

Открытие новых окон в раннюю Вселенную с помощью многоканальной астрономии (Мини-обзор)

Е. В. Арбузова^{a,b}, К. А. Долгих^{a,c}, А. Д. Долгов^{a,d1)}, О. Е. Калашёв^{a,c}, А. А. Корочкин^{a,e}, Л. А. Панасенко^a,
Н. А. Поздняков^a, Г. И. Рубцов^{a,c}, А. С. Руденко^{a,f}, И. И. Ткачёв^{a,c}

^aНовосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

^bГосударственный университет “Дубна”, 141983 Дубна, Россия

^cИнститут ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

^dОбъединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

^eUniversité Libre de Bruxelles, CP225 Boulevard du Triomphe, 1050 Brussels, Belgium

^fИнститут ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 21 ноября 2023 г.

После переработки 29 февраля 2024 г.

Принята к публикации 29 февраля 2024 г.

В настоящее время в двух тесно связанных между собой областях фундаментальной физики, космологии и физике элементарных частиц, сложилась уникальная ситуация. Стандартная модель (СМ) физики частиц прекрасно описывает все имеющиеся экспериментальные данные, кроме осцилляций нейтрино. Примерно то же самое можно сказать и о стандартной космологической модели, сравнение которой с астрономическими наблюдениями, говорит, что мы хорошо понимаем законы эволюции Вселенной от ее “рождения” до наших дней. Однако для понимания механизмов большого ряда космологических явлений определенно требуется выход за рамки СМ. Сюда в первую очередь относятся проблемы темной материи и темной энергии, генерации барионной асимметрии Вселенной и установления механизма инфляционного расширения. К числу менее известных, но тоже весьма важных проблем, базирующихся на основе обычной космологии и астрофизики, относятся проблема возникновения космических магнитных полей и недавно возникшая проблема существования во Вселенной массивных черных дыр в количестве, намного превышающем ожидания. Для понимания и возможного решения этих проблем очень важно проникнуть как можно глубже во Вселенную, получив данные о физических процессах на как можно более ранних стадиях космологической эволюции. Мощным методом для этого являются многоканальные (multi-messenger) наблюдения, использующие для этого все возможные каналы (“окна”): помимо традиционных наблюдений электромагнитного излучения во всех диапазонах длин волн и всех типов космических лучей, в последнее время открывается новое окно — наблюдения гравитационных волн. В наших работах, выполненных в рамках гранта Российского научного фонда # 20-42-09010 “Открытие новых окон в раннюю Вселенную с помощью многоканальной астрономии”, был проведен комбинированный анализ информации, полученной на основе различных астрономических данных. В частности, было проведено исследование характеристик космических магнитных полей и возможных механизмов их возникновения, а также исследование наблюдаемых проявлений первичных черных дыр на основе данных о гравитационных волнах, наблюдаемых на интерферометрах LIGO/Virgo/KAGRA.

DOI: 10.31857/S1234567824070024, EDN: VPILQH

1. Введение. Астрономические наблюдения как современной, так и достаточно ранней Вселенной стали мощным средством проверки фундаментальной физики, более того, они явно свидетельствуют в пользу Новой физики за рамками Стандартной мо-

дели. Весьма вероятно, что астрономические наблюдения в ближайшее время приведут к новым фундаментальным открытиям. Эти ожидания подкрепляются, в частности, регистрацией гравитационных волн от слияния пар черных дыр с массами от десяти до сотни масс Солнца [1], которая стала доступна в последние годы. Проведенный нами анализ убедит-

¹⁾e-mail: dolgov@nsu.ru

тельно свидетельствует о том, что одним из источников гравитационных волн могут являться первичные черные дыры [2]. Обнаружение первичных черных дыр позволяет “заглянуть” в раннюю Вселенную в период их образования, что, в частности, помогает значительно глубже понять законы эволюции Вселенной, начиная с очень ранней дозвездной эпохи.

Центральная задача нашего исследования состояла в изучении двух, на наш взгляд, взаимосвязанных космологических проблем, а именно происхождения космических магнитных полей и возможной природы темной материи. В последнем направлении мы сконцентрировались на старой, но недавно ставшей популярной гипотезе, что носителями темной материи (частично или полностью) являются первичные черные дыры [3, 4]. В этом случае космологическая плотность черных дыр должна быть весьма значительна и велика вероятность образования их двойных систем, излучающих гравитационные волны. Переход гравитационных волн в электромагнитные во внешнем магнитном поле приведет к потенциально наблюдаемым всплескам электромагнитного излучения, как показано в работе [5].

Очень важным предсказанием теории является логнормальный спектр масс первичных черных дыр:

$$\frac{dN}{dM} = \mu^2 \exp \left\{ -\gamma \ln^2 \frac{M}{M_0} \right\}. \quad (1)$$

Теория позволяет определить M_0 – величину центральной массы распределения, $M_0 \sim 10M_\odot$, где M_\odot – масса Солнца [6].

Космические магнитные поля и первичные черные дыры (особенно большой массы) объединяет, в частности, то обстоятельство, что и те и другие могут быть порождены в результате процессов, происходящих во Вселенной на постинфляционной стадии. Эта взаимосвязь может привести к установлению механизма инфляции. Например, она позволит различить, является ли движущей силой инфляции скалярное поле – инфлатон, или же инфляция создается модификацией гравитационного взаимодействия за счет добавления к действию Гильберта–Эйнштейна дополнительного нелинейного по кривизне слагаемого R^2 , так называемой *инфляцией Старобинского* [7]:

$$S = -\frac{M_{Pl}^2}{16\pi} \int d^4x \sqrt{-g} \left[R - \frac{R^2}{6M_R^2} \right], \quad (2)$$

где $M_{Pl} \approx 1.22 \times 10^{19}$ ГэВ – планковская масса, а M_R – постоянный параметр с размерностью массы. В этом случае амплитуда реликтовых гравитационных волн оказывается сильно подавленной в согласии с

наблюдениями. Заметим, что модель R^2 -инфляции не единственная, которая приводит к подавлению тензорных мод, но общее обсуждение инфляционных теорий не входит в задачу нашего обзора.

