

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

МАЙ, 1977

ВЫПУСК 2

НЕКОТОРЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В АДРОННЫХ СИСТЕМАХ

А. И. БУГРИН, А. А. ТРУШЕВСКИЙ

Поступила 22 апреля 1976

В работе показано, что фазовый переход в адронной системе, происходящий при температуре порядка 65 Гэв , приводит к ряду интересных эффектов на ранней стадии эволюции Вселенной. Так, с момента времени $\sim 10^{-12}$ сек размеры Вселенной начинают экспоненциально увеличиваться, плотность энергии остается постоянной, а давление становится отрицательным. В результате происходит рождение вещества по всему объему. В дальнейшем при $t \sim 10^{-9}$ сек, вследствие отрицательного давления происходит конденсация адронной материи в отдельные гигантские по размерам капли, которые, возможно, служат основой для развития наблюдаемой неоднородности Вселенной.

Введение. Согласно модели горячей Вселенной при температурах, выше энергии покоя нуклонов, плотностях, больше ядерной, характер и скорость расширения Вселенной определяются свойствами адронной материи. В настоящее время не существует последовательной теории взаимодействия адронов и еще меньше изучены термодинамические свойства адронных систем.

Ортодоксальная точка зрения заключается в том, что все системы ультрарелятивистских частиц описываются уравнением состояния $P = \epsilon/3$ идеального фогонного газа.

Нам кажется, что более обоснована противоположная точка зрения, состоящая в том, что при очень больших плотностях и температурах сильное взаимодействие будет играть определяющую роль в термодинамике адронной материи. Такой вывод подтверждается конкретными вычислениями термодинамических характеристик адронных систем [1, 2]. Эти расчеты проводились в рамках S -матричной формулировки статистической механики [3] с использованием модели полюсов Редже для амплитуды рассеяния адронов.

Оказалось, что при $T \rightarrow \infty$ в уравнении состояния $P(T)$ преобладающим становится член, пропорциональный T^6 , который соответствует взаимодействию адронов, обусловленному обменом полюсом Померанчука. При этом уравнение состояния принимает вид $P = \epsilon/5$ в отличие от идеального газа $P = \epsilon/3$.

К более интересному эффекту приводит учет траекторий Редже с интерцептом $\alpha_0 \approx 1/2$. Взаимодействие, обусловленное обменом такими реджеонами, дает отрицательный вклад в уравнение состояния, которое принимает вид [2]

$$P = AT^6 - BT^5 + CT^4. \quad (1)$$

Ясно, что при определенных соотношениях между параметрами A, B, C в системе с таким уравнением состояния может происходить фазовый переход. Температура фазового перехода T_Φ зависит от параметров полюсов Редже и по нашим оценкам имеет значение ≈ 65 Гэв.

В данной работе мы рассматриваем следствия, к которым может привести такой фазовый переход в эволюции Вселенной на ранних стадиях ее развития.

1. Уравнение состояния системы взаимодействующих адронов. В работе [3] предлагалось рассматривать в качестве обобщения на релятивистский случай следующее представление для термодинамического потенциала $\Omega = -PV$ системы взаимодействующих частиц

$$\begin{aligned} \beta(\Omega - \Omega_0) &= \text{---} \text{---} \text{---} + \text{---} \text{---} \text{---} + \dots = \\ &= (4\pi i)^{-1} \sum_{N=2}^{\infty} \int_{N_m}^{\infty} dE \exp -e^{-\beta E} \left(Tr_N A S^{-1} \frac{\vec{\partial}}{\partial E} S \right)_c, \end{aligned} \quad (2)$$

где Ω_0 — термодинамический потенциал идеального газа, $\beta = 1/T$ — обратная температура, S — матрица рассеяния, A — обменный оператор, индекс «с» означает, что учитываются лишь связанные диаграммы.

