_f \beta_f$ вида $E_k(> \Gamma_f \beta_f) \propto (\Gamma_f \beta_f)^{-g}$. Данные об остатках с нерелятивистскими скоростями расширения оболочек, составляющих подавляющее большинство сверхновых, совместимы с оценкой их индекса $g \sim 5,2$. Несколько остатков релятивистских сверхновых без гамма-всплеска, таких как SN2009bb, SN2012ar, демонстрируют $g \gtrsim 2,5$, а для гамма-всплесков $g \gtrsim 0,4$ [177]. Физическая природа распределения энергии по 4-скоростям может быть связана с особенностями центрального компактного объекта (бурная аккреция на вращающийся компактный объект или энерговыделение миллисекундного магнетара). В работе [179] авторы продемонстрировали, что при одинаковой величине полной энергии 3×10^{51} эрг, эжектированной за различные промежутки времени 4,0, 7,5 и 15,0 с, можно получить распределения $E_k(> \Gamma_f \beta_f)$ с индексами g от 0,5 до 5.

Исследование релятивистских сверхновых как промежуточного случая между большинством остатков сверхновых и гамма-всплесками позволит лучше понять процессы формирования релятивистского течения [180] и механизмы ускорения частиц до высоких энергий [70, 181]. Из весьма общего рассмотрения [92] без использования конкретного механизма ускорения частиц можно показать, что трансрелятивистские течения плазмы с $\beta\Gamma \sim 1$ и вмороженными турбулентными магнитными полями являются оптимальными для получения максимальной энергии ускоренных частиц при заданной мощ-

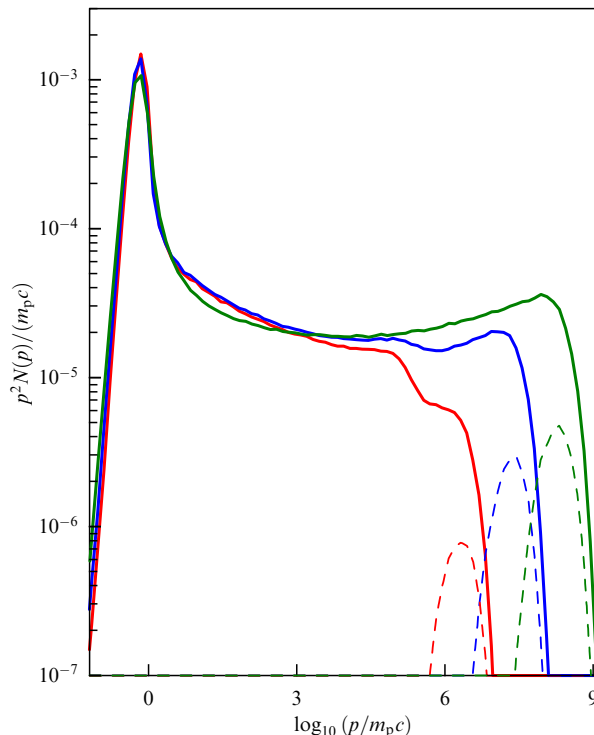


Рис. 5. Распределение энергии по спектру протонов, ускоренных трансрелятивистской ударной волной (УВ), распространяющейся со скоростью $0,3c$. Расчёт выполнен для плоскопараллельной УВ в нелинейной модели Монте-Карло с учётом эффектов неадиабатического усиления магнитной турбулентности ускоренными частицами [70]. Спектры частиц для УВ, распространяющейся в околосвёздной среде с магнитным полем B_0 , показаны цветными линиями: $B_0 = 3 \times 10^{-6}$ (красный), $B_0 = 3 \times 10^{-5}$ (синий), $B_0 = 3 \times 10^{-4}$ (зелёный). Сплошными линиями показаны спектры за фронтом УВ, а штриховыми — спектры частиц, уходящих из области ускорения в межзвёздную среду.

ности истечения [70]. Ожидаемая (весьма неопределённая) частота вспышек релятивистских сверхновых в Галактике составляет примерно одно событие в 50 тыс. лет и позволяет таким объектам вносить заметный вклад в потоки космических лучей в диапазоне энергий \sim ПэВ [182]. На рисунке 5 представлены спектры протонов, ускоренных трансрелятивистскими УВ сверхновых, рассчитанные в рамках нелинейной модели Монте-Карло, учитывающей обратное влияние ускоренных частиц на структуру волны и магнитной турбулентности [70]. Спектры протонов зависят от величины магнитного поля в околосвёздной среде, но ускоренные до энергии порядка ПэВ протоны присутствуют как внутри остатка, так и в потоке частиц, покидающих область ускорения вверх по течению от УВ. Это, вероятно, позволяет относить релятивистские сверхновые к классу пэватронов — источников космических лучей с энергиями \sim ПэВ.

Для понимания явлений, связанных с коллапсом звёзд, представляют интерес несколько недавно открытых быстропеременных объектов, таких как AT2018cow, AT2020xnd, называемых быстропеременными голубыми транзиентами (Luminous Fast Blue Optical Transient, LFBOT, см. [183–185]). Эти объекты демонстрируют быстрый рост оптического излучения в течение дня и высокую светимость, в пике достигающую $\sim 10^{44}$ эрг s^{-1} и спадающую за несколько недель. Наблюдается быстрое расширение радиоисточника с умеренно релятивист-

скими скоростями $\geq 0,1c$, возможно, инициированное релятивистским джетом от центрального источника, который не прошёл без существенной модификации через плотную оболочку звезды-прародителя СН. Взаимодействие джета с оболочкой звезды может сформировать анизотропную структуру — так называемый кокон, расширяющийся со скоростью порядка $0,1c$, опережающий более массивную эжекту СН, имеющую скорость $\sim 0,01c$. Наблюдения окрестности источника AT2018cow, находящегося на расстоянии ≥ 60 Мпк, инструментами ALMA, VLT/MUSE и HST/WFC3 [186] обнаружили облако молекулярного водорода с полной массой $\sim 6 \times 10^6 M_\odot$ и две области звездообразования с суммарными массами звёзд $\sim 3 \times 10^5 M_\odot$ каждый. Авторы наблюдений считают, что источник AT2018cow находится ближе на луче зрения, чем указанные объекты, и предполагают, что его прародитель имел возраст порядка 10 млн лет и массу меньше $20 M_\odot$. Такой вывод сделан на основе отсутствия видимой популяции молодых звёзд непосредственно около AT2018cow, что позволяет отнести его происхождение к более ранним эпизодам звездообразования в данной области, сравнимой по характеристикам с расположенной в Большом Магеллановом облаке областью звездообразования 30 Dor. Имеющиеся наблюдения пока дают лишь весьма ограниченную информацию о природе этих интересных источников, в частности, о нетепловых процессах ускорения частиц и об их высокоэнергичном излучении, но исследования подобных объектов только начинаются. Поискам и наблюдениям ярких транзиентных источников будет посвящена программа планируемого к запуску в 2026 г. широкопольного (204 квадратных градуса) ультрафиолетового (УФ) телескопа ULTRASAT (Ultraviolet Transient Astronomy Satellite) [17]. Российская обсерватория Спектр-УФ [187] позволит выполнять как исследования гамма-транзиентов детекторами КОНУС, так и УФ-спектроскопию областей послесвечения.

Существенную информацию о физике нетепловых процессов, обеспечивающих конверсию мощности релятивистских течений плазмы в высокоэнергичное излучение, также можно получить, изучая пульсарные туманности. В нашей Галактике наблюдаются десятки таких объектов, а их относительная близость позволяет в ряде случаев изучать пространственную структуру релятивистского ветра и синхротронных туманностей, сформированных после остановки релятивистского течения плазмы. В качестве примера ниже мы обсудим гамма-излучение Крабовидной туманности, обладающей весьма высокой эффективностью конверсии энергии торможения пульсара в пульсарный ветер и нетепловое излучение.