Наличие в действии слагаемого, нелинейного по скаляру кривизны, приводит к дополнительной скалярной степени свободы в гравитации. Соответствующая степень свободы получила название *скалярон*. В теории, реализуемой в рамках модифицированной R^2 -гравитации, постинфляционный разогрев Вселенной происходил за счет гравитационного рождения элементарных частиц осцилляциями скаляронного поля. Нами были вычислены вероятности рождения частиц и показано, что при таком механизме разогрева возможно существование частиц темной материи с силой взаимодействия, типичной для суперсимметрии, но с массами, значительно выше предела, полученного на Большом адронном коллайдере (БАК) [8, 9]. Подчеркнем, что в канонической космологии результаты БАК, которые, возможно, исключают суперсимметрию на ТэВной шкале, вообще запрещают существование суперсимметрии на любых энергетических масштабах выше ТэВ, так как предсказанные в суперсимметричных теориях стабильные суперпартнеры обычных частиц имели бы космологическую плотность энергии, существенно превышающую критическую. Однако наши результаты показывают, что в R^2 -теории суперсимметрия возможна и на сверхвысоких энергиях. Отметим, впрочем, что как упоминается в наших работах, данные БАК не исключают суперсимметрию на ТэВных энергиях, но лишь существенно ограничивают разрешенный диапазон параметров. Таким образом, нами представлен альтернативный вариант “спасения” суперсимметрии.

Накопленные к настоящему времени астрономические данные, особенно в наблюдениях орбитальных телескопов “Хаббл” [10–12] и “Джеймс Уэбб” [13–16], а также ALMA, см., например, [17], привели к удивительному выводу о необычайно плотной заселенности ранней Вселенной галактиками и сверхмассивными черными дырами (квазарами) на красных смещениях ~ 10 . Более того и в современной Вселенной количество черных дыр с массами от доли масс Солнца до миллиона солнечных масс гораздо выше, чем предполагалось ранее на основании общепринятой космологии и астрофизики, см. обзор [18].

В действительности проблемы неожиданно высокой заселенности Вселенной объектами неясного происхождения (возможно, черными дырами) стали известны намного раньше. Например, с помощью гравитационного микролинзирования были обна-

ружены объекты с массами около 0.5 массы Солнца, так называемые МАСНО [19, 20]. Их количество значительно превышает возможное количество невидимых красных карликов. Обзор проблемы МАСНО можно найти, например, в работах [21, 22]. Кроме того, на интерферометрах LIGO/Virgo/KAGRA наблюдают черные дыры с массами от нескольких десятков до сотни масс Солнца. Наконец, наблюдают сверхмассивные черные дыры с массами выше миллиона масс Солнца (в центрах практически всех галактик) и черные дыры промежуточной массы от тысячи до ста тысяч масс Солнца. В обзоре [18] приведены данные наблюдений и сделан вывод, что, весьма вероятно, все эти черные дыры являются первичными.

Интересно отметить, что наблюдаемое количество черных дыр хорошо описывается логнормальным спектром масс первичных черных дыр (1). В литературе приведено большое количество различных механизмов рождения первичных черных дыр с сильно различающимися спектрами масс. Однако данная область исследований является очень значительной по объему и поэтому на ее анализе мы здесь не будем останавливаться.

Как известно, в галактиках существуют магнитные поля с напряженностью порядка мкГс, кроме того имеются серьезные указания на межгалактические магнитные поля, возможно, с напряженностью вплоть до нГс (обсуждение этих вопросов можно найти в работе [23]). Магнитные поля существуют также во всех астрономических объектах, планетах (как известно, Земля имеет ненулевое магнитное поле), в звездах (от небольших магнитных полей в звездах типа Солнца до гигантских полей в звездах типа магнетаров), в галактиках и даже в межгалактической среде, где магнитные поля могут сохранять свои начальные первичные свойства. Повсеместное наличие магнитных полей во Вселенной позволяет полагать, что черные дыры находятся во внешнем магнитном поле. Эти космические магнитные поля различной природы доступны для изучения методами “многоканальной” (multi-messenger) астрономии. Исследование наблюдаемых проявлений космических магнитных полей и первичных черных дыр открывает новое окно в раннюю Вселенную (в частности, на основе результатов цитируемой выше работы [5]).

2. Межгалактические магнитные поля, гамма-астрономия и космические лучи высоких энергий. Механизм генерации крупномасштабных магнитных полей в ранней Вселенной, строго говоря, неизвестен, но наличие наблюдаемых в настоящее время межгалактических магнитных

полей убедительно говорит об их существовании в ранней Вселенной, см. обзор [23]. Характерные напряженности полей вдали от центров скоплений в современной Вселенной также наблюдательно не известны, но их понимание чрезвычайно важно для таких задач как, например, поиск источников космических лучей сверхвысоких энергий. В рамках исследования этих проблем нами была рассмотрена задача о росте первичных неоднородностей в ранней Вселенной и законов, описывающих совместную эволюцию темной материи, барионов и магнитных полей.

С этой целью в первую очередь проводилась разработка программного обеспечения, моделирующего рост первичных неоднородностей в ранней Вселенной. Расчеты были проведены следуя подходу, основанному в [24], его современное развитие см., например, в [25]. Разработанный код воспроизводит структуры в сфере радиусом 200 Мпк от нашей Галактики и с пространственным разрешением 2 Мпк. Для отслеживания распределения вещества в ближайшей Вселенной использовался каталог галактик 2M+++. Далее нами проводилась работа над созданием кода, который совместно с BORG [26, 27] описывал бы также и эволюцию барионной компоненты и магнитных полей, воспроизводя наблюдаемые температуры межзвездного газа и напряженности магнитных полей в центрах галактических скоплений пообъектно в локальной Вселенной. Численное моделирование образования структур в локальной космологической окрестности и связанных с ними магнитных полей проводилось в двух подходах.

В первом подходе мы использовали аналитическое моделирование магнитных полей. Предполагалось, что зародыши магнитных полей формируются в раннюю космологическую эпоху, в какой конкретно модели несущественно. Магнитное поле в этом случае заполняет все области Вселенной. Далее напряженность поля падает с расширением Вселенной и растет вместе с контрастами плотности вещества. Есть два различных механизма роста поля. Первый – следствие адиабатического сжатия. С точки зрения магнитной гидродинамики (МГД) это линейный эффект. Результирующая напряженность в зависимости от контраста плотности материи подчинена степенному закону “2/3”, находится под контролем и может быть восстановлена по известному из наблюдений распределению вещества. Этот механизм доминирует в областях войдов и филаментов. В структурах с высокой плотностью (например, в центрах скоплений галактик) важны и специфические эффекты МГД, такие как нелинейная

