

## ХАОТИЧЕСКАЯ РАЗДУВАЮЩАЯСЯ ВСЕЛЕННАЯ

А.Д.Линде

Показано, что раздувание Вселенной является естественным следствием хаотических начальных условий в ранней Вселенной, осуществляющимся в широком классе теорий элементарных частиц.

В настоящее время представляется вероятным, что новый сценарий раздувающейся Вселенной <sup>1</sup> (см. также <sup>2</sup>) может быть полностью реализован в рамках  $N=1$  супергравитации <sup>3</sup>. Это обстоятельство может иметь большое значение, т.к. указанный сценарий позволяет одновременно решить много разных космологических проблем, таких как проблемы горизонта, плоскостности, однородности и изотропии Вселенной, проблемы реликтовых монополей и гравитино и т.д. <sup>4</sup>. В то же время, при разработке сценария <sup>1</sup> создавалось впечатление, что раздувание (продолжительное экспоненциальное расширение) Вселенной является довольно экзотическим явлением, возникающим за счет сильного переохлаждения во время фазовых переходов в ранней Вселенной, и осуществляющимся лишь в весьма ограниченном классе теорий <sup>1-4</sup>. В настоящей работе будет показано, что это не так, и что при некоторых естественных предположениях относительно начальных условий в расширяющейся Вселенной раздувание естественным образом возникает в широком классе реалистических теорий.

Рассмотрим в качестве примера теорию с эффективным потенциалом  $V(\phi) = \frac{\lambda}{4} \phi^4$  (без члена  $\sim R\phi^2$ , где  $R$  – скаляр кривизны). Обычно предполагается, что Вселенная в период  $t \lesssim t_p \sim M_p^{-1} \sim (10^{19} \text{ ГэВ})^{-1}$  от начала расширения находилась в хаотическом состоянии с быстро меняющимися от точки к точке значениями тензора кривизны, и лишь впоследствии Вселенная становится однородной и изотропной <sup>5</sup>. Предположим, что величина классического поля  $\phi$  изначально тоже принимала различные случайные значения в разных точках пространства, и проследим за эволюцией поля  $\phi$  во времени. Нас будут интересовать области пространства, в которых поле  $\phi$  по случайным причинам оказалось в достаточной степени однородным. Если размер соответствующей области изначально превышал размер горизонта в мире де Ситтера  $\sim 2H^{-1}$ , где  $H$  – постоянная Хаббла в ту эпоху

$$H = \sqrt{\frac{8\pi V(\phi)}{3M_p^2}} = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{3}} \frac{\phi^2}{M_p}, \tag{1}$$

то внутренняя часть этой области расширялась по закону

$$a(t) = a_0 e^{Ht} \tag{2}$$

практически независимо от расширения всей остальной части Вселенной. Уравнение движения поля  $\phi$  внутри такой области выглядит следующим образом:

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} = -\lambda\phi^3. \tag{3}$$

Отсюда следует, что при  $\phi^2 \gg \frac{M_p^2}{6\pi}$

$$\phi = \phi_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{\lambda} M_p}{\sqrt{6\pi}} t\right). \tag{4}$$

Это означает, что характерное время, за которое поле  $\phi$  заметно уменьшалось, имеет порядок  $\Delta t \sim \sqrt{6\pi} / \sqrt{\lambda} M_p$ . За это время масштабный фактор  $a(t)$  в указанной области

сильно возрастает,

$$a(\Delta t) \sim a_0 e^{H\Delta t} \sim a_0 e^{2\pi \phi_0^2 / M_p^2}. \quad (5)$$

Для того чтобы область размером  $l \gtrsim H^{-1}$  расширилась до размеров, превышающих размеры наблюдаемой части Вселенной, достаточно чтобы величина  $a(\Delta t)$  превышала  $\sim a_0 e^{6.5 - 4}$ , откуда

$$\phi_0 \gtrsim 3M_p. \quad (6)$$

Существование полей такой амплитуды в ранней Вселенной вполне допустимо. Единственное возможное ограничение на амплитуду поля связано с условием малости квантово-гравитационных эффектов  $V(\phi) \lesssim M_p^4$ , которое в теории  $\frac{\lambda}{4} \phi^4$  при  $\phi \gtrsim 3M_p$  выполняется при  $\lambda \lesssim 10^{-2}$ , что является относительно слабым ограничением. Кроме того, обычно считается, что в ранней Вселенной вблизи сингулярности общая плотность энергии (включая  $V(\phi)$ ) стремилась к бесконечности<sup>5</sup>, так что условие  $V(\phi) \lesssim M_p^4$  не кажется обязательным. Разумеется, остаются еще довольно сильные ограничения на  $V(\phi)$  связанные, например, с необходимостью получить амплитуду неоднородностей плотности после раздувания  $\frac{\delta \rho}{\rho} \sim 10^{-4}$ <sup>7,8</sup>. Тем не менее, нам представляется важным, что само раздувание Вселенной может осуществляться в гораздо более широком классе теорий чем это ожидалось в<sup>1-4</sup>.