4. Переменное гамма-излучение Крабовидной туманности

Релятивистские ветры энергичных пульсаров наблюдаются во всём диапазоне электромагнитного спектра в форме протяжённых синхротронных туманностей (Крабовидная туманность является прототипом такого объекта) и, таким образом, представляют собой природные лаборатории, где можно исследовать процессы ускорения частиц и формирования излучения замагниченных течений [33, 127, 188]. Крабовидная туманность наблюдается в интервале энергий фотонов протяжённостью в 22 декады, от радио- до гамма-диапазона.

Основные модели пульсарных туманностей предполагают конверсию значительной доли мощности, выделяемой за счёт торможения вращения пульсара, в анизотропный ветер электронов и позитронов, с возможной примесью протонов, с высоким значением замагниченности σ и лоренц-фактором $\Gamma \gg 1$. Остановка ветра при столкновении с внешней средой сопровождается процессами ускорения частиц до высоких энергий. Синхротронное излучение определяет спектр от радиоволн до гамма-квантов с энергиями до ГэВ, а обратное комптоновское рассеяние фотонов электронами, ускоренными до ПэВ, формирует спектр энергий излучения выше ГэВ.

Проблема ускорения пульсарного ветра, распространяющегося за световым цилиндром [189, 190], пока в полной мере не решена, однако развиты полезные подходы к моделированию осесимметричных течений [191]. Существенная доля мощности релятивистского ветра сосредоточена в окрестности экваториальной плоскости пульсара [192, 193] и выделяется в окрестности поверхности остановки ветра [127]. Модели предполагают высокую степень замагниченности релятивистского ветра с $\sigma \gg 1$ в окрестности светового цилиндра, в то время как формирование ударной волны остановки требует существенного уменьшения σ . В модели наклонного магнитного ротатора структура пульсарного ветра около светового цилиндра может состоять из полос тороидального поля с переменной полярностью [189]. В области остановки ветра процессы перезамыкания магнитных полей различной полярности позволяют существенно уменьшить замагниченность плазмы и сформировать ударную волну остановки [115, 116]. Выполненные этими авторами расчёты методом PiC продемонстрировали эффективное ускорение частиц электрическими полями в процессе диссипации магнитных полей, а также ускорение механизмом Ферми в окрестности УВ. Ускоренные в области остановки ветра электроны и позитроны испускают синхротронное излучение, наблюдаемое как пульсарная туманность в различных диапазонах электромагнитного спектра. Структура магнитных полей в области остановки релятивистского ветра пульсара играет важную роль в формировании наблюдаемой синхротронной туманности, форма которой зависит от угла наклона оси вращения к магнитному диполю пульсара [194], а также от свойств и движения среды, окружающей пульсар [195]. Рентгеновские наблюдения, выполненные с высоким угловым разрешением на телескопе Chandra [188, 196–198], выявили замечательное разнообразие форм и спектров пульсарных туманностей. Сильно варьируется в подобных объектах и эффективность конверсии мощности релятивистского пульсарного ветра в наблюдаемое нетепловое излучение. В Крабовидной туманности такая эффективность достигает нескольких процентов, но в большинстве туманностей она на несколько порядков ниже.

Для понимания природы высокоэнергичного излучения значительный интерес представляют мощные вспышки гамма-излучения Крабовидной туманности, открытые орбитальными обсерваториями AGILE [199] и Fermi [200]. Крабовидная туманность обычно считается достаточно стабильным источником жёсткого излучения с энергиями фотонов выше кэВ и используется для калибровки многих детекторов. Поэтому обнаружение гамма-вспышек продолжительностью порядка нескольких часов с ростом потока фотонов с энергиями выше

100 МэВ более чем на порядок оказалось большой неожиданностью для исследователей [201]. Мощность излучения сильных ГэВ-вспышек превышала 10^{36} эрг с^{-1} , что составляет около процента от мощности, выделяемой за счёт замедления вращения пульсара в Крабе. Также были обнаружены периоды более медленных (и с меньшей амплитудой) вариаций гамма-потока от этой туманности и, наконец, обнаружены длинные (в несколько недель) периоды сильного снижения потока наблюдаемого гамма-излучения, показанные на рис. 6 [202]. Важная особенность сильных вариаций излучения Крабовидной туманности состоит в том, что переменность ограничена интервалом энергий фотонов примерно от 100 МэВ до нескольких ГэВ, соответствующим области завала спектра синхротронного излучения. Одновременный поиск переменности потока во всех других диапазонах энергий (включая ТэВ) не обнаружил значимых отклонений от стационарного значения [201, 203]. Существенная проблема, возникающая при интерпретации таких вспышек, состоит также в том, что пик излучения вспышки приходился на энергии выше 100 МэВ. В однозонных моделях с ускорением электронов механизмом Ферми на МГД-ударных волнах и одновременным синхротронным излучением максимальная энергия излучаемого фотона не должна заметно превосходить $m_e c^2 / \alpha_f$, где α_f — постоянная тонкой структуры [204]. Условие вмерзности магнитного поля в плазму не позволяет получать в идеальных МГД-моделях электрические поля с напряжённостью выше магнитных. Нарушение условия вмерзности в окрестности токовых слоёв в процессе магнитного пересоединения снимает такое ограничение. Поэтому были предложены модели быстрого пересоединения магнитного поля, позволявшие ускорить электроны до энергий порядка ПэВ со спектром синхротронного излучения, похожим по форме на спектр излучения одиночной частицы и пиком на энергии выше 100 МэВ [205]. С другой стороны, излучение синхротронных квантов с энергией выше 100 МэВ можно получить и в идеальной МГД-системе, где области ускорения частиц и излучения разделены в пространстве или во времени — в системах с сильными флуктуациями магнитного поля [128, 129]. Флуктуации магнитного поля приводят к очень сильным вариациям потока в области завала спектра синхротронного излучения и существенно слабее изменяют потоки фотонов меньших энергий, что соответствует имеющимся наблюдательным ограничениям [128]. Если излучающая плазма движется с релятивистской скоростью на наблюдателя, то, разумеется, указанное ограничение энергии можно преодолеть и в рамках однозонной МГД-модели, что обсуждалось в работе [203]. Поверхность остановки релятивистского ветра имеет сегменты с наклонными УВ, движение плазмы за которыми может иметь умеренные релятивистские лоренц-факторы порядка нескольких единиц. Локализация источника вспышки в области, движущейся с характерным лоренц-фактором $\Gamma \sim 3$ вниз по течению за фронтом наклонной УВ остановки ветра, позволяет объяснить короткую наблюдаемую продолжительность вспышки и сделать менее жёсткими энергетические требования в МГД-моделях с флуктуациями поля. Модели экстремального ускорения частиц в областях диссипации магнитного поля предсказывают возможные вспышки гамма-излучения. Однако кривая блеска Крабовидной туманности в интервале энергий фотонов 100–300 МэВ

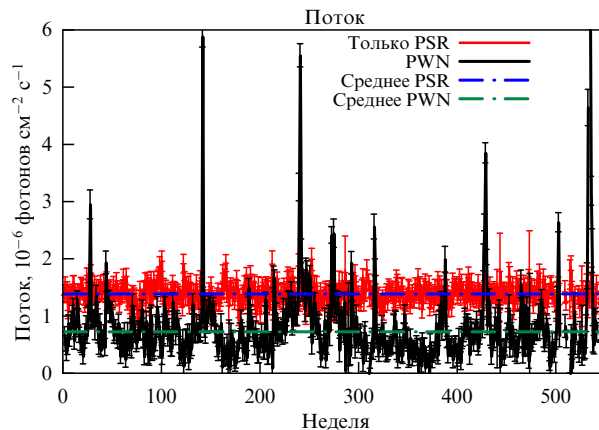


Рис. 6. Кривые блеска пульсара в Крабе (красная кривая) и Крабовидной туманности (чёрная сплошная линия) в интервале энергий фотонов 100–300 МэВ по данным 10,5 лет измерений телескопа Fermi LAT [202]. На рисунке отчётливо видны сильные гамма-вспышки и значимые периоды депрессии потока излучения (различной продолжительности) относительно средней величины потока гамма-излучения, показанной зелёной штрихпунктирной линией.

