

УДК 539

ОБРАЗОВАНИЕ СКОПЛЕНИЙ ПЕРВИЧНЫХ ЧЁРНЫХ ДЫР ИЗ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

В. В. Никулин, С. Г. Рубин, А. А. Кириллов, Л. А. Хромых

В статье рассматривается новая модель образования первичных чёрных дыр (ПЧД). Механизм генерации ПЧД основан на коллапсе массивных стенок, образующихся в скалярном поле при фазовых переходах второго рода, вызванных квантовыми флуктуациями во время инфляции. Существенной чертой механизма является возникновение первичных чёрных дыр в виде скоплений (кластеров). В работе получен аналитический спектр масс ПЧД и показана возможность формирования кластеров с суммарной массой $\sim 10^5 - 10^8 M_\odot$, размером ~ 1 пк и количеством $\sim 10^{11}$, что соответствует наблюдательным данным о количестве галактик в видимой части Вселенной. Показана перспектива использования предлагаемого подхода как нового сценария формирования галактических ядер в ранней Вселенной.

Ключевые слова: первичные чёрные дыры, фазовые переходы, ранняя Вселенная, космологическая инфляция.

Введение. Сегодня практически никто не сомневается в наличии сверхмассивных чёрных дыр (СМЧД) в центрах большинства галактик. Тем не менее, механизм их образования остаётся неясным. Согласно многим исследованиям, формирование звёзд и галактических ядер происходило практически одновременно [1]. Вполне возможно, что СМЧД имеют первичное происхождение. Первичные чёрные дыры (ПЧД), в отличие от “звёздных”, могут иметь, вообще говоря, произвольную массу. Они, кроме того, обладают практически нулевым собственным моментом вращения, что может объяснять результаты наблюдений слияния чёрных дыр, зарегистрированных в экспериментах LIGO и Virgo [2, 3].

НИЯУ МИФИ, 115409 Россия, Москва, Каширское шоссе, 31; e-mail: N-Valer@yandex.ru.

Одна из возможностей формирования первичных чёрных дыр – фазовые переходы во время космологической инфляции. Во время инфляции квантовые флуктуации различных полей быстро “раздуваются” до макроскопических размеров, формируя первичные неоднородности, включая кластеры первичных чёрных дыр.

Основная идея. Наши вычисления основаны на механизме, предложенном в работах [4–6]. Предполагается, что существует поле ϕ с потенциалом типа “мексиканская шляпа”:

$$V(\phi) = \lambda(|\phi|^2 - f^2/2)^2 + \Lambda^4(1 - \cos \theta), \quad (1)$$

где поле $\phi = |\varphi|e^{i\theta}$, f – значение вакуумного среднего поля φ , и $\Lambda^4(1 - \cos \theta)$ – вклад от инстантонных эффектов в перенормировку лагранжиана. Потенциал слегка наклонён, поэтому точки минимума находятся в $\theta = 2\pi n$, где $n \in \mathbb{Z}$ (рис. 1). Предполагается, что к моменту начала инфляции для наблюдаемой части Вселенной поле уже скатилось в долину, а радиальная компонента массы достаточно велика, чтобы поле флуктуировало только вдоль этой долины.

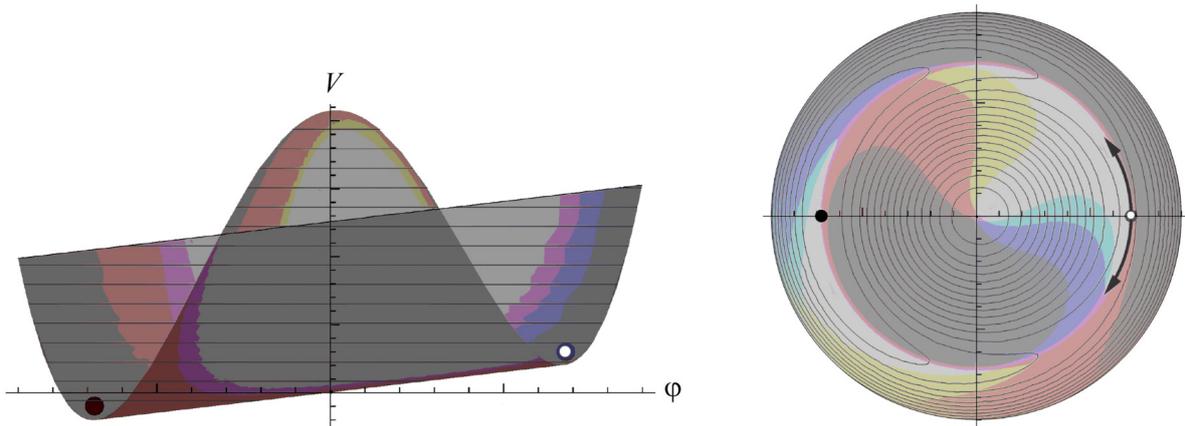


Рис. 1: Потенциал (1). Его вакуумные состояния (чёрная точка, слева) расположены в точках $\theta = 2\pi n$, где $n \in \mathbb{Z}$. Стрелки – направления эволюции поля к минимуму потенциала.

