

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИССЛЕДОВАНИЯ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ

В. В. Тихомиров, В. В. Малыщиц*, С. Э. Сягло, Ю. А. Целков

1. Новое научное направление – космомикрофизика

Успехи последних десятилетий в исследовании Вселенной и физики микромира привели к возникновению космомикрофизики – нового научного направления, ставящего задачи описания Большого Взрыва – зарождения и начальной стадии эволюции Вселенной на основе фундаментальных законов микромира и одновременно установления этих законов на базе данных исследования Космоса. Крупнейшим успехом космомикрофизики стало обоснование существования инфляционной стадии эволюции Вселенной [1, 2], позволившей впервые объяснить, каким образом, предположительно под действием скалярного поля, Вселенная достигла наблюдаемых размеров, массы, плотности и температуры, начав расширяться с планковских размеров $\sim 10^{-33}$ см, имея планковскую плотность $\sim 10^{-94}$ г/см³ и энергию заполняющих ее частиц $\sim 10^{28}$ эВ.

Пока, однако, не ясно, возможно ли убедиться в существовании фазы эволюции Вселенной, характеризующейся столь экстремальными характеристиками, а также проявлением дополнительных измерений пространства, убедительно предсказываемых теорией суперструн [3], достаточно основательно претендующей на роль единой теории всех взаимодействий, включая гравитацию. При этом обсуждаемые энергии частиц 10^{28} эВ столь велики, что не оставляют никаких надежд на их воссоздание рукотворным образом, и лишь исследование Вселенной дает надежду на установление фундаментальных законов физики микромира, предопределивших рождение ее самой.

Информация о наиболее ранних стадиях эволюции Вселенной и управляющих ею законах может быть донесена до нас первичными гравитационными волнами (ГВ) и черными дырами (ЧД), уникальность которых состоит в том, что, рождаясь на самых ранних этапах расширения Вселенной и запечатлевая характеристики протекающих в эту эпоху процессов, они могут быть зарегистрированы в настоящее время. Продолжавшийся несколько десятилетий процесс совершенствования детекторов ГВ увенчался созданием вступающих ныне в строй гравитационных интерферометров, которые на протяжении нескольких лет должны зарегистрировать ГВ, испускаемые при столкновении нейтронных звезд и ЧД звездного масштаба масс. Однако чувствительности, необходимой для регистрации первичных ГВ, интерферометры смогут достичь лишь после длительного усовершенствования.

2. Первичные черные дыры – уникальный источник информации о ранней Вселенной

В отличие от первичных ГВ, предсказанные в [4, 5] первичные ЧД могут проявлять себя различными способами, многие из которых делают возможным

* Физический факультет БГУ.

их поиск доступными средствами. Поэтому именно поиск первичных ЧД открывает наиболее реальную возможность получения информации о начальном этапе расширения Вселенной [6].

На самом деле систематический поиск первичных ЧД ведется с момента предсказания Хокинговского излучения [7], сыгравшего, как известно, существенную роль в изучении проблем унитарности в квантовой теории. Хокинговское излучение ЧД представляет собой поток релятивистских частиц, способных оказывать заметное влияние на состав Вселенной. Так, Хокинговское излучение, испускаемое ЧД с массами 10^9 – 10^{10} г, испаряющимися на стадии нуклеосинтеза, т. е. на 1–400-й секундах после Большого Взрыва, могло повлиять на результаты первичного нуклеосинтеза, то есть на состав вещества Вселенной. Отсутствие же подобного влияния позволяет ограничить масштаб неоднородности Вселенной на соответствующих временных и пространственных масштабах. Первичные ЧД с массами $\sim 10^{15}$ г, заканчивающие испарение в настоящую эпоху, наиболее заметно могли бы проявить себя, внося вклад в гамма-излучение и поток антипротонов.

Однако Хокинговское излучение первичных ЧД больших масс слишком слабо и практически не может быть использовано для их обнаружения. По этой причине распространенность таких ЧД лимитируется лишь плотностью материи во Вселенной, что приводит к ограничениям на 8 порядков более низким, чем ограничения на распространенность активно испаряющихся ЧД с массами, меньшими 10^{15} г [6]. При этом более строгие ограничения, чем следующие из наблюдаемой величины плотности материи во Вселенной, отсутствуют в весьма широком диапазоне масс – от 10^{16} до 10^{30} г (первичные ЧД с массами, превышающими 10^{30} г, уже могут наблюдаться методом микролинзирования).

Между тем ранние стадии космологического расширения могут приводить к возмущениям плотности, достигающих максимума в пространственных областях таких размеров, что при их коллапсе будут формироваться как раз первичные ЧД с массами, попадающими в интервал от 10^{16} до 10^{30} г. В частности, наиболее развитая теория «доинфляционной» эволюции Вселенной – pre-big bang theory [8] – предсказывает спектр возмущений плотности, нарастающий пропорционально кубу волнового вектора вплоть до некоторой величины, определяющей длины волн наиболее интенсивно возбуждаемых ГВ и масштаб масс наиболее обильно образующихся первичных ЧД. Имея в виду реальность попадания этих масс в интервал 10^{16} – 10^{30} г, возможности получения уникальной информации о рождении Вселенной были бы расширены на много порядков, если бы удалось предложить методы поиска ЧД указанных масс. Именно такие методы были предложены в наших работах [9–16]. В их основе лежит возможность обнаружения первичных ЧД путем наблюдения поглощения ими космических объектов звездного или планетарного масштаба. Главным преимуществом этого метода является то, что он наиболее эффективен именно при массах ЧД, лежащих в диапазоне 10^{16} – 10^{30} г, наименее доступном для исследований другими методами.