[202], показанная на рис. 6 чёрной сплошной линией, явно демонстрирует как вспышечную активность, так и значимые периоды депрессии различной продолжительности (штрихпунктирной зелёной линией показано значение среднего потока). Объяснение как вспышечной активности [199, 200], так и обнаруженных в более чем 10-летних данных телескопа Fermi периодов сильной депрессии потока излучения в интервале 100–300 МэВ [202] естественным образом получается в МГД-моделях с сильно флуктуирующими магнитными полями, если тонкая из-за сильных синхротронных потерь электронов область, излучающая гамма-кванты, локализована в умеренно релятивистском течении за фронтом УВ остановки пульсарного ветра.

Вспышечной активности Крабовидной туманности выше ГэВ до настоящего времени обнаружено не было. Гамма-излучение Крабовидной туманности на энергиях выше ГэВ обусловлено в основном комптоновским рассеянием фотонного поля ультрарелятивистскими электронами и позитронами с возможным вкладом адронных процессов [206]. Исследование возможного вклада излучения ПэВ протонов в наблюдаемые потоки фотонов с энергиями выше 100 ТэВ от Крабовидной туманности представляет большой интерес, так как вопрос о доле барионов в релятивистском ветре пульсара остаётся открытым. Длительные наблюдения Крабовидной туманности гамма-обсерваториями LHAASO и TAIGA [207] потока ПэВ-фотонов позволяют выяснить вопрос о наличии спектральной компоненты, связанной с ПэВ-адронами. Также не исключены процессы ускорения протонов внешней среды в области остановки пульсарного ветра. В связи с этим мы обсудим недавние наблюдения фотонов с энергиями выше 300 ТэВ установкой "Ковёр-2" из области Лебеда.

5. Релятивистские звёзды в двойных гамма-источниках как ускорители петаэлектронвольтных частиц

Детекторы комплексной установки для наблюдения широких атмосферных ливней "Ковёр-2" Баксанской

нейтринной обсерватории ИЯИ РАН обнаружили вероятный избыток (со значимостью около 3σ) фотонных событий с энергиями выше 300 ТэВ из области Галактики, называемой Кокон Лебеда (Cygnus Cocoon), который можно интерпретировать как гамма-вспышку [208]. Предполагаемая вспышка имела продолжительность около 82 дней, поток квантов с энергией выше 300 ТэВ был определён как $(5,6 \pm 1,8) \times 10^{-12}$ фотонов $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, а интегрированный по времени поток $\sim 13 \pm 4$ ГэВ см^{-2} . Существенно, что регистрация этой вспышки совпала по времени с нейтринным событием IceCube 201120A. Зарегистрированный на установке "Ковёр-2" поток энергии фотонного излучения оказывается очень высоким, что не было предсказано имеющимися моделями гамма-излучения скопления массивных звёзд, находящихся в области Лебеда. Независимое подтверждение значимости регистрации данной вспышки другими обсерваториями пока не получено, а вероятность повторного события такого типа зависит от возможных моделей источника, которые мы и обсудим ниже.

Область Галактики в направлении на созвездие Лебеда богата скоплениями молодых звёзд и источниками высокоэнергичного излучения [210–213]. В частности, кванты с энергиями до 1,4 ПэВ зарегистрированы от источника LHAASO J2032+4102 [214], находящегося в области Кокон Лебеда, который был открыт как протяжённый источник гамма-излучения [209, 215]. На рисунке 7 показано изображение Кокон Лебеда в диапазоне ГэВ, полученное по наблюдениям обсерватории Fermi [209]. Источник излучения протяжённый, размером в десятки парсек на расстоянии скопления молодых звёзд в Лебеде $\sim 1,5$ кпк. На этом изображении также отмечены положения скопления массивных звёзд Cyg OB2, остатка сверхновой Gamma Cygni и двойного гамма-

источника PSR J2032+4127/MT91 213. Скопления молодых массивных звёзд Cyg OB1, Cyg OB2 и другие являются вероятными ускорителями частиц [216] и источниками гамма-излучения высоких энергий [217, 218]. Однако короткое характерное время вспышки и высокий поток детектированного установкой "Ковёр-2" излучения с энергиями больше 300 ТэВ не соответствуют ожидаемым от протяжённых структур с размерами более парсека. Компактные объекты в двойных гамма-источниках, наблюдаемые в области Кокон Лебеда: Cyg X-3 [219] и пульсар в двойной системе с Ве звездой PSR 2032+4127/MT91 213 — безусловно, являются интересными кандидатами. Cyg X-3 — двойная система с периодом $\sim 4,8$ ч, расположенная на расстоянии ≥ 7 кпк, компоненты которой — компактный релятивистский объект (чёрная дыра или нейтронная звезда) и массивная звезда Вольфа–Райе. Микроквazar Cyg X-3 демонстрирует быстросменное излучение в различных диапазонах [220, 221] и имеет односторонний джет [222]. Возможная роль микроквзара Cyg X-3 как источника нейтрино, регистрируемых обсерваторией IceCube, обсуждалась недавно в работе [223]. Однако черенковские телескопы MAGIC и VERITAS установили только верхние пределы на уровне $\geq 10^{-12}$ фотонов $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ на излучение Cyg X-3 выше 250 ГэВ [212, 224] в различные периоды наблюдений, в том числе во время радиовспышек и вспышек гамма-излучения в диапазоне ГэВ. Короткий орбитальный период и верхние пределы на тераэлектронвольтовое излучение делают несколько менее естественной возможность объяснения почти трёхмесячной продолжительности вспышки излучения на энергии 300 ТэВ, но, тем не менее, Cyg X-3 остаётся возможным кандидатом в источники этого излучения.

Двойной гамма-источник PSR J2032+4127/MT91 213, расположенный на расстоянии $\sim 1,4$ кпк, имеет длинный орбитальный период порядка 50 лет (периастр был, вероятно, пройден в 2017 г.). Период вращения пульсара составляет ~ 143 мс, а мощность, выделяемая при замедлении его вращения, оценена как $\dot{E}_r \sim 2 \times 10^{35}$ эрг с^{-1} [226]. Заметим, что такая мощность близка к изотропному эквиваленту светимости вспышки, которую измерил "Ковёр-2", если источник вспышки находится на расстоянии пульсара. Модели многоволнового излучения PSR J2032+4127/MT91 213 [227] позволяют объяснить наблюдаемые потоки квазистационарного излучения, включая гамма-излучение в диапазоне ТэВ на уровне $\leq 10^{-12}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, измеренное телескопами MAGIC и VERITAS вблизи периастра орбиты [228]. Поток энергии излучения по данным "Ковёр-2" оказывается на несколько порядков выше, что предполагает существенную модификацию моделей, если пытаться ассоциировать эту вспышку с двойной системой PSR J2032+4127/MT91 213. Потенциально, можно получить потоки излучения от указанного объекта на уровне $\geq 10^{-10}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ выше 100 ТэВ, если имеется механизм ускорения частиц, формирующий жёсткий спектр протонов $N(p) \propto p^{-s}$ с индексом $s \geq 1$, простирающийся от энергий \geq ТэВ до значений заметно выше ПэВ. В данном случае фотоны с энергиями ≥ 300 ТэВ и сопутствующие нейтрино можно получить за счёт порогового фотомезонного излучения ускоренных протонов, взаимодействующих с мощным оптическим излучением яркой Ве звезды MT91 213. Такая модель была предложена в работе [225]. На рисунке 8, иллюстрирующем

