

Primordial Black Holes

Свадковский И.В., группа E10-05

Первичные черные дыры являются одним из теоретических инструментов космоархеологического анализа, позволяющим получить информацию о ранней Вселенной. Они менее модельно зависимы, чем расчеты закалки гипотетических частиц или образования топологических дефектов в космологических фазовых переходах.

Как показали Зельдович и Новиков (1966 г.), черные дыры с любой массой, превышающей планковскую массу, в принципе, могли образоваться в ранней Вселенной, поскольку масса в размерах космологического горизонта может естественным образом сформировать черную дыру, если расширение остановится в рассматриваемой области. Такая черная дыра называется первичной черной дырой (ПЧД).

1. Образование ПЧД

Прямое образование ПЧД на пылевых стадиях

Ранние пылевые стадии могли возникать за счет доминантности во Вселенной метастабильных сверхмассивных частиц. В принципе пылевые стадии могли бы возникать и за счет доминантности ранее образовавшихся маломассивных ПЧД, например, за счет высокоамплитудных случайных выбросов в пространственном распределении неоднородностей с малой дисперсией.

Прямое рождение ПЧД означает, что после того как флуктуация плотности выросла до величины порядка 1 и обособилась от общего космологического расширения, конфигурация сжимается под свой гравитационный радиус.

Когда в процессе сжатия плотность приближается (время t_{BH}) к ρ_{BH} , уравнение состояния внутри конфигурации может оказаться релятивистским: $p = \frac{1}{3}\epsilon$. Чтобы обеспечить достаточное условие для образования черной дыры, градиент давления не должен превышать гравитационных сил. Это ограничивает неоднородность конфигурации на момент t_{BH}

$$\frac{\delta\rho_{BH}}{\rho_{BH}} < 1. \quad (1)$$

Если частицы не взаимодействуют друг с другом и с излучением, то смена уравнения состояния при сжатии до плотности ρ_{BH} может и не происходить. В этом случае черная дыра заведомо образуется, если конфигурация успевает сжаться до размера гравитационного радиуса раньше, чем в центре плотность формально обратится в бесконечность из-за самопересечения слоев свободно движущихся по радиусу частиц (образование так называемой каустики). В противном случае, пройдя через центр, частицы могут вновь разлетаться из центральной области, препятствуя тем самым образованию ПЧД.

Спектр масс ПЧД, образовавшихся за счет прямого механизма на ранней пылевой стадии, можно связать со спектром флуктуаций плотности, которые формируются, в частности, на инфляционной стадии.

Образование ПЧД за счет прямого механизма сильно подавлено для флуктуаций в пределах космологического горизонта до начала пылевой стадии, так же как и для флуктуаций, которые не успели вырасти до единицы до конца этой стадии.

Механизм прямого образования ПЧД обеспечивает универсальную модельно независимую проверку для неоднородностей на пылевых стадиях в очень ранней Вселенной. Чувствительность этой проверки на основе астрофизических данных сильно возрастает при анализе возможных эффектов испарения ПЧД.

Образование ПЧД в фазовых переходах первого рода

Другой источник неоднородности, который также может приводить к образованию черных дыр, связан с фазовым переходом первого рода в ранней Вселенной.

Расширение в ложном вакууме пузырей истинного вакуума создает сильно неоднородную структуру стенок пузырей, так что энергия, которая высвобождается при переходе от ложного вакуума к истинному, преобразуется в кинетическую энергию этих стенок. Столкновение пузырей может сконцентрировать эту энергию в пределах ее гравитационного радиуса, создавая черную дыру. Это делает спектр ПЧД чувствительным индикатором характера фазового перехода в ранней Вселенной.

Образование ПЧД при коллапсе замкнутых стенок

Космологические фазовые переходы в инфляционной Вселенной могут приводить к образованию космологических дефектов, которые являются сильно неоднородными структурами (например, облака

массивных первичных черных дыр).

Для качественного описания рассмотрим модель $U(1)$, в которой комплексное поле имеет потенциал

$$V(\psi) = \frac{\lambda}{2}(\psi^2 - f^2)^2. \quad (2)$$

После спонтанного нарушения симметрии возникает бесконечное вырождение вакуума:

$$\psi = f e^{i\varphi/f}, \quad (3)$$

и истинному вакууму в этом случае соответствуют дискретные значения $\theta = \varphi/f = 0, 2\pi, \dots$

Стягивая замкнутый контур, который изменяет фазу на 2π , приходим к ситуации, когда значение фазы неопределено. Т.е. существует малая область ложного вакуума, в которой плотность энергии ненулевая. В пространстве эти малые области образуют линию - аксионную нить.