3. Поглощение космических объектов как способ поиска первичных ЧД

В работах [9–16] были развиты простые модели поглощения плотного излучения, заполнявшего Вселенную на ранних этапах эволюции, а также нейтронных звезд (НЗ), белых карликов (БК) и планет, позволяющие существенно расширить имеющиеся представления о возможной распространенности первичных ЧД. Построение простой теории поглощения таких плотных объектов, как НЗ, БК и некоторые планеты, включая Землю, стало возможным благодаря широкому применению модели ферми-газа для описания вещества этих объектов. В частности, нами была обоснована применимость этой модели для описания вещества Земли, сжатого и ионизованного силами тяготения в окрестности ЧД. При этом было обосновано [9] считавшееся до этого невозможным [17] присутствие в Земле одной или нескольких ЧД, массы которых должны находиться в интервале 10^{15} – 10^{16} г. Однако наиболее существенным для решения проблемы поиска первичных ЧД является возможность полного поглощения ими более крупных космических объектов.

3.1. Поглощение нейтронных звезд

Возможность полного поглощения НЗ первичными ЧД обсуждалась еще Хокингом в статье [5]. Однако процесс поглощения НЗ будет представлять практический интерес, лишь если он будет реально доступен наблюдению. Возможность наблюдения процесса поглощения НЗ на большом расстоянии была рассмотрена в [18], где утверждалось, что сжатие вещества НЗ тяготением первичной ЧД сопровождается образованием кварк-глюонной плазмы, приводящим к выделению энергии и мощному гамма-всплеску. Однако анализ [10], проведенный нами с использованием различных уравнений состояния вещества НЗ, хотя и подтвердил оценку времени поглощения НЗ [5], показал, что степень его сжатия при аккреции не превышает 5–7 раз и совершенно недостаточна для образования кварк-глюонной плазмы.

Механизм выделения энергии в сжимаемом веществе НЗ оказывается [10, 11] при этом иным, чем предполагалось в [18], и состоит в сопровождающемся испусканием антинейтрино обратном бета-распаде нейтронов. Однако интенсивное испускание антинейтрино не приводит к выделению энергии в окружающее пространство, сопоставимому с ее выделением при взрыве сверхновой. Связано это с тем, что испускание происходит в области существенно сжатия, которая, в соответствии с уравнениями аккреции, движется к ЧД со скоростью, лишь в несколько раз меньшей скорости света. Рост размеров этой области на последней стадии поглощения НЗ, на которой образуется основная часть антинейтрино, делает ее непрозрачной для антинейтрино, которые увлекаются аккрецирующим веществом внутрь ЧД, не достигая поверхности НЗ. В результате процесс поглощения НЗ первичной ЧД оказывается трудно наблюдаемым и мало пригоден для поиска ЧД.

3.2. Поглощение белых карликов первичными ЧД

В работах [12–14] было показано, что эффективный метод поиска первичных ЧД либо установления ограничений на их распространенность может быть основан на процессе поглощения БК, которые являются достаточно плотными объектами, так же как и НЗ успевающими поглотиться первичными ЧД за хаббловское время. При этом, в отличие от НЗ, поглощение БК сопровождается значительным выделением энергии, которое может быть обнаружено на расстояниях, достигающих килопарсек и более. К преимуществам БК также следует отнести значительную распространенность, простоту уравнения состояния их вещества, почти полную прозрачность последнего для нейтрино и несущественность влияния распределения аккрецирующего вещества БК на метрику.

Полученное нами время полного поглощения БК первичной ЧД с начальной массой $M_{BH}(0)$ задается выражением [14]

$$T_{abs} = \frac{\pi \hbar_3}{\sqrt{3} G^2 m'^{5/2} m_e^{3/2} M_{BH}(0)} \frac{1}{\left(x_c + \sqrt{1+x_c^2}\right)^{3/2}} = \frac{1}{\left(x_c + \sqrt{1+x_c^2}\right)^{3/2}} \frac{2.7 \times 10^9 \text{ лет}}{M_{BH}(0)/10^{16} \text{ } \mathcal{Z}} \quad (1)$$

где G и $\hbar$ – гравитационная и планковская постоянные, $m' \approx 2 \times 1.66 \cdot 10^{-24} \text{ } \mathcal{Z}$ – масса покоя ядер, приходящаяся на один электрон в углеродном БК;

$$x_c = \frac{p_F}{m_e c} \approx 0.803 \sqrt{\frac{\rho_c}{10^6 \text{ } \mathcal{Z}}}, \quad (2)$$

взятый в центральной области БК с плотностью ρ_c параметр теории вырожденного ферми-газа, $p_F \equiv \hbar \sqrt{3\pi^2 n_e}$ и n_e – ферми-импульс и концентрация электронов, c и m_e – скорость света и масса электрона. Напомним, что при $\rho_c \gg 10^6 \text{ г/см}^3$ и $x_c \gg 1$ электронный газ в БК является ультрарелятивистским, а при $\rho_c \ll 10^6 \text{ г/см}^3$ и $x_c \ll 1$ соответственно нерелятивистским. Элементарный расчет по формуле (1) показывает, что первичная ЧД с начальной массой $M_{BH}(0) \approx 10^{16} \text{ г}$ успевает поглотить БК любой плотности за хаббловское время $t_H \approx 13.7 \times 10^9 \text{ лет}$. Вычисление параметра (2) на поверхности ЧД, то есть на расстоянии $r = r_g$ от ее центра, где r_g – шварцшильдовский радиус ЧД, приводит к выражению

$$x(r_g) = \frac{p_F}{m_e c} \approx \frac{1}{2^{4/3}} \sqrt{\frac{3m'}{m_e}} \left(x_c + \sqrt{1+x_c^2}\right)^{1/2} \approx 42 \left(x_c + \sqrt{1+x_c^2}\right)^{1/2}, \quad (3)$$

позволяющему убедиться, что условие $n_e^{-1/3} \ll r_g$ применимости гидродинамического приближения, лежащего в основе используемой нами теории аккреции, тоже выполняется начиная с масс ЧД $M_{BH}(0) \approx 10^{16} \text{ г}$.

