

УДК 524.8; 524.882; 524.354.6

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ И НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

© 2021 Н. Н. Горькавый^{1*}, С. А. Тюльбашев^{2**}¹Корпорация «Научные системы и приложения», Ланхэм, 20706 США²Пушчинская радиоастрономическая обсерватория им. В. В. Виткевича Астрокосмического центра физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Пушчино, 142290 Россия

Поступила в редакцию 6 мая 2020 года; после доработки 3 марта 2021 года; принята к публикации 3 марта 2021 года

В последние годы вновь активно рассматриваются гипотезы о возможной цикличности Вселенной. В этих космологических теориях Вселенная, вместо «одноразового» бесконечного расширения, периодически сжимается до какого-то объема, а потом снова испытывает Большой Взрыв. Одной из проблем для циклической Вселенной является ее совместимость с обширной популяцией неразрушимых черных дыр, накапливающихся из цикла в цикл. В статье рассматривается простая итерационная модель эволюции черных дыр в циклической Вселенной, не зависящая от конкретных космологических теорий. Модель имеет два свободных параметра, определяющих итерационное уменьшение числа черных дыр и увеличение их индивидуальной массы. Показано, что данная модель при широких вариациях параметров объясняет наблюдаемое количество сверхмассивных черных дыр в центрах галактик, а также соотношения между различными классами черных дыр. Механизм накопления реликтовых черных дыр при многократных пульсациях Вселенной может отвечать за популяцию черных дыр, обнаруженную при наблюдениях LIGO и, вероятно, отвечающую за феномен темной материи. Количество черных дыр промежуточных масс соответствует числу шаровых скоплений и карликовых галактик-спутников. Эти результаты служат доводом в пользу моделей осциллирующей Вселенной, и одновременно накладывают на них существенные требования. Модели пульсирующей Вселенной должны характеризоваться высоким уровнем реликтового гравитационного излучения, порождаемого в момент максимальных сжатий Вселенной и массовых слияний черных дыр, а также решать проблему существования самой крупной черной дыры, которая образуется в ходе этого слияния. Высказана гипотеза, что часть нейтронных звезд может сохраниться с прошлых циклов Вселенной и внести вклад в темную материю. Эти реликтовые нейтронные звезды будут иметь совокупность признаков, по которым их можно отличить от нейтронных звезд, родившихся в текущем цикле рождения Вселенной. Обсуждаются наблюдательные признаки реликтовых нейтронных звезд и возможность их поиска в разных диапазонах длин волн.

От редакции. Статья вызвала противоречивые оценки в экспертном сообществе. Тем не менее было принято решение опубликовать эту статью в дискуссионном порядке.

Ключевые слова: космология: темная материя — звезды: черные дыры — звезды: нейтронные

1. ВВЕДЕНИЕ

Черные дыры являются одной из главных компонент Вселенной. Хорошо известно, что черные дыры звездных масс (Stellar Black Holes, SBH) с массой меньше $100 M_{\odot}$ образуются в процессе звездной эволюции. Количество SBH, возникших во Вселенной после Большого Взрыва, по расчетам должно составлять около 0.1% от общего количества звезд 10^{23} , что составляет 10^{20} SBH (Cherempanchuk 2014).

В своей фундаментальной книге Нобелевский лауреат Peebles (1993) начинает раздел об осциллирующей Вселенной утверждением, что до теории инфляции наиболее популярной космологической моделью являлась модель Леметра о Вселенной-фениксе, которая разлетается после коллапса предыдущей фазы периодической Вселенной. Отметим, что впервые вопрос о циклической Вселенной в рамках теории Эйнштейна был рассмотрен А. А. Фридманом в его знаменитой работе 1922 года. Период с 1922 до 1980-х годов можно назвать временем доминирования классической модели осциллирующей Вселенной.

*E-mail: nickgorkavyi@gmail.com

**E-mail: serg@prao.ru

Несмотря на большую увлеченность последних десятилетий квантовой теорией одномерной Вселенной, осциллирующие космологические модели сейчас снова привлекают большое внимание (см. обзоры Brandenberger and Peter 2017, Novello and Bergliaffa 2008). Отметим периодическую модель еще одного нобелевского лауреата Penrose (2011), а также теорию (Steinhardt and Turok 2002). Но в моделях осциллирующих Вселенной редко учитывается существование многочисленной популяции черных дыр. А ведь на каждом цикле Вселенной существует постоянный приток черных дыр из-за взрывов сверхновых. Эти черные дыры неразрушимы и должны накапливаться от цикла к циклу, как и энтропия (сверхмассивные черные дыры, собственно, и являются основными носителями энтропии Вселенной). Поэтому любая циклическая модель Вселенной должна сопровождаться моделью эволюции черных дыр. Данная статья посвящена простой модели эволюции черных дыр и нейтронных звезд в классической модели осциллирующей Вселенной. Отметим, что изучение популяции черных дыр стало особенно актуальной темой в последние годы.

В 2015–2019 годах гравитационно-волновая обсерватория LIGO обнаружила многочисленную популяцию черных дыр $8\text{--}80 M_{\odot}$, с типичной массой $30 M_{\odot}$ (Abbott et al. 2016). Сразу были высказаны предположения, что эти многочисленные SBH могут объяснить феномен темной материи (Bird et al. 2016, Kashlinsky 2016). В статьях Clesse and García-Bellido (2017; 2018), García-Bellido (2018) суммируются доводы в пользу такой гипотезы и доказываются, что LIGO из-за наблюдательной селекции фиксирует лишь самые тяжелые черные дыры звездных масс, а на самом деле максимум числа черных дыр должен приходиться на массы в несколько масс солнца. Carr and Silk (2018) тоже полагают, что темная материя может целиком состоять из черных дыр. Гипотеза, объясняющая феномен темной материи с помощью SBH, привлекательна, но она предполагает большое количество таких черных дыр — 10^{23} , что на три порядка больше, чем следует из теорий звездной эволюции. По мнению других авторов, черные дыры могут составлять лишь часть общей массы темной материи, но даже если их всего примерно 10%, то такое число SBH на два порядка превосходит теоретическую оценку.

В центре каждой галактики находятся сверхмассивные черные дыры (SMBH) с массами $10^5\text{--}10^{10} M_{\odot}$. Например, в центре нашей Галактики находится черная дыра в $4 \times 10^6 M_{\odot}$, а в центре Туманности Андромеды — дыра с массой порядка $10^8 M_{\odot}$ (Bender et al. 2005, Cherepashchuk 2014). Общее количество SMBH во Вселенной можно

оценить по количеству крупных галактик как 10^{11} , но их образование в наблюдаемом количестве и на самых ранних этапах расширения Вселенной является нерешенной проблемой. Раньше общепринятой считалась модель, по которой темная материя на ранней стадии Вселенной образовывала из-за неустойчивости Джинса гравитационно-связанные скопления, в которых затем скапливались барионы (Bullock and Boylan-Kolchin 2017). В зависимости от массы скопления темной материи, из этих барионных сгустков возникали шаровые скопления звезд, галактики-карлики и массивные галактики — спиральные или эллиптические. После чего в галактиках образовывались массивные черные дыры от тысяч до миллиардов масс солнца. Наличие супермассивных черных дыр на ранних этапах расширения Вселенной, до возникновения массивных галактик, указывает на альтернативный сценарий, набирающий популярность в последние годы.

В 2014 году А. М. Черепашук отметил в обзоре по черным дырам: «некоторые ученые все-речь обсуждают вопрос о том, что первично: образование галактики на ранних стадиях эволюции Вселенной с последующим формированием в ее центре сверхмассивной черной дыры или формирование первичной сверхмассивной черной дыры, которая затем «натягивает» на себя барионное вещество, из которого формируются звезды галактики» (Cherepashchuk 2014). Например, Carr and Silk (2018) полагают, что «затравками» для образования галактик могут являться сверхмассивные черные дыры. Если образование галактик началось с аккреции на затравочную черную дыру, то темная материя притягивалась к уже существующей галактике, увеличивая ее массу. Это не только меняет общепринятый взгляд на образование галактик, но и позволяет пересмотреть вопрос о формировании таких крупномасштабных космологических структур, как скопления галактик.

Таким образом, многочисленные наблюдения доказывают, что во Вселенной существует обширная популяция черных дыр от $5 M_{\odot}$ до $10^{10} M_{\odot}$. Возможно, наблюдаемая популяция отвечает за феномен темной материи и за образование космических структур, включая галактики (Clesse and García-Bellido 2017; 2018, García-Bellido 2018). Эти вопросы детально обсуждаются в нескольких свежих обзорах: Carr and Silk (2018), Cherepashchuk (2016), Dolgov (2018). Отметим, что сам факт существования черных дыр был доказан изображением горизонта событий у SMBH с массой $6.5 \times 10^9 M_{\odot}$ в центре галактики M 87 (Event Horizon Telescope Collaboration et al. 2019). Carr and Silk (2018) отмечают трудность разработки единого механизма для создания наблюдаемого распределения черных

дыр, которые так значительно отличаются по массам и количеству. Многочисленные открытия небольших SBH и сверхмассивных SMBH сопровождаются малопродуктивными поисками черных дыр промежуточных масс (IMBH; Intermediate-Mass Black Hole). Многие авторы считают, что это отражает двухпиковое распределение черных дыр, связанное с двумя различными механизмами образования черных дыр и предполагают, что, помимо звездной эволюции, существует еще один механизм образования так называемых первичных черных дыр на ранней стадии Вселенной, например, из флуктуаций плотности гипотетических полей (Dolgov 2018). Но пока эволюция массивных звезд, а также слияние двух нейтронных звезд, являются единственными достоверными сценариями возникновения черных дыр.

В последние годы растет интерес к космологиям отскока и циклическим моделям Вселенной (см. Brandenberger and Peter 2017, Novello and Bergliaffa 2008), и была высказана гипотеза, что часть черных дыр пришли из прошлого цикла Вселенной, и самые крупные из них стали «затравками» для образования галактик (Clifton et al. 2017). Действительно, черные дыры являются неразрушимыми объектами, которые должны уцелеть как при однократном, так и при многократном прохождении через максимально сжатое состояние Вселенной. Общепринятой физике неизвестны механизмы разрушения черных дыр, гравитация которых предотвращает какие-либо их распады, невзирая на любые изменения масштаба Вселенной. Если не считать квантовое испарение Хокинга, то единственный процесс, который уничтожает черную дыру — это ее слияние с другой дырой, что порождает более крупную дыру и сохраняет неразрушимость всей популяции черных дыр. Отметим, что квантовое испарение черной дыры звездной массы возможно, только если приток энергии на нее меньше оттока в виде излучения Хокинга. Даже без учета излучения звезд, такое испарение возможно только при чрезвычайно малой температуре реликтового излучения. Так как термин «первичные черные дыры» используется по отношению к черным дырам, которые возникли в самом начале данного цикла Вселенной, то мы будем использовать для черных дыр, оставшихся от прошлых циклов Вселенной, термин «реликтовые черные дыры» (РЧД или RBH). В работе Clifton et al. (2017) рассматривается переход черных дыр через максимально сжатое состояние Вселенной, которое характеризуется достаточно низкой плотностью. Как и в нашей работе, черные дыры, перешедшие из прошлого цикла Вселенной в текущий, выступают в виде темной материи, а самые массивные из них оказываются «затравками» для образования галактик. Полученное в статье Clifton et al. (2017)

математическое решение является иллюстративным и использует небольшое (5–640) количество черных дыр, накладывая на них условие достаточно редкого расположения, чтобы избежать их слияния. Обсуждаемая в нашей статье модель перехода черных дыр из прошлого цикла в настоящий отличается от сценария Clifton et al. (2017) тем, что слияние большого количества черных дыр в ней не только не запрещено, но даже необходимо, чтобы запустить механизм Большого Отскока или Большого Взрыва (см. Приложение). Отметим, что многочисленные работы, обсуждающие возникновение первичных черных дыр на ранней стадии Большого Взрыва (см. обзор Dolgov (2018) и ссылки в нем), рассматривают самые различные механизмы формирования таких дыр, но эти работы принципиально отличаются от работ по реликтовым черным дырам, которые рассматривают переход этих дыр из прошлого цикла Вселенной, а не формирование их во время Большого Взрыва. Как правило, механизмы формирования первичных черных дыр рассматриваются в рамках одноразовой модели Вселенной, в то время как существование реликтовых дыр предполагает циклическую космологию, или, как минимум, космологию отскока. Реликтовые черные дыры, рожденные в каком-то определенном цикле Вселенной, должны, при переходе из цикла в цикл, постоянно уменьшаться в численности из-за взаимных слияний, зато расти в размерах, как из-за слияний, так и из-за аккреции окружающего вещества. Естественно, что в каждом цикле будет рождаться новая популяция черных дыр, тем самым, в циклической Вселенной должна существовать смесь черных дыр разных возрастов — так же как человеческая популяция состоит из людей разных годов рождения.