эволюция нестабильностей Кельвина–Гельмгольца. Такие эффекты сложно моделировать и ответ может зависеть от деталей численного подхода. Поэтому здесь мы ограничились адиабатическим сжатием поля. Использование результатов моделирования на основе кода BORG и такого подхода позволило нам построить трехмерную модель магнитного поля, соответствующую наблюдаемой крупномасштабной структуре в достаточно большой окрестности Вселенной. Полученные результаты должны быть верны в областях малой плотности, занимающих большую часть объема Вселенной. Результаты этого моделирования магнитных полей были использованы для расчета чувствительности гамма-телескопов к зондированию достаточно больших первичных магнитных полей, $B > 10^{-12}$ Гс. Это задает типичную величину поля в войдах вне редких там структур, и поэтому совпадает с напряженностью первичного поля в современную эпоху. При этом пространственное разрешение контрастов плотности составляло $2.64 h^{-1}$ Мпк, где h – безразмерная постоянная Хаббла, $h \equiv H/(100 \text{ (км/с)}/\text{Мпк})$. Исследуемая структура простиралась вплоть до положения галактики Mkn 501, являющейся блазаром, т.е. она содержит активное ядро (сверхмассивную черную дыру) с исходящей струей ускоренных частиц, направленной в сторону Земли. Эта галактика является переменным источником гамма-лучей и находится от нас на расстоянии 140 Мпк. Также предполагалось турбулентное распределение магнитного поля с корреляционной длиной от 1 кпк. Первичные космологические магнитные поля с такой маленькой корреляционной длиной λ_B возникают, например, в моделях с фазовыми переходами [28]. Имеет место следующее эволюционное соотношение $\lambda_B \sim 0.1 [B/(10^{-12} \text{ Гс})]$ кпк для турбулентных космологических магнитных полей в современной Вселенной [29]. С другой стороны, поле, генерируемое в эпоху инфляции, может иметь очень большую корреляционную длину, вплоть до современных масштабов Хаббла [30].

Второй подход – это сочетание численного моделирования крупномасштабной структуры кодом BORG и численного моделирования магнитогидродинамики. Для этого адаптировался к условиям нашей задачи и имеющемуся программному обеспечению один из лучших на сегодняшний день МГД-кодов – RAMSES [31]. Была промоделирована область куба 100 Мпк вокруг источника Mkn 501. Эта область включает большую пустоту, в которой находится активная галактика – блазар Mkn 501, а также окружающие ее структуры. Были получены карты магнитных полей с различными начальными усло-

виями, которые задавались при достаточно большом красном смещении, в линейную эпоху для космологических возмущений. Совместно с французскими коллегами также проводилась работа над построением реалистичных трехмерных карт напряженностей магнитного поля во всем пространстве, учитывая войды и филаменты. Карты строились магнитогидродинамическим кодом RAMSES-MHD [32] с использованием начальных условий BORG, что позволяет воспроизводить положения всех крупных структур и скоплений в локальной Вселенной в радиусе 200 Мпк вокруг Галактики. Это позволило использовать данные карты для исследования магнитного поля методами гамма-астрономии [33, 34].

Распространение гамма-излучения в космологической среде приводит к развитию электромагнитных каскадов. Эти процессы являются ключевыми в интерпретации наблюдений в гамма-астрономии. В работе [35] выполнено детальное сравнение точности моделирования электромагнитных каскадов в межгалактическом пространстве публично доступными Монте-Карло программами CRbeam [36, 35], CRProa 3.1.7 [37] и ELMAG 3.0.2 [38]. После устранения найденных ошибок были выпущены новые версии программ CRProa 3.2 и ELMAG 3.0.3, и теперь все три кода демонстрируют согласие с точностью 10 % при моделировании близких источников с красными смещениями $z \sim 0.1$.

Первичное магнитное поле, если оно присутствовало в эпоху рекомбинации и реионизации, может разрешить противоречие между различными измерениями константы Хаббла и σ_8 [39], а также объяснить пониженную прозрачность для линии 21 см при красном смещении $15 < z < 20$ [40]. Такое магнитное поле может сохраниться до настоящего времени в войдах крупномасштабной структуры. В рамках механизма, предложенного в работе [39], напряженность внегалактического магнитного поля в войдах составит сегодня 1–10 пГс. С другой стороны, комбинации данных черенковских телескопов нынешнего поколения HESS, MAGIC и VERITAS с данными телескопа Fermi-LAT в настоящее время уже исключают поля в войдах с напряженностями меньшими, чем порядка 10^{-15} Гс [41, 42]. Возможность детектирования или исключения более сильных полей с помощью наблюдений ближайшего блазара с жестким спектром телескопами нового поколения CTA (Cherenkov Telescope Array, Массив черенковских телескопов) изучалась в работе [33], и было продемонстрировано, что наблюдения в гамма-лучах позволят детектировать магнитные поля величиной 10^{-14} – 10^{-11} Гс. Таким образом, комбинация ограничений из данных

по микроволновому фону и гамма-лучам от блазаров [33, 39, 40] в будущем будет покрывать полный диапазон возможных космологических магнитных полей 10^{-15} – 10^{-9} Гс и позволит проверить гипотезу об их связи с современными магнитными полями и их влиянии на эпохи рекомбинации и реионизации.

В работе [33] также изучалась возможность детектирования космологических магнитных полей, образовавшихся во время инфляции, на основе данных гамма-обсерватории нового поколения СТА. Соответствующее магнитное поле обладает большой корреляционной длиной, которая приводит к характерной угловой асимметрии вторичного гамма-излучения, скоррелированной между различными источниками на небе. Необходимым условием для надежной регистрации таких полей с напряженностью в диапазоне 10^{-14} – 10^{-12} Гс является достаточная яркость источника гамма-излучения на энергиях выше 30 ТэВ. В таком случае становится существенной локальная структура вокруг источника, которая может значительно ослабить каскадный сигнал. Локальная структура вблизи источников и отбор блазаров, подходящих для задачи детектирования инфляционных магнитных полей, производились с использованием построенных нами реалистичных карт магнитных полей. В результате анализа мы показали, что блазары Mrk501, Mrk421 и 1ES 1959+650 могут быть использованы для надежного детектирования инфляционных магнитных полей обсерваторией СТА в указанном выше диапазоне напряженностей в современную эпоху, 10^{-14} Гс $\lesssim B \lesssim 10^{-12}$ Гс [33].

Обычно грубо предполагается, что средняя амплитуда магнитного поля является постоянной вдоль всего луча зрения от источника до наблюдателя. В таком упрощенном подходе не учитываются неоднородности магнитного поля, связанные с крупномасштабной структурой Вселенной, и неоднородности, вызванные звездообразованием и активностью галактических ядер. Ограничения снизу на характерную напряженность магнитного поля в войдах вытекают из отсутствия вторичного гамма-излучения от блазаров. В упрощенном подходе остается неясным ключевой момент, какое магнитное поле отвечает за подавление вторичного потока гамма-лучей: космологическое магнитное поле, заполняющее войды, или же астрофизические магнитные поля из скоплений и филаментов. Поэтому в таком подходе существующие ограничения на межгалактические поля не имеют достаточных оснований.