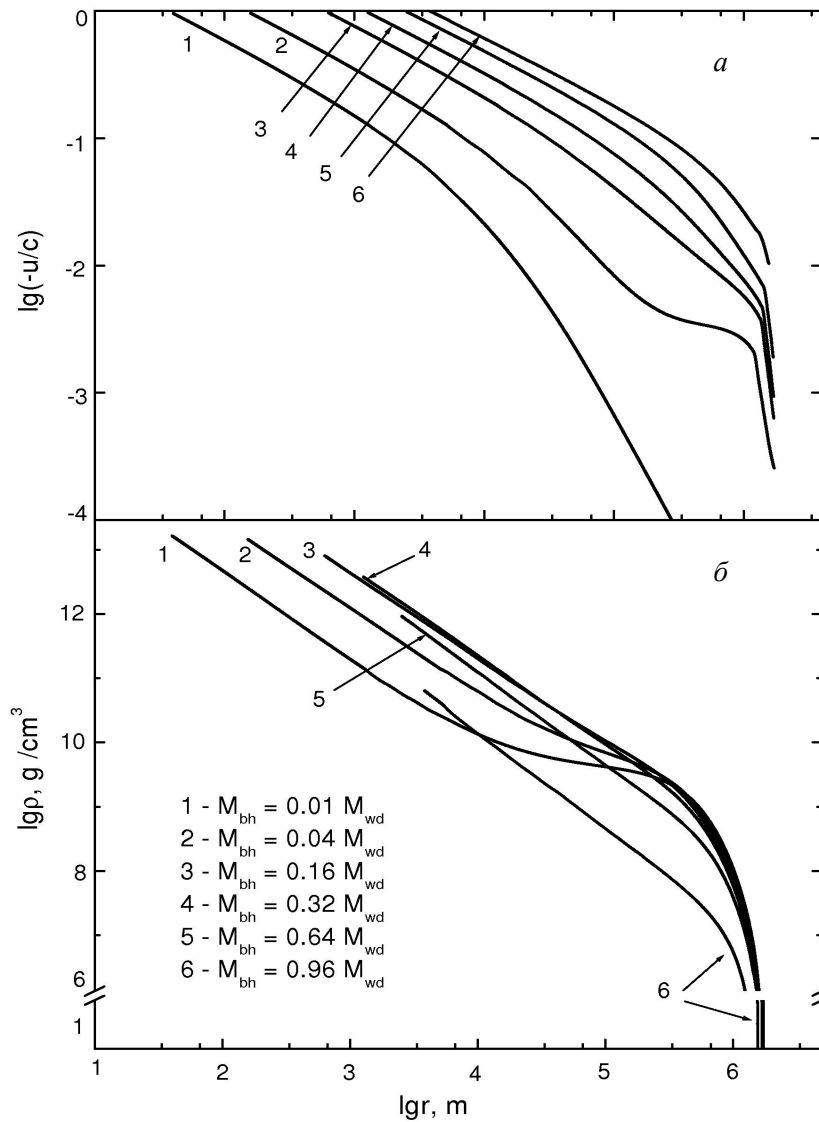
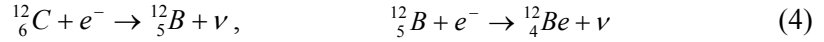


Рис. 1. Радиальные зависимости: *a* – скорости; *б* – плотности вещества БК с начальной центральной плотностью $\rho_c = 10^9 \text{ г/см}^3$ в моменты достижения массой ЧД величин 1–6, выраженных в долях исходной массы БК M_{wd}

Заметим, что благодаря вязкому торможению, приводящему к «выносу» углового момента из окрестности ЧД и обеспечивающему сохранение сферичности аккреции вплоть до масс растущих ЧД $M_{BH} \approx 10^{20} \text{ г}$, оценка (1) сохраняет высокую точность и в случае вращающихся БК.

Очевидным следствием поглощения БК будет образование ЧД с массами порядка и менее массы Солнца, недостижимыми в ходе коллапса звезд. Ввиду значительной распространенности БК, нельзя в принципе исключить, что процесс их поглощения первичными ЧД является существенным источником возникновения ЧД звездного масштаба масс. Достоверно убедиться в существовании ЧД таких масс будет, однако, не просто. Существенно более наглядным следствием поглощения БК первичными ЧД могут стать сопровождающие его нейтринные вспышки, впервые предсказанные в [10, 12].

Соотношение (3) позволяет убедиться, что даже в нерелятивистских БК энергия электронов $\varepsilon_F(r_g) \approx m_e c^2 x(r_g) > 20$ МэВ превышает равные, соответственно 13.88 и 12.17 МэВ пороги реакций нейтронизации



углерода и бора. В релятивистских же БК эта энергия достигает 100 МэВ. Поэтому аккреционное сжатие вещества углеродного БК будет сопровождаться нейтронизацией и испусканием нейтрино. Результаты моделирования коллапса, завершающего процесс поглощения БК с начальной центральной плотностью $\rho_c = 10^9$ г/см³ и массой $M_{\text{BD}} = 2.68 \times 10^{33}$ г, показаны на рис. 1. Различные кривые соответствуют моментам времени, в которые масса ЧД достигала 1, 4, 16, 32, 64 и 96 % начальной массы БК. Результаты моделирования сопровождающего коллапс нейтринного излучения представлены на рис. 2. При расчете спектра нейтрино, регистрируемых удаленным наблюдателем, мы учитывали эффекты захвата нейтрино ЧД, а также гравитационный и кинематический вклады в доплеровское смещение частоты нейтрино, основная часть которых испускается из области $r \leq 5r_g$, где все перечисленные эффекты выражены весьма ярко. На рис. 2 показано, что на протяжении почти 0.05 с интенсивность излучения превышает 10^{52} эрг/с, а полная энергия нейтринной вспышки достигает при этом 1.1×10^{51} эрг.