Чтобы проверить гипотезу о существовании реликтовых черных дыр, высказанную Clifton et al. (2017), нужно рассмотреть следующую задачу: совместимы ли космологии отскока и циклические модели Вселенной с наличием обширной наблюдаемой популяции черных дыр? Не накладываю ли многочисленные черные дыры жесткие ограничения на любую модель осциллирующей Вселенной? Если же черные дыры переходят из цикла в цикл, то как меняется при этом их распределение? Можно ли построить хотя бы простейшую модель эволюции черных дыр в осциллирующей Вселенной?

Данная статья посвящена обсуждению этих вопросов. Если Вселенная является осциллирующим объектом с черными дырами разных возрастов, то его изучение должно пролить свет на следующие конкретные вопросы:

- Откуда взялось такое большое количество SBH с массой до $100 M_{\odot}$?

- Как возникли очень массивные (10^5 – $10^{10} M_{\odot}$), которые наблюдают даже на самых ранних этапах возникновения Вселенной (Bañados et al. 2018)?
- Почему так мало IMBH с массой 10^2 – $10^5 M_{\odot}$?

В задачу данной статьи не входит обсуждение конкретных механизмов перехода Вселенной от цикла к циклу. В литературе описано немало сценариев такого перехода, как в эйнштейновской теории, так и в неэйнштейновских моделях: Brandenberger and Peter (2017), Gorkavyi and Vasilkov (2016; 2018), Gorkavyi et al. (2018), Novello and Bergliaffa (2008), Penrose (2011), Popławski (2016), Steinhardt and Turok (2002) (см. также Приложение). Мы лишь интересуемся эволюцией самой неразрушимой компоненты Вселенной — черных дыр, рассматривая эволюцию их популяции в рамках простой итерационной модели. Для определенности, за основу рассмотрения мы примем классическую модель осциллирующей Вселенной, которая рассматривалась, например, группой Dicke et al. (1965). Из этой модели можно получить оценку размера периодической Вселенной, сжатой до радиуса фоторасщепления ядер: примерно 10 св. лет. Действительно, если взять современную Вселенную с размером порядка 100 млрд. св. лет и температурой реликтового излучения около 3 К и сжать ее в 10^{10} раз (до размера 10 св. лет), то получим температуру излучения примерно 10^{10} К. В таких условиях начинается эффективная фотодиссоциация ядер тяжелых элементов, что обновляет химический состав Вселенной и делает ее способной к формированию звезд в новом цикле, как отмечает Dicke et al. (1965). Мы рассмотрим эволюцию популяции черных дыр в этой классической модели осциллирующей Вселенной, считая, что полученные выводы применимы ко многим другим циклическим моделям Вселенной.

2. КАЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ СУММАРНОГО ОБЪЕМА ЧЕРНЫХ ДЫР

Если осциллирующая Вселенная систематически проходит через сжатое состояние с размером порядка 10 св. лет, то какое количество черных дыр можно разместить в таком объеме, чтобы их полный или частичный переход из старого в новый цикл?

Примем для количества черных дыр величины, сопоставимые с наблюдениями и оценками массы темной материи Вселенной. Максимальное количество SBH с массой в $5 M_{\odot}$ оценим в 10^{23} , что дает суммарную массу 5×10^{56} г. Число SMBH можно оценить по числу массивных галактик как 10^{11} . Если принять, что средняя масса SMBH равна

$10^6 M_{\odot}$, то масса популяции SMBH будет равна $10^{17} M_{\odot}$ или 2×10^{-7} от массы SBH.

Оценим, в каком минимальном объеме можно разместить популяцию черных дыр SBH и SMBH, если не учитывать их слияние. Легко показать, что суммарный объем SMBH на несколько порядков больше, чем объем всех SBH. Но и среди SMBH вклад в общий объем дают, в основном, дыры не средних, а максимальных масс. Без учета слияния, 10^9 SMBH с массой $10^9 M_{\odot}$ можно разместить в кубе с размером ребра около 1 св. года, а 10^{11} SMBH с массой $10^6 M_{\odot}$ займут в 10^7 раз меньший объем.

Очевидно, что при коллапсе Вселенной черные дыры будут сливаться. Если SBH будут сливаться без гравитационного излучения, то результирующая дыра будет сопоставима по размеру с самой Вселенной; аналогичные слияния SMBH дадут итоговую черную дыру на 5–6 порядков меньше, но все равно огромную. Если учесть гравитационное излучение, то оценка размера финальной черной дыры резко уменьшится. Слияние двух черных дыр с размером R с учетом максимального уровня гравитационного излучения дает итоговую черную дыру с радиусом R_{\min} и энтропией, равной сумме энтропии (и поверхности) двух начальных черных дыр (см. Bekenstein 1973, Hawking 1975): $R_{\min}^2 = 2 \times R^2$. При слиянии N черных дыр мы получим

$$R_{\min}^2 = N \times R^2 \text{ или } R_{\min} = R \times N^{1/2}. \quad (1)$$

Отсюда $R_{\min} \sim 0.6$ св. лет для 10^{23} SBH с массой в $5 M_{\odot}$, $R_{\min} \sim 1$ св. года для 10^{11} SMBH со средней массой порядка $10^6 M_{\odot}$ и $R_{\min} \sim 10$ св. лет для 10^9 SMBH с массой порядка $10^9 M_{\odot}$. Данные оценки показывают: если минимальный размер Вселенной близок к десяти световым годам, то наблюдаемая популяция черных дыр может пройти через такое сжатое состояние Вселенной и попасть в следующий цикл.

3. ИТЕРАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ЭВОЛЮЦИИ ЧЕРНЫХ ДЫР

Рассмотрим условную модель осциллирующей Вселенной, описываемую общей теорией относительности или любой другой теорией, в которой есть черные дыры. Максимальный размер Вселенной для нас несущественен, как и период осцилляций. Мы предполагаем, что ускоренное расширение Вселенной и конкретный механизм перехода от её расширения к сжатию не влияют на решения рассматриваемой простой модели. Предположим, что минимальный размер сжатой Вселенной сопоставим с 10 световыми годами. Как показывают приведенные в предыдущем разделе оценки, такой

объем достаточен для размещения всех черных дыр и перехода их из одного цикла в другой. Считаем, что черные дыры возникают только при звездной эволюции и при слиянии нейтронных звезд. Черные дыры увеличивают свою массу при аккреции окружающего вещества и излучения, а уменьшают свою численность при взаимном слиянии. Очевидно, что стационарное распределение черных дыр, количество которых увеличивается в результате коллапса обычных звезд и слияния нейтронных звезд, достижимо только при наличии какого-то механизма уничтожения черных дыр или убиения их из популяции. Например, Penrose (2011) в своей циклической модели Вселенной предположил, что между циклами проходит столько времени, что излучение Хокинга испаряет даже самые крупные черные дыры. Модель Пенроуза может рассматриваться как предельный случай, в котором цикличность достигается полным уничтожением популяции черных дыр. Стараясь получить максимально общие результаты, мы рассмотрим эволюцию распределения черных дыр в самом общем виде, описывая феноменологическим коэффициентом уменьшение количества черных дыр одного возраста. С физической точки зрения этот коэффициент может описывать не только уменьшение количества черных дыр при взаимном слиянии, но и любые другие механизмы исчезновения черных дыр. При обсуждении полученной модели, мы рассмотрим, какие существуют способы достижения стационарного распределения черных дыр.

Предположим, что во Вселенной в каком-то цикле, который мы назовем нулевым, в результате звездной эволюции возникла начальная популяция одинаковых черных дыр с индивидуальной массой дыр m_0 и численностью n_0 . Уравнение непрерывности с дополнительными членами, которые являются аналогами «химических реакций» (Fridman and Gorkavii 1999), могут описывать изменение концентрации и массы любой популяции объектов, в том числе черных дыр с заданной начальной массой и начальной концентрацией

$$\frac{\partial nm}{\partial t} + \nabla(n \times m \times V) = A(n, m) - B(n, m), \quad (2)$$

где $A(n, m)$ — член, описывающий рост концентрации и массы черных дыр, а $B(n, m)$ — член, описывающий уменьшение этих величин. Это уравнение трудно решить, даже если пренебречь членами уравнения, зависящими от скорости. Рассмотрим случай, когда изменение средней массы m и концентрации n не связаны друг с другом. Например, масса черной дыры может меняться из-за аккреции окружающего рассеянного вещества или излучения. Эти процессы не связаны с концентрацией черных дыр. Для случая независимых процессов, описывающих уменьшение концентрации n

и рост массы m , можно записать:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{B(n, m)}{m}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \frac{A(n, m)}{n}. \quad (4)$$

Если перейти к итерационным формулам, то из уравнения (3) получим:

$$n_{i+1} - n_i = -Dn_i, \quad (5)$$

где параметр D не должен зависеть от массы:

$$D = \frac{B(n, m)}{nm}T. \quad (6)$$

Масса отдельных черных дыр за заданный интервал времени растет на величину, пропорциональную площади поверхности черной дыры, то есть, ее массе в квадрате. Из уравнения (4) запишем

$$m_{i+1} - m_i = Cm_i^2, \quad (7)$$

где параметр C не должен зависеть от концентрации:

$$C = \frac{A(n, m)}{nm^2}T. \quad (8)$$

Для дальнейшего анализа мы будем использовать простые итерационные законы эволюции популяции черных дыр. Пусть численность начальной популяции черных дыр, рожденных в условном нулевом цикле, падает с каждой итерацией i как

$$n_{i+1} = n_i(1 - D), \quad (9)$$

где n_i — количество черных дыр в итерации i , D — коэффициент учитывающий уменьшение количества черных дыр в каждом цикле. Уравнение (7) для средней индивидуальной массы запишем в следующем виде:

$$m_{i+1} = m_i(1 + Cm_i), \quad (10)$$

где $C = (108\pi G^2/c^3)T\rho$, T — интервал времени питания черной дыры или поглощения ею окружающей среды с плотностью ρ . Здесь мы предполагаем, что скорость движения среды равна скорости света, то есть дыра питается окружающим излучением. Если рассмотреть механизм аккреции Бонди–Хойла (Bondi 1952), то выражение для C будет аналогичным, с заменой скорости света на скорость звука и с изменением численного коэффициента. Так как мы будем рассматривать C как числовой параметр, то детали физического механизма, приводящего к данному значению C , для нашей модели не существенны. Закон (10) при $Cm_i \ll 1$ приводит к медленно меняющейся в

ходе итераций (и космологических циклов) массе черной дыры. При $Cm_i > 1$ скорость роста черной дыры будет, наоборот, очень большой. Предполагаем, что условия роста у всех дыр одинаковы и лишь отличие в размерах дыр определяет разную скорость их роста. Эволюция всех популяционных компонент разного возраста рассматривается как независимая.

Таким образом, наша простая итерационная модель управляется лишь двумя параметрами: параметр C контролирует изменение индивидуальной массы дыры, а параметр D — изменение количества дыр. Величины D и C можно интерпретировать в рамках разных физических моделей, но с математической точки зрения — это параметры самых простых законов эволюции черных дыр, которые могут послужить полезной отправной точкой для развития более сложных моделей.

Если под номером итерации i подразумевается номер космологического цикла, то выражение (10) начинает недооценивать рост черной дыры при нелинейной стадии, когда $Cm_i > 1$. Поэтому для нелинейной стадии для итерации используется гораздо более короткий промежуток времени, так чтобы $Cm_i \ll 1$, где i будет номером итерации, а не номером космологического цикла. Чтобы достичь такого условия, число шагов на последнем цикле принимается 10^8 .

