Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 5, стр. 261 – 262 *10 марта 1989 г.*

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ВЗРЫВА В ПОЛНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Б.В.Чириков

Обсуждается гипотеза об очень быстром расширении ("взрыве") конечной Вселенной сразу же вслед за ее квантовым рождением. Дана оценка коэффициента расширения, который экспоненциально зависит от полного числа различных полей в природе.

Общая теория относительности в применении к космологии приводит, как хорошо известно, к сингулярному состоянию Вселенной в прошлом [1]. По порядку величины квантовый размер сингулярности определяется планковскими масштабами, которые примем за единицу: $8\pi G/3 = \hbar = c = 1$. Будем рассматривать закрытую модель, в которой возможно квантовое рождение Вселенной [2, 3] (так называемая, полная космологическая модель).

Вблизи сингулярности

$$\epsilon = NT^4 = 1/4t^2 ; \qquad a = a_1\sqrt{t}, \tag{1}$$

где ϵ – плотность энергии; T – температура; $N \gg 1$ – эффективное число различных полей в природе (вместе с некоторыми числовыми множителями) – большой параметр задачи; a – радиус кривизны и размер пространства. Экстраполяция современных наблюдательных данных приводит к чрезвычайно большому значению $a_1 \gtrsim 10^{30}$ (вместо естественного $a_1 \sim 1$) [3, 6]. Это – одна из космологических загадок: наша Вселенная почему-то слишком большая, или слишком плоская. Для объяснения этой особенности в последние годы разрабатываются самые различные модели "раздувающейся" Вселенной [3 – 6]. Все они в той или иной форме содержат "космологическую постоянную" ($\epsilon \to C \approx$ const). Ниже предлагается еще одна модель быстрого расширения Вселенной, основанная, однако, на ином механизме.

Анализ различных режимов расширения удобно проводить по зависимости $\epsilon(t)$ в основном уравнении Эйнштейна, которое вблизи сингулярности можно записать в виде (метрика $ds^2 = dt^2 - a^2(t)dl^2$):

$$\dot{a}/a \approx \sqrt{\epsilon}. \tag{2}$$

Классические степенные решения Фридмана соответствуют очень специальному ("критическому") закону $\epsilon(t)$ (1), при котором расширение происходит наиболее медленно. Если $\epsilon(t)$ убывает еще более плавно, например, $\epsilon \sim t^{-q}$; $q < 2$, то расширение становится экспоненциальным: $\ln a \sim t^{1-q/2}$. В частности, известный режим раздувания соответствует $q = 0$. Цель настоящей статьи – обратить внимание на то, что быстрое расширение Вселенной возможно и при более крутом, чем критическое, падение $\epsilon(t)$. Пусть, например, $q > 2$, тогда $\ln a \sim -A/t^{q/2-1}$. Если к тому же $A \gg 1$, то расширение носит характер "взрыва".

При каких физических условиях мог бы произойти такой взрыв? Представляется, что это возможно как раз в случае быстрого (за время $t_0 \sim 1$) квантового рождения Вселенной, которое задает абсолютное начало времени ($t = 0$). Основная гипотеза состоит в том, что в этих условиях эффективная температура всех полей, или, лучше сказать, средняя энергия на степень свободы (осциллятор) их вакуума регулируется фундаментальным квантовым законом – принципом неопределенности:

$$\tilde{T} = \alpha/t ; \qquad \epsilon = N\alpha^4/t^4 , \tag{3}$$

где $\alpha \sim 1$ – численный множитель, который должен быть получен из точной теории. Если эта гипотеза справедлива хотя бы в очень небольшом интервале времени, то

$$\ln \frac{a(t)}{a_0} = \frac{\alpha^2 \sqrt{N}}{t_0} \left(1 - \frac{t_0}{t}\right), \tag{4}$$

где начальные $a_0 \sim t_0 \sim 1$ определяются условиями квантового рождения Вселенной. Наиболее интересная особенность этого режима не только в том, что коэффициент расширения при взрыве (a/a_0) оказывается очень большим $(N \gg 1)$, но и в том, что он имеет некоторое определенное значение. Подчеркнем, что длительность взрыва очень мала, порядка планковского времени.

Выражения для ϵ вида (3) рассматривались ранее в ряде работ [7, 8], однако только в анизотропной и притом несогласованной метрике, то есть обратное влияние быстро убывающей $\epsilon(t)$ на метрику не учитывалось. С другой стороны, в согласованной метрике де Ситтера [4, 5] для ϵ использовались асимптотические выражения, полученные при адиабатическом "включении" возмущения, которые могут быть неприменимы вблизи квантовой сингулярности (рождения Вселенной). Заметим в этой связи, что существуют два различных физических механизма появления вакуумной плотности энергии в нестационарной метрике: классическое, по существу, возбуждение осцилляторов поля неадиабатическим возмущением [7, 8] и смещение средней энергии осцилляторов за счет квантовых флуктуаций (нестационарный эффект Казимира). Оба механизма эффективно действуют лишь для осцилляторов с частотой $\omega \lesssim \widetilde{T}$, откуда и получается "термодинамическая" оценка (3). Область возбуждаемых мод $\kappa = a\omega \lesssim a\widetilde{T} \sim \dot{a}$ (κ – собственные значения) быстро растет со временем в режиме взрыва (4), так что процесс является существенно неравновесным. Это же справедливо и для экспоненциального раздувания. Напротив, во фридмановском режиме $\dot{a}$ падает и процесс расширения становится адиабатическим.

Пожалуй, наиболее существенная трудность обсуждаемой гипотезы связана с тем, что если взрыв и происходит, то сразу же вслед за квантовым рождением Вселенной, когда использование классических уравнений Эйнштейна проблематично. Можно, однако, надеяться, что столь бурный процесс (4) относительно нечувствителен к различным поправкам и неустойчивостям, квантовым или классическим.

Автор благодарен Д.А.Киржницу и Я.А.Смородинскому за полезные обсуждения.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1973.
2. *Зельдович Я.Б.* Письма в АЖ, 1981, 7, 579.
3. *Долгов А.Д., Зельдович Я.Б., Сажин М.В.* Космология ранней Вселенной. М.: МГУ, 1988.
4. *Starobinsky A.A.* Phys. Lett. B, 1980, **91**, 99.
5. *Гриб А.А., Мамаев С.Г., Мостепаненко В.М.* Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях. М.: Энергоатомиздат, 1988.
6. *Линде А.Д.* УФН, 1984, **144**, 177.
7. *Зельдович Я.Б.* Письма в АЖ, 1970, 12, 443.
8. *Лукаш В.Н., Старобинский А.А.* ЖЭТФ, 1974, **66**, 1515.

Институт ядерной физики
Сибирское отделение Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 февраля 1989 г.