В работе [2] рассматривалась зарядово-симметричная нуклон-антинуклонная система при релятивистских температурах $T \gg m$. Поскольку в таких условиях допускается рождение произвольного числа частиц, которое определяется из условия термодинамического равновесия, то химический потенциал такой системы равен нулю. В ряду (2) были отсуммированы члены, соответствующие процессам (рис. 1), в которых собственно сильное взаимодействие определяется амплитудой рассеяния $2 \rightarrow 2$, а многочастичное взаимодействие имеет обменный характер. В системе $N\bar{N}$ возможны десять каналов реакции $2 \rightarrow 2$, где начальные состояния совпадают с конечными

$$\begin{array}{ll}
 pp \rightarrow pp & \bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{p}\bar{p} \\
 nn \rightarrow nn & \bar{n}\bar{n} \rightarrow \bar{n}\bar{n} \\
 pn \rightarrow pn & \bar{p}\bar{n} \rightarrow \bar{p}\bar{n} \\
 \bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{p}\bar{p} & p\bar{n} \rightarrow p\bar{n} \\
 \bar{n}\bar{n} \rightarrow \bar{n}\bar{n} & n\bar{p} \rightarrow n\bar{p}
 \end{array} \quad (3)$$

Можно показать [1], что при высоких температурах основной вклад в интегралы (2) дает область больших E . Поэтому для амплитуды рассеяния можно использовать модель полюсов Редже. При высоких энергиях мы учитываем кроме померонного вклада также обмен полюсами Редже :

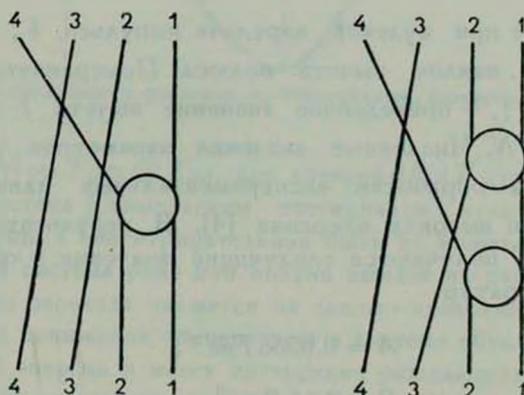


Рис. 1. Связные диаграммы, в которых собственно сильное взаимодействие является двухчастичным.

интерсептом $\alpha = 1/2$, т. е. f , ω , ρ и A_2 . Из эксперимента следует, что вклад полюсов ρ и A_2 , имеющих изотопический спин $I=1$, примерно на порядок меньше, вклада полюсов f , ω с $I=0$. Таким образом, все десять амплитуд реакций (3) можно выразить через три реджевские амплитуды

$$A_{nn} = A_{pp} = A_{\bar{p}\bar{p}} = A_{\bar{n}\bar{n}} = A_{pn} = A_{\bar{p}n} = A_p + A_f + A_{\omega}, \quad (4)$$

$$A_{\bar{p}\bar{p}} = A_{\bar{n}\bar{n}} = A_{p\bar{n}} = A_{n\bar{p}} = A_p + A_f - A_{\omega}. \quad (5)$$

Группа амплитуд (4) отличается от (5) только знаком перед вкладом ω -траектории вследствие отрицательной C -четности ω -мезона.

Проделанные вычисления показали [2], что давление в рассматриваемой системе представляется в виде (1), причем коэффициенты A , B , и C

выражаются через параметры P и f — ω -полюсов Редже* и являются медленно меняющимися функциями T .

$$A = \frac{10 \gamma_P \alpha'_P}{8(2\pi)^4 (b_P + 2\alpha'_P \ln T)^2};$$

$$B = \frac{9\gamma_f \gamma_P}{8(2\pi)^4} \left\{ 1 + \frac{2[b_f - b_P + \alpha'_f - \alpha'_P + 2(\alpha'_f - \alpha'_P) \ln T]}{b_f + b_P + 2(\alpha'_P + \alpha'_f) \ln T} \right\} \times$$

$$\times \frac{1}{b_f + b_P + 2(\alpha'_P + \alpha'_f) \ln T},$$

$$C = \frac{7\pi^2}{90}.$$

Здесь γ_P — вычет при нулевой передаче импульса, b_P — приведенный логарифмический наклон вычета полюса Померанчука, α_P — наклон P -траектории; γ_f — приведенное значение вычета f — ω -полюса для реакции $NN \rightarrow NN$. Численные значения параметров γ_P , b_P , α_P и γ_f определяются из обработки экспериментальных данных по pp - и pp -рассеянию при высоких энергиях [4]. В результате для коэффициентов A , B , C получаются следующие значения в области рассматриваемых температур:

$$A = 0.0266 \text{ Гэв}^{-2},$$

$$B = 2.15 \text{ Гэв}^{-1},$$

$$C = 0.77.$$

Возвращаясь к уравнению состояния (1), отметим две характерные его черты. Во-первых, из него следует, что при высоких температурах давление в системе значительно превосходит давление идеального газа ультрарелятивистских частиц, т. е. при высоких температурах сильное взаимодействие проявляется в виде отталкивания. И, во-вторых, при снижении температуры давление быстро падает и может становиться отрицательным. Анализ показывает, что причиной этого является f — ω -обмен, который приводит при некоторых температурах к эффективному притяжению в системе адронов. Явление притяжения носит не случайный характер и, как показано в [2], имеет место в различных адронных системах и при различ-