За счёт квантовых флуктуаций во время инфляции в фазе θ происходят случайные блуждания. Мы можем вычислить $f(\theta, t)$ – распределение фазы θ к моменту времени t . Это распределение является решением уравнения Фоккера–Планка [7]. Пусть начальное значение фазы поля θ_U слегка отличается от минимального. После инфляции классическая эволюция поля приведёт к его скатыванию в основной минимум в большей части Вселенной. Однако некоторые квантовые флуктуации перенесут поле через

значение $\theta = \pi$, что приведёт к тому, что после инфляции поле перейдёт в другой минимум (скатится с другой стороны), что сформирует область другого вакуума. Вокруг него возникнет (после инфляции) массивная доменная стенка, при достаточной массе коллапсирующая в ПЧД.

Во время инфляции размер горизонта составляет H^{-1} , он также является характерным размером флуктуаций. Мы можем вычислить зависимость вероятности возникновения критической флуктуации от времени:

$$P(t) = \int_{\pi}^{\infty} f(\theta, t) d\theta, \quad (2)$$

и, следовательно, число будущих доменных стенок:

$$n_{\text{cr}}(t) = e^{3Ht} P(t) = e^{3N_t} P(N_t/H), \quad (3)$$

где e^{3Ht} – число причинно-несвязанных областей к моменту времени t , $Ht_{\text{inf}} = N_{\text{inf}}$ – число e -фолдов к концу инфляции, $Ht = N_t$ – число e -фолдов в момент времени t .

Спектр масс ПЧД. Для вычисления спектра масс доменных стенок необходимо знать их размер к моменту коллапса. Размер домена, возникшего в момент t , к концу инфляции:

$$r_{\text{inf}}(N_t) = e^{N_{\text{inf}} - N_t}. \quad (4)$$

Доменная стенка продолжает расширяться до тех пор, пока горизонт не достигнет её размера. Размер стенки r к моменту ухода её под горизонт:

$$r(r_{\text{inf}}) = Hr_{\text{inf}}^2/2N_{\text{inf}}. \quad (5)$$

Масса доменной стенки радиуса r :

$$m(r) = 4\pi r^2 \sigma, \quad (6)$$

где $\sigma = 4\Lambda^2 f$ – поверхностная плотность энергии доменной стенки [4]. Таким образом, используя для вычисления функции, обратные к (4)–(6), мы можем вычислить распределение ПЧД по массам: подставляя $N_t = N_t(r_{\text{inf}}(r(m)))$ в (3), получим $n_{\text{cr}}(m)$.

Кластеры ПЧД. Флуктуации, перекидывающие значение поля через критическое, являются многократными, поэтому область с ложным вакуумом создаётся с гораздо большей вероятностью вокруг области, в которой значение поля уже достигло критического – ПЧД формируют скопления. Мы можем использовать полученную формулу

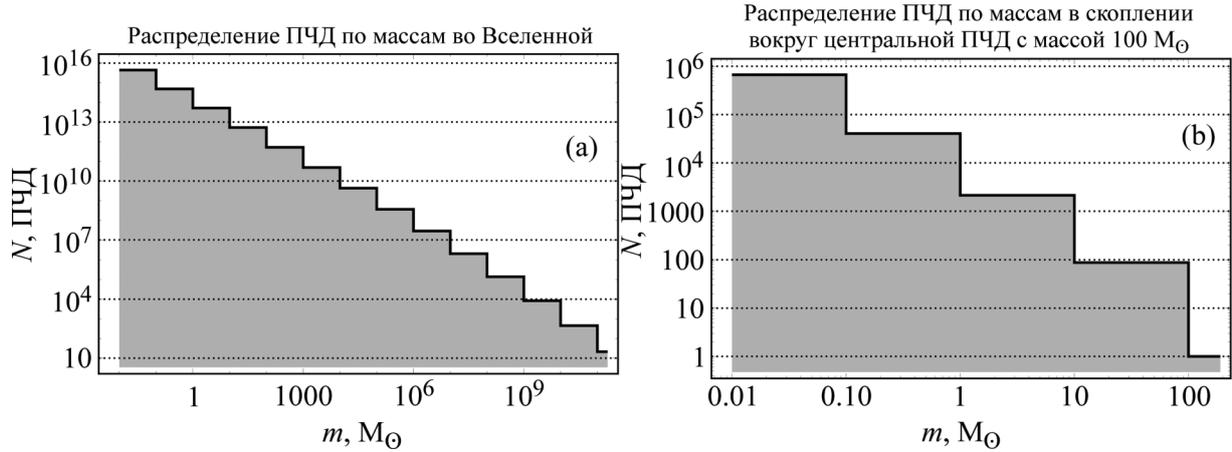


Рис. 2: Поинтервальные спектры масс ПЧД: (a) для наблюдаемой Вселенной; (b) для скопления вокруг центральной ПЧД массы $M_0 = 100M_\odot$, число таких скоплений во Вселенной $\sim 10^{11}$.