Расчет концентраций ядер C, B и Be показывает, что в момент максимальной интенсивности излучения (спустя 0.24 с после поглощения первого процента массы БК) практически весь углерод превращается в бор, хотя лишь немногим более 50 % последнего успевает превратиться в бериллий. Это объясняется величиной спинового множителя в выражении для вероятности нейтронизации, равного 3 для углерода и 1/3 для бора.

Число нейтрино, которое может в реальном масштабе времени зарегистрировать на расстоянии R крупнейший существующий нейтринный телескоп Суперкамиоканде, составляет примерно $300 (\text{кпс}/R)^2$. Его вполне достаточно, чтобы уверенно зарегистрировать такую нейтринную вспышку на расстоянии в несколько килопарсек. Для регистрации же ее в пределах всей Галактики необходим детектор масштаба проектируемого нейтринного телескопа Гиперкамиоканде.

Как известно, вырождение электронов приводит к «вымораживанию» электронной теплоемкости, составляющей 6/7 теплоемкости невырожденной полностью ионизированной углеродной плазмы и возрастанию примерно на порядок

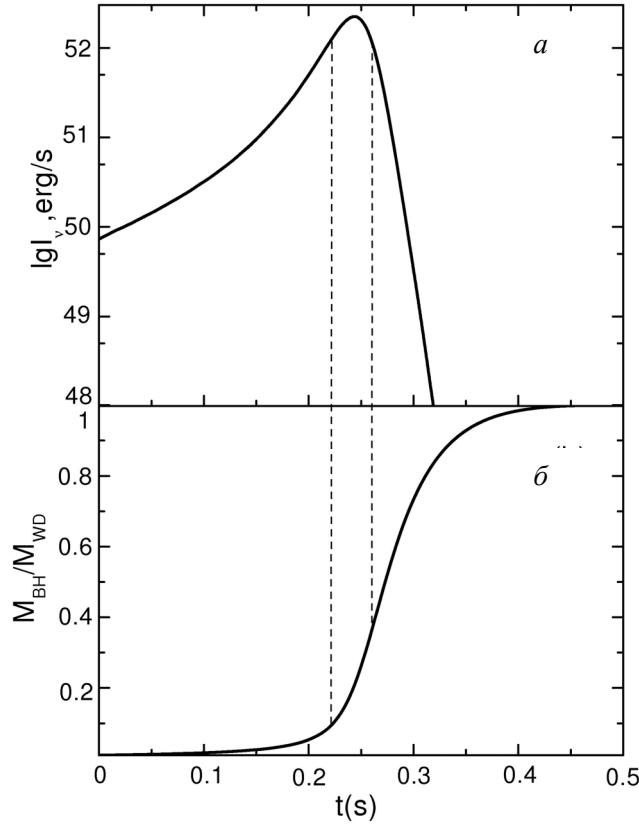


Рис. 2. Временные зависимости: *a* – интенсивности нейтринного излучения; *b* – доли начальной массы БК, поглощенной ЧД. Отсчет времени ведется от момента поглощения 1 %-ной массы БК. Центральная плотность БК в отсутствие ЧД равна

$$\rho_c = 10^9 \text{ г/см}^3$$

сечения рассеяния нейтрино в веществе плотного БК. Благодаря этим двум факторам, а также чисто геометрическому увеличению плотности нейтринного потока с уменьшением расстояния до ЧД, подобно [19], рассмотренная нейтринная вспышка вызовет взрывное горение углерода плотных вырожденных слоев БК на расстоянии вплоть до нескольких сотен километров от ЧД. Поджиг термоядерного горения должен дополнительно расширить возможности наблюдения нейтринной вспышки, сопровождающей поглощение БК, и требует дальнейшего исследования.

Помимо этого, прохождение нейтрино через верхние слои БК сопровождается нейтринными осцилляциями, открывающими новые возможности измерения углов смешивания и типа иерархии масс нейтрино [13].

3.3. Поглощение звезд III поколения

Не менее принципиальную информацию может дать поглощение звезд III поколения. Звездами III поколения (ЗПП) называют первые структурные

объекты Вселенной, формирующиеся немногим более 100 млн лет после Большого Взрыва из вещества, не претерпевшего изменений после первичного нуклеосинтеза, т. е. не обогатившееся «металлами» (любыми элементами тяжелее гелия) – продуктами жизнедеятельности звезд. Образование ЗПП принципиально важно для формирования всех структур Вселенной, поскольку именно ЗПП начинают первыми перерабатывать водород в металлы, принципиально облегчающие дальнейшее формирование звезд. Формирование же самих ЗПП протекает случайным образом в возникающих сгустках (областях повышенной плотности) с массой порядка миллиона масс Солнца. При этом в отсутствие металлов процесс формирования идет совершенно иначе, чем в случае обычных звезд, и основывается на процессе охлаждения сжимающихся сгустков вследствие излучения молекулярного водорода.