* Используется система единиц $c = \hbar = 1$. За единицу принята энергия 1 Гэв. Переход к обычной системе единиц осуществляется с помощью переводных коэффициентов: $1 \text{ см} = 0.5 \cdot 10^{14} \text{ Гэв}^{-1}$, $1 \text{ сек} = 0.152 \cdot 10^{25} \text{ Гэв}^{-1}$, $1 \text{ г} = 5.6 \cdot 10^{23} \text{ Гэв}$.

ных допущениях относительно реджевской параметризации амплитуд рассеяния.

На рис. 2 изображена кривая $P=P(T)$, соответствующая уравнению (1). Давление обращается в нуль при температуре $T_p \approx 80$ Гэв и при последующем охлаждении становится отрицательным. Система с отрицательным давлением метастабильна. Ее дальнейшее охлаждение возможно

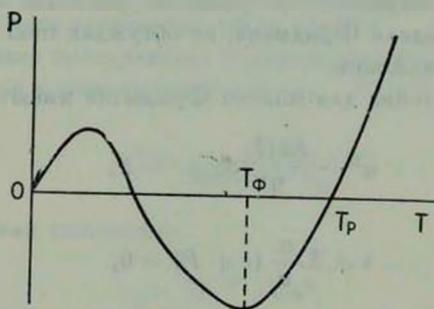


Рис. 2. График зависимости давления от температуры, соответствующий уравнению состояния (1).

лишь до температуры $T_\phi \approx 65$ Гэв, при которой $\partial P/\partial T$ становится отрицательной, ибо в системе с химическим потенциалом нуль $\partial P/\partial T = \varepsilon$ есть плотность энтропии, а она отрицательной быть не может. Поэтому вследствие флуктуаций система рано или поздно выйдет из равновесия и в результате фазового перехода окажется на левом — «холодном» участке кривой $P(T)$. Резкое понижение температуры в системе обусловлено перекачкой кинетической энергии в массу интенсивно рождающихся частиц.

Отметим одну характерную особенность систем с химическим потенциалом $\mu = 0$. Из-за того, что в таких системах всего лишь одна независимая термодинамическая переменная, например, температура, две разные фазы — «горячая» и «холодная» — не могут сосуществовать в равновесии.

Плотность энергии в системе с $\mu=0$ есть

$$\varepsilon = T \frac{\partial P}{\partial T} - P \quad (6)$$

и в нашем случае

$$\varepsilon(T) = 5AT^6 - 4BT^5 + 3CT^4.$$

Это означает, что плотность энергии в горячей фазе не может быть меньше

$$\varepsilon_\phi = \varepsilon(T_\phi) \approx 5.6 \cdot 10^{51} \text{ Гэв/см}^3, \quad (7)$$

чему соответствует плотность массы

$$\rho \approx 10^{26} \text{ г/см}^3.$$

Заметим, что холодная ветвь $P(T)$ находится в области температур ~ 0.1 Гэв, где приближение, использованное при получении уравнения (1) перестает быть справедливым, поэтому нельзя считать, что данное уравнение описывает эту область более, чем качественно.

2. Модель Фридмана с уравнением состояния $P = AT^s - BT^3 + CT^4$. Представим теперь, что реальная система частиц описывается уравнением состояния (1) и используем его при решении уравнения Эйнштейна в однородной изотропной модели Фридмана, не обсуждая пока вопрос о справедливости этого предположения.