Мы исследовали [34] распространение электромагнитных каскадов от ТэВных гамма-источников

в построенных реалистичных моделях межгалактического магнитного поля, используя результаты магнитогидродинамических космологических симуляций IllustrisTNG. В таких симуляциях войды могут быть “загрязнены” магнитным полем в рамках модели барионной обратной связи как результат процессов, возвращающих вещество из галактик в межгалактическую среду. Мы показали, что для большинства источников астрофизические магнитные поля скоплений и филаментов вызывают энергонезависимое подавление вторичного потока гамма-лучей на уровне около 10–15%. В этом случае магнитные поля $B > 10^{-12}$ Гс достаточно сильно отклоняют заряженные частицы, рождающиеся во вторичных каскадах, и вторичный поток гамма-квантов подавлен во всем его энергетическом диапазоне. Это меняет общую нормировку вторичного излучения, но мало влияет на его форму. Напротив, первичное магнитное поле войдов ($B < 10^{-12}$ Гс) изотропизует направления только низкоэнергетических электронов и позитронов, полностью подавляя соответствующую часть спектра. Это дает сигнатуру и метод регистрации первичных магнитных полей в войдах. Исключение составляет особый случай, когда первичный источник гамма-излучения имеет жесткий собственный спектр с максимумом в диапазоне энергий выше 50 ТэВ. Если такой источник находится внутри крупного скопления галактик, то пузырь магнитного поля, образовавшийся вокруг скопления, может вызывать подавление до 50% каскадного сигнала [34].

В работе [43] проведен анализ гамма-излучения блазара с жестким спектром 1ES 0229+200 с целью поиска каскадного сигнала для получения наиболее модельно независимых ограничений на межгалактическое магнитное поле. Были проанализированы самые последние наблюдения MAGIC за пятилетний период, а также прошлые наблюдения источника телескопами H.E.S.S. и VERITAS. В дополнение к ним были использованы данные 12 лет наблюдений обсерваторией Fermi/LAT. На основе этих данных была установлена эволюция блеска источника в диапазоне ГэВ–ТэВ за полтора десятилетия. Мы обнаружили, что поток источника в диапазоне энергий выше 200 ГэВ колеблется вокруг своего среднего значения за 14-летний период наблюдений. В диапазоне энергий 1–100 ГэВ, доступном для Fermi/LAT, наоборот, не обнаружено свидетельств изменчивости потока. Далее мы провели моделирование каскадного сигнала с использованием Монте-Карло программ CRbeam и CRProa, чтобы предсказать интенсивность вторичного потока гамма-излучения от источника, на основе его переменности в ТэВном диапазоне для раз-

личных значений напряженности и корреляционной длины магнитного поля. Необнаружение переменности источника в диапазоне $1 - 100$ ГэВ из-за вторичного гамма-излучения, накладывает нижнюю границу $B > 1.8 \times 10^{-17}$ Гс для магнитных полей с большой корреляционной длиной, возникающих в моделях инфляции, и $B > 10^{-14}$ Гс для полей космологического происхождения, которые не могут иметь корреляционную длину большую, чем космологический горизонт в соответствующую эпоху, например, возникающих в фазовых переходах, см. рис. 5 в [43] и ссылки там же на различные модели происхождения магнитных полей. Несмотря на то, что это ограничение слабее, чем полученное ранее из анализа данных Fermi/ LAT [42], наше ограничение является более надежным, поскольку оно основано на консервативной оценке собственного спектра источника и учитывает детали изменчивости его блеска в диапазоне энергий ГэВ–ТэВ.

В работе [44] исследовано распространение космических лучей ультравысоких энергий (КЛУВЭ) в стохастических межгалактических магнитных полях с колмогоровским спектром. Впервые рассмотрена трехмерная картина отклонений протонов, распространяющихся расходящимся пучком от источника. Было обнаружено неизвестное ранее явление: даже если КЛУВЭ излучаются источником изотропно, они распределяются существенно анизотропно на расстоянии порядка ларморовского радиуса. При этом изотропное распределение восстанавливается снова на расстоянии порядка десяти ларморовских радиусов. Такое поведение возникает в промежуточном режиме между кинематическим распространением в однородном магнитном поле и диффузией на расстояния, много большие, чем корреляционная длина. Возникающее в этом новом режиме анизотропное распределение частиц на сфере образует нитевидную, каустикоподобную структуру. Угловой масштаб этих областей зависит от параметров и структуры магнитного поля в радиусе нескольких корреляционных длин вокруг источника.

В работе [45], являющейся продолжением исследования [44], изучено изображение источника с точки зрения наблюдателя в нитевидной структуре. Для этого были произведены доработки программного пакета CRbeam, а именно: возможность запуска джета с заданным углом и направлением, а также добавление наблюдателя с заданными параметрами. Вне нитевидной структуры наблюдатель будет видеть ослабление потока. По предварительным результатам ослабление может быть более чем в сто раз. С другой стороны, наблюдатель в нити или сплетении

нитей наблюдает усиление потока КЛУВЭ в десятки раз. Кроме того, в зависимости от своего положения в нитевидной структуре наблюдатель видит источник искаженным (вытянутым перпендикулярно направлению нити) и смещенным относительно истинного направления. Проведено исследование внешнего вида источника в зависимости от спектра энергий частиц. Показано, что наблюдаемые в Telescope Array особенности распределения по направлению типа горячих пятен могут быть естественным следствием распространения в межгалактических магнитных полях.

3. Теоретические результаты.

3.1. Распространение гравитационных волн. В работе [46] выведено общее уравнение, описывающее распространение гравитационных волн (ГВ) в произвольной метрике и с ненулевым фоновым тензором энергии-импульса (ТЭИ), а также с учетом поправок первого порядка по возмущению к ТЭИ. Данное уравнение в общем виде является отправной точкой для решения широкого круга задач, позволяя сделать некоторые качественные выводы еще на этапе их формулировки. Например, нарушение аксиальной симметрии задачи вследствие наличия, помимо направления распространения ГВ, дополнительной выделенной оси приводит к смешиванию мод возмущений метрики.