Мы следим за популяцией, возникшей в нулевом цикле и двигающейся по времени (по циклам), но в каждом цикле звезды будут порождать новые начальные популяции, поэтому мы будем иметь дело с непрерывным потоком черных дыр от цикла к циклу. В каждый момент времени, например, в настоящем цикле Вселенной, мы должны наблюдать вокруг себя смесь черных дыр из разных циклов. Аналогично, демография изучает, как меняется со временем популяция людей определенного года рождения. Для страны с постоянным числом и структурой населения, простым суммированием данных для этой популяции можно вычислить общее количество населения и его распределение по возрасту в текущий момент. Стационарное распределение черных дыр обеспечивается их рождением при звездной эволюции и обязательным механизмом удалением хотя бы части популяции черных дыр.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЭВОЛЮЦИИ ЧЕРНЫХ ДЫР

Рассмотрим модель 1 с параметрами: $n_0 = 10^{21}$; $m_0 = 5 M_\odot$; $C = 5 \times 10^{-4} M_\odot^{-1}$; $D = 0.05$. Принятое начальное количество черных дыр больше, чем дают современные теории звездной эволюции, но это количество относится к черным дырам, которые родились не к настоящему времени, а за весь цикл

Вселенной — вплоть до стадии максимального сжатия. Кроме того, все результаты вычислений меняются линейно от n_0 , следовательно, можно выбрать любое другое начальное значение n_0 и легко пересчитать данные. Поэтому мы сохраним данное значение n_0 для всех рассматриваемых моделей. Принятое в модели 1 значение C соответствует значению произведения $T\rho = 0.6$, где время питания T в годах, а ρ — в гсм^{-3} . Принятая величина D означает, что в каждом цикле текущая популяция черных дыр теряет 5% своей численности. Результаты расчетов показаны на рис. 1.

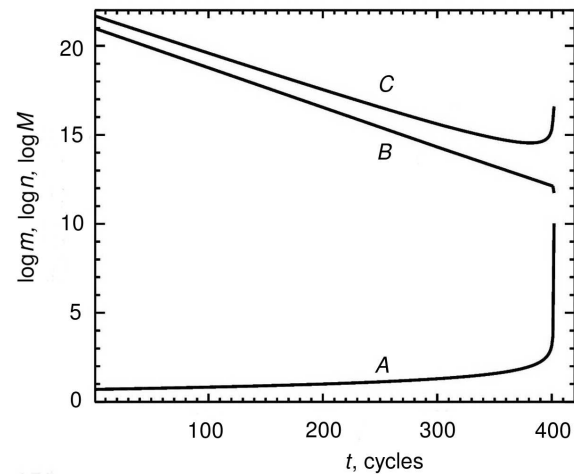


Рис. 1. Эволюция популяции черных дыр в модели 1 в течение 402 циклов. Индивидуальная масса черных дыр m_i показана нижней кривой А, их количество n_i в каждом цикле — линией В. Суммарная масса M_i популяции черных дыр каждого цикла отражена на графике С. Все массы указаны в массах Солнца. Характерной особенностью является быстрый рост индивидуальной массы на последнем цикле. Резкое уменьшение количества черных дыр на последнем цикле связано с тем, что он не завершен.

Рисунок 1 демонстрирует равномерное уменьшение количества черных дыр с ростом числа циклов Вселенной (линия В) и неравномерное увеличение индивидуальной массы черных дыр (кривая А). Масса популяции (кривая С) падает в течение 380 циклов, но после того, как индивидуальная масса черных дыр (кривая А) дорастает до $100 M_\odot$, суммарная масса черных дыр в данном цикле начинает расти. Как следует из рис. 1 и таблицы 1, популяция черных дыр в модели 1 заканчивает свою эволюцию на 402 цикле, приводя к черным дырам, превосходящим принятый нами минимальный размер Вселенной в 10 св. лет. Мы ограничим свое рассмотрение черными дырами не более $10^{10} M_\odot$. Результаты модели показывают (см. рис. 1 и таблицу 1), что сначала черные дыры набирают вес очень медленно, стремительно ускоряясь в конце

Таблица 1. Параметры популяций черных дыр в различных моделях

Параметры	Номер модели			
	1	2	3	4
1 — D	0.05	0.05	0.04	0.02
2 — C, M_{\odot}^{-1}	5×10^{-4}	4×10^{-4}	4×10^{-4}	2×10^{-4}
3 — t_{\max} , циклы	401.41	501.63	501.63	1002.33
4 — Циклы для SBH	0–381.40	0–476.62	0–476.62	0–952.31
5 — Циклы для IMBH	381.41–401.39	476.63–501.61	476.63–501.61	952.32–1002.28
6 — Циклы для SMBH	401.39–401.41	501.61–501.63	501.61–501.63	1002.28–1002.33
7 — m_{av} SBH, M_{\odot}	5.28	5.22	5.28	5.28
8 — m_{av} IMBH, M_{\odot}	481	440	482	479
9 — m_{av} SMBH, M_{\odot}	1.158×10^6	1.155×10^6	1.155×10^6	1.152×10^6
10 — m_{i-1}, M_{\odot}	4815	3934	3934	15058
11 — N_{SBH}	1.9×10^{22}	1.9×10^{22}	2.4×10^{22}	4.9×10^{22}
12 — N_{IMBH}	4.5×10^{13}	3.8×10^{11}	6.0×10^{13}	1.4×10^{14}
13 — N_{SMBH}	2.6×10^{10}	2.0×10^8	3.6×10^{10}	8.2×10^{10}
14 — $M_{\text{SBH}}, M_{\odot}$	1.0×10^{23}	9.9×10^{22}	1.3×10^{23}	2.6×10^{23}
15 — $M_{\text{IMBH}}, M_{\odot}$	2.1×10^{16}	1.7×10^{14}	2.9×10^{16}	6.7×10^{16}
16 — $M_{\text{SMBH}}, M_{\odot}$	3.1×10^{16}	2.3×10^{14}	4.1×10^{16}	9.5×10^{16}
17 — $M_{\text{SMBH}}/M_{\text{SBH}}$	3.1×10^{-7}	2.3×10^{-7}	3.2×10^{-7}	3.7×10^{-7}
18 — $M_{\text{IMBH}}/M_{\text{SMBH}}$	0.70	0.74	0.70	0.71
19 — R_{BOX} , св. лет	0.20	0.04	0.22	0.28
20 — R_{SBH} , св. лет	0.23	0.23	0.26	0.37
21 — R_{SMBH} , св. лет	1.7	0.1	1.9	2.9

эволюции. Чтобы увеличить начальный вес SBH в 20 раз — от $5 M_{\odot}$ до $100 M_{\odot}$ — потребовался 381 цикл, в то время как на дальнейшее увеличение массы дыры в тысячу раз — от 100 до $10^5 M_{\odot}$ и на формирование IMBH, потребовалось всего 20 циклов. Образование популяции сверхмассивных черных дыр, растущих до $10^{10} M_{\odot}$, происходит в течение 2% продолжительности последнего цикла. Любые описанные в литературе аккреционные модели роста сверхмассивных черных дыр из черных дыр промежуточных масс включены в рассматриваемую модель через параметр роста C . Наша модель подтверждает, что самые крупные черные дыры особенно эффективно поглощают окружающую среду.

Отметим, что время итерационной модели и время реальной Вселенной не имеют прямой связи

внутри отдельного цикла. Время в модели основано на предположении постоянства плотности среды, которая питает черные дыры. На самом деле, плотность этой среды может меняться на многие порядки в течение цикла, поэтому в реальности 2% модельного времени могут оказаться половиной времени цикла Вселенной, протекающего в условиях низкой плотности. Но даже модели, основанные на средней плотности питающей среды за цикл, весьма информативны. В таблице 1 приведены данные для четырех рассчитанных моделей. В первом столбце числами обозначены параметры и приведены соответствующие им переменные. Параметр 3 — максимальное время эволюции данной модели, параметры 4–6 — времена, за которые образовались черные дыры разных масс. Средняя масса SBH (параметр 7 в таблице 1) в первой

модели имеет всего $5.3 M_{\odot}$, а IMBH — $481 M_{\odot}$ (параметр 8), а SMBH — более миллиона масс Солнца (параметр 9). Индивидуальная масса черных дыр в конце цикла 401, который предшествовал финальному циклу модели, равен $4815 M_{\odot}$ (m_{i-1} , параметр 10), то есть до самого последнего цикла формировались только SBH и IMBH. В реальной Вселенной будет присутствовать смесь популяций разных циклов. Параметры 11–13 отражают суммарное число черных дыр разных классов, а параметры 14–16 — суммарную массу этих классов. Суммарная масса SBH безусловно доминирует над остальными классами и составляет $10^{23} M_{\odot}$, что превосходит массу начальной популяции $5 \times 10^{21} M_{\odot}$ в 20 раз. Масса SBH в модели 1 сопоставима с массой Вселенной.

Тем самым, модель циклической Вселенной предлагает естественный механизм накопления черных дыр, исходя из сравнительно небольшого количества черных дыр, возникающих в каждом цикле в результате эволюции массивных звезд и слияния нейтронных звезд. Число SMBH, образующихся в этом процессе накопления (параметр 13), приближается к наблюдаемому числу крупных галактик. Отношение массы SMBH к массе SBH (параметр 17) равно 3×10^{-7} , что хорошо совпадает с оценками, полученными из наблюдений (см. раздел 2). Индивидуальная масса IMBH более чем на три порядка уступает SMBH. Хотя в каждой галактике на одну SMBH должно приходиться не менее 1000 IMBH, небольшие индивидуальные массы IMBH затрудняют их обнаружение. Как показывает параметр 18, IMBH по суммарной массе тоже уступают SMBH. Поиск более легких SBH заметно упрощен тем, что они могут входить в состав двойных систем. Поэтому они часто окружены аккреционным ярко светящимся диском. SBH также нередко сливаются друг с другом, порождая регистрируемый всплеск гравитационного излучения.

Параметр 19 — это радиус шара, в который можно вместить все черные дыры Вселенной, полученные в модели 1 (без учета их слияния). Основной объем там будут занимать SMBH. Параметр 20 — это размер черной дыры, которая получается из всех SBH Вселенной, при максимальной эффективности гравитационного излучения (то есть дыра, энтропия или площадь которой равна суммарной энтропии или площади всех SBH). Параметр 21 — это аналогично полученная суммарная черная дыра для SMBH.

Модель 2 отличается от модели 1 уменьшением параметра C , то есть скорости роста черных дыр. Это увеличивает продолжительность эволюции до

502 циклов и компенсирует уменьшение роста черных дыр увеличением времени накопления. В результате, суммарное количество и масса SBH почти не изменились, зато количество и масса IMBH и SMBH уменьшились на два порядка. Эта модель не соответствует реальности, но демонстрирует зависимость результатов от параметра C .

Чтобы вернуть популяцию SMBH к более реалистичным значениям, в модели 3 мы сохраняем C из модели 2, зато уменьшаем D до 0.04. Это не меняет число циклов в модели, но положительно сказывается на популяциях IMBH и SMBH, которые становятся даже больше, чем в модели 1. Масса SBH тоже немного растет. В модели 4 мы уменьшаем C и D в два раза, по сравнению с моделью 3. Число циклов Вселенной растет до 1003, а масса всех популяций увеличивается в два и более раза.

Мы предполагали, что начальная популяция состоит из черных дыр одинаковой массы. В реальности, эволюция звезд разных масс даст целый спектр размеров черных дыр. Тем не менее, данные расчеты указывают на то, что распределение черных дыр, которые определяют основную долю массы Вселенной, должно быть близко к пику в распределении масс в начальной популяции.

Как следует из данных расчетов, любые механизмы уменьшения количества черных дыр, которые закладываются в коэффициент D , должны сопровождаться механизмом удаления самой большой черной дыры, которая образуется в ходе слияний. Как уже упоминалось, в модели Пенроуза испарение Хокинга отвечает за уничтожение всей популяции черных дыр, включая самую большую дыру (Penrose 2011). В моделях Вселенной, которая размещается в огромной черной дыре (Patria 1972, Popławski 2016, Stuckey 1994) есть интересная возможность избавления от возникающей самой большой черной дыры: она может вырасти настолько, что сольется с внешней дырой (Gorkavyi and Vasilkov 2018, Gorkavyi et al. 2018).

Разница в размерах между SBH и всей Вселенной составляет 24 порядка. Отметим интересные совпадения, на которые указывают параметры 19–21 таблицы 1 для наиболее реалистичных моделей 1, 3, 4 (исключая данные для демонстрационной модели 2):

1. Из наблюдаемой температуры реликтового излучения и требования фотодиссоциации атомных ядер мы получаем оценку размера сжатой Вселенной примерно 10 св. лет (Dicke et al. 1965).

2. Шар минимального объема, в который можно упаковать все наблюдаемые черные дыры Вселенной, имеет радиус примерно 0.2–0.3 св. года (параметр 19). Это означает, что процесс массового слияния черных дыр должен наступить как раз

тогда, когда коллапсирующая Вселенная достигнет радиуса фотодиссоциации ядер.

3. Слияние всех дыр SBH при максимальной эффективности гравитационного излучения приводит к образованию единственной дыры с радиусом 0.2–0.4 св. года (параметр 20).