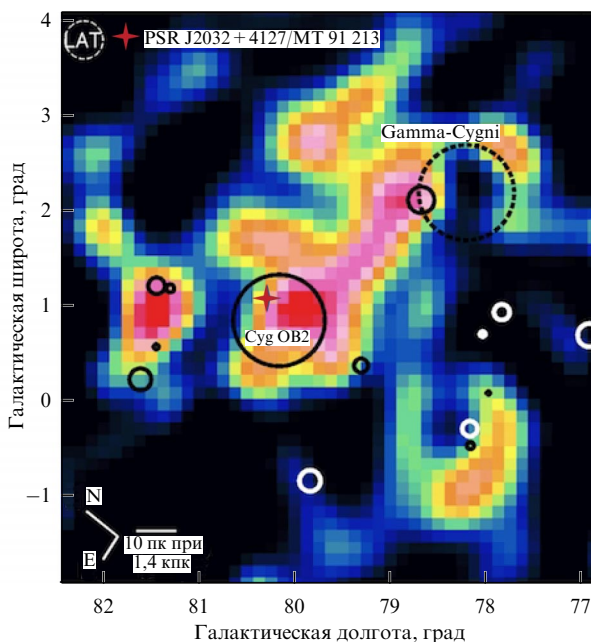


Рис. 7. Изображение гамма-источника Кокон Лебеда в диапазоне ГэВ по наблюдениям обсерватории Fermi [209]. На рисунке также отмечены положения скопления массивных звёзд Cyg OB2 (сплошное кольцо), остатка сверхновой Gamma Cygni (штриховое кольцо) и двойной гамма-источник PSR J2032+4127/MT91 213 (красный крестик внутри сплошного кольца).

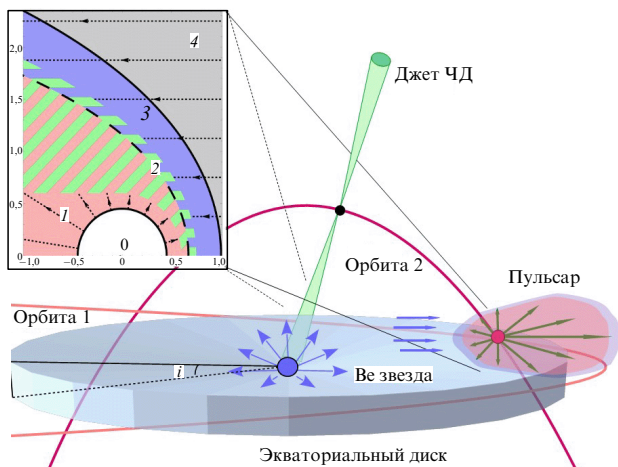


Рис. 8. Схематическое изображение взаимодействия ветра массивной звезды с релятивистским ветром пульсара, орбита которого помечена как "орбита 1". Другой возможный сценарий источника высокоэнергичного гамма-излучения иллюстрирует чёрная дыра с джетом, движущаяся по орбите 2 в тесной двойной системе с массивной звездой (например, Суг Х-3). На вставке в левом верхнем углу показаны структуры, включённые в модельные расчёты спектра релятивистских протонов: ударная волна остановки релятивистского ветра пульсара, головная ударная волна остановки ветра массивной звезды и область контакта между ними (синего цвета) [225]. Модельные спектры протонов, рассчитанные методом Монте-Карло, показаны на рис. 9.

возможные сценарии, в частности, показана область столкновения релятивистского ветра пульсара с быстрым ветром Ве звезды. Моделирование переноса и ускорения ультрарелятивистских протонов в области столкновения звёздных ветров (показанной на вставке на рис. 8), несущих магнитные флуктуации, резонансно рассеивающие релятивистские частицы, было выполнено методом Монте-Карло. Продемонстрирована возможность формирования очень жёстких спектров протонов в ПэВ-диапазоне, если имело место предускорение протонов на одиночных УВ до энергий порядка ТэВ. Пример расчёта такого спектра протонов, ускоренных в системе с сильно замагниченным ветром звезды, показан на рис. 9, а соответствующие спектры фотомезонного излучения изображены сплошными зелёной (нейтрино) и синей (фотоны) линиями на рис. 10. На этом рисунке представлены только модельные спектры излучения протонов, ускоренных на фазе вспышки до энергий выше ПэВ в области столкновения ветров. В наблюдаемое квазистационарное излучение фотонов в диапазоне энергий ГэВ – ТэВ существенный вклад вносит излучение релятивистских электронов и позитронов, моделирование которого обсуждается в работе [227].

Заметим, что нетепловой спектр рентгеновского излучения PSR J2032+4127/MT91 213, наблюдавшегося телескопами Chandra и NuSTAR, стал существенно более жёстким (фотонный индекс степенного спектра α_0 изменился от 2 до 1,2) в периастре орбиты [229]. Нетепловое рентгеновское излучение, вероятно, связано с синхротронным излучением релятивистских электронов и позитронов [227]. В таком случае спектр ускоренных в двойной системе частиц также должен быть жёстким с основной долей энергии в частицах, близких к перелому (или завалу) жёсткой компоненты, для релятивистских e^\pm определяемому синхротронными/комптоновскими

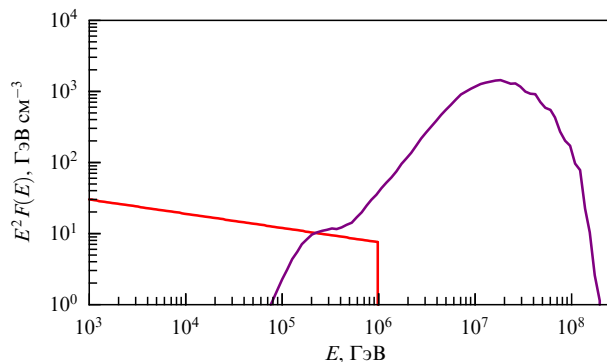


Рис. 9. Модельный спектр протонов, ускоренных в области столкновения ветров пульсара и массивной звезды [225]. Расчёт выполнен методом Монте-Карло для области, структура которой показана на вставке на рис. 8. Спектр протонов, предварительно ускоренных одиночными ударными волнами в системе, показан красной линией. Далее, на второй фазе ускорения, эти протоны с энергиями ~ 100 ТэВ инжектируются в процесс ускорения механизмом Ферми в плазменных потоках сталкивающихся ветров пульсара и звезды. Данный процесс формирует жёсткий спектр частиц, протягивающийся до энергий выше ПэВ. Спектр протонов, ускоренных на второй фазе, показан сплошной фиолетовой линией.

