

6. *De Witt D.S.* Phys. Rev. 1967. V. 160. P. 1113; V. 162. P. 1192, 1239.
7. *Weisskopf V.* // Kgl. Danske Ved. Selsk. 1936. V. 14. P. 1.
8. *Баталин И.А., Фрадкин Е.С.* Препринт ФИАН СССР № 137. — Москва, 1967.
9. *Фок В.А.* // Изв. АН СССР. ОМОН. 1937. Т. 5. С. 51.
10. *Schmnger J.* // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 664.

524.88

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ С ПОВОРОТОМ СТРЕЛЫ ВРЕМЕНИ

А.Д. Сахаров

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

(ЖЭТФ. 1980. Т. 79, вып. 3(9). С. 689 — 693)

Рассматриваются космологические модели Вселенной с поворотом стрелы времени. Сформулированы ранее высказанная автором гипотеза космологической СРТ-симметрии и гипотеза многолистной открытой модели с отрицательной пространственной кривизной, с возможным нарушением СРТ-симметрии инвариантным комбинированным зарядом. Применительно к этим моделям обсуждается статистический парадокс обратимости. Малая безразмерная величина δ^2/a^2 (a — гиперболический радиус, δ^{-3} — плотность энтропии), характеризующая среднюю пространственную кривизну Вселенной, объясняется как результат эволюции Вселенной в ходе многих последовательных циклов расширения — сжатия.

Уравнения движения классической и нерелятивистской квантовой механики, а также квантовой теории поля допускают обращение времени (в теории поля — одновременно с СР-преобразованием). Статистические уравнения, однако, необратимы. Это противоречие известно с конца XIX в. Мы будем говорить о нем как о "глобальном парадоксе обратимости" статистической физики. Традиционное объяснение относит необратимость к начальным условиям. Однако неравноправие двух направлений времени в картине мира при этом сохраняется.

Современная космология открывает возможность устранения этого парадокса. В настоящее время в космологии общепринята концепция расширяющейся Вселенной, согласно которой некоторый момент времени характеризуется обращением в нуль пространственного метрического тензора (ниже этот момент "фридмановской сингулярности" для краткости обозначен Φ). В 1966 — 1967 гг. автор предположил, что в космологии можно рассматривать не только более поздние, чем Φ , но и более ранние моменты времени, однако при этом статистические свойства состояния Вселенной в момент Φ таковы, что энтропия возрастает как вперед во времени, так и назад во времени:

$$dS/dt > 0, \quad S(t) > S(0) \quad \text{при} \quad t > 0, \quad (1)$$

$$dS/dt < 0, \quad S(t) > S(0) \quad \text{при} \quad t < 0.$$

Таким образом, предположено, что при $t > 0$ действуют нормальные статистические уравнения, а при $t < 0$ — обращенные по времени. Это обращение

относится ко всем неравновесным процессам, включая информационные, т.е. и к процессам жизни. Автор назвал такую ситуацию "поворотом стрелы времени". Поворот стрелы времени снимает парадокс обратимости — в картине мира в целом восстанавливается равноправие двух направлений времени, присущее уравнениям движения.

Несмотря на отсутствие динамического взаимодействия между областями мира с $t > 0$ и $t < 0$, предположение о повороте стрелы времени является физически содержательным — из него должны следовать некоторые утверждения о характере начальных условий в точке Φ .

Рассмотрим в качестве модельного примера поворота стрелы времени классическую кинетическую теорию газов. Постулируем в момент $t = 0$ сферически симметричное распределение атомов по скоростям в каждой пространственной точке и неоднородное распределение плотности и температуры в пространстве. Постулируем (и это особенно существенно) отсутствие в момент $t = 0$ корреляции между относительными положениями и относительными скоростями атомов — в данном случае это и есть "статистическое условие", с использованием которого доказывается минимальность значения энтропии в точке $t = 0$.

В работе [1] автор выдвинул гипотезу о космологической СРТ-симметрии Вселенной. Согласно этой гипотезе, все события во Вселенной полностью симметричны относительно гиперповерхности, соответствующей моменту космологического коллапса Φ . Полагая для этого момента $t = 0$, требуем наличия симметрии при преобразовании $t \rightarrow -t$. Единственная точная симметрия, включающая отражение времени — это СРТ-симметрия. Из СРТ-симметрии следует сингулярность точки Φ и нейтральность по всем инвариантным зарядам. Определим СРТ-сопряженные поля на вспомогательном полупространстве

$$x_0 = |t| \geq 0, \quad -\infty < x_\alpha < +\infty,$$

и обозначим эти поля индексами a и b . Потребуем:

$$\text{для спиноров } \psi^\alpha = \gamma_5 \psi^b,$$

для компонент 4 — репера $e_{i(j)}^a = -e_{i(j)}^b$ (РТ-отражение) (в скобках индекс, отнесенный к реперу).

Отобразим поле a на область $t \geq 0$ и поле b на область $t \leq 0$ (с соответствующим изменением знака $e_{0(j)}^b$). Из условия непрерывности на гиперповерхности имеем $e_{\alpha(j)}(0) = 0$ (сингулярность точки Φ) и $\psi(0) = \gamma_5 \psi(0)$, откуда ток

$$j(0) = \bar{\psi} \gamma \psi = \bar{\psi} \gamma_5 \gamma \gamma_5 \psi = -\bar{\psi} \gamma \psi = 0$$

(условие нейтральности в точке Φ).