Изучение роли высокотемпературных эффектов в нашем сценарии и оценки вероятности возникновения областей размером  $l \gtrsim 2H^{-1}$ , содержащих достаточно однородное поле  $\phi \gtrsim 3M_p$  будут содержаться в отдельной работе<sup>9</sup>. Для нас важно лишь то, что вероятность возникновения таких областей в единице объема не равна нулю, и поэтому в открытой (бесконечной) Вселенной будет бесконечно много таких областей, каждая из которых после раздувания (и последующего расширения) становится как бы отдельной мини-Вселенной с размером, превышающим размер наблюдаемой части Вселенной  $l \sim 10^{28}$  см. В этом отношении предлагаемый сценарий сильно отличается от других подходов к теории хаотической Вселенной, в которых обычно требовалось чтобы вся Вселенная после расширения стала однородной и изотропной. Как сейчас ясно, это естественное на первый взгляд требование было завышенным.

Следует заметить также, что сценарий хаотического раздувания сильно отличается от всех остальных вариантов сценария раздувающейся Вселенной, т.к. предлагаемый сценарий основан на изучении высокотемпературных фазовых переходов в теориях со спонтанно нарушенной симметрией.

В заключение отметим, что полученные выше результаты и оценки, относящиеся к теории  $V(\phi) = \frac{\lambda}{4} \phi^4$ , являются в значительной степени модельно-независимыми. Действительно, согласно<sup>1,4</sup>, основное условие сильного раздувания — это  $H^2 \gtrsim 20 m^2(\phi)$ , где  $H^2 =$

$$= \frac{8\pi}{3} \frac{V(\phi)}{M_p^2} \quad \text{и} \quad m^2(\phi) = \frac{d^2 V}{d\phi^2}. \quad \text{При больших } \phi \text{ величину } m^2(\phi) \text{ можно оценить просто}$$

как  $V/\phi^2$ , откуда следует, что сильное раздувание осуществляется в областях с  $\phi \gtrsim 2M_p$  (6) в широком классе теорий, в которых такая оценка справедлива. Таким образом,

раздувание Вселенной — это не экзотическое явление, возможное лишь в некоторых специальных моделях типа модели Колемана — Вайнберга<sup>1,2</sup>, а естественное следствие хаотических начальных условий в ранней Вселенной, осуществляющееся в широком классе теорий элементарных частиц.

В заключение мне хотелось бы поблагодарить А.С.Гончарова, Я.Б.Зельдовича, Д.А.Киржница, В.Ф.Муханова и Г.В.Чибисова за полезные обсуждения.

## Литература

1. *Linde A.D.* Phys. Lett., 1982, 108B, 389; 114B, 431; 116B, 340; 116B, 335.
2. *Albrecht A., Steinhardt P.J.* Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1220.
3. *Nanopoulos D.V., Olive K.A., Srednicki M., Tamvakis K.* Phys. Lett., 1983, 123B, 41; *Линде А.Д.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, вып. 12, стр.606; *Linde A.D.* Lebedev Phys. Inst. preprint № 151, 1983.
4. *Linde A.D.* In "The Very Early Universe,, , eds. S.Hawking , G.Gibbons, and S.Siklos, Cambridge Univ. Press 1983.
5. *Зельдович Я.Б. , Новиков И.Д. „Строение и эволюция Вселенной”*, М. : Наука, 1975.
6. *Guth A.H.* Phys. Rev., 1981, D23, 347.
7. *Муханов В.Ф., Чибисов Г.В.* Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 549; ЖЭТФ, 83, 475.
8. *Hawking S.W.* Phys. Lett., 1982, 115B, 295; *Guth A.H.* Pi S.-Y., 1982, 49, 1110; *Starobinsky A.A.* Phys. Lett., 1982, 117B, 175; *Bardeen J.M., Steinhardt P.J., Turner M.S.* Enrico Fermi Inst. preprint 83-13, 1983.
9. *Linde A.D.* Chaotic inflation, Lebedev Phys. Inst. preprint, 1983, to be published in Phys. Lett.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
31 мая 1983 г.