4. Популяции SMBH и SBH совершенно различны: количество SMBH меньше количества SBH почти на 12 порядков, а суммарная масса SMBH на 7 порядков меньше, чем у SBH, хотя по индивидуальной массе SMBH превосходят SBH на пять порядков. Тем не менее, при максимальной эффективности гравитационного излучения, слияние SMBH приводит к образованию финальной дыры с радиусом 2–3 св. года (параметр 21), что сопоставимо с размером Вселенной, при котором начинается разрушение ядер химических элементов гамма-квантами реликтового излучения.

Совпадение нескольких столь различных по физике параметров может указывать на то, что Вселенная является самонастраивающейся системой, которая проэволюционировала в результате многих циклов к наиболее оптимальным параметрам. Логично предположить, что в ходе сжатия Вселенной реализуется самый эффективный механизм превращения черных дыр в гравитационные волны. Действительно, пусть черные дыры сливаются с меньшей эффективностью и порождают финальную черную дыру с размером гораздо больше, чем 10 св. лет. С точки зрения сопутствующего наблюдателя, легко проникающего внутрь этой большой черной дыры, ничто не мешает более мелким черным дырам внутри нее продолжить генерацию гравитационных волн вплоть до теоретического предела. Высокая эффективность превращения коллапсирующего вещества в гравитационные волны будет обсуждаться в статье Gorkavyi (2021).

5. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЯ ИТЕРАЦИОННОЙ МОДЕЛИ

Сравним результаты итерационных моделей для эволюции черных дыр с параметрами черных дыр различных классов: SBH, IMBH и SMBH, что должно быть главным наблюдательным тестом обсуждаемых моделей.

5.1. Темная материя и число галактик

Модели эволюции черных дыр в осциллирующей Вселенной (таблица 1), несмотря на свою простоту, устойчиво воспроизводят две основные наблюдаемые особенности популяции черных дыр:

1. Большое количество черных дыр звездных масс (SBH) до $100 M_{\odot}$, которое накапливается в ходе многих циклов. Это соответствует LIGO

наблюдениям и может объяснить существование темной материи — частично или полностью. Это снимает необходимость дополнительного механизма образования черных дыр, отличного от коллапса массивных звезд.

2. Существование популяции сверхмассивных черных дыр численностью порядка 10^{11} , сравнимой с количеством галактик и составляющей примерно 10^{-7} от массы всех SBH, или всей массы Вселенной, что близко к наблюдаемым значениям.

Многие специалисты считают, что гипотеза о том, что темная материя целиком состоит из черных дыр и нейтронных звезд, находится в противоречии с наблюдательными данными по гравитационному линзированию звезд в балдже Млечного Пути и в Магеллановых облаках (см. обзор и ссылки в статьях Dolgov (2018), Belotsky et al. (2019) и Carr et al. (2020)). Действительно, если вокруг Галактики равномерно распределены черные дыры или нейтронные звезды, то они должны загораживать обычные звезды соседних галактик, что вызовет эпизодическое увеличение светимости отдельных звезд. Но если черные дыры имеют тенденцию к созданию скоплений, то это наблюдательное ограничение теряет силу (см. анализ Clesse and García-Bellido (2017; 2018) и Belotsky et al. (2019)). Согласно обзору Carr et al. (2020), различные наблюдательные ограничения для черных дыр в области $4\text{--}10 M_{\odot}$ минимальны. Мы полагаем, что темная материя может полностью состоять из дыр такой массы. Отметим, что каждое наблюдательное ограничение сопровождается серией теоретических предположений, требующих тщательного анализа, поэтому нельзя воспринимать эти ограничения в качестве надежно установленных. Можно ли согласовать частые слияния черных дыр, наблюдаемые LIGO, с малым количеством событий гравитационного линзирования? Нами проведена независимая оценка частоты слияний черных дыр в рамках гипотезы Клессе и Гарсиа-Беллидо. Показано, что данные LIGO по частоте слияния черных дыр хорошо объясняются предположением, что галактическое темное гало с массой в $10^{12} M_{\odot}$ состоит из 2×10^{11} черных дыр с массами в $5 M_{\odot}$, если эта популяция черных дыр собрана примерно в $10^6\text{--}10^8$ темных шаровых скоплениях с массами порядка $10^4\text{--}10^6 M_{\odot}$. Термин «темные шаровые скопления» (или «темные звездные скопления») введен в работе Taylor et al. (2015), где возле галактики Центавр А был обнаружен класс шаровых скоплений с аномально высоким отношением M/L . Taylor et al. (2015) полагают, что эти темные скопления могут содержать большое количество темной материи или черную дыру промежуточной массы. Мы полагаем, что темные скопления, обнаруженные возле галактики Центавр А, представляют собой лишь небольшую

видимую часть обширной популяции малозаметных скоплений черных дыр, составляющих темное гало галактик. Если радиус темного шарового скопления примерно 10 св. лет, и они располагаются на расстоянии около 10^5 св. лет от центра Галактики, то на небе общая площадь темных шаровых кластеров составит примерно $65\text{--}6500 \text{ } \square^\circ$. Равномерное распределение темных шаровых скоплений по всей небесной сфере с площадью в $41253 \text{ } \square^\circ$ означает малую (0.1–10%) вероятность того, что такое скопление попадет на линию между телескопом и, например, звездами Магеллановых облаков. Поэтому наблюдения гравитационного линзирования в локальных участках неба не смогут зарегистрировать кластеры черных дыр, хотя эти наблюдения могут дать оценку фоновых, рассеянных черных дыр, не вошедших в скопления (или вылетевших из скоплений после взаимного слияния). Отметим, что такие темные шаровые скопления могут вызывать эффект линзирования как суммарным гравитационным полем, так и полем отдельных дыр, входящими в их состав. Изучение по астрометрическим каталогам (и данным Gaia) движения звезд поможет найти темные шаровые скопления в диске Галактики.

Если накопление SBH помогает решить проблему темной материи, то второй пункт, согласно которому значительное количество SMBH существовало сразу после Большого Взрыва, свидетельствует в пользу новой парадигмы образования галактических структур и самих галактик, которые выросли вокруг сверхмассивных черных дыр (Cherepashchuk 2014). В традиционной картине (галактики образуются раньше SMBH) существуют серьезные проблемы: сверхмассивные черные дыры в центрах галактик обнаружили на такой ранней стадии Вселенной, когда их образование проблематично.

Спектр колебаний среды из темной материи сильно зависит от длины волны. Поэтому на каждую галактику типа Млечного Пути должно было приходиться примерно 500 карликовых галактик-спутников (см. Klupin et al. (1999)). Но у нашей Галактики нашли лишь несколько десятков спутников.

Древние шаровые скопления движутся не в диске, а в сферическом гало галактики (Paup-Garoschkin 1979). Количество шаровых скоплений, выросших из сравнительно небольших флуктуаций темной материи или какого-то гипотетического поля, должно быть очень велико. Например, Dolgov (2018) рассматривает образование первичных черных дыр из флуктуации гравитирующей среды и делает вывод, что на каждую черную дыру SMBH в центре галактики, должно приходиться $10^5\text{--}10^6$ черных дыр промежуточной массы. Это

количество на несколько порядков превосходит количество шаровых скоплений в нашей Галактике, которых насчитывается менее 200. Рекорд по количеству шаровых скоплений принадлежит одной из самых крупных эллиптических галактик NGC 4874 — 3×10^4 скоплений, но это все равно гораздо меньше значения, предсказанного Dolgov (2018).

Существование реликтовых SMBH объясняет большое количество квазаров и массивных дыр в центрах галактик на самых ранних стадиях расширения Вселенной. Кроме того, реликтовые черные дыры и их ассоциации, могут быть связаны с крупномасштабными неоднородностями реликтового излучения, например, с аномально холодным пятном с размером около 10° в созвездии Эридана (Planck Collaboration et al. 2020, Vielva 2010).

Новая парадигма создания галактик меняет взгляд на дефицит спутников галактик и образование шаровых скоплений (Cherepashchuk 2014). Согласно новому подходу, число ярких шаровых звездных скоплений, галактик и их спутников зависит не от колебаний темной материи, а от распределения черных дыр промежуточной массы. Сравним количество IMBH, полученное в результате моделирования (таблица 1), с наблюдаемым числом спутников галактик и шаровых скоплений в Млечном Пути.

5.2. Спутники галактик и шаровые скопления

В рассмотренных простых моделях суммарная масса IMBH составляет около 0.7 массы SMBH, а количество IMBH в 1700 раз больше, чем количество SMBH (см. таблицу 1). Мы не включаем в эти оценки демонстрационную модель 2 с заниженным количеством массивных черных дыр. При этом индивидуальные массы IMBH на три порядка меньше, чем у SMBH, что делает их обнаружение проблематичным. Отметим, что в Млечном Пути насчитывается 157 шаровых скоплений с массой $10^4\text{--}10^6 M_\odot$. Реликтовые черные дыры с массой в $10^3\text{--}10^4 M_\odot$, пришедшие из прошлых циклов Вселенной, являются идеальными кандидатами на роль центров образования таких шаровых скоплений. Одновременно, это затрудняет обнаружение IMBH, потому что центры многих шаровых скоплений слишком ярки для обнаружения там черной дыры.

Вычислим для наиболее реалистичной модели 4 количество черных дыр в девяти интервалах (в M_\odot) [5; 50], [50; 500], ..., [5 × 10⁸; 5 × 10⁹] (см. рис. 2 и таблицу 2).

Как видно на рис. 2 и в таблице 2, львиная доля черных дыр (и по численности и по суммарной

Таблица 2. Численность черных дыр различных масс (модель 4)

K	Интервал масс, M_{\odot}	Число черных дыр	Суммарная масса, M_{\odot}
1	5–50	4.9×10^{22}	2.6×10^{23}
2	50–500	5.1×10^{14}	4.8×10^{16}
3	500– 5×10^3	1.7×10^{13}	2.0×10^{16}
4	5×10^3 – 5×10^4	1.5×10^{12}	1.9×10^{16}
5	5×10^4 – 5×10^5	1.5×10^{11}	1.9×10^{16}
6	5×10^5 – 5×10^6	1.5×10^{10}	1.9×10^{16}
7	5×10^6 – 5×10^7	1.5×10^9	1.9×10^{16}
8	5×10^7 – 5×10^8	1.5×10^8	1.9×10^{16}
9	5×10^8 – 5×10^9	1.5×10^7	1.9×10^{16}

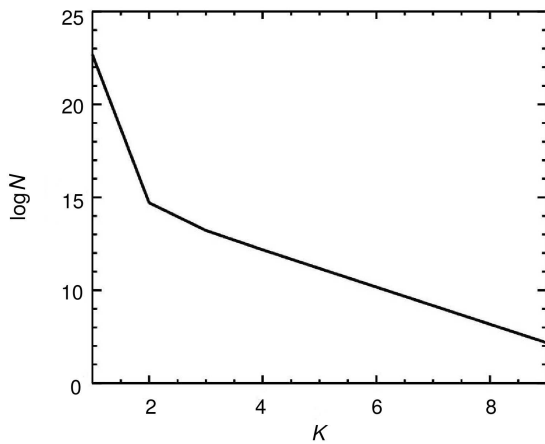


Рис. 2. Распределение масс черных дыр в модели 4 по девяти интервалам с номером K (см. таблицу 2).

массе) приходится на интервал 5–50 M_{\odot} . В следующем интервале по массам, черных дыр на восемь порядков меньше. Зависимость числа черных дыр с массой более 500 M_{\odot} от интервала масс становится линейной. Эта слабая зависимость числа ИМВН и СМВН от их массы позволяет решить проблему недостающих спутников галактик и малого числа шаровых скоплений. Разделим популяцию черных дыр на четыре класса с более крупными интервалами масс на основе суммирования интервалов из таблицы 2: черные дыры, составляющие темную материю; дыры в центрах шаровых скоплений; дыры в центрах карликовых галактик — спутников большой галактики; СМВН в крупных галактиках (таблица 3). Для наглядности, нормируем количество черных дыр в данных классах на число СМВН в крупных галактиках.

Количество шаровых скоплений и карликовых спутников крупных галактик, получающееся на од-

ну сверхмассивную дыру (таблица 3), находится в хорошем соответствии с наблюдениями. Уточнение границы между разными классами должно учитывать и физические различия в условиях для формирования шаровых скоплений и спутников разных типов галактик. Отметим, что на основе наблюдений было сделано предположение о наличии черной дыры промежуточной массы порядка $3 \times 10^3 M_{\odot}$ в шаровом скоплении М 15 и черной дыры $2 \times 10^4 M_{\odot}$ в скоплении Mayal II в Андромеде (Gerssen et al. 2002, Ma et al. 2007). Шаровые скопления из большого количества старых звезд, которые движутся не в галактическом диске, а в сферическом гало, основная часть которого состоит, видимо, из черных дыр звездных масс, логично объясняются образованием шаровых скоплений вокруг черных дыр промежуточных масс (см. статью Dolgov and Postnov (2017) и ссылки в ней).