В какой-то момент происходит "наклон" потенциала (2) за счет присутствия другого потенциала вида

$$V(\varphi) = \Lambda^4(1 - \cos(\varphi/f)), \quad (4)$$

связанного с вкладом инстантонных эффектов.

Тогда точка $\theta = \pi$ становится максимумом, а истинному вакууму соответствуют значения $\theta = 0$ и $\theta = 2\pi$. В момент, когда это происходит, в направлении $\theta = \pi$ возникает стенка, которая соответствует переходу от вакуума $\theta = 0$ к вакууму $\theta = 2\pi$. Следовательно, возникает нестабильная вакуумная структура (эти стенки впоследствии сжимаются и исчезают).

Пусть теперь фазовый переход с нарушением $U(1)$ симметрии происходит на инфляционной стадии. Во время инфляции фаза флуктуирует и может "перейти" значение π . Тогда возникают области, в которых фаза равна 0, и области с фазой 2π . Эти области ограничены и границей их является замкнутая стенка. Образовавшиеся таким образом замкнутые стенки при своем коллапсе формируют черные дыры больших масс (вплоть до масс активных галактических ядер (AGNs)).

Такие черные дыры образуют облака массивных первичных черных дыр и их изучение может пролить новый свет на проблему образования галактик.

II. Испарение ПЧД

Возможность испарения черных дыр, открытая Хоукингом (1975 г.), является важнейшим свойством с точки зрения возможных эффектов ПЧД на РД-стадии. Испарение черной дыры описывается как излучение с поверхности черного тела с температурой

$$T_{PCH} = \frac{1}{4\pi r_g} = \frac{m_{pl}^2}{8\pi M} \quad (5)$$

(здесь M - масса черной дыры, r_g - ее гравитационный радиус).

Каждый процесс рождения частиц в окрестности черной дыры - это процесс рождения в сильном гравитационном поле пары частиц, одна из которых уходит на бесконечность, а вторая исчезает под гравитационным радиусом.

Черная дыра теряет свою массу со скоростью

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{dE}{dt} \sim \frac{m_{pl}^4}{M^2}. \quad (6)$$

Значит, за время

$$t_e \sim \left(\frac{M}{m_{pl}} \right)^3 t_{pl} \quad (7)$$

черная дыра с массой M потеряет всю свою массу (испарится).

III. Испарение ПЧД как источник $N\bar{N}$ -пар

Потоки частиц от испаряющейся ПЧД могут оказывать такое же влияние на физические процессы во Вселенной, как и продукты распада метастабильных частиц. Различие заключается в том, что при испарении ПЧД должны рождаться все без исключения типы частиц с массой $m < T_{PBH}$, предсказываемые физикой элементарных частиц.

Как следует из (5), ПЧД с массой

$$M < M_{\bar{p}} = 10^{13}g \quad (8)$$

имеет температуру поверхности более 1 Гэв, так что становится возможным рождение нуклонов и антинуклонов при испарении такой ПЧД.

Согласно современным представлениям, в адронных процессах при высоких энергиях сначала рождаются кварки и глюоны, а затем происходит их фрагментация в адроны (адронизация). Можно ожидать, что то же самое будет происходить при испарении ПЧД.

Грубая оценка плотности числа антипротонов $n_{\bar{p}}$ от испарения ПЧД с массой $M < M_{\bar{p}} = 10^{13}g$ (эти ПЧД испаряются на РД-стадии) дает:

$$n_{\bar{p}} = 10^3 \cdot \frac{g_g}{g_{tot}} \cdot \alpha(M) \left(\frac{1c}{t_e} \right)^{1/3} \Omega_b^{-1} n_b, \quad (9)$$

где g_g и g_{tot} - статистические веса глюонов и полного числа частиц соответственно, $\alpha(M) = \frac{\rho_{PBH}}{\rho_{tot}}$ - относительный вклад ПЧД с массой M в полную космологическую плотность ρ_{tot} в период их испарения.

IV. Ограничения на ПЧД

Верхняя граница на количество антипротонов от ПЧД с массой $10^{10} < M < 10^{13}g$, испаряющихся на РД-стадии, ограничивает возможный вклад $\alpha(M)$ таких ПЧД в космологическую плотность в период их испарения. Если пренебречь эффектами сверхслабо взаимодействующих частиц, можно получить верхний предел

$$\alpha(M) = \frac{\rho_{PBH}}{\rho_{tot}} < 10^{-4}. \quad (10)$$

Выведем теперь из верхнего предела ограничение на вероятность W_{PBH} образования ПЧД. Величина W_{PBH} определяет вклад ПЧД в космологическую плотность при $t \geq t_f$ (t_f - момент окончания ранней пылевой стадии). На этой стадии преобладают релятивистские частицы с уравнением состояния $p = \frac{1}{3}\epsilon$.