Уравнения Эйнштейна для модели Фридмана имеют вид [5]:

$$\dot{a}^2 - \frac{8\pi G}{3} \varepsilon a^2 = -k, \quad (8)$$

$$\dot{\varepsilon} + 3 \frac{\dot{a}}{a} (\varepsilon + P) = 0, \quad (9)$$

где $k=0$ соответствует плоскому миру, $k=1$ — замкнутому, а $k=-1$ — открытому; в случае $k=\pm 1$, k/a^2 есть радиус кривизны пространства, а в случае плоского мира a — масштабный фактор, G — гравитационная постоянная, равная в наших единицах $6.8 \cdot 10^{-39}$ Гэв $^{-2}$, точка означает производную по времени. Система уравнений (8), (9) преобразуется к виду:

$$t = \int \frac{da}{\sqrt{g\varepsilon a^2 - k}}, \quad (10)$$

$$3 \ln a = - \int \frac{d\varepsilon}{P + \varepsilon}, \quad (11)$$

где

$$g = \frac{8\pi}{3} G = 5.7 \cdot 10^{-38} \text{ Гэв}^{-2}.$$

С учетом (6) уравнение (11) интегрируется

$$a^3 = \frac{\chi^3}{P'}, \quad (12)$$

где

$$\chi^3 = \text{const}, \quad P' \equiv \partial P / \partial T.$$

Так как $P' = s$ — плотность энтропии, то (12) отражает просто факт сохранения энтропии, что и было заложено в системе уравнений (8), (9). Подставляя (12) в интеграл (10), преобразуем его к виду

$$t = \frac{1}{3} \int_T^{\infty} \frac{P'' dT}{P' V g^{\pm}(T) - kx^{-2} (P')^{2/3}}, \quad (13)$$

который определяет зависимость температуры адронной материи от времени с начала расширения.

Покажем, что вторым слагаемым под квадратным корнем в (13) можно пренебречь. Для этого оценим константу $x^2 = a^2 s^{2/3}$, используя сегодняшние данные о кривизне пространства и плотности энтропии. Используя известную формулу для кривизны пространства

$$a^2 = \frac{3}{8\pi G |\rho - \rho_k|},$$

где ρ_k — критическая плотность

$$\rho_k \simeq 10^{-29} \text{ г/см}^3,$$

находим для открытого мира

$$a^2 > \frac{3}{8\pi G \rho_k} \simeq 10^{56} \text{ см}^2.$$

В замкнутом мире ограничение на ρ можно получить из условия, чтобы возраст Земли не превосходил возраст Вселенной [5]

$$\rho < 8 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3,$$

в этом случае

$$a^2 > \frac{3}{64\pi G \rho_k} \simeq 10^{55} \text{ см}^2.$$

В настоящий момент плотность энтропии только реликтовых γ -квантов без учета других форм материи составляет [6] примерно $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Из этих оценок следует, что

$$x^{-2} < [10^{55} (2 \cdot 10^3)^{2/3}]^{-1} \simeq 6 \cdot 10^{-58} \ll g = 5.7 \cdot 10^{-38}.$$

В результате уравнение (13) преобразуется к виду, который имеет место в плоском мире

$$t = \frac{1}{3} \int_T^{\infty} \frac{P'' dT}{P' V g^{\pm}(T)}. \quad (14)$$

На рис. 3 приведен результат численного расчета интеграла (14) и построе-

на зависимость $T(t)$. Из рисунка видно, что при $t \approx 10^{-12}$ сек температура адронной материи практически достигает своего нижнего предела,

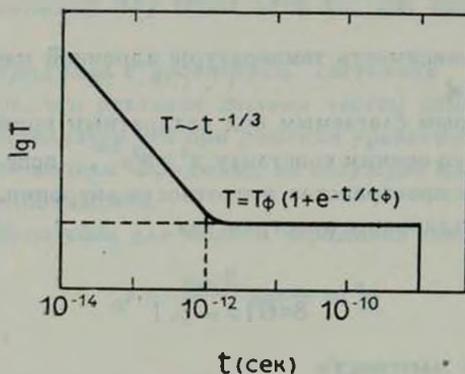


Рис. 3. Зависимость температуры от времени до фазового перехода во Вселенной.

возможного в горячей фазе, и далее остается постоянной со временем. Тот же вывод справедлив и по отношению к поведению $\varepsilon(T)$, качественный график которого изображен на рис. 4.