Шаровые скопления оказываются столь же древними (а может и древнее), чем сами галактики и притягиваются к ним (и захватываются), также как скопления черных дыр СВН в галактическое гало. Это объясняет, почему масса шаровых скоплений прямо пропорциональна массе галактики (что близко к массе ее гало), а пространственное распределение старых шаровых скоплений совпадает с гало из черных дыр. Близость распределения шаровых скоплений к гало темной материи является еще одним доводом в пользу того, что темная материя состоит из черных дыр.

6. СУЩЕСТВУЮТ ЛИ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ ПРОШЛЫХ ЦИКЛОВ?

В классической циклической космологии (Peebles 1993) предполагалось, что в агрессивной среде сжатой Вселенной могут уцелеть только элементарные частицы, а остальные объекты, от ядер

Таблица 3. Относительная численность черных дыр различных классов

Интервал масс, M_{\odot}	Число черных дыр	Наблюдаемые объекты
5–500	3×10^{12}	Темная материя
$500–5 \times 10^3$	10^3	Шаровые скопления
$5 \times 10^3–5 \times 10^5$	10^2	Галактические спутники
$5 \times 10^5–5 \times 10^9$	1	Крупные галактики

атомов до звезд, будут разрушены фотодиссоциацией. Очевидно, что черные дыры не могут быть уничтожены фотодиссоциацией. Но что происходит в сжатой Вселенной с нейтронными звездами (NS)? Их плотность сопоставима с плотностью атомного ядра, и они обладают столь большой гравитацией, что могут уцелеть при пребывании в среде сжатой Вселенной. Вопрос о выживании реликтовых нейтронных звезд (RNS) может быть исследован как с теоретической, так и с наблюдательной точки зрения, но в данной работе мы будем говорить лишь о возможных наблюдательных проявлениях для такого рода объектов. Исходя из общего количества массивных галактик во Вселенной порядка 10^{11} и ожидаемого количества нейтронных звезд в крупной галактике примерно 10^9 , можно грубо оценить максимальный общий объем, занимаемый всеми нейтронными звездами Вселенной, как 10^{39} см³ (линейный размер порядка 10^{-5} св. года). Этот объем, как и общее количество нейтронных звезд, несопоставимы с количеством и общим объемом, занимаемым черными дырами.

Приведем некоторые аргументы в пользу выживания нейтронных звезд в сжатой Вселенной. Это выживание зависит, в первую очередь, от скорости фотодиссоциации и от того времени, когда Вселенная сжата настолько, что фотодиссоциация возможна. В классической осциллирующей модели при сжатии Вселенной до размера в несколько световых лет достигается температура порядка 10^{10} К, которая достаточна для фотодиссоциации самых прочных ядер — таких как железо. Максимальная энергия связи на нуклон в ядре железа около 10 Мэв. Легко показать, что мощное тяготение нейтронной звезды приводит к энергии гравитационной связи примерно 100 Мэв на нуклон. Тем самым, нейтронная звезда менее подвержена фотодиссоциации и может уцелеть в горячей среде сжатой Вселенной. Отметим, что энергия гравитационной связи для белых карликов на 2–3 порядка меньше, чем у нейтронных звезд, тем самым белые карлики должны растворяться в среде энергичных гамма-квантов.

Нейтронные звезды, возможно, будут таять из-за фотодиссоциации на максвелловом хвосте распределения гамма-квантов, и их масса может уменьшаться. Для одиночной нейтронной звезды масса подтаявшего остатка, который все еще может оставаться нейтронной звездой, рассмотрен, например, в работах Blinnikov et al. (1984), Landau and Lifshitz (1980). Показано, что минимально возможная масса нейтронной звезды может составлять примерно $0.1–0.2 M_{\odot}$, а ее линейный размер будет в разы больше размера обычной нейтронной звезды. Таким образом, реликтовые нейтронные звезды, имеющие широкое распределение возможных масс, могут остаться нам в наследство от предыдущей Вселенной. Важным следствием присутствия нейтронных звезд в сжатой Вселенной является активное образование черных дыр, возникающих при слиянии нейтронных звезд. Этот сценарий был подтвержден наблюдениями LIGO (Abbott et al. 2017).

6.1. Число пульсаров и нейтронных звезд

Количество пульсаров в Млечном Пути порядка 10^6 (Smith 1977). Kirpenhahn (1987) утверждает: «В настоящее время уже известно такое количество пульсаров, что можно предположить существование в одной только нашей галактике около миллиона активно действующих пульсаров. С другой стороны, несколько последних десятилетий ведутся наблюдения удаленных галактик с целью установить, какое количество взрывов сверхновых происходит в среднем за столетие. Это позволяет сделать вывод о том, сколько нейтронных звезд возникло с древнейших времен в нашем Млечном Пути. Оказывается, что число пульсаров значительно превосходит то количество нейтронных звезд, которое могло образоваться в результате взрывов сверхновых. Значит ли это, что пульсары могут возникать и иным путем? Быть может, некоторые пульсары образуются не в результате взрывов звезд, а в ходе менее эффективных, но более упорядоченных и мирных процессов?» За последние годы были предложены различные варианты решения проблемы избытка пульсаров, но если наблюдаемое количество пульсаров или нейтронных

звезд действительно больше теоретически ожидаемого, то гипотеза возможного сохранения части нейтронных звезд от прошлого цикла Вселенной решает эту проблему без привлечения новых механизмов образования нейтронных звезд.

6.2. Щель в распределении масс нейтронных звезд и черных дыр

NS и BH возникают в основном в конце эволюции звезд Вольфа—Райе с массами $5\text{--}50 M_{\odot}$ (Özel and Freire 2016). Поэтому ожидается, что суммарное распределение масс нейтронных звезд и черных дыр будут образовывать достаточно плавную функцию, лишь с тем различием, что нейтронные звезды будут иметь массы меньше $3 M_{\odot}$, а черные дыры — больше. Точное значение граничной массы между этим двумя классами космических объектов дискутируется, но оно не существенно для плавности ожидаемой функции распределения. Тем не менее наблюдения показывают, что нейтронные звезды имеют массы $1\text{--}2 M_{\odot}$, а массы всех черных дыр лежат в области более $4\text{--}5 M_{\odot}$ (Özel et al. 2012). Если черные дыры и нейтронные звезды приходят из прошлых циклов Вселенной, то их распределение претерпевает значительное изменение по сравнению с начальным: черные дыры увеличивают свою массу, а нейтронные звезды, возможно, ее уменьшают. Это могло бы объяснить образование щели в наблюдаемом распределении масс черных дыр и нейтронных звезд. Отметим, что обсуждаемые в предыдущих разделах простые модели описывают рост черных дыр, зависящий лишь от их массы и постоянной средней плотности питающей среды. В реальности, черные дыры и нейтронные звезды попадают при коллапсе Вселенной в условия высокой плотности среды и повышенного трения, что может привести к взаимному слиянию, например, нейтронных звезд и увеличению массы итоговой звезды примерно в два раза, что может привести к образованию черной дыры. Аналогичный скачок массы на первом цикле могут испытывать сливающиеся черные дыры, возникшие в звездных кластерах или скоплениях. Этот эффект может сместить пик начального распределения черных дыр SBH в сторону больших масс. Наша модель не описывает эту процессы, потому что в них рост массы тел зависит от их концентрации. Так как процессы скачкообразного роста в результате взаимного слияния существенны только для тел небольших масс, то на основной спектр черных дыр они не оказывают существенного влияния. Наша итерационная модель неявно учитывает этот эффект заданием минимальных начальных масс в $5 M_{\odot}$, что больше ожидаемой из теории массы минимальных черных дыр в $3 M_{\odot}$.

6.3. Распределение пульсаров и нейтронных звезд по периодам и скоростям

Narayan and Ostriker (1990) опубликовали анализ распределения 300 пульсаров по периодам вращения и скоростям движения. Они показали, что пульсары делятся на две популяции: медленно (SR) и быстро (FR) вращающихся объектов. Период вращения быстрых пульсаров примерно равен 0.2 с, а медленных — больше, чем 0.5 с. Количество SR- и FR-пульсаров: 45% и 55%. Интересными оказались скорости движения быстрых и медленных пульсаров: 60 и 150 км с^{-1} . Таким образом, быстрые пульсары тяготеют к галактическому диску, а медленные пульсары — к сферическому гало.

Хотя исследовать движения пульсаров в Галактике довольно сложно в силу слабой изученности их скоростей, логично предположить, что именно в распределении пульсаров и нейтронных звезд по скоростям движения и по периодам вращения, могут быть найдены признаки существования реликтовых нейтронных звезд из прошлого цикла Вселенной. Это ставит вопрос о времени жизни нейтронной звезды в состоянии пульсара и о существовании механизмов поддержания их в таком состоянии. Такие же вопросы о механизмах радиоизлучения встали перед исследователями в связи с относительно недавним открытием вращающихся радиотранзиентов (RRAT) (McLaughlin et al. 2006). Запуск их спорадического импульсного радиоизлучения в том случае, если они являются старыми объектами, пытаются объяснить, например, падающим на пульсар веществом остатка сверхновой (Li 2006), реактивацией неактивных вакуумных зазоров вблизи поверхности нейтронной звезды веществом из астероидов (Cordes and Shannon 2008). Есть и другие гипотезы, и суть их в том, что вещество, падающее на нейтронную звезду, может вновь запустить нейтронную звезду, как радиопульсар. Таким образом, несмотря на то, что возраст этих реликтовых пульсаров равен возрасту Вселенной, какая-то часть из них может проявлять активность в радиодиапазоне.

6.4. Одиночные реликтовые нейтронные звезды

Нейтронные звезды, ставшие пульсарами перед очередным сжатием Вселенной или в ходе этого сжатия, либо перешедшие в стадию пульсара из-за процессов, проходящих в сжатой Вселенной, будут эволюционировать. Эволюционные треки пульсаров на диаграмме период от производной периода (P/\dot{P}) (см., например, Johnston and Karastergiou (2017), Malov (2001), Phinney and Blandford (1981) и ссылки там же) говорят о том, что со временем период пульсара увеличивается, а напряженность магнитного поля (дипольная составляющая)

уменьшается. Место расположения пульсара на диаграмме P/\dot{P} приближается к так называемой линии смерти. Активное время жизни радиопульсара оценивается в очень широких пределах, но типичное время жизни дается обычно как 10^6 – 10^7 лет (см. Logimer and Kramer (2005)). Однако, как отмечено в разделе 6.3, часть одиночных нейтронных звезд может оставаться радиопульсарами, несмотря на возраст, сопоставимый с возрастом Вселенной. В любом случае эти объекты должны лежать за линией смерти на диаграмме P/\dot{P} либо быть очень близкими к ней.

Есть две основные теории об эволюции угла между осью вращения и магнитной осью пульсара. Согласно этим теориям, в ходе эволюции эти оси совпадут, и будет наблюдаться соосный ротор, либо угол между этими осями будет 90° и будет наблюдаться ортогональный ротор (см., например, Arzamasskiy et al. (2017) и ссылки там же). Даже если найдутся факторы, из-за которых произойдет новое раскручивание реликтовой нейтронной звезды, вновь превращая ее в пульсар, это не должно повлиять на установившийся угол между осями. Следовательно, RNS будут либо соосными, либо ортогональными роторами.

Согласно теоретическим работам, в момент рождения нейтронная звезда имеет высокую температуру поверхности (10^{11} К), но из-за нейтринного охлаждения эта температура быстро падает и через месяц должна достичь примерно 10^8 К. Температура поверхности нейтронных звезд, у которых ее удалось оценить, составляет 10^5 – 10^6 К (см. обзорную работу Yakovlev and Pethick (2004)). Уравнение состояния нейтронной звезды известно плохо, но очевидно, что из-за отсутствия дополнительного источника энергии в звезде с течением времени температура будет продолжать падать. Возраст реликтовых нейтронных звезд превышает возраст Вселенной в данном цикле и поэтому температура их поверхности должна быть ниже, чем у обычных нейтронных звезд. Отметим, что итоговая температура нейтронных звезд будет зависеть и от таких факторов, как существование вокруг них долгоживущих аккреционных дисков.