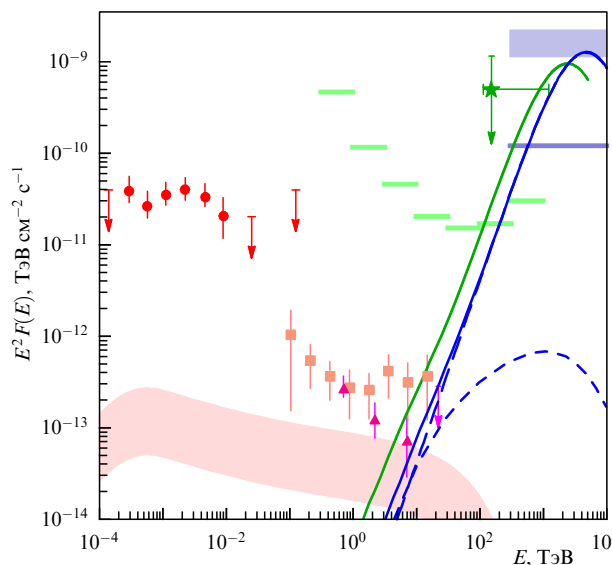


Рис. 10. Модельный спектр фотомезонного излучения петаэлектронвольтных протонов (см. рис. 9), ускоренных в области столкновения ветров пульсара и массивной звезды, показан сплошными зелёной (нейтрино) и синей (фотоны) линиями [225]. Фотомезонное гамма-излучение обусловлено столкновениями ультрарелятивистских протонов, преодолевших порог реакции, с оптическими квантами от горячей массивной звезды. Данные наблюдений вспышки на установке "Ковёр-2" [208] показаны сиреневой областью, а оценка потока нейтринного события IceCube 201120A показана зелёной звёздочкой. Розовым цветом помечена область ожидаемых в модели потоков излучения от неупругих протон-протонных столкновений ускоренных частиц с окружающей плазмой. В совокупности с фотонами от обратного комптоновского рассеяния (модели излучения ГэВ – ТэВ лептонов не показаны на рисунке) они могут объяснить данные ТэВ наблюдений черенковских телескопов, помеченные заполненными красными квадратами и треугольниками. Данные телескопа им. Ферми (красные кружки) можно описать излучением релятивистских лептонов [227].

потерями энергии. Максимум синхротронного спектра в данном случае должен находиться около МэВ, и его

положение даст существенную информацию о свойствах системы. Для измерений в этой области нужны новые комптоновские детекторы с чувствительностью, обсуждавшейся выше в разделе 2.4 и показанной уровнем ASTROMEV на рис. 4. Возможность формирования очень жёстких спектров, в которых частицы с максимальными энергиями содержат основную долю плотности энергии нетепловых компонент, связана с наличием в системе сталкивающихся потоков плазмы с магнитными флуктуациями. В МГД-течениях со сталкивающимися потоками турбулентной плазмы может быть реализован вариант ускорения Ферми [216, 230], формирующий спектры, более жёсткие, чем в случае диффузионного ускорения частиц одиночными ударными волнами.

Существенный вопрос о применимости модели PSR J2032+4127/MT91 213 для объяснения вспышки в Лебеде, который требует обсуждения — энергетика системы. Доступная мощность двойного гамма-источника PSR J2032+4127/MT91 213 по порядку величины соответствует мощности замедления вращения пульсара \dot{E}_r , что сравнимо с гамма-светимостью системы в изотропном эквиваленте во время вспышки, детектированной на установке "Ковёр-2". В рамках модели это указывает на вероятную анизотропию излучения. Жёсткие спектры протонов и излучения на рис. 9 и 10 были получены в [225] для случая движения пульсара через ветер массивной звезды с сильным магнитным полем ~ 1 Гс на расстоянии порядка нескольких астрономических единиц от звезды. Последнее предполагает напряжённость магнитного поля на поверхности звезды выше 100 Гс, что не противоречит статистике наблюдаемых полей массивных звёзд. Для выяснения вопроса о возможной анизотропии гамма-излучения были построены модели эволюции пульсарного ветра, сталкивающегося с замагниченной плазмой ветра массивной звезды.

На рисунке 11 показан пример расчёта структуры области взаимодействия релятивистского ветра пуль-

сара с быстрым ветром массивной звезды, несущим магнитное поле ~ 1 Гс. Наличие сильного магнитного поля существенно уменьшает время ускорения ионов до энергий выше ПэВ, и ускорение возможно на коротком участке орбитального периода. Трёхмерный расчёт течения выполнен¹ с использованием релятивистского МГД кода PLUTO. Код PLUTO описан в статье [231]. В магнитном поле ~ 1 Гс силы Ампера, действующие на плазму, превосходят в типичных условиях силы Кориолиса, обусловленные движением пульсара в двойной системе, и определяют локальную структуру течения в области ускорения частиц. На рисунке 11 видна существенная анизотропия течения, протяжённого вдоль магнитного поля ветра массивной звезды. Это приводит к анизотропии углового распределения частиц. После УВ остановки пульсарного ветра обнаружено наличие областей с умеренно релятивистскими скоростями (лоренц-факторы $\Gamma \sim 2-3$), эффективно рассеивающих и ускоряющих протоны высоких энергий. Анизотропное распределение ультрарелятивистских протонов приводит к анизотропии гамма- и нейтринного излучения, что позволяет согласовать возможную эффективность конверсии мощности пульсарного ветра в гамма-излучение с характеристиками вспышки, детектированной установкой "Ковёр-2". С другой стороны, анизотропия излучения уменьшает ожидаемую частоту наблюдения вспышек.

Приведённые на рис. 9 модельные спектры частиц, ускоренных на определённых орбитальных фазах в двойных гамма-источниках, делает возможной связь источника ПэВ-квантов LHAASO J2032+4102 [214] с PSR J2032+4127/MT91 213. Фотомезонный механизм излучения, рассмотренный в работе [225], пороговый и требует энергий протонов $\gtrsim 10$ ПэВ. По мере движения пульсара по орбите максимальные энергии ускоренных протонов уменьшаются, фотомезонный процесс станет неэффективным и мощная вспышка закончится. Однако жёсткие спектры протонов с энергиями $\lesssim 10$ ПэВ могут обеспечить вне момента вспышки наблюдаемые VERITAS, MAGIC и LHAASO потоки энергии гамма-квантов на уровне $\gtrsim 10^{-13}$ эрг см^{-2} с^{-1} за счёт неупругих столкновений ускоренных частиц с частицами среды.

Другие двойные источники гамма-излучения с массивными компаньонами: LS 5039, LS I+61 303, PSR B1259-63/LS 2883, имеющие периоды значительно короче, чем у PSR J2032+4127/MT91 213, могут быть интересными объектами для наблюдений в диапазоне ПэВ обсерваториями LHAASO, TAIGA [207] и Cherenkov Telescope Array Observatory. Чувствительность телескопов TAIGA сделает возможным поиск излучения транзитных источников гамма-излучения высоких энергий в Галактике. Энергичные нейтрино от таких источников могут вносить вклад в нейтринные события, наблюдаемые обсерваториями Baikal-GVD [65] и IceCube [64]. Анализ высокоэнергичных нейтрино, детектированных обсерваторией IceCube [232–234], указывает на наличие галактической компоненты, и двойные гамма-источники в Галактике являются возможными кандидатами.

Возможность многоканальных наблюдений излучения галактических источников фотонов и нейтрино, свя-

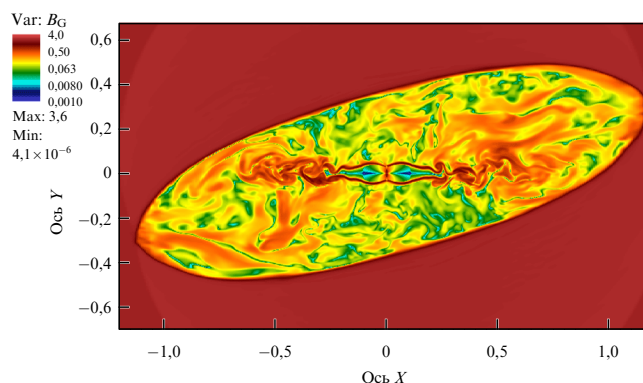


Рис. 11. Структура магнитного поля в области столкновения релятивистского ветра пульсара с замагниченным течением ветра массивной звезды. Расчёт выполнен в трёхмерной релятивистской МГД-модели для пульсара с мощностью ветра $\dot{E} \sim 10^{37}$ эрг с^{-1} , взаимодействующего с плазмой ветра массивной звезды, несущего магнитного поле ~ 1 Гс. Координаты по осям измерены в астрономических единицах. Сильная замагниченность ветра массивной звезды приводит к формированию анизотропной области столкновения ветров, вытянутой вдоль магнитного поля ветра звезды (направлено по диагонали рисунка). Эффективное удержание протонов сильным магнитным полем в области столкновения ветров и наличие областей течения с умеренно релятивистскими скоростями за УВ остановки пульсарного ветра способствуют ускорению протонов до энергий выше ПэВ.