С точки зрения поиска первичных ЧД ЗПП интересны тем, что, образуясь первыми, они имеют возможность наиболее эффективно захватывать первичные ЧД, не приобретшие существенных скоростей под действием каких-либо массивных объектов [20]. Использование теории адиабатических инвариантов [20, 21] позволяет предсказать, что в процессе формирования ЗПП орбиты ЧД будут сильно сжиматься, благодаря чему ЧД будут попадать в плотные центральные области, тормозиться далее уже благодаря аккреции и передаче энергии веществу и, наконец, останавливаться в центре ЗПП. Дальнейшее поглощение вещества ЗПП первичной ЧД может привести к превращению ЗПП в массивную ЧД.

Если бы подобные события происходили достаточно часто, они бы привели к существенной модификации всего хода обогащения Вселенной металлами и формирования в ней любых структур. Предположив же, что этого не происходит, мы приходим к новому методу установления ограничений на распространенность первичных ЧД, не испускающих интенсивного Хокинговского излучения. Эффективность этого метода можно оценить на основании того, что одна первичная ЧД с массой, скажем, 10^{23} г способна достаточно быстро поглотить ЗПП с массой до 10^{36} г, открывая таким образом возможность обнаружения массовой доли первичных ЧД на уровне 10^{-13} при том, что в настоящее время [6] распространенность первичных ЧД, не испускающих интенсивного Хокинговского излучения, ограничивается лишь равной 0.25–0.30 долей темной материи в полной плотности Вселенной.

Самые последние результаты изучения последствий образования ЗПП позволяют также указать реальный путь массового захвата первичных ЧД белыми карликами. При этом, поскольку сами ЗПП являются весьма массивными звездными объектами, их эволюция никак не может приводить к образованию БК, которые образуются только при выгорании звезд солнечного масштаба масс. Об этом, в частности, говорит полное отсутствие звезд с нулевой металличностью [22]. Однако совсем недавно было показано [23], что завершающие эволюцию ЗПП взрывы не разрушают сгустков малой массы, входящих в состав большего сгустка, окружающего ЗПП. При этом малые сгустки формируются раньше большого, эффективно захватывая первичные ЧД, но не образуют звезд по причине слишком медленного охлаждения сжимающихся сгустков малой массы в отсутствие металлов. Однако обогащение металлами вещества сгустка,

окружающего проэволюционировавшую ЗПП, «включает» обычные механизмы охлаждения и открывает дорогу сжатию малых сгустков, ведущему к образованию звезд малой массы с аномально низкой, но не нулевой металличностью. Такие звезды действительно были недавно открыты [24]. При этом малость масс таких звезд обеспечивает формирование в конце их эволюции БК, а их раннее формирование – максимально возможный захват первичных ЧД, что в совокупности и делает эффективным метод поиска первичных ЧД на основе процесса их взрывного поглощения БК-ми.

4. Первичные ЧД и дополнительные пространственные измерения

Начатый еще Эйнштейном поиск путей объединения всех взаимодействий привел в последние 20 лет к созданию теории суперструн и обобщающего ее мембранного подхода, непротиворечиво формулируемых лишь в пространствах с дополнительными измерениями [3]. Существование последних должно было бы наиболее ярко проявляться на самых ранних этапах эволюции Вселенной. При этом информация о влиянии дополнительных измерений на расширение Вселенной могла запечатлеться в свойствах первичных ЧД, способных донести ее до наших дней [25, 26].

Наличие дополнительных измерений должно было привести к замедлению космологического расширения и сопутствующего ему падения плотности излучения, заполняющего Вселенную на этом этапе [25, 26]. Замедление падения плотности качественно изменяет роль аккреции по сравнению со случаем традиционной 4-мерной геометрии пространства, приводя к значительному росту масс первичных ЧД за счет поглощения излучения на стадии влияния дополнительных измерений на расширение Вселенной.

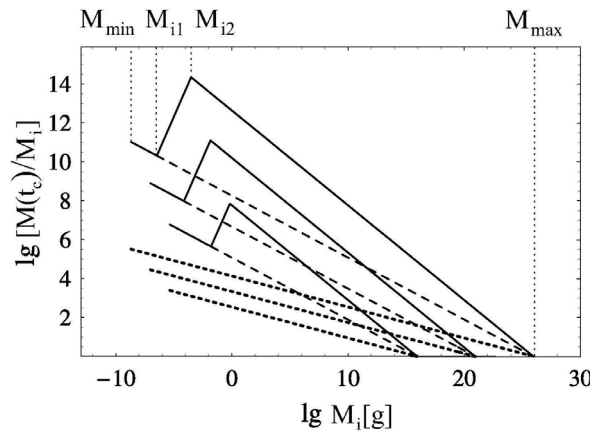


Рис. 3. Зависимость логарифма коэффициента аккреционного роста массы первичных ЧД при радиусах кривизны дополнительного измерения $l = 10^{-12}$, 10^{-7} и 10^{-3} см (снизу вверх) от логарифма начальной массы ЧД. Сплошные линии соответствуют расчету [16], а штриховые и пунктирные – расчетам работ [25, 26]

Адекватная теория аккреционного роста масс первичных ЧД в однобранной модели Рэндалл и Сундрума с одним бесконечным пространственным измерением была впервые развита в наших работах [15, 16]. Полученный там коэффициент аккреционного увеличения массы первичных ЧД на стадии проявления влияния дополнительных измерений $M(t_c)/M_i$, где M_i – начальная масса, $M(t_c)$ – масса в момент t_c завершения эпохи влияния дополнительного измерения на космологическое расширение, оказался существенно выше предсказывавшегося ранее [25, 26] (рис. 3).

Существенно, что масса, приобретаемая ЧД в результате аккреционного роста, определяет величину энергии, выделяемой ЧД при последующем Хокинговском испарении. Поскольку именно эта энергия определяет возможности обнаружения ЧД, предсказанный нами аккреционный рост массы существенно понижает доступную обнаружению долю массы Вселенной $\alpha_i = \alpha_i(M_i)$, заключенную в ЧД при рождении.