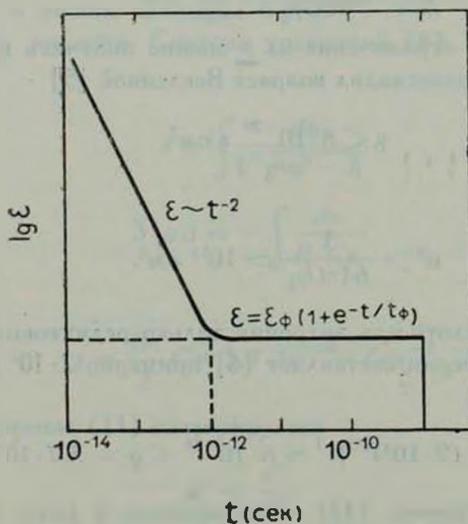


Рис. 4. Временная зависимость плотности энергии во Вселенной до фазового перехода.

Интеграл (14) берется, однако мы не выписываем явное выражение, так как оно слишком громоздко. Между тем в различных предельных случаях интеграл (14) имеет простой вид. Так, при $T \rightarrow \infty$, удерживая главные члены для P' , P'' и ε , легко получить

$$t \simeq \frac{k_T}{3} T^{-3}, \quad T \sim t^{-1/3},$$

где

$$k_T = \frac{5}{3\sqrt{5}Ag} \simeq 10^{19} \text{ Гэв}^2.$$

Подынтегральное выражение в (14) имеет полюс из-за обращения в нуль P' при $T = T_\Phi$, поэтому при $T \rightarrow T_\Phi$

$$t \simeq \frac{k_T}{T_\Phi^3} \ln \frac{T}{T - T_\Phi}. \quad (15)$$

Нетрудно получить простую интерполяционную формулу, довольно точно воспроизводящую выражение (14) во всей области $T \geq T_\Phi$.

$$t \simeq k_T \int_{T_\Phi}^{\infty} \frac{dT}{T^3(T - T_\Phi)} = \frac{k_T}{T_\Phi^3} \left[\ln \frac{T}{T - T_\Phi} - \frac{T_\Phi}{T} - \frac{1}{2} \left(\frac{T_\Phi}{T} \right)^2 \right].$$

Из (15) следует, что при $T \rightarrow T_\Phi$

$$\Delta T \equiv T - T_\Phi \simeq T_\Phi e^{-t/t_\Phi}, \quad (16)$$

где

$$t_\Phi = \frac{k_T}{T_\Phi^3} \simeq 6 \cdot 10^{13} \text{ Гэв}^{-1} \simeq 4 \cdot 10^{-11} \text{ сек.}$$

Аналогично получаем с помощью (7) выражение для кривизны

$$a^3 \simeq \frac{x^3}{6T_\Phi^4(T - T_\Phi)} = \frac{x^3}{6T_\Phi^5} e^{t/t_\Phi}. \quad (17)$$

Вычислим световой горизонт в рассматриваемой модели Вселенной. Сопутствующая координата горизонта r дается интегралом [5]

$$r = \int_0^t \frac{dt}{a(t)},$$

который с учетом (12) и (13) приводится к виду

$$r = \frac{c}{3} \int_{T_\Phi}^{\infty} \frac{P''(P')^{-2/3} dT}{\sqrt{g_{\Sigma}(T) - kx^{-2}(P')^{-2/3}}}. \quad (18)$$

Из (18) легко заметить одну закономерность в поведении координаты горизонта. Интеграл сходится на верхнем, а также на нижнем пределе вплоть до $T = T_\Phi$. Следовательно, сопутствующая координата также стремится к определенному значению $r = r_\Phi$, которое не зависит от t . При T , близких к T_Φ , из (18) приближенно находим

$$r \simeq \frac{k_T}{3} \int_{T_\Phi}^{\infty} \frac{dT}{T^{5/3} (T - T_\Phi)^{2/3}} \simeq \frac{k_T}{\kappa T_\Phi^{4/3}} 3 \left(\Gamma\left(\frac{4}{3}\right) \right)^2 / \Gamma\left(\frac{5}{3}\right), \quad (19)$$

$$r_\Phi \simeq \frac{3\kappa k_T}{\kappa T_\Phi^{4/3}}.$$

Отсюда для радиуса светового горизонта получаем

$$R = ra(t) \simeq \frac{3k_T}{\kappa T_\Phi^{4/3}} e^{t/3t_\Phi} = \left(\frac{9}{2}\right)^{1/3} t_\Phi e^{t/3t_\Phi}. \quad (20)$$