¹ Работа выполнена совместно с А.Е. Петровым, К.П. Левенфиш и Г.А. Пономарёвым (см. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2024.01.021>).

занных с релятивистскими ветрами пульсаров и джетами аккрецирующих источников (в частности, микроквазаров и гамма-двойных систем), позволяет исследовать физические процессы конверсии энергии течений в излучение высоких энергий, которые столь ярко проявляются в феномене гамма-всплесков.

Автор благодарен А.М. Красильщикову, К.П. Левенфиш, А.Е. Петрову, С.М. Осипову, В.И. Романскому, С.В. Троицкому, Ю.А. Уварову и Д.Д. Фредериксу за полезные обсуждения.

Список литературы

- Klebesadel R W, Strong I B, Olson R A *Astrophys. J.* **182** L85 (1973)
- Мазец Е П, Голенецкий С В, Ильинский В Н *Письма в ЖЭТФ* **19** 126 (1974); Mazets E P, Golenetskii S V, Il'inskii V N *JETP Lett.* **19** 77 (1974)
- Gehrels N, Ramirez-Ruiz E, Fox D B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **47** 567 (2009)
- Mészáros P *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 137 (2002)
- Piran T *Rev. Mod. Phys.* **76** 1143 (2005)
- Nava L *Int. J. Mod. Phys. D* **27** 1842003 (2018)
- Аптекарь Р Л и др. *УФН* **189** 785 (2019); Aptekar R L et al. *Phys. Usp.* **62** 739 (2019)
- Mészáros P *Memorie Soc. Astron. Italiana* **90** 57 (2019)
- Hurley K *AIP Conf. Proc.* **662** 153 (2003)
- Mészáros P et al., arXiv:1506.02707
- Mei A et al. *Astrophys. J.* **941** 82 (2022)
- Frail D A et al. *Astrophys. J.* **562** L55 (2001)
- O'Connor B et al. *Sci. Adv.* **9** eadi1405 (2023)
- Gal-Yam A et al. *Astrophys. J.* **639** 331 (2006)
- Ghirlanda G et al. *Astron. Astrophys.* **578** A71 (2015)
- Huang Y-J et al. *Astrophys. J.* **897** 69 (2020)
- Shvartzvald Y et al., arXiv:2304.14482
- Sunyaev R et al. *Astron. Astrophys.* **656** A132 (2021)
- Band D et al. *Astrophys. J.* **413** 281 (1993)
- Amati L et al. *Astron. Astrophys.* **390** 81 (2002)
- Yonetoku D et al. *Astrophys. J.* **609** 935 (2004)
- Abdo A A et al. *Astrophys. J.* **706** L138 (2009)
- Acciari V A et al. (MAGIC Collab.) *Nature* **575** 455 (2019)
- Veres P et al. (MAGIC Collab.) *Nature* **575** 459 (2019)
- Abdalla H et al. *Nature* **575** 464 (2019)
- Abdalla H et al. (HESS Collab.). *Science* **372** 1081 (2021)
- Ravasio M E et al. *Astron. Astrophys.* **613** A16 (2018)
- Burgess J M et al. *Nat. Astron.* **4** 174 (2020)
- Yassine M et al. *Astron. Astrophys.* **640** A91 (2020)
- Li L et al. *Astrophys. J. Suppl.* **254** 35 (2021)
- Burgess J M et al. *Astrophys. J.* **784** 17 (2014)
- Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **3** 297 (1965)
- Kennel C F, Coroniti F V *Astrophys. J.* **283** 694 (1984)
- Mooley K P et al. *Nature* **561** 355 (2018)
- Mazets E P et al. *Astrophys. Space Sci.* **80** 3 (1981)
- Berger E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **52** 43 (2014)
- Блинников С И и др. *Письма в Астрон. журн.* **10** 422 (1984); Blinnikov S I et al. *Sov. Astron. Lett.* **10** 177 (1984)
- Paczynski B *Astrophys. J.* **308** L43 (1986)
- Eichler D et al. *Nature* **340** 126 (1989)
- Postnov K A, Yungelson L R *Living Rev. Relat.* **17** 3 (2014)
- Gompertz B P et al. *Nat. Astron.* **7** 67 (2023)
- Margutti R, Chornock R *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **59** 155 (2021)
- Radice D, Bernuzzi S, Perego A *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **70** 95 (2020)
- Sneppen A et al. *Nature* **614** 436 (2023)
- Metzger B D *Living Rev. Relat.* **23** 1 (2020)
- Блинников С И и др. *Астрон. журн.* **98** 379 (2021); Blinnikov S I et al. *Astron. Rep.* **65** 385 (2021)
- Evans P A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444** 250 (2014)
- de Wet S et al. *Astron. Astrophys.* **677** A32 (2023); arXiv:2307.10339
- Zhang B-B et al. *Astrophys. J.* **748** 132 (2012)
- Meszáros P, Rees M J *Astrophys. J.* **405** 278 (1993)
- Rees M J, Meszaros P *Astrophys. J.* **430** L93 (1994)
- Tchekhovskoy A, Giannios D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **447** 327 (2015)
- Duncan R C, Thompson C *Astrophys. J. Lett.* **392** L9 (1992)
- Spruit H C, Daigne F, Drenkhahn G *Astron. Astrophys.* **369** 694 (2001)
- Lyubarsky Y *Astrophys. J.* **698** 1570 (2009)
- Bucciantini N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **396** 2038 (2009)
- Thompson C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **270** 480 (1994)
- Mészáros P, Rees M J *Astrophys. J.* **530** 292 (2000)
- Beloborodov A M, Mészáros P *Space Sci. Rev.* **207** 87 (2017)
- Zhang B, Yan H *Astrophys. J.* **726** 90 (2011)
- Derishev E V, Kocharovskiy V V, Kocharovskiy V I V *Astrophys. J.* **521** 640 (1999)
- Beloborodov A M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **407** 1033 (2010)
- Acuner Z et al. *Astrophys. J.* **893** 128 (2020)
- Aartsen M G et al. *JINST* **12** P03012 (2017)
- Allakhverdyan V A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **526** 942 (2023); arXiv:2307.07327
- Vereshchagin G, Li L, Bégué D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **512** 4846 (2022)
- Dai C Y et al. *Astrophys. J. Lett.* **957** L32 (2023); arXiv:2307.14113
- Frederiks D et al. *Astrophys. J.* **949** L7 (2023)
- De Angelis A et al. *Exp. Astron.* **51** 1225 (2021)
- Быков А М, Осипов С М, Романский В И *ЖЭТФ* **161** 570 (2022); Bykov A M, Osipov S M, Romanovskii V I *J. Exp. Theor. Phys.* **134** 487 (2022)
- Rees M J, Mészáros P *Astrophys. J. Lett.* **430** L93 (1994)
- Daigne F, Mochkovitch R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **296** 275 (1998)
- Bošnjak Ž, Daigne F *Astron. Astrophys.* **568** A45 (2014)
- Bošnjak Ž, Barniol Duran R, Pe'er A *Galaxies* **10** (2) 38 (2022)
- Minhajur Rahaman S, Granot J, Beniamini P *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **528** L45 (2024); arXiv:2308.00403
- Toma K, Wu X-F, Mészáros P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 1663 (2011)
- Stanek K Z et al. *Astrophys. J.* **522** L39 (1999)
- Kobayashi S, Piran T, Sari R *Astrophys. J.* **490** 92 (1997)
- Beniamini P, Nava L, Piran T *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **461** 51 (2016)
- Usov V V *Nature* **357** 472 (1992)
- Mészáros P, Rees M J *Astrophys. J.* **482** L29 (1997)
- Lyutikov M, Blandford R, astro-ph/0312347
- Bykov A M et al. *Space Sci. Rev.* **173** 309 (2012)
- Shao X, Gao H *Astrophys. J.* **927** 173 (2022)
- Kagan D et al. *Space Sci. Rev.* **191** 545 (2015)
- Зеленый Л М и др. *УФН* **180** 973 (2010); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **53** 933 (2010)
- Sironi L, Spitkovsky A *Astrophys. J. Lett.* **783** L21 (2014)
- Blandford R et al. *Space Sci. Rev.* **207** 291 (2017)
- Uzdensky D A *J. Plasma Phys.* **88** 905880114 (2022)
- Hoshino M *Astrophys. J.* **946** 77 (2023)
- Bykov A M, Mészáros P *Astrophys. J.* **461** L37 (1996)
- Lemoine M, Waxman E *JCAP* **2009** (11) 009 (2009)
- Blandford R, Meier D, Readhead A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **57** 467 (2019)
- Warren D C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **452** 431 (2015)
- Derishev E V et al. *Phys. Rev. D* **68** 043003 (2003)
- Bresci V, Lemoine M, Gremillet L *Phys. Rev. Research* **5** 023194 (2023)
- Blandford R, Eichler D *Phys. Rep.* **154** 1 (1987)
- Бережко Е Г, Крымский Г Ф *УФН* **154** 49 (1988); Berezhko E G, Krymskii G F *Sov. Phys. Usp.* **31** 27 (1988)
- Быков А М, Топтыгин И Н *УФН* **163** (11) 19 (1993); Bykov A M, Topotygin I N *Phys. Usp.* **36** 1020 (1993)
- Artemyev A V, Zimovets I V, Rankin R *Astron. Astrophys.* **589** A101 (2016)
- Быков А М *УФН* **188** 894 (2018); Bykov A M *Phys. Usp.* **61** 805 (2018)
- Bresci V et al. *Phys. Rev. D* **106** 023028 (2022)
- Березинский В С и др. *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1990); Пер. на англ. яз.:

- Berezinskii V S et al. *Astrophysics of Cosmic Rays* (Ed. V L Ginzburg) (Amsterdam: North-Holland, 1990)
104. Птускин В С *УФН* **177** 558 (2007); Ptuskin V S *Phys. Usp.* **50** 534 (2007)
105. Marcowith A et al. *Rep. Prog. Phys.* **79** 046901 (2016)
106. Bykov A M et al. *Space Sci. Rev.* **214** 41 (2018)
107. Bell A R, Matthews J H, Blundell K M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **488** 2466 (2019)
108. Achterberg A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **328** 393 (2001)
109. Bykov A M, Treumann R A *Astron. Astrophys. Rev.* **19** 42 (2011)
110. Pelletier G et al. *Space Sci. Rev.* **207** 319 (2017)
111. Birdsall C K, Langdon A B *Plasma Physics via Computer Simulation* (Boca Raton, FL: CRC Press, 1991) <https://doi.org/10.1201/9781315275048>
112. Spitkovsky A *Astrophys. J.* **682** L5 (2008)
113. Sironi L, Spitkovsky A *Astrophys. J.* **698** 1523 (2009)
114. Sironi L, Spitkovsky A, Arons J *Astrophys. J.* **771** 54 (2013)
115. Sironi L, Spitkovsky A *Astrophys. J.* **741** 39 (2011)
116. Lu Y et al. *Astrophys. J.* **908** 147 (2021)
117. Romansky V I, Bykov A M, Osipov S M *J. Phys. Conf. Ser.* **1400** 022005 (2019)
118. Demidem C, Näätäjä J, Veledina A *Astrophys. J. Lett.* **947** L10 (2023)
119. Mizuno Y et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 3490 (2014)
120. Trotta D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **525** 1856 (2023)
121. Comisso L, Sobacchi E, Sironi L *Astrophys. J.* **895** L40 (2020)
122. Comisso L, Sironi L *Phys. Rev. Lett.* **127** 255102 (2021)
123. Goto R, Asano K *Astrophys. J.* **933** 18 (2022)
124. Werner G R, Philippov A A, Uzdensky D A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **482** L60 (2019)
125. Zhdankin V et al. *Phys. Rev. Lett.* **118** 055103 (2017)
126. Comisso L, Sironi L *Astrophys. J.* **886** 122 (2019)
127. Arons J *Space Sci. Rev.* **173** 341 (2012)
128. Bykov A M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421** L67 (2012)
129. Zrake J *Astrophys. J.* **823** 39 (2016)
130. Petrosian V, Bykov A M *Space Sci. Rev.* **134** 207 (2008)
131. Lemoine M *Phys. Rev. Lett.* **129** 215101 (2022)
132. Perri S et al. *Space Sci. Rev.* **218** 26 (2022)
133. Beniamini P, Piran T *Astrophys. J.* **769** 69 (2013)
134. Ghisellini G et al. *Memorie Soc. Astron. Italiana* **93** 139 (2022)
135. Ghisellini G et al. *Astron. Astrophys.* **636** A82 (2020)
136. Sari R, Piran T, Narayan R *Astrophys. J.* **497** L17 (1998)
137. Freedman D L, Waxman E *Astrophys. J.* **547** 922 (2001)
138. Murase K et al. *Astrophys. J.* **746** 164 (2012)
139. Lemoine M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 3772 (2015)
140. Ryde F et al. *Astrophys. J. Lett.* **932** L15 (2022)
141. Ghisellini G, Celotti A, Lazzati D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **313** L1 (2000)
142. Oganessian G et al. *Astrophys. J.* **846** 137 (2017)
143. Oganessian G et al. *Astron. Astrophys.* **628** A59 (2019)
144. Gill R, Kole M, Granot J *Galaxies* **9** (4) 82 (2021)
145. Kole M et al. *Astron. Astrophys.* **644** A124 (2020)
146. Chattopadhyay T et al. *Astrophys. J.* **936** 12 (2022)
147. Sharma V et al. *Astrophys. J.* **882** L10 (2019)
148. Burgess J M et al. *Astron. Astrophys.* **627** A105 (2019)
149. Wang H-B, Lan M-X *Astrophys. J.* **946** 12 (2023)
150. Kuwata A et al. *Astrophys. J.* **943** 118 (2023)
151. Malesani D B et al., arXiv:2302.07891
152. Pal S et al. *Atmosphere* **14** (2) 217 (2023)
153. Abbasi R et al. *Astrophys. J. Lett.* **946** L26 (2023)
154. Blanchard P K et al., arXiv:2308.14197
155. Williams M A et al. *Astrophys. J. Lett.* **946** L24 (2023)
156. Ravasio M A et al., arXiv:2303.16223
157. Pe'er A, Waxman E *Astrophys. J.* **613** 448 (2004)
158. Krassilchtchikov A M et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1400** 022031 (2019)
159. Tomsick J A et al., arXiv:2308.12362
160. Tatischeff V et al. *Memorie Soc. Astron. Italiana* **90** 137 (2019)
161. Laskar T et al. *Astrophys. J. Lett.* **946** L23 (2023)
162. Negro M et al. *Astrophys. J. Lett.* **946** L21 (2023)
163. Huang Y et al., GRB Coordinates Network, Circular Service (32677) 1 (2022)
164. Dhappuev D D et al., The Astronomer's Telegram (15669) 1 (2022)
165. Cao Z et al. (LHAASO Collab.) *Science* **380** 1390 (2023)
166. Zhang B T et al. *Astrophys. J. Lett.* **947** L14 (2023)
167. Isravel H, Bégué D, Pe'er A *Astrophys. J.* **956** 12 (2023)
168. Troitsky S V *Письма в ЖЭТФ* **116** 745 (2022); *JETP Lett.* **116** 767 (2022)
169. Troitsky S *JCAP* **2024** (01) 016 (2024); arXiv:2307.08313
170. Mazets E P et al. *Nature* **282** 587 (1979)
171. Ridnaia A et al. *Nat. Astron.* **5** 372 (2021)
172. Popov S B, Postnov K A, in *Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity, Proc. of the Conf. Dedicated to Viktor Ambartsumian's 100th Anniversary, 15–18 September 2008, Yerevan, Byurakan, Armenia* (Eds H A Harutyunian, A M Mickaelian, Y Terzian) (Yerevan: Gitutyun, 2010) p. 129
173. Cordes J M, Chatterjee S *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **57** 417 (2019)
174. Lyubarsky Yu *Astrophys. J.* **897** 1 (2020)
175. Beloborodov A M *Astrophys. J. Lett.* **922** L7 (2021)
176. Raymond J C *Space Sci. Rev.* **214** 28 (2018)
177. Margutti R et al. *Astrophys. J.* **797** 107 (2014)
178. Tan J C, Matzner C D, McKee C F *Astrophys. J.* **551** 946 (2001)
179. Lazzati D et al. *Astrophys. J.* **750** 68 (2012)
180. Gottlieb O, Tchekhovskoy A, Margutti R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **513** 3810 (2022)
181. Bykov A, Romansky V, Osipov S *Universe* **8** (1) 32 (2022)
182. Bykov A M et al. *Space Sci. Rev.* **214** 41 (2018)
183. Margutti R et al. *Astrophys. J.* **872** 18 (2019)
184. Bright J S et al. *Astrophys. J.* **926** 112 (2022)
185. Metzger B D *Astrophys. J.* **932** 84 (2022)
186. Sun N-C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **519** 3785 (2023)
187. Шустов Б М *Астрофизика* **64** 455 (2021); Shustov B M *Astrophysics* **64** 405 (2021)
188. Amato E, arXiv:2001.04442
189. Coroniti F V *Astrophys. J.* **349** 538 (1990)
190. Aharonian F A, Bogovalov S V, Khangulyan D *Nature* **482** 507 (2012)
191. Бескин В С *УФН* **167** 689 (1997); Beskin V S *Phys. Usp.* **40** 659 (1997)
192. Porth O, Komissarov S S, Keppens R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **438** 278 (2014)
193. Tchekhovskoy A, Philippov A, Spitkovsky A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457** 3384 (2016)
194. Bühler R, Giomi M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **462** 2762 (2016)
195. Levenfish K P et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **2103** 012020 (2021)
196. Gaensler B M, Slane P O *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44** 17 (2006)
197. Kargaltsev O, Pavlov G G *AIP Conf. Proc.* **983** 171 (2008)
198. Kargaltsev O et al. *J. Plasma Phys.* **83** 635830501 (2017)
199. Tavani M et al. *Science* **331** 736 (2011)
200. Abdo A A et al. *Science* **331** 739 (2011)
201. Bühler R, Blandford R *Rep. Prog. Phys.* **77** 066901 (2014)
202. Pshirkov M S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **496** 5227 (2020)
203. Porth O et al. *Space Sci. Rev.* **207** 137 (2017)
204. Guilbert P W, Fabian A C, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **205** 593 (1983)
205. Cerutti B, Uzdensky D A, Begelman M C *Astrophys. J.* **746** 148 (2012)
206. Cao Z et al. (Lhaaso Collab.) *Science* **373** 425 (2021)
207. Kuzmichev L A et al. *Phys. Atom. Nucl.* **84** 966 (2021)
208. Dhappuev D D et al. *Astrophys. J. Lett.* **916** L22 (2021)
209. Ackermann M et al. *Science* **334** 1103 (2011)
210. Aharonian F et al. *Astron. Astrophys.* **431** 197 (2005)
211. Abdo A A et al. *Astrophys. J.* **658** L33 (2007)
212. Abeysekara A U et al. *Astrophys. J.* **861** 134 (2018)
213. Amenomori M et al. (Tibet AS_γ Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **127** 031102 (2021)
214. Cao Z et al. *Nature* **594** 33 (2021)
215. Abeysekara A U et al. *Nat. Astron.* **5** 465 (2021)
216. Bykov A M *Astron. Astrophys. Rev.* **22** 77 (2014)
217. Aharonian F, Yang R, de Oña Wilhelmi E *Nat. Astron.* **3** 561 (2019)
218. Bykov A M, Kalyashova M E *Adv. Space Res.* **70** 2685 (2022)
219. Гинзбург В Л, Догель В А *УФН* **158** 3 (1989); Ginzburg V L, Dogel' V A *Sov. Phys. Usp.* **32** 385 (1989)
220. Abdo A A et al. (Fermi LAT Collab.) *Science* **326** 1512 (2009)
221. Antokhin I I et al. *Astrophys. J.* **926** 123 (2022)