Отметим также, что, несмотря на рассмотрение в некоторых работах распространения возмущений метрики на фоне пространств, отличающихся от конформно-плоского, и с нетривиальными поправками к ТЭИ (см., например, [47, 48]), уравнение движения в общем случае фонового пространства и фонового ТЭИ с поправками не было записано в статьях и монографиях других авторов. И, соответственно, анализ такого общего уравнения не проводился. Между тем задачи о возмущениях метрики можно разделить на два больших класса – задачи с изотропным и с анизотропным фоновым пространством. Во втором случае разделение метрических возмущений на независимые моды невозможно. Именно поэтому акцент на смешивании мод возмущений метрики не ставится, например, в работах, где рассмотрены метрические возмущения над фоновым пространством Бьянки [49, 50]. Наша же работа расширяет круг возможных задач о распространении и эволюции гравитационных волн и возмущений метрики в целом. Она подразумевает возможность рассмотрения задач, в которых осуществляется, например, переход гравитационных волн из изотропных областей в пространстве в область с локальной анизотропией, связанной с присутствием массивных аст-

рофизических объектов. Таким образом, после прохождения области с анизотропией гравитационная волна может затухнуть или усилиться. Возможно, в каких-то задачах важна сама порождаемая скалярная мода метрических возмущений. Примеров таких задач из космологии и астрофизики множество: распространение гравитационной волны в окрестности заряженной вращающейся черной дыры, либо в окрестности магнетара и др.

В последующей работе [51], с использованием результатов [46], нами была получена система уравнений для конверсии ГВ в электромагнитные волны под действием магнитного поля на фоне произвольного искривленного пространства-времени. Целью исследования являлась оценка влияния эффекта конверсии под действием космологического магнитного поля на амплитуду длинноволновых реликтовых ГВ. Для проведения оценки сверху, мы переписали данную систему уравнений для случая метрики Фрийдмана–Леметра–Робертсона–Уокера и ввели ряд упрощающих приближений: однородность фонового магнитного поля, малость гравитации от космологического магнитного поля по сравнению с гравитацией фона материи, независимость коэффициента в эффективном действии Гейзенберга–Эйлера от температуры, ортогональность волнового вектора ГВ к вектору магнитного поля. Также было учтено взаимодействие рождающихся фотонов с первичной плазмой.

Итоговая система уравнений разбилась на две независимые части для двух поляризаций начальной гравитационной волны. Первая подсистема была решена численно в течение эпохи радиационного доминирования (РД) для современного значения напряженности магнитного поля $B_0 = 1$ нГс (напомним, что при движении вспять во времени напряженность магнитного поля растет как обратный квадрат масштабного фактора) для частот реликтовых ГВ, 10^{-16} – 10^{-18} Гц. В результате решения было получено, что к концу РД-стадии амплитуды ГВ данных частот были подавлены на величину порядка 0.01%. Был сделан вывод, что эффект конверсии реликтовых ГВ в электромагнитные волны под действием космологического магнитного поля незначительно влияет на амплитуду длинноволновых реликтовых ГВ. В дальнейшем будет решена вторая часть системы уравнений, где происходит переход тензорной моды возмущений метрики не только в электромагнитные волны, но и в скалярную моду возмущений метрики.

3.2. Рождение сверхтяжелых частиц темной материи и космические лучи высоких энергий. В

работе [52] была вычислена вероятность рождения сверхтяжелых частиц темной материи с массами, близкими к массе скалярона $M_R \simeq 3 \times 10^{13}$ ГэВ, и силой взаимодействия, типичной для суперсимметрии. Авторы показали, что аннигиляция этих частиц в сгустках темной материи может привести к наблюдаемому вкладу в поток космических лучей сверхвысоких энергий. Другим, также эффективным источником космических лучей сверхвысоких энергий является аннигиляция в системе гравитационно связанной пары этих сверхтяжелых частиц. Был сделан вывод, что сверхтяжелые частицы суперсимметричного типа в R^2 -теории являются реалистичными кандидатами на роль носителей темной материи. Их распады или аннигиляция будут давать вклад в поток космических лучей сверхвысоких энергий при $E > 10^{20}$ эВ. Ненаблюдение такого вклада позволяет поставить ограничения на параметры моделей тяжелой темной материи [53].

3.3. Массивные фотоны и электрическая асимметрия Вселенной. Согласно результатам современных наблюдений, масса фотона, если она ненулевая, не может превышать 10^{-18} эВ [54]. В то же время даже ничтожно малая масса фотона может иметь значимые астрофизические проявления. Как показано в работах [55–57] наличие сколь угодно малой массы фотона приводит к полному исчезновению кулоновского поля электрически заряженных черных дыр. В работе [58] вычислена скорость исчезновения кулоновского поля, создаваемого черной дырой при поглощении последней заряженных частиц из межзвездного пространства, в случае отличной от нуля массы фотона. Показано, что эта скорость не зависит от величины массы фотона и, таким образом, нет непрерывного предельного перехода от массивной электродинамики к электродинамике Максвелла. В ранних исследованиях полагалось, что это время обратно пропорционально массе фотона в первой или второй степени. При существующем ограничении сверху на массу фотона время исчезновения поля могло бы превышать возраст Вселенной. Наш результат показывает, что бесследное исчезновение заряда в черной дыре может привести к генерации зарядовой асимметрии Вселенной за космологически короткое время и к потенциально наблюдаемым эффектам.

Как известно, большая подвижность протонов по сравнению с электронами в межзвездном газе в современной Вселенной приводит к ненулевому заряду небесных тел [59–61]. Черные дыры тут не являются исключением и также приобретают электрический заряд. В итоге в каноническом случае возникает рав-

новесная ситуация, когда кулоновское отталкивание протонов компенсирует их большую подвижность и электрический заряд достигает некоторого равновесного значения. Для достаточно легких черных дыр с массами $M \lesssim 10^{20}$ г кулоновское поле на горизонте становится сравнимым со швингеровским, что приводит к рождению e^+e^- -пар. Электроны захватываются черной дырой, а позитроны испускаются наружу. Иными словами, черные дыры приобретают некоторый равновесный заряд и “перерабатывают” протоны в позитроны. За счет указанного механизма черная дыра с массой 10^{20} г может приобрести положительный заряд, превышающий заряд электрона в 5×10^7 раз. Этот механизм может служить частичным объяснением возникновения наблюдаемой линии 511 кэВ [62, 63].

Ситуация кардинально меняется, если масса фотона не равна нулю. Как отмечено выше, в таком случае электрическое поле черной дыры бесследно исчезает. С учетом того, что черные дыры захватывают больше протонов, чем электронов, возникает электрическая асимметрия Вселенной, т.е. ненулевой средний пространственно распределенный электрический заряд. Следует отметить, что современные ограничения на зарядовую асимметрию Вселенной находятся на уровне 10^{-26} величин заряда электрона на один барион [64]. Если же будет показано, например, с помощью наблюдений рассеяния заряженных частиц (протонов или электронов) на черной дыре, что электрический заряд какой-либо черной дыры отличен от нуля, то можно будет заключить, что масса фотона тождественно равна нулю.