Масса, заключенная под световым горизонтом, также растет экспоненциально со временем, поскольку плотность энергии при $T \simeq T_\Phi$ постоянна. Вследствие большого значения энтропии эффектами кривизны можно пренебречь, и для причинно-связанной массы имеем

$$M = \frac{4\pi}{3} R^3 \varepsilon_\Phi = 4.5 \varepsilon_\Phi t_\Phi^3 e^{t/t_\Phi}. \quad (21)$$

3. *Фазовый переход в адронной эре.* Формулы (16)—(21) отображают характер расширения Вселенной, когда температура приближается к критическому значению T_Φ . На первых этапах расширения температура падает по закону $T \sim t^{-1/3}$, а затем, начиная с момента времени $t = t_\Phi \simeq 10^{-12}$ сек экспоненциально быстро стремится к своему предельному значению $T = T_\Phi \simeq 65$ Гэв. Радиус Вселенной $a(t)$ (или масштабный фактор—для открытого мира) сначала растет по закону $a \sim t^{5/9}$, соответствующему уравнению состояния $P = \varepsilon/5$, а затем по мере уменьшения давления растет все быстрее и быстрее и, наконец, при $t = t_\Phi$ начинает расти по экспоненциальному закону (17) (см. рис. 5). Сопутствующая безразмерная координата светового горизонта в это время стремится к предельному значению r_Φ , плотность энергии также стремится к пределу ε_Φ . Световой горизонт растет экспоненциально быстро, и объем и масса, заключенные в нем, увеличиваются по этому же закону.

Итак, плотность энергии остается постоянной, а радиус Вселенной быстро растет. Очевидным следствием этого является рождение вещества из вакуума за счет энергии гравитационного поля.

Согласно уравнению состояния (1) давление к моменту времени t_0 падает до нуля и затем становится отрицательным. Известно, что давление обладает гравитационным эффектом. Поэтому качественно понятно, почему отрицательное давление приводит к крайне быстрому расширению.

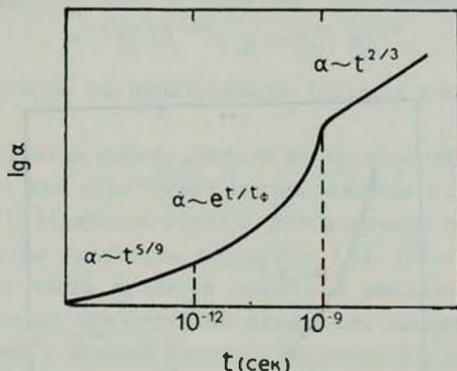


Рис. 5. Зависимость радиуса Вселенной (масштабного фактора) от времени.

В идеальном случае такое расширение Вселенной может продолжаться бесконечно. Однако, в силу каких-либо флуктуаций система выйдет из метастабильного состояния и начнется лавинообразный переход в холодную фазу. Даже качественный расчет такого неравновесного процесса представляется очень сложной задачей. Поэтому относительно дальнейшей эволюции системы можно пока только высказывать более или менее правдоподобные догадки.

Вследствие отрицательного давления, вероятно, произойдет распад системы на капли. В момент разрыва Вселенная расширяется очень быстро, поэтому расстояния между каплями могут оказаться значительными. И хотя капли будут в дальнейшем расширяться, но начальные расстояния могут быть достаточными для сохранения и развития неоднородности Вселенной, которая и наблюдается в настоящее время.

Температура капель значительно ниже той, что была до распада, но все же достаточно высока — порядка 0.3 Гэв. Как уже отмечалось, понижение температуры сопровождается рождением нейтральных частиц, либо пар частиц-античастиц. Поэтому капли небольших размеров неустойчивы и будут рассеиваться из-за аннигиляции. И только при очень больших массах гравитационные силы, по-видимому, смогут удерживать каплю в виде единого образования. Вещество и антивещество в таких суперкаплях будут выгорать, сами капли остывать и расширяться, а пространство — заполняться γ -квантами.

В момент разрыва адронной материи на капли давление во Вселенной обращается в нуль, а затем, когда основная масса перейдет в γ -излучение, давление во Вселенной снова станет сравнимым с плотностью энергии $P = \varepsilon/3$ (рис. 6). Отметим, что левая ветвь графика $P(T)$ (рис. 2) задает зависимость давления от температуры в холодной фазе адронной материи, то есть в адронных каплях, но, в отличие от правой ветви, уже не является одновременно и зависимостью давления от температуры для Вселенной в целом.

