

Primordial Black Holes

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).

I. 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

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

(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

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

Значит, за время

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

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

II. 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 (1), ПЧД с массой

$$M < M_{\bar{p}} = 10^{13}g \quad (4)$$

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:

$$n_{\bar{p}} = 10^3 \cdot \frac{g_g}{g_{tot}} \cdot \alpha(M) \left(\frac{1c}{t_e}\right)^{1/3} \Omega_b^{-1} n_b, \quad (5)$$

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.

III. 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

$$\alpha(M) = \frac{\rho_{PBH}}{\rho_{tot}} < 10^{-4}. \quad (6)$$

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 $p = \frac{1}{3}\varepsilon$.

Относительный вклад ПЧД в космологическую плотность растет на этой стадии как

$$\frac{\rho_{PBH}(M)}{\rho_{tot}} \propto \frac{M}{T} \propto a(t) \propto \left(\frac{t}{t_f}\right)^{1/2}. \quad (7)$$

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

$$\alpha(M) = W_{PBH} \left(\frac{t_e}{t_f}\right)^{1/2} = W_{PBH} \left(\frac{M}{m_{pl}}\right)^{3/2} \left(\frac{t_{pl}}{t_f}\right)^{1/2}. \quad (8)$$

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 :

$$W_{PBH} \sim \exp\left(-\frac{1}{18\delta^2}\right). \quad (9)$$

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

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

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

$$\delta < 3,5 \cdot 10^{-2} \left(1 + \frac{1}{45} \ln\left(\frac{M}{10g}\right)\right)^{-1/2}. \quad (11)$$

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