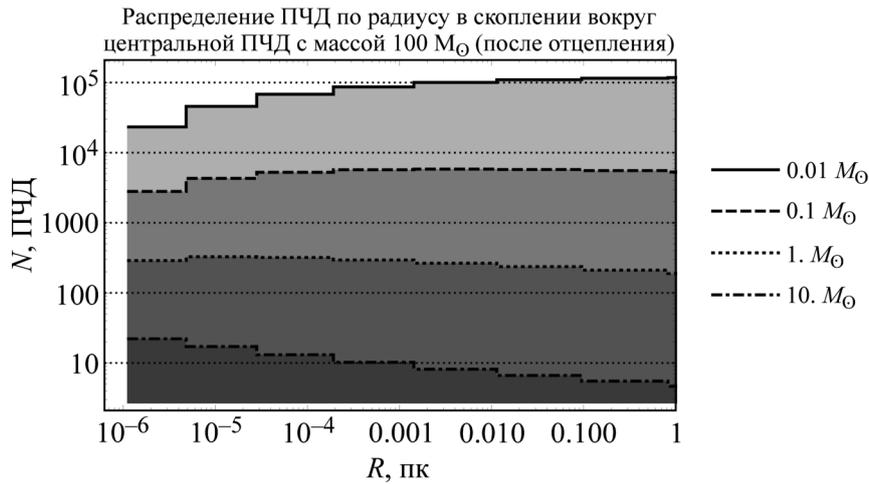


Рис. 3: Пространственная структура скопления вокруг центральной ПЧД массы $M_0 = 100M_\odot$ (после отцепления такого скопления от расширения).

(3) с небольшими изменениями для вычисления спектра масс и радиального распределения ПЧД в скоплениях.

Для вычисления конкретных результатов мы выбрали следующие параметры, согласующиеся с наблюдаемой анизотропией реликтового излучения: $H = 10^{13}$ ГэВ, $N_{\text{inf}} = 60$, $\Lambda = 0.011$ и начальное значение фазы поля $\theta_U = 0.05\pi$. На рис. 2(a) видно, что число ПЧД масс $\sim 10^2 M_\odot$ соответствует числу галактик в наблюдаемой Вселенной. На рис. 2(b), 3 показаны пространственные и массовые распределения для скопления

с “центральной” ПЧД массой $\sim 10^2 M_\odot$. Суммарная масса скопления $\sim 10^5 M_\odot$, а его радиус составляет ~ 1 пк – такие сверхплотные компактные кластеры могут объяснять ранние квазары и галактические ядра.

Заключение. В статье рассматривается новая модель образования первичных чёрных дыр. Показано, что ПЧД в обсуждаемом механизме формируют скопления. Большинство скоплений приобретают размеры порядка 1 пк и достаточно компактны для того, чтобы в результате своей эволюции стать галактическими ядрами (важно отметить, что разрабатываемая модель легко согласуется с данными по общему числу галактик) и “зародышами” будущих ранних квазаров, существование которых при красных смещениях $z > 6$ составляет одну из важных проблем современной наблюдательной астрономии [8].

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Sylvain Veilleux. The starburst-agn connection. In *Starburst Galaxies: Near and Far* (Springer, Berlin, 2001), pp. 88-94.
- [2] LIGO Collaboration, Virgo Collaboration, et al., Phys. Rev. Lett. **118**(22), 221101 (2017).
- [3] LIGO Collaboration et al., Phys. Rev. Lett. **116**(24), (2016).
- [4] M. Yu. Khlopov, R. V. Konoplich, S. G. Rubin, and A. S. Sakharov, Gravitation and Cosmology **6**(3), 153 (2000).
- [5] V. I. Dokuchaev, Yu. N. Eroshenko, S. G. Rubin, and D. A. Samarchenko, Astronomy Letters **36**(11), 773 (2010).
- [6] V. V. Nikulin, A. V. Grobov, and S. G. Rubin, J. Phys. Conf. Ser. **934**(1), 012040 (2017).
- [7] Andrei D. Linde, Phys. Lett. B **116**(5), 335 (1982).
- [8] Linhua Jiang, Ian D. McGreer, Xiaohui Fan, et al., The Astrophysical Journal **833**(2), 222 (2016).

Поступила в редакцию 15 августа 2018 г.

После доработки 14 марта 2019 г.

Принята к публикации 14 марта 2019 г.

Публикуется по результатам VII межинститутской молодежной конференции “Физика элементарных частиц и космология 2018” (ФИАН, Москва).