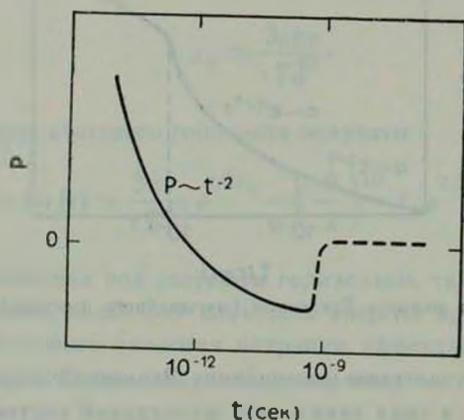


Рис. 6. Давление во Вселенной до и после фазового перехода.

Мы не беремся идентифицировать адронные капли с какими-либо конкретными объектами — будь то гипотетические D -тела Амбарцумяна или зародыши наблюдаемых в настоящее время квазаров, галактик, либо скоплений галактик. Однако, задавшись определенной массой капли, например, порядка галактической, — можно оценить время, в течение которого Вселенная пребывала в метастабильном состоянии, и момент, когда произошел фазовый переход. Пусть в каплю собирается все причинно-связанное вещество, и масса капли составляет $M \sim 10^{52}$ г. Капля практически зарядово-симметрична. Если считать, что число барион-антибарионных пар, входящих на один барион, примерно такое же, как и число реликтовых γ -квантов, то после выгорания антивещества в капле ее масса составит $\sim 10^{44}$ г, что и является характерной галактической массой. С помощью формулы (21) находим

$$t \simeq t_{\Phi} \ln \left(\frac{M}{4.5 \varepsilon_{\Phi} t_{\Phi}^3} \right) \simeq 2 \cdot 10^{-9} \text{ сек},$$

т. е. метастабильная фаза сохраняется в течение 2-х наносекунд.

Вследствие фазового перехода энтропия в системе повышается. Поэтому в нашей оценке величины x^2 , строго говоря, не корректно использовать значение энтропии для реликтового γ -излучения. Впрочем, если даже считать, что вся энтропия реликтового излучения обусловлена неравновесными процессами фазового перехода, то оценка для x^2 изменяется несущественно

$$x^{-2} \leq 10^{-56} \ll g = 5.7 \cdot 10^{-38},$$

и приближение, которое мы использовали, остается вполне справедливым.

Заключение. Данная работа состоит из трех частей. Первую часть следует рассматривать как эвристические соображения в пользу характерного вида кривой $P(T)$. Наиболее строгое рассмотрение проведено во второй части, где, используя уравнение состояния (1), была рассчитана модель Фридмана. Третья часть является попыткой высказать некие правдоподобные предположения относительно процессов, происходящих во Вселенной непосредственно в момент фазового перехода в адронной материи и в ближайшее время после него.

Нам приятно поблагодарить П. И. Фомина и Н. А. Кобылинского за интерес к работе и полезные обсуждения.

Институт теоретической физики
АН УССР

SOME COSMOLOGICAL CONSEQUENCES OF HADRON MATTER PHASE TRANSITION AT HIGH TEMPERATURE

A. I. BUGRIY, A. A. TRUSHEVSKY

In the present paper we have shown that the hadron matter phase transition which takes place at the temperature of the order of 65 GeV causes some interesting effects in the early Universe. Beginning from 10^{-12} sec the sizes of the Universe increase exponentially, the energy density remains constant and the pressure becomes negative. As a result there occurs a matter creation over the whole volume. At 10^{-9} sec the aggregation of the hadron matter into separate supermassive drops occurs due to the negative pressure. These drops are likely the base for the development of the observed Universe inhomogeneity.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. L. Jenkovszky, A. A. Trushevsky, Nuovo Cimento, 34A, 369, 1976.*
2. *А. И. Бугрий, А. А. Трушевский, ЖЭТФ, 73, 3, 1977.*
3. *R. Dashen, S. Ma, H. J. Bernstein, Phys. Rev., 187, 345, 1969.*
4. *V. Barger, Plenary Session Talk at the XVII International Conference on High Energy Physics, London, 1974.*
5. *Я. Б. Зельдович, И. Н. Новиков, Строение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.*
6. *Я. Б. Зельдович, УФН, 89, 647, 1966.*