222. Mioduszewski A J et al. *Astrophys. J.* **553** 766 (2001)
223. Koljonen K I I et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **524** L89 (2023)
224. Aleksić J et al. *Astrophys. J.* **721** 843 (2010)
225. Bykov A M et al. *Astrophys. J. Lett.* **921** L10 (2021)
226. Ho W C G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **464** 1211 (2017)
227. Takata J et al. *Astrophys. J.* **836** 241 (2017)
228. Abeysekara A U et al. *Astrophys. J. Lett.* **867** L19 (2018)
229. Ng C-Y et al. *Astrophys. J.* **880** 147 (2019)
230. Bykov A M, Gladilin P E, Osipov S M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429** 2755 (2013)
231. Mignone A et al. *Astrophys. J. Suppl.* **170** 228 (2007)
232. Neronov A, Semikoz D *Astropart. Phys.* **75** 60 (2016)
233. Троицкий С В *УФН* **191** 1333 (2021); Troitsky S V *Phys. Usp.* **64** 1261 (2021)
234. Kovalev Y Y, Plavin A V, Troitsky S V *Astrophys. J. Lett.* **940** L41 (2022)

Sources of high-energy cosmic radiation

A.M. Bykov

Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Politekhnickeskaya 26, 194021 Saint Petersburg, Russian Federation
E-mail: byk@astro.ioffe.ru

The core collapse of massive stars and compact relativistic star mergers are accompanied by a rapid release of an enormous amount of energy, of the order of the rest energy of a star. Supernovae and gamma-ray bursts associated with these processes are observed almost every day by modern telescopes. Radiation from such sources is observed across the entire electromagnetic spectrum. Neutrinos from supernova 1987A and gravitational waves from relativistic star mergers have been detected. Along with rapidly variable and transient events, relativistic compact remnants of a collapsed star — accreting black holes and fast rotating pulsars — demonstrate high X-ray and gamma-ray luminosity for significantly longer times. The Crab Nebula and pulsars in gamma-ray binaries are excellent galactic laboratories that allow studying relativistic winds acting as cosmic high-energy particle accelerators. The study of physical processes leading to the conversion of the gravitational and rotational energy of relativistic objects into powerful electromagnetic radiation and high-energy neutrino fluxes provides unique opportunities for testing fundamental physical laws under extreme conditions unattainable in laboratory experiments on Earth. In this paper, we briefly review the results of observations and modeling of nonthermal processes in cosmic sources of high-energy radiation and discuss the prospects for advances in these studies.

Keywords: cosmic gamma-ray bursts, pulsar wind nebulae, gamma-ray binary sources, particle acceleration mechanisms, radiation processes in cosmic gamma-ray sources

PACS numbers: **95.30. – k**, 98.70.Rz, 98.70.Sa

Bibliography — 234 references

Received 12 September 2023

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (4) 384–403 (2024)

Physics – Uspekhi **67** (4) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.04.039545>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.04.039545>