Возникающие в заряженной Вселенной крупномасштабные, хотя и малые, электрические поля могут оказать заметное влияние на спектр и угловое распределение космических лучей, особенно при низких энергиях.

Возможное возникновение ненулевой средней космологической плотности электрического заряда привело бы к ускоренному космологическому расширению, аналогичному тому, которое возникает в $F(R)$ -теориях, предлагаемых как раз с целью феноменологического описания темной энергии, инициирующей наблюдаемое ускоренное расширение Вселенной. Однако количественного рассмотрения того, какой по величине вклад в ускоренное космологическое расширение дает электрический заряд Вселенной, пока проведено не было.

Обычно предполагается, что Вселенная электрически нейтральна, но это не более, чем гипотеза, в частности, из-за предполагаемого отсутствия какого-либо механизма генерации зарядовой асимметрии

Вселенной. Излагаемый в наших работах подход дает возможность непротиворечивого описания процесса создания электрически заряженной Вселенной. Как хорошо известно, в физике практически нет абсолютных. Все утверждения должны проверяться на согласия с существующими данными эксперимента, а также на отсутствие противоречий модели с установленными фундаментальными свойствами теории. Предлагаемый нами механизм удовлетворяет всем этим требованиям.

3.4. Черные дыры и барионная асимметрия. В работе [65] предложен новый механизм генерации барионной асимметрии Вселенной за счет асимметричного захвата барионов и антибарионов первичными черными дырами. Этот механизм эффективно работает в тепловом равновесии и при сохранении барионного числа в физике частиц, представляя, таким образом, пример выхода за рамки канонического сценария бариогенезиса А. Д. Сахарова [66]. Для реализации этого механизма в ранней Вселенной должны существовать как сверхмассивные барионы X с массами порядка 10^{13} ГэВ, в захватах которых образуется асимметрия, так и другие сверхмассивные барионы Y , наличие которых в радиационных поправках к сечению рассеяния приводит к нарушению C - и CP -асимметрий, необходимого для возникновения различной подвижности X и \bar{X} (анти- X) частиц в гравитационном поле черной дыры в ранней Вселенной. Время жизни этих частиц должно быть достаточно велико, чтобы они были представлены в значительном количестве в первичной плазме до испарения первичных черных дыр. Кроме того, по этой же причине они не должны заметно выгорать по механизму Зельдовича [67, 68] и их плотность должна сильно превосходить равновесную. Это требует малой величины сечения их аннигиляции и большого времени жизни. В работе [65] показано, что предложенный механизм эффективен при больших значениях масс барионов и, соответственно, меньших значениях масс первичных черных дыр. Оценка производимой асимметрии при массах тяжелых барионов порядка 10^{13} ГэВ и массах первичных черных дыр порядка 10^4 г находится на уровне наблюдаемой величины барионной асимметрии Вселенной. При достаточно позднем распаде этих тяжелых барионов продукты их распада могут вносить вклад в потоки космических лучей сверхвысоких энергий. Таким образом, предложенный механизм может в принципе быть проверен по вкладу в космические лучи высокоэнергичных частиц от распадов X или аннигиляции X и \bar{X} .

3.5. Электродинамика черных дыр. Исследование возможных механизмов электромагнитного из-

лучения при слиянии черных дыр позволило сделать заключение о возникновении электрического заряда черной дыры в первичной плазме за счет механизма Шварцмана [59], основанном на различии подвижностей электронов и протонов в межзвездной среде, что естественным образом приводит к генерации сопутствующего излучения в процессе слияния двух заряженных тел. Была также рассмотрена гипотетическая возможность возникновения ненулевой плотности заряда в окружающем двойную систему черных дыр межзвездном газе. Было показано, что в процессе слияния возникает дипольное электромагнитное излучение, интенсивность которого зависит от величины приобретенного заряда каждой из черных дыр и истории их эволюции. Этот процесс может быть усилен при любом ненулевом значении массы фотона, так как независимо от ее величины возникает электрическая асимметрия Вселенной. В последнем случае мы опираемся на результаты, полученные в нашей работе [58].

3.6. Спектр масс первичных черных дыр. В работах [69, 70] были вычислены распределения по чирп-массам двойных систем черных дыр, являющихся источниками гравитационного излучения, обнаруженного на интерферометрах LIGO/Virgo, и было проведено сравнение с распределением, полученным на основе предположения о логнормальном спектре масс первичных черных дыр (1). Результаты демонстрируют замечательное согласие наблюдений с предсказаниями теории, причем наилучшая подгонка получается при $M_0 \approx 17M_\odot$, $\gamma = 0.9$. Так как зависимость от массы входит под знаком логарифма, то значение функции распределения довольно мягко зависит от M_0 . Например, при $\gamma = 1$ и $M = 50M_\odot$ плотности черных дыр различаются примерно в 4 раза для $M_0 = 10M_\odot$ и $M_0 = 17M_\odot$.

В более поздней работе [71] был представлен новый анализ данных LIGO/Virgo/KAGRA. Согласно результатам авторов распределение по чирп-массам двойных систем черных дыр имеет два ярко выраженных пика, которые можно объяснить двумя различными популяциями двойных систем черных дыр. Пик при низкой массе с $M_0 \sim 10M_\odot$ связан с астрофизическими двойными системами черных дыр, образовавшимися в локальной Вселенной при эволюции двойных звездных систем. Их формирование может быть объяснено моделью коллапсирующего кора массивных звезд. Второй пик обязан своим происхождением двойным системам первичных черных дыр с логнормальным спектром с параметрами $M_0 \simeq 33M_\odot$ и $\gamma \simeq 10$. Модель включает в себя две примерно равные популяции сливающихся аст-

рофизических и первичных черных дыр. Однако второй пик с полученными параметрами исходного спектра масс приводит к практически дельта-образному распределению вокруг $M = 33M_\odot$, так что ни более легкие, ни более тяжелые первичные черные дыры не могут образоваться. Ожидаемое значительное увеличение статистики слияний двойных черных дыр в продолжающейся серии наблюдений O4 LIGO/Virgo/KAGRA должно внести ясность в возможность описания наблюдаемых источников единым логнормальным спектром масс черных дыр.