Для нахождения α_i можно воспользоваться текущим значением распространенности ПЧД:

$$\alpha(t) = \frac{\rho_{PBH}(t)}{\rho_{rad}(t)}, \quad (5)$$

где ρ_{PBH} и ρ_{rad} – плотность энергии ПЧД и плотность энергии излучения соответственно. Начальные массы сформированных к моменту времени t_i ПЧД есть

$$M_i = 16fM_4 \frac{l_4}{l} \left(\frac{t_i}{t_4} \right)^2, \quad (6)$$

где $f \sim 1$, l – радиус кривизны дополнительного измерения, а l_4 , t_4 , M_4 – четырехмерные планковские длина, время и масса. Особенностью модели RS2 является предсказание существования нестандартной высокоэнергетической фазы в ранней Вселенной [25, 26], оканчивающейся к моменту

$$t_c = \frac{t_4}{2} \frac{l}{l_4}, \quad (7)$$

во время которой масштабный фактор ведет себя как $a \sim t^{1/4}$, при этом $\rho_{rad} \sim t^{-1}$. Это ведет к значительному росту массы ПЧД:

$$M(t) = M_i \left(\frac{t}{t_i} \right)^{2F/\pi}, \quad (8)$$

где F – коэффициент аккреционной эффективности [25], отражающий специфику взаимодействия ПЧД и окружающей материи. Так, в случае бесстолкновительной аккреции $F=1$. Ранее [25, 26] значение F выбиралось на основе качественных соображений, однако в [16] было показано, что $F = 8/3\sqrt{3}$ и обосновано применение гидродинамического приближения.

После окончания высокоэнергетической фазы ПЧД испаряются, испуская Хокинговское излучение за время

$$t_{ev} \approx \frac{t_4}{0.0024g} \frac{l}{l_4} \left(\frac{M(t_c)}{M_4} \right)^2, \quad (9)$$

где g – число типов частиц, испускаемых ПЧД при температуре $T_{bh}=T_4/2\pi r_{bh}$,

где $T_4 = 10^{32}$ К – планковская температура, $r_{BH} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \sqrt{\frac{l}{l_4}} \sqrt{\frac{M}{M_4}} l_4$ – гравитацион-

ный радиус пятимерной ПЧД.

Факт модификации поведения пятимерной ПЧД в ранней Вселенной ведет к наблюдательным ограничениям на их распространенность в этих моделях, так как значение распространенности (5) к моменту (9) будет

$$\alpha(t_{ev}) = \alpha_i(M_i) \frac{M(t_c)}{M_i} \frac{a(t_{ev})}{a(t_i)}. \quad (10)$$

Отношение масштабных факторов при этом

$$\frac{a(t_{ev})}{a(t_i)} = \left(\frac{t_c}{t_i} \right)^{1/4} \left(\frac{t_{ev}}{t_c} \right)^{1/2}, \quad \text{если } t_{ev} < t_{eq}, \quad (11)$$

$$\frac{a(t_{ev})}{a(t_i)} = \left(\frac{t_c}{t_i} \right)^{1/4} \left(\frac{t_{eq}}{t_c} \right)^{1/2} \left(\frac{t_{ev}}{t_{eq}} \right)^{2/3}, \quad \text{если } t_{ev} > t_{eq}, \quad (12)$$

где $t_{eq} \approx 72\,600$ лет, момент равновесия вещества и излучения.

Следовательно, получая из наблюдений ограничение для массовой доли ПЧД при разных красных смещениях к моменту их испарения в разные эпохи $\alpha(t_{ev})$, можно через (10–12) восстановить искомое ограничение на начальную распространенность $\alpha(t_i)$.

Используя известные ограничения на выделение энергии первичными ЧД, испаряющимися в различные эпохи [5, 26], нами были получены зависимости величины α_i от радиуса кривизны дополнительного измерения l . Оказалось, что вопреки имевшимся ранее утверждениям, ограничения на α_i ужесточаются с ростом l . Как известно, максимальная величина $l_{\max} \approx 20$ мм ограничивается лабораторными экспериментами по поиску отклонений от закона Всемирного тяготения [27], а минимальная $l_{\min} \sim 10^{-14}$ см определяется условием совпадения времени Хокинговского испарения ЧД с моментом начала нуклеосинтеза $t \approx 1$ сек. При $l \sim l_{\min}$ нами было получено ограничение $\alpha_i \leq 10^{-17}$. Наиболее же жесткие ограничения $\alpha_i \leq 10^{-41}$ получаются при $l \sim l_{\max}$ из ограничений на спектр космического гамма-фона и степень остаточной ионизации водорода после рекомбинации (рис. 4, 5). Эти ограничения следует сравнить с ограничением $\alpha_i \sim 10^{-28}$ в четырехмерной космологии [6].