6.5. Реликтовые нейтронные звезды в тесных двойных системах

Если по каким-либо причинам RNS обзаведется аккреционным диском, или окажется в тесной двойной системе с перекачкой вещества из компаньона на ее поверхность, то она может стать рентгеновским пульсаром. Этот пульсар будет иметь специфический набор свойств, отличающий его от обычного пульсара. Как и для одиночных RNS,

температура поверхности этого пульсара будет ниже, чем у обычных пульсаров. Он будет либо соосным, либо ортогональным ротором. Однако, если его масса мала в сравнении с массой обычного пульсара, то он будет очень быстро замедляться, т.е. иметь большую производную периода. Определяемая масса такого пульсара будет статистически меньше, чем это бывает для обычных пульсаров, а период обращения в системе может оказаться меньше, чем для обычных двойных систем.

6.6. Другие особенности реликтовых нейтронных звезд

Как известно, обычные нейтронные звезды находятся в плоской составляющей Галактики и образуются в результате взрывов сверхновых звезд. В ходе взрыва сверхновой звезды сбрасывается оболочка, имеющая массу существенно больше, чем масса образовавшейся нейтронной звезды, и, как правило, остаток получает дополнительный импульс. В результате скорость получившейся нейтронной звезды может существенно отличаться от скорости близлежащих звезд. Поэтому значительная часть пульсаров распределена в диске, который примерно в 3 раза толще диска звезд (Arzamasskiy et al. 2017, Payne-Gaposchkin 1979).

В отличие от обычных NS, RNS должны принадлежать к сферической составляющей Галактики, и их скорость не должна в целом отличаться от скоростей соседних звезд и SBH. Более того, часть этих реликтовых звезд может не войти в состав галактик и останется в межгалактическом пространстве.

Если RNS прошлых циклов существуют, то они должны создавать определенный избыток NS, который должен быть особенно заметен на больших галактических широтах.

Известно, что количество двойных систем в Галактике сопоставимо с количеством одиночных звезд. RNS, как и обычные звезды, могут входить в двойные системы. Однако пара «RNS + обычная звезда» может иметь особенности в сравнении с парой «обычная звезда + обычная звезда». Масса RNS сравнима с массой звезды типа Солнца, а светимость в силу малой площади поверхности очень мала. Следовательно, RNS можно искать в таких двойных системах, где один компаньон виден и представляет собой обычное звездное население, а второй компаньон имеет массу порядка 0.1 – $0.2 M_\odot$ и при этом невидим в оптическом диапазоне. Массовое обнаружение таких систем будет статистически свидетельствовать в пользу гипотезы о существовании RNS. Возможны разные сценарии формирования двойной системы с участием реликтовой нейтронной звезды (или реликтовой черной дыры), но мы полагаем, что наиболее

вероятным является сценарий, при котором RNS захватывает из газо-пылевого облака столько вещества, что вокруг нее образуется массивный диск. Внешняя часть этого диска превращается в обычную звезду, а долгоживущая внутренняя часть аккреционного диска подпитывает реликтовую нейтронную звезду, превращая её в пульсар.

6.7. Выводы о гипотезе реликтовых нейтронных звезд

Резюмируем содержимое раздела 6. Одиночные RNS будут располагаться в сферическом гало и иметь скорость близкую к скорости близлежащих звезд и SBH. Температура поверхности и напряженность магнитного поля у RNS в целом будет ниже, чем у обычных нейтронных звезд, а периоды вращения — больше. Так как большая часть этих звезд не является пульсарами, то невозможно обнаружение RNS классическими способами через поиск их периодического излучения. Наиболее очевидный путь поиска — это поиск их чернотельного излучения, например, в данных по компактным рентгеновским источникам с неизменяющейся плотностью потока. В силу малой поверхности RNS их светимость мала, поэтому для обнаружения нужны инструменты с очень высокой чувствительностью. Высокая чувствительность ожидается в новых космических миссиях: «Спектр-РГ» запущенный в 2019 году, просмотрит небо в рентгеновском диапазоне, «Спектр-УФ» — в ультрафиолетовом диапазоне (Boyarhuk and Tanzi 1993), а «Спектр-М» будет наблюдать в миллиметровом диапазоне с беспрецедентной чувствительностью (Kardashev et al. 2000). Чернотельное излучение RNS, если его удастся зарегистрировать, должно характеризоваться тем, что его максимум будет, скорее всего, в оптическом диапазоне.

Если RNS входят в двойные системы, и расстояния таковы, что аккреции нет, то поиск RNS нужно проводить по видимому компаньону, который даст оценку массы невидимой звезды. Такие системы могут быть хорошими кандидатами на включение их в программу по поиску одиночных RNS. Возможно, что данные, получаемые в оптическом диапазоне для примерно миллиарда звезд в проекте Gaia будут хорошей основой такого поиска.

Если RNS входят в тесные двойные системы и идет аккреция на поверхность нейтронной звезды, то есть шанс превращения нейтронной звезды в рентгеновский пульсар. Масса такого пульсара может быть аномально маленькой. Он будет соосным или ортогональным ротатором.

Реликтовые нейтронные звезды, как одиночные, так и входящие в двойные системы, лучше всего искать на больших галактических широтах, где вероятность обнаружения обычной нейтронной звезды

или пульсара намного ниже, чем обнаружение их в плоскости Галактики. Обнаружение статистически значимого избытка нейтронных звезд на больших галактических широтах даст дополнительные косвенные доказательства в пользу гипотезы о существовании RNS.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В литературе обсуждается целый ряд циклических моделей Вселенной. Практически ни одна из них не затрагивает тему эволюции популяции черных дыр из цикла в цикл. В данной работе мы привлекаем внимание к этой проблеме и демонстрируем, что даже простые модели могут пролить свет на возникновение наблюдаемого спектра черных дыр по массам. Звездная эволюция порождает начальное распределение черных дыр, которые, эволюционируя и накапливаясь в осциллирующей Вселенной, многократно наращивают свою численность и массу. Простые модели, рассмотренные в данной работе, качественно объясняют происхождение и соотношение численности и масс трех основных популяций черных дыр: SBH, IMBH, SMBH.

1. SBH (менее $10^2 M_{\odot}$), накапливаясь в процессе многочисленных циклов, образуют популяцию, объясняющую наблюдения LIGO и, вероятно, отвечающую за феномен темной материи — частично или полностью.

2. Масса SMBH ($10^5-10^{10} M_{\odot}$) в рассмотренных моделях составляет $(3-4) \times 10^{-7}$ от массы SBH. SMBH могли существовать на самых ранних стадиях расширения Вселенной и вносить важный вклад в образование квазаров и галактик, которые могут формироваться вокруг SMBH на самых ранних стадиях (Tang et al. 2019). Это по-новому освещает проблему реионизации ранней Вселенной (Barkana and Loeb 2001).

3. Популяция IMBH ($10^2-10^5 M_{\odot}$) потеряла свою коллективную численность и суммарную массу по сравнению с SBH в ходе многократных циклов. Зато IMBH стала прародительницей быстро растущих SMBH, значительно уступив им по коллективной и индивидуальной массам. Видимо, именно IMBH отвечают за формирование шаровых скоплений и образование спутников галактик.

4. Расположение древних шаровых скоплений, связанных с IMBH, не в плоском галактическом диске, а в сферическом гало, подтверждает гипотезу, что гало галактик (то есть гало темной материи) состоит из черных дыр звездных масс.

Хорошее согласие простой модели эволюции черных дыр с наблюдениями является веским доводом в пользу циклической модели Вселенной.

Черные дыры в осциллирующей Вселенной оказываются определяющим фактором для формирования иерархии космических структур после очередного Большого Взрыва: от гало темной материи из мелких дыр в десятки и сотни масс Солнца, до шаровых скоплений, которые нарастают вокруг дыр в тысячи и десятки тысяч масс Солнца; от карликовых галактик с центральными черными дырами порядка сотни тысяч масс Солнца и до галактик с черными дырами от миллионов до многих миллиардов масс Солнца. В момент максимального сжатия Вселенной происходит массовое слияние черных дыр, которое порождает мощную вспышку реликтового гравитационного излучения и порождает крупную черную дыру. Полученные результаты накладывают на все циклические модели Вселенной следующее жесткое условие: эти модели должны содержать механизм фактического удаления по крайней мере самой крупной черной дыры, образующейся при слиянии более мелких дыр в ходе космологического цикла.

Высказана гипотеза, что кроме черных дыр от прошлого цикла Вселенной может уцелеть какое-то количество нейтронных звезд. Это предположение может быть проверено с помощью анализа характерных особенностей распределения пульсаров и нейтронных звезд по массам и другим параметрам.

Рассмотренная простая модель эволюции черных дыр в циклической Вселенной, насколько известно авторам, является первой, описанной в литературе. Поэтому выполненные расчеты и сделанные из модели выводы не являются окончательными или доказательными. Они лишь указывают на важность рассмотрения циклической эволюции популяции черных дыр, что формулирует дополнительные критерии оценки циклических космологий и ставит задачи перед более сложными моделями эволюции черных дыр и нейтронных звезд. Описанная модель является лишь отправной точкой; будущие модели должны быть более точными, конкретными и учитывающими:

- распределение начальной популяции черных дыр по массам;
- неравномерность аккреции во времени в течение цикла;
- неоднородность аккрецирующей среды;
- включение в модель нейтронных звезд, с учётом их сложной эволюции;
- оценку влияния магнитного поля и всех других возможных факторов, не учтённых в обсуждаемой модели.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А. Василькову, А. Богомазову, Дж. Мазеру, а также анонимным рецензентам за полезные обсуждения и замечания, и Л. Б. Потаповой за помощь при оформлении работы.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ПРИЛОЖЕНИЕ. ОСЦИЛИРУЮЩАЯ МОДЕЛЬ ВСЕЛЕННОЙ С ПЕРЕМЕННОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ МАССОЙ

Результаты группы LIGO показали, что около 5% массы сливающихся черных дыр превращается в гравитационное излучение. Нобелевский лауреат Anderson (2018) отметил, что это требует построения космологической модели с переменной гравитационной массой. Действительно, существует трактовка ОТО, которая восходит к работам Эйнштейна, Эддингтона и Шредингера (см. ссылки в статье Gorkavyi and Vasilkov 2016), согласно которой гравитационные волны не должны включаться в источники гравитационного поля, следовательно, переход части массы Вселенной в гравитационное излучение уменьшает её общую гравитационную массу. Именно это и происходит, когда наблюдаемая популяция черных дыр сливается при сжатии Вселенной и сбрасывает значительную долю своей массы в гравитационные волны, которые вносят вклад в фон реликтового гравитационного излучения. Рассмотрим модель циклической Вселенной с переменной гравитационной массой. Kutschera (2003) получил в приближении слабого поля модифицированную метрику Шварцшильда для переменной гравитационной массы фэйрбола:

$$ds^2 = [1 - b(t, r)]c^2 dt^2 - [1 + b(t, r)](dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (11)$$

где $b(t, r) = 2GM(t - r/c)/(rc^2)$. Kutschera (2003) сделал вывод, что уменьшение гравитационной массы фэйрбола порождает монополярную гравитационную волну. Отметим, что теорема Биркгофа, на которую нередко ссылаются в качестве аргумента против существования монополярных гравитационных волн, не применима к системам с гравитационным излучением, которые не обладают сферической симметрией. В работе Gorkavyi and Vasilkov (2016) рассмотрена система, состоящая из многих излучателей гравитационных волн, и независимо была получена аналогичная метрика пространства–времени для переменной массы. Рассмотрим квазисферическую систему, в которой

генерируется гравитационное излучение, например, при слиянии черных дыр. Для слабого внешнего гравитационного поля этой системы запишем: $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$, где $\eta_{\mu\nu}$ — тензор Минковского и $\eta_{\mu\nu} \gg h_{\mu\nu}$. Запишем уравнение Эйнштейна для слабого поля в известном виде (см. ссылки в Gorkavyi and Vasilkov 2016):

$$\left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2}\right)h_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4}\left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}T^\lambda_\lambda\right). \quad (12)$$

Решением волнового уравнения (12) является запаздывающий потенциал, в который входит переменная гравитационная масса. Нулевая компонента метрического тензора примет вид (Gorkavyi and Vasilkov 2016, Kutschera 2003):

$$g_{00} = -\left[1 - \frac{2GM(t - r/c)}{rc^2}\right]. \quad (13)$$

В работе Gorkavyi and Vasilkov (2016) для модифицированной метрики Шварцшильда (11), (13) было вычислено гравитационное ускорение и указано, что массовое слияние черных дыр на последней стадии коллапса Вселенной может генерировать отталкивающую силу, превосходящую гравитационное притяжение. Опишем переменную массу Вселенной следующей функцией: $M = M_0 e^{-\alpha(t-r/c)}$. Предполагая слабое гравитационное поле и низкие скорости, мы получим выражение для гравитационного ускорения:

$$F \approx \frac{c^2}{2} \frac{\partial g_{00}}{\partial r} = -\frac{GM}{r^2} + \frac{\alpha GM}{c r}. \quad (14)$$

Первое слагаемое характеризует ньютоновское притяжение. Для $\alpha > 0$ второе слагаемое описывает «антигравитацию», а в случае $\alpha < 0$ — «гипергравитацию». Прояснить физический смысл уравнения (14) можно, записав гравитационное ускорение через квазиньютоновский потенциал ϕ :

$F = -\frac{\partial \phi}{\partial r}$, где $\phi = -\frac{GM(t - r/c)}{r}$ (такое уравнение было опубликовано Горькавым в 2003 г. (см. ссылку в Gorkavyi and Vasilkov 2016)). После дифференцирования этого потенциала получается выражение (14). Притяжение аналогично движению шаров по наклонной поверхности воронки потенциала, а антигравитация соответствует разбеганию шаров в том случае, если потенциал образует пик, а не воронку. Аналог данной антигравитации был уже исследован ранее: аналогичная отталкивающая сила ответственна за убегание черной дыры, образованной при слиянии черных дыр неодинаковой массы (Rezzolla et al. 2010). Итоговый гравитационный потенциал направлен не внутрь, а наружу, и он отбрасывает новую дыру от точки слияния, даже если она располагалась в центре тяжести системы.