3.7. Антиматерия в Млечном пути. Одним из следствий механизма рождения черных дыр, предложенном в работах [3, 4], является, в частности, предсказание наличия заметного количества антиматерии в нашей Галактике. В связи с этим нами был разработан новый способ идентификации антиматерии по узким линиям рентгеновского излучения и была установлена связь его интенсивности с предполагаемой плотностью первичных черных дыр [72]. Недавние астрономические наблюдения убедительно подтверждают это предсказание, свидетельствуя о наличии заметного количества антиматерии в Млечном Пути (см., например, недавний обзор [73], где приведены ссылки на оригинальные работы). А именно:

1) в данных детектора AMS (Alpha Magnetic Spectrometer, Магнитный альфа-спектрометр), установленного на Международной космической станции, имеются указания на избыточный поток ядер антидейтерия и антигелия по сравнению с ожидаемыми потоками из вторичных процессов в космических лучах;

2) наблюдаемая аннигиляционная линия 511 кэВ говорит об обильной популяции позитронов в центре Галактики;

3) наблюдения избыточного гамма-излучения с энергией около 500 МэВ от 14 звезд наиболее естественно объяснить тем, что эти звезды состоят из антиматерии [74].

Все это находится в соответствии с давними предсказаниями работ [3, 4] о наличии антиматерии в Галактике. Доля антивещества модельно зависима и не может быть предсказана теоретически. Но сам факт наличия заметного количества антиматерии в Галактике служит сильным указанием на справедливость модели. Естественно считать, что эта доля невелика. В частности, количество антизвезд и их спектр масс зависят от взаимного расположения плоских направлений в потенциале барионного скаляра в модели Аффлека–Дайна и, скорее всего, заметно меньше доли черных дыр с близкими массами. Утверждения о логнормальном спектре масс антизвезд, конечно

же, не делается. Разумеется, гипотезу об антиматерии в Галактике нельзя еще считать абсолютно доказанной, но указания на галактическую антиматерию вполне серьезные.

4. Заключение. Резюмируя, можем сказать, что многоканальный подход в космологии как к наблюдениям, так и к теоретическим проблемам является чрезвычайно плодотворным и его развитие будет в значительной степени способствовать дальнейшему прогрессу в этой чрезвычайно перспективной области на стыке космологии, квантовой теории поля и физики элементарных частиц.

Перечислим основные результаты, полученные в ходе проведенных исследований:

1) построены реалистичные карты межгалактических магнитных полей, получены ограничения на их величину из данных γ -астрономии и исследованы возможности улучшения таких ограничений;

2) оценка вклада, вносимого сверхтяжелыми частицами темной материи в спектр космических лучей ультравысоких энергий с $E > 10^{20}$ эВ, для объяснения которых неприменимы обычные астрофизические источники, и вывод о возможности экспериментальной проверки модели на основании данной оценки;

3) предложение гипотетической модели электрически заряженной вселенной;

4) разработка нового механизма генерации барионной асимметрии Вселенной первичными черными дырами;

5) изучение электромагнитных процессов при слиянии черных дыр;

6) проверка формы спектра масс первичных черных дыр по чирп-массам, измеряемым на интерферометрах LIGO/Virgo/KAGRA, а также по наблюдаемому количеству сверхтяжелых черных дыр и черных дыр промежуточной массы, что очень хорошо согласуется с наблюдениями, см. [70];

7) впечатляющее предсказание о наличии значительного количества антиматерии в Млечном Пути подкрепляется наблюдениями позитронов, антиядер и антизвезд;

8) разработка нового метода идентификации антизвезд в Галактике.

Финансирование. Работа поддержана грантом # 20-42-09010 Российского научного фонда.

Конфликт интересов. Конфликт интересов отсутствует.

- KAGRA Collaboration), *Phys. Rev. X* **13**(1), 011048 (2023).
2. S. Blinnikov, A. Dolgov, N. K. Porayko, and K. Postnov, *JCAP* **11**, 036 (2016).
 3. A. Dolgov and J. Silk, *Phys. Rev. D* **47**, 4244 (1993).
 4. A. D. Dolgov, M. Kawasaki, and N. Kevlishvili, *Nucl. Phys. B* **807**, 229 (2009).
 5. A. Dolgov and K. Postnov, *JCAP* **09**, 018 (2017).
 6. A. Dolgov and K. Postnov, *JCAP* **07**, 063 (2020).
 7. A. A. Starobinsky, *Phys. Lett. B* **91**, 99 (1980).
 8. E. V. Arbuzova, *Int. J. Mod. Phys. D* **30**(16), 2140002 (2021).
 9. E. Arbuzova, *Moscow Univ. Phys. Bull.* **77**(2), 288 (2022).
 10. A. Monna, S. Seitz, N. Greisel et al. (Collaboration), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **438**(2), 1417 (2014).
 11. W. Zheng, A. Zitrin, L. Infante, N. Laporte, X. Huang, J. Moustakas, H. C. Ford, X. Shu, J. Wang, J. M. Diego, F. E. Bauer, P. Troncoso Iribarren, T. Broadhurst, and A. Molino, *Astrophys. J.* **836**(2), 210 (2017).
 12. P. A. Oesch, G. Brammer, P. G. van Dokkum et al. (Collaboration), *Astrophys. J.* **819**, 129 (2016).
 13. S. L. Finkelstein, M. B. Bagley, H. C. Ferguson et al. (Collaboration), *Astrophys. J. Lett.* **946**, L13 (2023).
 14. Y. Harikane, M. Ouchi, M. Oguri, Y. Ono, K. Nakajima, Y. Isobe, H. Umeda, K. Mawatari, and Y. Zhang, *Astrophys. J. Suppl.* **265**(1), 5 (2023).
 15. M. Castellano, A. Fontana, T. Treu et al. (Collaboration), *Astrophys. J. Lett.* **938**, L15 (2022).
 16. P. Santini, A. Fontana, M. Castellano et al. (Collaboration), *Astrophys. J. Lett.* **942**, L27 (2023).
 17. R. Endsley, D. P. Stark, J. Lyu, F. Wang, J. Yang, X. Fan, R. Smit, R. Bouwens, K. Hainline, and S. Schouws, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **520**, 4609 (2023).
 18. A. D. Dolgov, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **188**(2), 121 (2018).
 19. C. Alcock, R. A. Allsman, D. R. Alves et al. (The MACHO Collaboration), *Astrophys. J.* **542**, 281 (2000).
 20. D. P. Bennett, *Astrophys. J.* **633**, 906 (2005).
 21. S. I. Blinnikov, A. D. Dolgov, and K. A. Postnov, *Phys. Rev. D* **92**(2), 023516 (2015).
 22. S. Mao, *Res. Astron. Astrophys.* **12**, 947 (2012).
 23. J. L. Han, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 111 (2017).
 24. K. Dolag, D. Grasso, V. Springel, and I. Tkachev, *JCAP* **01**, 009 (2005).
 25. F. Marinacci, M. Vogelsberger, R. Pakmor, P. Torrey, V. Springel, L. Hernquist, D. Nelson, R. Weinberger, A. Pillepich, J. Naiman, and S. Genel, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **480**(4), 5113 (2018).
 26. J. Jasche and B. D. Wandelt, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **432**, 894 (2013).
 27. J. Jasche and G. Lavaux, *Astron. Astrophys.* **625**, A64 (2019).