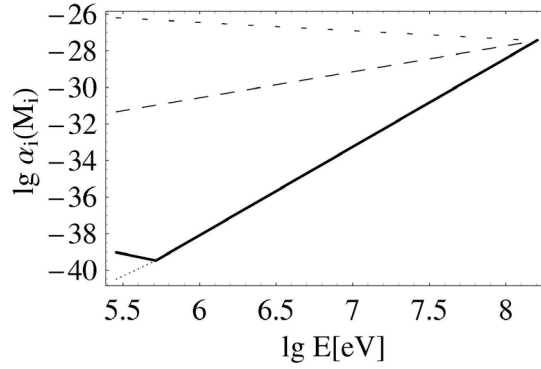


Рис. 4. Ограничения на начальную распространенность масс ПЧД в зависимости от энергии фотонов. Точечная, длинная и короткая пунктирные линии получены из коэффициента роста массы ПЧД (8) при $F = 1.54$; 1 и 0.5 соответственно

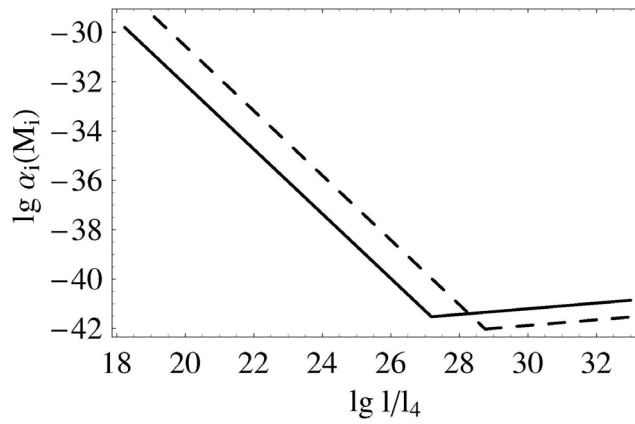


Рис. 5. Зависимость логарифма максимально допустимой начальной доли массы первичных черных дыр, полученной из ограничений на остаточную степень ионизации водорода после рекомбинации при красных смещениях $z = 1100$ – сплошная и $z = 20$ – штриховая кривые, от логарифма отношения радиуса кривизны дополнительного измерения к планковской длине

$$l_4 \approx 1.2 \times 10^{-33} \text{ см}$$

Полученные ограничения позволяют ограничивать параметры Вселенной, имеющей дополнительное измерение, в частности, спектральный индекс спектра адиабатических возмущений плотности [28], определяющий возникновение структур во Вселенной с дополнительными измерениями.

5. Заключение

В качестве общего заключения приведем сводную таблицу результатов, где приведены данные по ограничениям на начальные распространенности ПЧД при максимальном и минимальном радиусе кривизны l , а также для значения $l = l^*$,

Ограничения при $l = l_{min}, l_{max}$ и максимальное ограничение при $l = l^*$

Источник ограничений:	$\alpha_i(l_{max})$	l_{min}/l_4	$\alpha_i(l_{min})$	l^*/l_4	$\alpha_i(l^*)$	$\alpha_i(4D)$
Полная плотность материи	-30	20	-18	30	-31	-18
Диффузионные фотоны	-39	20	-27	30	-40	-27
Избыток антипротонов	-35	20	-28	30	-36	-29
Распад дейтерия при 400 с	-27	15	-21	21	-29	-18
Распад дейтерия при 10^8 с	-29	17	-20	24	-30	-19
Распад дейтерия при 10^{13} с	-30	18	-19	27	-31	-20
Распространенность He	-27	14	-17	19	-26	-18
Спектр СМВ при $z = 2 \cdot 10^6$	-30	17	-21	24	-31	-21
Спектр СМВ при $z = 1100$	-34	18	-23	27	-34	-21
Ионизация H при $z = 1100$	-41	18	-30	27	-42	-29
Ионизация H при $z = 20$	-42	19	-29	29	-42	-29

Примечание. В таблице приведены десятичные логарифмы соответствующих величин.

соответствующего точке излома на графиках, которая означает максимальное ограничение. Там же приведены для сравнения и данные по ограничениям на основе стандартной космологии.

Из результатов таблицы видно, что наиболее жесткие ограничения накладываются измерением высокоэнергетического диффузионного фотонного фона, а также остаточными степенями ионизации водорода. С другой стороны, данные первичного нуклеосинтеза позволяют исследовать область гораздо меньших радиусов кривизны $l \simeq 10^{14} l_4$. Добавим, что еще одна важная причина, по которой не прекращаются попытки обнаружения ПЧД связана с тем, что это позволяет ограничить спектр флуктуаций плотности в ранней Вселенной, который определяет возникновение крупномасштабных структур на более поздних стадиях эволюции [29]. Так, если ПЧД формируются прямо из возмущений плотности, то доля областей, подверженных коллапсу, определяется среднеквадратическим отклонением

$$\sigma(M) \equiv \frac{\sqrt{(\delta M)^2}}{M} \quad (13)$$

флуктуаций, проникающих под горизонтом в данную эпоху. Полагая, что флуктуации имеют Гауссово распределение и являются сферически симметричными, можно заключить, что доля коллапсирующих областей массы M

$$\alpha_i(M) = \sigma(M) \exp\left(-\frac{\delta_c^2}{2\sigma^2(M)}\right). \quad (14)$$

Как хорошо известно, самые жесткие ограничения $\alpha_i \sim 10^{-28}$ для радиационно доминированной четырехмерной Вселенной, для которой $\delta_c = \gamma = p/\rho = 1/3$, следуют из измерений высокоэнергетического фона диффузионных фотонов и антипротонного избытка [29] для ПЧД, имеющих массы, порядка Хокинговской $M_H \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ г}$. Соотношение (14) позволяет обратить это ограничение для вариации масс $\sigma(M) \leq 0.030$.

Недавние исследования [30] процесса коллапса в высокоэнергетическую эпоху модели RS2 демонстрируют, что параметр $\delta_c \sim 0.1$. Таким образом, взяв $\alpha_i \sim 10^{-40}$ можно заключить, что это приведет к более жестким ограничениям $\sigma(M) \leq 0.0076$ для вариации масс в пятимерной космологии класса RS2 по сравнению с четырехмерным результатом.

Резюмируя можно констатировать, что первичные черные дыры открывают уникальные возможности исследования ранних этапов эволюции Вселенной, позволяя получать информацию о спектре начальных возмущений плотности Вселенной и влиянии дополнительных измерений на ход космологического расширения.