Логично предположить, что именно второй член уравнения (14) отвечает за механизм Большого Взрыва. Рассмотрим условия, при которых антигравитация будет сильнее гравитационного притяжения. Пусть система с массой M и радиусом R уменьшает свою массу из-за превращения её в гравитационные волны. Из уравнения (14) несложно получить условие доминирования антигравитации над притяжением:

$$-\frac{dE}{dt} > \frac{Mc^3}{R}. \quad (15)$$

где E — энергия гравитирующей материи. Хотя это условие было формально получено для случая слабых полей, но можно ожидать, что оно будет выполняться для любых полей, потому что аналогичная формула получается и из квазиньютоновских вычислений, на которые не накладываются какие-либо ограничения (Gorkavyi and Vasilkov 2016). Для оценки излучения системой гравитационных волн можно воспользоваться известным выражением для мощности излучения гравитационных волн:

$$-\frac{dE}{dt} = S \left(\frac{GM}{Rc^2}\right)^5 \frac{c^5}{G}. \quad (16)$$

Здесь мы ввели параметр несферичности S , который равен нулю для идеально сферической системы и порядка 1 для системы типа двойной звезды. Подставим (16) в (15) и получим условие, при котором начинает доминировать антигравитация:

$$S \left(\frac{GM}{Rc^2}\right)^5 \frac{c^5}{G} > \frac{Mc^3}{R}. \quad (17)$$

Легко заметить, что это условие с точностью коэффициента S совпадает с условием нахождения внутри черной дыры:

$$S \left(\frac{GM}{Rc^2}\right)^4 > 1. \quad (18)$$

Popławski (2016) развивает элегантную модель циклической Вселенной, пульсирующей внутри огромной черной дыры. В рамках такой модели, условие (18) должно выполняться, если только введенный параметр несферичности S не будет аномально маленьким. Как показано во многих работах, гравитационный коллапс приводит к нарастанию несферичности. Это можно сформулировать и на ньютоновском языке: малые флуктуации поверхности коллапсирующего шара будут неустойчивы из-за растяжения приливными силами, которые растут как $1/r^3$, то есть быстрее, чем гравитационные силы: $1/r^2$. При сжатии Вселенной до нескольких световых лет, её радиус сокращается на 10 порядков, увеличивая правую

часть (18) на 40 порядков, поэтому можно предположить, что при любой реалистичной степени несферичности, условие (18) будет выполнено. Это снимает общую проблему сингулярности: любая система внутри радиуса Шварцшильда испаряется в гравитационные волны и генерирует мощные силы отталкивания раньше, чем достигает сингулярности. Отметим, что это не противоречит теоремам Хокинга-Пенроуза, которые не применимы для систем с антигравитацией и с положительной космологической постоянной (Hawking and Penrose 1970). Таким образом, Большой Взрыв — это расширение фэйрбола сжатой Вселенной, попавшего в условия сильной антигравитации, возникшей при Большом Сжатии.

Как показано в Gorkavui and Vasilkov (2018), проблема тёмной энергии тоже находит своё логичное решение в космологической модели с переменной гравитационной массой. На фазе расширения Вселенной, слияние черных дыр и переход их массы в гравитационное излучение становится редким событием, и черные дыры начинают расти, поглощая фоновое гравитационное излучение. Быстрее всех растет самая большая черная дыра (ВВН), образовавшаяся при коллапсе Вселенной. Изучим влияние гравитационного поля растущей ВВН на расширение Вселенной. Выведем модифицированные уравнения Фридмана для метрики с переменной массой в сопутствующих координатах x_* , y_* , z_* :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t, r)[1 + b(t, r)](dx_*^2 + dy_*^2 + dz_*^2), \quad (19)$$

где $b(t, r) = 2GM(t, r)/(rc^2)$ — известная функция, а $a(t, r)$ — неизвестный масштабный фактор. Для $|\alpha| \gg c/r$, зависимость $a(t, r)$ от пространственных координат существенно слабее, чем у функции $b(t, r)$ (Gorkavui and Vasilkov 2018). В статье Gorkavui and Vasilkov (2018) рассматривался более общий случай метрики (19), учитывающий слабую неоднородность времени, и было показано, что в модифицированное уравнение Фридмана входят возмущения $b(t, r)$ только из пространственной части метрики. Для случая слабого гравитационного поля и $b(t, r) \ll 1$, мы получим первое уравнение Фридмана в форме:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\Lambda(t, r)c^2}{3} + \frac{8\pi G\rho}{3}, \quad (20)$$

где космологическая функция $\Lambda(t, r)$ выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} \Lambda(t, r) = & \frac{1}{2g_{11}g_{22}} \frac{\partial^2 g_{22}}{\partial x_*^2} + \frac{1}{2g_{11}g_{33}} \frac{\partial^2 g_{33}}{\partial x_*^2} \\ & + \frac{1}{2g_{11}g_{22}} \frac{\partial^2 g_{11}}{\partial y_*^2} + \frac{1}{2g_{22}g_{33}} \frac{\partial^2 g_{33}}{\partial y_*^2} \\ & + \frac{1}{2g_{11}g_{33}} \frac{\partial^2 g_{11}}{\partial z_*^2} + \frac{1}{2g_{22}g_{33}} \frac{\partial^2 g_{22}}{\partial z_*^2}, \end{aligned} \quad (21)$$

или

$$\Lambda(t, r) = \left(\frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial z^2} \right), \quad (22)$$

где x, y, z — физические координаты. Из уравнения (22) для $|\alpha| \gg c/r$ получим

$$\begin{aligned} \Lambda(t, r) & \approx \frac{\alpha^2}{c^2} b(t, r) = \frac{\alpha^2 r_0}{c^2 r} \\ & \approx 0.7 \times 10^{-56} (\alpha T)^2 \frac{r_0}{r} [\text{см}^{-2}] \end{aligned} \quad (23)$$

где $r_0 = \frac{2GM(t, r)}{rc^2}$ — радиус Шварцшильда, $T \approx 4 \times 10^{17}$ с — космологическое время. $\Lambda(t, r)$ равна наблюдаемому значению космологической постоянной $1.1 \times 10^{-56} \text{см}^{-2}$, если $(\alpha T)^2 \frac{r_0}{r} = 1.6$ (Gorkavui and Vasilkov 2016). Например, последнее справедливо, если безразмерный параметр $\frac{r_0}{r} = 0.016$ и $|\alpha| T = 10$. Существование реликтовых гравитационных волн не вызывает сомнений (интенсивнее всего они генерируются при слиянии черных дыр при каждом сжатии Вселенной), но уровень их энергии неизвестен. Их общую энергию обычно ограничивали с помощью условия, чтобы они не давали заметного вклада в общую гравитирующую плотность Вселенной. С точки зрения Эйнштейна-Эддингтона-Шредингера гравитационное излучение не вносит вклад в гравитационную массу Вселенной, поэтому данное ограничение теряет силу. В статье Gorkavui et al. (2018) была определена плотность среды гравитационных волн ρ_{GW} , при поглощении которых ВВН растет со скоростью, достаточной для наблюдаемого значения космологической постоянной:

$$\dot{M} = -\alpha M = 27\pi r_0^2 c \rho_{\text{GW}}. \quad (24)$$

Тогда мы получим

$$\rho_{\text{GW}} = \frac{|\alpha| c^3}{108\pi G^2 M} \sim 10^{-28} \text{г см}^{-3} \quad (25)$$

где $|\alpha| T = 10$ и масса ВВН $M = 6 \times 10^{54}$ г (эта масса ВВН может быть вычислена из условия $\frac{r_0}{r} \approx 0.02$ (Gorkavui and Vasilkov 2016)). Если положить $|\alpha| T = 100$, то $\frac{r_0}{r} \approx 2 \times 10^{-4}$ и масса ВВН $M = 6 \times 10^{52}$ г, а $\rho_{\text{GW}} \sim 10^{-25} \text{г см}^{-3}$. Возмущение гравитационного поля от ВВН, которое сейчас наблюдается в виде ускоренного разбегания галактик, возникло около 13 млрд. лет назад, следовательно, за это время плотность энергии фона гравитационного излучения должна уменьшиться

на несколько порядков. Рассмотрим случай, когда член с космологической функцией доминирует над членом со средней плотностью. Для экспоненциального изменения массы ВВН получаем $\dot{\Lambda}(t, r) = -\alpha\Lambda(t, r)$. Тогда второе уравнение Фридмана примет вид:

$$\frac{\ddot{a}}{a} \approx -\frac{\alpha}{2} \sqrt{\frac{\Lambda(t, r)c^2}{3}}. \quad (26)$$

Отсюда следует вывод, что ускорение наблюдаемой части Вселенной $\frac{\ddot{a}}{a} > 0$ вызвано эффектом гипергравитации при $\alpha < 0$. Гипергравитация от растущей ВВН (или популяции самых крупных дыр) растягивает наблюдаемый набор галактик так, что с точки зрения сопутствующего локального наблюдателя галактики удаляются друг от друга с ускорением. Ряд наблюдений указывает на рост постоянной H_0 со временем (Riess 2020). Это представляет проблему для теорий, которые привязывают космологическую постоянную к свойствам вакуума. В рассматриваемой модели космологическая постоянная является функцией массы ВВН и плотности фоновых гравитационных волн ρ_{GW} , поэтому рост H_0 допустим.