1. R. Abbott, T. D. Abbott, F. Acernese et al. (LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration, and

28. M. Joyce and M. E. Shaposhnikov, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1193 (1997).
29. R. Banerjee and K. Jedamzik, *Phys. Rev. D* **70**, 123003 (2004).
30. M. Giovannini and M. E. Shaposhnikov, *Phys. Rev. D* **62**, 103512 (2000).
31. R. Teyssier, *Astron. Astrophys.* **385**, 337 (2002).
32. S. Fromang, P. Hennebelle, and R. Teyssier, *RAMSES-MHD: an AMR Godunov code for astrophysical applications*, in *SF2A-2005: Semaine de l'Astrophysique Francaise*, ed. by F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, and L. Pagani, Les Ulis, EDP Sciences, Dec. (2005), p. 743.
33. A. Korochkin, A. Neronov, G. Lavaux, M. Ramsoy, and D. Semikoz, *JETP* **134**(4), 498 (2022).
34. K. Bondarenko, A. Boyarsky, A. Korochkin, A. Neronov, D. Semikoz, and A. Sokolenko, *Astron. Astrophys.* **660**, A80 (2022).
35. O. Kalashev, A. Korochkin, A. Neronov, and D. Semikoz, *Astron. Astrophys.* **675**, A132 (2023).
36. V. Berezhinsky and O. Kalashev, *Phys. Rev. D* **94**(2), 023007 (2016).
37. R. Alves Batista, J. Becker Tjus, J. Dörner et al. (Collaboration), *JCAP* **09**, 035 (2022).
38. M. Blytt, M. Kachelrieß, and S. Ostapchenko, *Comput. Phys. Commun.* **252**, 107163 (2020).
39. K. Jedamzik and L. Pogosian, *Phys. Rev. Lett.* **125**(18), 181302 (2020).
40. H. A. G. Cruz, T. Adi, J. Flitter, M. Kamionkowski, and E. D. Kovetz, *Phys. Rev. D* **109**(2), 023518 (2024).
41. A. Neronov and I. Vovk, *Science* **328**, 73 (2010).
42. M. Ackermann, M. Ajello, L. Baldini et al. (The Fermi-LAT Collaboration, and J. Biteau), *Astrophys. J. Suppl.* **237**(2), 32 (2018).
43. V. A. Acciari, I. Agudo, T. Aniello et al. (the MAGIC Collaboration and A. Neronov, D. Semikoz, and A. Korochkin), *Astron. Astrophys.* **670**, A145 (2023).
44. K. Dolgikh, A. Korochkin, G. Rubtsov, D. Semikoz, and I. Tkachev, *JETP* **136**(6), 704 (2023).
45. K. Dolgikh, A. Korochkin, G. Rubtsov, D. Semikoz, and I. Tkachev, arXiv:2312.06391 [astro-ph.HE].
46. E. V. Arbutova, A. D. Dolgov, and L. A. Panasenko, *JETP* **135**(3), 304 (2022).
47. H. T. Cho and A. D. Speliotopoulos, *Phys. Rev. D* **52**, 5445 (1995).
48. H. Iguchi, K.-i. Nakao, and T. Harada, *Phys. Rev. D* **57**, 7262 (1998).
49. F. Di Gioia and G. Montani, *Eur. Phys. J. C* **79**(11), 921 (2019).
50. B. Wilson and C. C. Dyer, *Gen. Relativ. Gravit.* **41**, 1725 (2009).
51. A. D. Dolgov, L. A. Panasenko, and V. A. Bochko, *Universe* **10**, 7 (2023).
52. E. V. Arbutova, A. D. Dolgov, and R. S. Singh, *Eur. Phys. J. C* **80** (11), 1047 (2020).
53. O. E. Kalashev, M. Y. Kuznetsov, and Y. V. Zhezher, *JCAP* **10**, 039 (2019).
54. R. L. Workman, V. D. Burkert, V. Crede et al. (Particle Data Group), *PTEP* **2022**, 083C01 (2022).
55. A. Vilenkin, *Phys. Rev. D* **20**, 373 (1979).
56. B. Leaute and B. Linet, *Gen. Rel. Grav.* **17**, 783 (1985).
57. A. D. Dolgov, H. Maeda, and T. Torii, arXiv:hep-ph/0210267.
58. A. D. Dolgov and K. S. Gudkova, *Phys. Lett. B* **810**, 135844 (2020).
59. V. F. Shvartsman, *Astrophysics* **6**, 159 (1970).
60. R. Turolla, S. Zane, A. Treves, and A. Illarionov, *Astrophys. J.* **482**, 377 (1997).
61. S. Zane, R. Turolla, and A. Treves, *Astrophys. J.* **501**, 258 (1998).
62. C. Bambi, A. D. Dolgov, and A. A. Petrov, *JCAP* **09**, 013 (2009).
63. A. D. Dolgov and A. S. Rudenko, arXiv:2308.01689 [hep-ph].
64. C. Caprini, S. Biller, and P. G. Ferreira, *JCAP* **02**, 006 (2005).
65. A. D. Dolgov and N. A. Pozdnyakov, *Phys. Rev. D* **104**(8), 083524 (2021).
66. A. D. Sakharov, *Pis'ma v ZhETF* **5**, 32 (1967).
67. Y. B. Zeldovich, *Advances in Astronomy and Astrophysics* **3**, 241 (1965).
68. Y. B. Zel'dovich, L. B. Okun', and S. B. Pikel'ner, *Soviet Phys.-Uspekhi* **8**, 702 (1966).
69. A. D. Dolgov, A. G. Kuranov, N. A. Mitichkin, S. Porey, K. A. Postnov, O. S. Sazhina, and I. V. Simkin, *JCAP* **12**, 017 (2020).
70. K. Postnov, A. Dolgov, N. Mitichkin, and I. Simkin, arXiv:2101.02475 [astro-ph.HE].
71. K. A. Postnov and N. A. Mitichkin, *Phys. Part. Nucl.* **54**(5), 884 (2023).
72. A. E. Bondar, S. I. Blinnikov, A. M. Bykov, A. D. Dolgov, and K. A. Postnov, *JCAP* **03**, 009 (2022).
73. A. D. Dolgov, arXiv:2310.00671 [astro-ph.CO].
74. S. Dupourqué, L. Tibaldo, and P. Von Ballmoos, *Phys. Rev. D* **103**(8), 083016 (2021).