Относительный вклад ПЧД в космологическую плотность растет на этой стадии как

$$\frac{\rho_{PBH}(M)}{\rho_{tot}} \propto \frac{M}{T} \propto a(t) \propto \left(\frac{t}{t_f} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Значит, в период испарения ПЧД на РД-стадии (при $t = t_e$) получаем:

$$\alpha(M) = W_{PBH} \left(\frac{t_e}{t_f} \right)^{1/2} = W_{PBH} \left(\frac{M}{m_{pl}} \right)^{3/2} \left(\frac{t_{pl}}{t_f} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Верхний предел на величину $\alpha(M)$ накладывает верхний предел на вероятность W_{PBH} , зависящую от амплитуды возмущений плотности δ . Это обеспечивает проверку существования сверхтяжелых частиц и полей, предсказываемых теорией частиц.

В случае образования ПЧД на РД-стадии за счет хвоста высокоамплитудных выбросов в гауссовском распределении амплитуды возмущений вероятность образования ПЧД определяется только величиной δ :

$$W_{PBH} \sim \exp \left(-\frac{1}{18\delta^2} \right). \quad (13)$$

Верхний предел на $\alpha(M)$ налагает следующее ограничение на вероятность образования ПЧД при временах $t = \frac{M}{m_{pl}} t_{pl}$:

$$W_{PBH} \sim \frac{m_{pl}}{M} \alpha(M) < 4 \cdot 10^{-20} \left(\frac{10^{10}g}{M} \right), \quad (14)$$

тем самым обеспечивая верхний предел на возможную амплитуду возмущений в малых масштабах:

$$\delta < 3,5 \cdot 10^{-2} \left(1 + \frac{1}{45} \ln \left(\frac{M}{10g} \right) \right)^{-1/2}. \quad (15)$$

Это обстоятельство ограничивает возможные параметры самодействия скалярного поля, которое вводится в инфляционных моделях.

Длительные стадии когерентных колебаний скалярного поля могут быть предсказаны в рамках инфляционных моделей. На этих стадиях возможно образование ПЧД. По окончании таких стадий из-за распада скалярного поля (Старобинский, 1980) продукты его распада термализуются, и Вселенная разогревается до температуры T_R , определяемой продолжительностью τ стадии когерентных колебаний поля:

$$T_R \sim \left(\frac{m_{pl}}{\tau} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

Как продолжительность стадии, так и вероятность образования ПЧД на ней определяются параметрами одной и той же инфляционной модели, самодействием инфляционного скалярного поля. Верхний предел на вероятность образования ПЧД накладывает ограничения на эти параметры.

Ограничение на значение τ накладывает нижний предел на температуру разогрева после инфляции T_R , если

$$\delta > 6.4 \cdot 10^{-4}. \quad (17)$$

Эти нижние пределы находятся в тесной взаимосвязи с ограничениями на параметры локальных суперсимметричных моделей, предсказывающими существование гравитино с массой $m_G \sim 100 GeV$.

V. Заключение

Гравитационный механизм рождения частиц в испаряющихся первичных черных дырах делает их единственным источником любых видов частиц, который может существовать в нашем пространстве-времени. По крайней мере теоретически, ПЧД могут быть рассмотрены как источники таких частиц, вероятность рождения которых сильно подавлена в других астрофизических процессах.

Возможность существования облаков массивных ПЧД предлагает новый подход для объяснения формирования галактик в модели Горячей Вселенной. Анализ космологических следствий теории частиц указывает на возможность существования неоднородных первичных структур в распределении как скрытой массы, так и барионов. Эти структуры представляют собой новый элемент в теории образования галактик.

Связь параметров теории и начальной неоднородности Вселенной, которая в свою очередь, связана со спектром ПЧД, позволяет получить ряд астрофизических наблюдательных ограничений на параметры теории в зависимости от начальной неоднородности Вселенной.

Литература

1. М.Ю. Хлопов, Основы космомикрoфизики, УРСС, 2004 г.
2. Maxim Yu. Khlopov, Primordial Black Holes, arXiv:0801.0116v1 [astro-ph] 30 Dec 2007.
3. Л. Г. Полнарeв, М. Ю. Хлопов, Космология, Первичные Черные Дыры и Сверхмассивные Частицы, УФН, 1985 г. Март, Том 143, вып. 3.
4. Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, 1966 г., Астрoн. ж. 43, 758.
5. S.W. Hawking, 1975, Comm. Math. Phys. 43, 199.
6. A.A. Starobinsky, 1980, Phys. Lett. 91, 99.