Рассмотрим проблему перехода расширяющейся Вселенной к сжатию. То, что наблюдаемая локальная средняя плотность вещества меньше критической плотности, необходимой для замыкания Вселенной, не означает, что Вселенной открыта. Если ВВН растет, поглощая не только обычную материю и излучение, но и фоновые гравитационные волны, то общая гравитационная масса Вселенной тоже будет увеличиваться. ВВН может разрастись и включить все наблюдаемые галактики и звезды. Для покоящегося внешнего наблюдателя сигнатура метрики Шварцшильда внутри черной дыры «портится», что обычно исправляется сменой (переобозначением) пространственной и временной осей, приводящей к экзотической динамике тел внутри черных дыр. С одной стороны, эта тема изучена недостаточно, и возможны другие варианты исправления сигнатуры. С другой стороны, динамика свободно падающего наблюдателя подчиняется принципу эквивалентности, согласно которому такой локальный наблюдатель не сможет отличить свое падение от покоя. Поэтому свободно падающий наблюдатель легко пересекает поверхность черной дыры в собственной системе отсчета (с точки зрения внешнего неподвижного наблюдателя это невозможно, потому что время на границе черной дыры останавливается). С точки зрения локальных наблюдателей, все их галактики свободно пересекут поверхность большой черной дыры и будут существовать и двигаться внутри неё, следуя законам ОТО. Это разрешает рассмотрение космологии внутри черной дыры, как это

делает, например, Поплавский (Popławski 2016). Таким образом, рост ВВН и поглощение ею всего вещества Вселенной решает проблему остановки Вселенной и её последующего коллапса. Хорошо известно, что средняя плотность, необходимая для замыкания Вселенной, совпадает с плотностью черной дыры размером со Вселенную. Если Вселенная замкнута, то у пространства должна быть небольшая положительная кривизна. Действительно, из данных спутников WMAP и Planck положительная кривизна пространства Вселенной устанавливается с достоверностью более 99% (Di Valentino et al. 2020). Рассмотрим трудную для всех циклических космологий проблему роста энтропии. Черные дыры обладают огромной энтропией (Egan and Lineweaver 2010):

$$Entropy = \frac{4\pi Gk}{\hbar c} M^2, \quad (27)$$

где k — постоянная Больцмана. Известно, что основная энтропия Вселенной содержится в самых больших черных дырах (Egan and Lineweaver 2010). Из этой формулы получим следующую оценку величины энтропии для популяции черных дыр: $Entropy \sim 10^{77} (M_{\odot})^2 N [k]$. Энтропия для популяции черных дыр с одинаковой массой дыр в 30 солнечных масс (предполагая, что они составляют всю темную материю): $M = 30 M_{\odot}$; $N = 10^{22}$; $Entropy \sim 10^{102} [k]$. Энтропия одной ВВН на 20 порядков больше: $M = 5 \times 10^{22} M_{\odot}$; $N = 1$; $Entropy \sim 2.5 \times 10^{122} [k]$. Таким образом, практически вся энтропия Вселенной будет содержаться в ВВН, возникшей в данном цикле, поэтому проблему энтропии можно сформулировать так: что делать с ВВН, возникающей при каждом цикле Вселенной? Очевидно, что единственный способ избавиться от ВВН — это попасть в неё и начать внутри новый космологический цикл, что и предполагается нашим сценарием. Проблема энтропии при этом решается автоматически: энтропия Бекенштейна–Хокинга определена только для наружного наблюдателя, который фиксирует определенную тепловую температуру черной дыры. Эта температура, а, следовательно, и энтропия черной дыры, не определены для внутреннего наблюдателя. Тем самым, совокупность галактик, попадая внутрь черной дыры, оказываются в системе, энтропия которой на двадцать порядков меньше энтропии Вселенной на стадии расширения. Это резкое уменьшение энтропии проявляется и на динамике вещества и излучения: на стадии разлета Вселенной плотность вещества падала, как и температура фонового излучения, а после попадания внутрь большой черной дыры плотность вещества начинает расти, как и температура излучения. Поверхность большой черной дыры, поглотив

все вещество и фоновое излучение Вселенной, уходит на периферию, а внутри этой огромной дыры наблюдаемая часть Вселенной начинает новый цикл в условиях пониженной энтропии. Формально, энтропия Вселенной как целого, с учетом поверхности внешней оболочки черной дыры (медленной увеличивающейся или "многослойной"), растет с каждым циклом, но практически, наблюдаемая совокупность галактик входит в новый цикл, сбрасывая энтропию до минимума. Таким образом, Вселенная оказывается замкнутой системой или объектом с переменной гравитационной массой, пульсирующим внутри огромной черной дыры. Аналогичная модель рассматривалась не только Popławski (2016), но и другими авторами (см. ссылки в Gorkavii and Vasilkov 2018). Эта космологическая модель, кроме барионов, гравитационного и электромагнитного излучения, содержит обширную популяцию черных дыр, эволюция которой является предметом изучения в основном тексте данной статьи.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016).
2. B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al., *Astrophys. J.* **848** (2), L13 (2017).
3. K. Akiyama et al. (Event Horizon Telescope Collaboration) *Astrophys. J.* **875** (1), L5 (2019).
4. Y. Akrami et al. (Planck Collaboration), *Astron. and Astrophys.* **641**, A7 (2020).
5. P. W. Anderson, arXiv:1804.11186 (2018).
6. L. I. Arzamasskiy, V. S. Beskin, and K. K. Pirov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **466** (2), 2325 (2017).
7. E. Bañados, B. P. Venemans, C. Mazzucchelli, et al., *Nature* **553** (7689), 473 (2018).
8. R. Barkana and A. Loeb, *Physics Reports* **349** (2), 125 (2001).
9. J. D. Bekenstein, *Phys. Rev. D* **7** (8), 2333 (1973).
10. K. M. Belotsky, V. I. Dokuchaev, Y. N. Eroshenko, et al., *European Phys. J. C* **79** (3), 246 (2019).
11. R. Bender, J. Kormendy, G. Bower, et al., *Astrophys. J.* **631** (1), 280 (2005).
12. S. Bird, I. Cholis, J. B. Muñoz, et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 201301 (2016).
13. S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Sov. Astron. Lett.* **10**, 177 (1984).
14. H. Bondi, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **112**, 195 (1952).
15. A. A. Boyarchuk and E. G. Tanzi, *Memorie della Società Astronomica Italiana* **64**, 263 (1993).
16. R. Brandenberger and P. Peter, *Foundations of Physics* **47** (6), 797 (2017).
17. J. S. Bullock and M. Boylan-Kolchin, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **55** (1), 343 (2017).
18. B. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama, arXiv:2002.12778 (2020).
19. B. Carr and J. Silk, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **478** (3), 3756 (2018).
20. A. M. Cherepashchuk, *Physics-Uspekhi* **57** (4), 359 (2014).
21. A. M. Cherepashchuk, *Physics-Uspekhi* **59** (7), 702 (2016).
22. S. Clesse and J. García-Bellido, *Physics of the Dark Universe* **15**, 142 (2017).
23. S. Clesse and J. García-Bellido, *Physics of the Dark Universe* **22**, 137 (2018).
24. T. Clifton, B. Carr, and A. Coley, *Classical and Quantum Gravity* **34** (13), 135005 (2017).
25. J. M. Cordes and R. M. Shannon, *Astrophys. J.* **682** (2), 1152 (2008).
26. E. Di Valentino, A. Melchiorri, and J. Silk, *Nature Astronomy* **4**, 196 (2020).
27. R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, and D. T. Wilkinson, *Astrophys. J.* **142**, 414 (1965).
28. A. Dolgov and K. Postnov, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2017** (4), 036 (2017).
29. A. D. Dolgov, *Physics-Uspekhi* **61** (2), 115 (2018).
30. C. A. Egan and C. H. Lineweaver, *Astrophys. J.* **710** (2), 1825 (2010).
31. A. M. Fridman and N. N. Gorkavii, *Physics of Planetary Rings. Celestial Mechanics of a Continuous Media* (Springer-Verlag, Berlin, 1999).
32. J. Garcia-Bellido, in *Exploring the Dark Side of the Universe*, PoS(EDSU2018)042 (<https://pos.sissa.it/335/042/>) (2018).
33. J. Gerssen, R. P. van der Marel, K. Gebhardt, et al., *Astron. J.* **124** (6), 3270 (2002).
34. N. Gorkavii and A. Vasilkov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **461** (3), 2929 (2016).
35. N. Gorkavii and A. Vasilkov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **476** (1), 1384 (2018).
36. N. Gorkavii, A. Vasilkov, and J. Mather, in *Exploring the Dark Side of the Universe*, PoS(EDSU2018)039 (<https://pos.sissa.it/335/039/>) (2018).
37. N. N. Gorkavii, *New Astronomy*, **89** (2021, in press).
38. S. W. Hawking, *Commun. Mathematical Physics* **43** (3), 199 (1975).
39. S. W. Hawking and R. Penrose, *Proc. Royal Soc. London Ser. A* **314** (1519), 529 (1970).
40. S. Johnston and A. Karastergiou, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **467** (3), 3493 (2017).
41. N. Kardashev, V. Andreyanov, V. Buyakas, et al., in *Tr. Fizicheskogo inst. im. P. N. Lebedeva* **228**, pp. 112–128 (2000) [in Russian].
42. A. Kashlinsky, *Astrophys. J.* **823** (2), L25 (2016).
43. R. Kippenhahn, *Hundert Milliarden Sonnen. Geburt, Leben and Tod der Sterne* (Piper, Munchen Zurich, 1987).

44. A. Klypin, A. V. Kravtsov, O. Valenzuela, and F. Prada, *Astrophys. J.* **522** (1), 82 (1999).
45. M. Kutschera, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **345** (1), L1 (2003).
46. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Statistical Physics*, vol. 5, 3rd ed. (Pergaman Press, Oxford, 1980).
47. X.-D. Li, *Astrophys. J.* **646** (2), L139 (2006).
48. D. R. Lorimer and M. Kramer, *Handbook of pulsar astronomy* (Cambridge Univ. Press, Cambridge 2005).
49. J. Ma, R. de Grijs, D. Chen, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **376** (4), 1621 (2007).
50. I. F. Malov, *Astronomy Reports* **45** (5), 389 (2001).
51. M. A. McLaughlin, A. G. Lyne, D. R. Lorimer, et al., *Nature* **439** (7078), 817 (2006).
52. R. Narayan and J. P. Ostriker, *Astrophys. J.* **352**, 222 (1990).
53. M. Novello and S. E. P. Bergliaffa, *Physics Reports* **463** (4), 127 (2008).
54. F. Özel and P. Freire, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 401 (2016).
55. F. Özel, D. Psaltis, R. Narayan, and A. Santos Villarreal, *Astrophys. J.* **757** (1), 55 (2012).
56. R. K. Patria, *Nature* **240**, 2985 (1972).
57. C. Payne-Gaposchkin, *Stars and clusters* (Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass. 1979).
58. P. J. E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology* (Princeton Univ. Press, Princeton, New Jersey, 1993).
59. R. Penrose, *Cycles of Time* (Alfred A. Knopf Publ., New York, 2011).
60. E. S. Phinney and R. D. Blandford, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **194**, 137 (1981).
61. N. Popławski, *Astrophys. J.* **832** (2), 96 (2016).
62. L. Rezzolla, R. P. Macedo, and J. L. Jaramillo, *Phys. Rev. Lett.* **104** (22), 221101 (2010).
63. A. G. Riess, *Nature Rev. Phys.* **2** (1), 10 (2020).
64. F. G. Smith, *Pulsars* (Cambridge University Press, London, New York, 1977).
65. P. J. Steinhardt and N. Turok, *Science* **296** (5572), 1436 (2002).
66. W. M. Stuckey, *Amer. J. Physics* **62** (9), 788 (1994).
67. J.-J. Tang, T. Goto, Y. Ohyama, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **484** (2), 2575 (2019).
68. M. A. Taylor, T. H. Puzia, M. Gomez, and K. A. Woodley, *Astrophys. J.* **805** (1), 65 (2015).
69. P. Vielva, *Advances in Astronomy* **2010**, 592094 (2010).
70. D. G. Yakovlev and C. J. Pethick, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **42** (1), 169 (2004).

Black Holes and Neutron Stars in an Oscillating Universe

N. N. Gorkavyi¹ and S. A. Tyul'bashev²

¹ Science Systems and Applications, Lanham, 20706 USA

² Pushchino Radio Astronomy Observatory, Astro Space Center, Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Pushchino, 142290 Russia

In recent years, hypotheses about a cyclical Universe have been again actively considered. In these cosmological theories, the Universe, instead of a “one-time” infinite expansion, periodically shrinks to a certain volume, and then again experiences the Big Bang. One of the problems for the cyclic Universe will be its compatibility with a vast population of indestructible black holes that accumulate from cycle to cycle. The article considers a simple iterative model of the evolution of black holes in a cyclic Universe, independent of specific cosmological theories. The model has two free parameters that determine the iterative decrease in the number of black holes and the increase in their individual mass. It is shown that this model, with wide variations in the parameters, explains the observed number of supermassive black holes at the centers of galaxies, as well as the relationships between different classes of black holes. The mechanism of accumulation of relict black holes during repeated pulsations of the Universe may be responsible for the black hole population detected by LIGO observations and probably responsible for the dark matter phenomenon. The number of black holes of intermediate masses corresponds to the number of globular clusters and dwarf satellite galaxies. These results argue for models of the oscillating Universe, and at the same time impose substantial requirements on them. Models of a pulsating Universe should be characterized by a high level of relict gravitational radiation generated at the time of maximum compression of the Universe and mass mergers of black holes, as well as solve the problem of the existence of the largest black hole that is formed during this merger. It has been hypothesized that some neutron stars can survive from past cycles of the Universe and contribute to dark matter. These relict neutron stars will have a set of features by which they can be distinguished from neutron stars born in the current cycle of the birth of the Universe. The observational signs of relict neutron stars and the possibility of their search in different wavelength ranges are discussed.

Editorial note. This paper caused controversy in the expert community. Nevertheless, the Editorial Board decided to accept it and publish to raise a discussion on this actual field of research.

Keywords: *cosmology: dark matter—stars: black holes—stars: neutron*