Литература

1. *Линде А. Д.* Физика элементарных частиц и инфляционная космология. 1990.
2. *Kolb. E. W., Turner M. S.* The Early Universe. Frontiers in Physics, 69. 1990.
3. *Грин М., Шварц Дж., Виттен Э.* Теория суперструн. 1990. Т. 1, 2.
4. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* // Астрон. журн. 1966. Т. 43. С. 758.
5. *Hawking S. W.* // Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 1971. Vol. 152. P. 75.
6. *Carr B. J.* // Astrophys. J. 1975. Vol. 205. P. 1; astro-ph/0504034.
7. *Hawking S. W.* // Nature. 1974. Vol. 240. P. 30.
8. *Gasperini M., Veneziano G.* // Phys. Rept. 2003. Vol. 373. P. 1; hep-th/0207130.
9. *Тухомиров В. В., Юралеви́ч С. Э.* // Изв. НАНБ. Сер. физ.-мат. наук. 2001. С. 73.
10. *Tikhomirov V. V., Yuralevich S. E.* // Two new possible mechanisms of supernova-like explosions. 2004. P. 263.
11. *Tikhomirov V. V., Yuralevich S. E.* // Proc. of Int. 7th School on Non-Accelerator Astroparticle Physics, ICTP, Trieste, Italy. 2005. P. 304.
12. *Yuralevich S. E.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl). 2003. Vol. 118. P. 509.
13. *Tikhomirov V. V., Yuralevich S. E.* // Ядерная физика. 2004. Т. 67. С. 2062.
14. *Tikhomirov V. V., Siahlo S. E.* // Gravitation & Cosmology. 2005. Vol. 11. P. 229.
15. *Tikhomirov V. V., Tselkov Yu. A.* // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2005. Vol. 8:3. P. 308.
16. *Tikhomirov V. V., Tsalkou Yu. A.* // Phys. Rev. D. 2005. Vol. 72. P. 121301(R).
17. *Докучаев В. И., Волкова Л. В.* // Письма ЖЭТФ. 1994. Т. 60. С. 72.

18. Деришев Е. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. С. 652.
19. Герштейн С. С. и др. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 5.
20. Derishev E. V., Belyanin A. A. // Astron. Astrophys. 1999. Vol. 343. P. 1.
21. Gondolo P., Silk J. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 1719.
22. Bromm V., Larson R. B. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2004. Vol. 42. P. 79; astro-ph/0311019.
23. Susa H., Umemura M. // astro-ph/0604423.
24. Christlieb N. et al. // Nature. 2002. Vol. 419. P. 904.
25. Clancy D., Guedence R., Liddle A. R. // Phys. Rev. D. 2003. Vol. 68. P. 023507.
26. Sendouda Y. et al. // Phys. Rev. D. 2003. Vol. 68. P. 103510.
27. Smullin S. J. // Phys. Rev. D. 2005. Vol. 72. P. 122001.
28. Sendouda Y. et al. // JCAP. 2006. Vol. 0606. P. 003; astro-ph/0603509.
29. Carr B. J. // Astrophys. J. 1975. Vol. 201. P. 1; astro-ph/0504034.
30. Kawasaki M. // Phys. Lett. 2004. Vol. B591. P. 203.

ON THE POSSIBILITY OF INVESTIGATION OF THE FIRST STAGE OF THE UNIVERSE EVOLUTION

V. V. Tikhomirov, V. V. Malyschchits*, S. E. Siahlo, Yu. A. Tsalkou

The results and perspectives of investigation of both the early Universe and extra dimension problem using the methods of primordial black hole search suggested by the authors are reviewed.

Namely, it is shown that primordial black holes (PBH) with masses $M_{bh} > 5 \times 10^{14}$ g are able to absorb the most dense white dwarfs (WD) and that with masses $M_{bh} > 10^{16}$ g – any WDs for the Hubble time. WD matter absorption is accompanied by neutronization and neutrino emission which energy more than ten orders exceeds that of PBHs' Hawking radiation. The most dense WD absorption is accompanied by the neutrino burst carrying away 10^{51} erg and more for about a tenth of a second. If such a burst takes place at several kiloparsecs from the Earth it will be detected by the existing neutrino detectors with confidence. The burst mentioned could heat the WD interior to the temperatures high enough to ignite the nuclear burning giving rise to a supernova-like explosion. Both the WDs absorption by PBHs and the accompanying processes allow to improve the constraints on abundance of weakly emitting PBHs by several orders.

New astrophysical restrictions on abundance of primordial black holes (PBHs) in the Randall-Sundrum Type II braneworld cosmology are also obtained. It is shown that since particle collisions considerably increase accretion rate from the cosmological background onto 5D primordial black holes formed during the high-energy phase of the Randall-Sundrum Type II braneworld scenario. This accretion rate increase leads to new, much tighter observational constraints on initial PBH mass fraction following from critical density limit and measurements of high-energy diffuse photon background and antiproton excess for PBHs completing their Hawking evaporation at present. Comparison with other types of astrophysical constraints on PBHs abundance such as primordial nucleosynthesis, hydrogen ionization and CMB spectrum distortion for PBHs from earlier epoch is also discussed.

A new method of primordial black hole (PBH) search based on the Population III star (PIIS) absorption is proposed. A slow PBH motion in the epoch of PIIS formation makes efficient both PBH orbit contraction and further PBH deceleration leading to the population of dense PIIS regions by PBHs. The following matter absorption allows PBHs with masses $M > 10^{22}$ g to completely absorb PIISs for the time of their existence. The PIISs absorption possibility opens up a new way of PBH search or establishing new constraints on the abundance of PBHs with masses from 10^{22} to 10^{30} g.

* Department of Physics, Belarusian State University.