Нейтральность Вселенной требует, чтобы наблюдаемая барионная асимметрия возникала в ходе неравновесных процессов расширения Вселенной. При этом необходимо предположить нарушение барионного заряда, но возможно сохранение комбинированного заряда типа $3B \pm L$ (см. [1, 2]), где B — барионный заряд, L — лептонный заряд. Заметим, однако, что в наиболее

популярных сейчас схемах объединения сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий (например, в схеме SU_3) такого закона сохранения нет (сохранение $B - L$ тоже приближенно в большинстве схем).

СРТ-симметрия не является единственной возможной реализацией поворота стрелы времени. Достаточно потребовать, чтобы в момент Φ выполнялись статистические условия отсутствия корреляций. Наиболее естественно предположение, согласно которому нарушение СРТ-симметрии при повороте стрелы времени обусловлено наличием конечного инвариантного комбинированного заряда (конечно, если такой заряд существует и не обладает калибровочным полем). Численная величина комбинированного заряда при этом не связана непосредственно с остаточной барионной асимметрией, возникающей динамически в ходе расширения Вселенной.

Поворот стрелы времени (с СРТ-симметрией или без нее) возможен как в обычной открытой модели Вселенной, так и в моделях с бесконечным повторением циклов расширения — сжатия (в пульсирующих моделях, или, по терминологии автора, в "многолистных моделях"; см. [2]). Такие модели представляются нам в силу присущих им особенностей наиболее интересными, и мы рассмотрим их подробнее.

Отметим, прежде всего, что в этих моделях циклы, близкие к моменту Φ , должны существенно отличаться от более "поздних" циклов, для которых все основные статистические характеристики асимптотически приближаются к своим предельным значениям при $|n| \rightarrow \infty$ (n — номер цикла; $-\infty < n < +\infty$). Эти предельные "самовоспроизводящиеся" значения соответствуют многолистной модели без поворота стрелы времени, см. [2]. В многолистной модели без поворота стрелы времени, согласно [2], должны быть равны нулю пространственная кривизна и все инвариантные заряды (в смысле средних значений). В модели же с поворотом стрелы времени эти величины должны равняться нулю лишь асимптотически. Многолистная модель с поворотом стрелы времени в этом смысле является более общей.

Итак, рассмотрим многолистную модель с конечной пространственной кривизной $-a^{-2}$ и, возможно, конечным комбинированным зарядом. Будем считать кривизну отрицательной (a — гиперболический радиус), что, по-видимому, соответствует наблюдениям. Космологическую постоянную Эйнштейна тоже будем считать отличной от нуля и такого знака, что соответствующая плотность энергии вакуума $\epsilon < 0$. Об абсолютной величине $|\epsilon|$ не делаем предположений, но очень вероятно, что $|\epsilon|$ мало по сравнению со средней плотностью вещества в настоящее время. Отрицательный знак соответствует нарушению симметрии вакуумного состояния с $\epsilon = 0$.

Динамика Вселенной определяется уравнением Эйнштейна

$$8\pi GT_0^0 = R_0^0 - \frac{1}{2} R,$$

которое запишем в виде (принято c — скорость света, равная 1)

$$H^2 = \frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3} (\rho + \epsilon) + \frac{1}{a^2}, \quad (2)$$

где H — параметр Хаббла, ρ — плотность "обычной" материи; ρ и $1/a^2$ стремятся к нулю при $a \rightarrow \infty$. Так как $\epsilon = \text{const} < 0$, то при некотором значении

a H обращается в нуль и расширение сменяется сжатием. Вселенная, таким образом, испытывает бесконечное число циклов расширения — сжатия.

Для начальных условий в окрестности точки Φ наиболее естественны следующие 4 варианта предположений (σ — плотность энтропии, n_k — плотность комбинированного заряда, $n_k a^3 = 0$ означает, что комбинированного заряда нет или он равен нулю):

$$1) \sigma a^3 \sim 1, \quad n_k a^3 \sim 1;$$

$$2) \sigma a^3 \sim 1, \quad n_k a^3 = 0;$$

$$3) \sigma a^3 \rightarrow 0, \quad n_k a^3 \sim 1;$$

$$4) \sigma a^3 \rightarrow 0, \quad n_k a^3 = 0.$$

Вариантам 2) и 4) соответствует космологическая СРТ-симметрия. В случае вариантов 1) и 3) СРТ-симметрия нарушается наличием комбинированного заряда, что должно приводить к существенным отличиям в деталях облика мира в положительных и отрицательных циклах. Варианты 1) и 2) соответствуют горячей модели Вселенной, варианты 3) и 4) — холодной. Холодная модель представляется естественной реализацией поворота стрелы времени, но в целом для выбора определенного варианта нет ни теоретических, ни опытных данных.

Энтропия σa^3 в сопутствующем объеме a^3 при каждом цикле возрастает. Предположим, что при увеличении $|n|$ на 1 энтропия возрастает в ν раз; оценка этого числа, возможная в принципе, потребовала бы учета основных неравновесных процессов. Сейчас (в "нашем" цикле n_1) энтропия $\sigma a_1^3 \sim n_\gamma / H^3$, где n_γ — плотность фотонов реликтового излучения. Принято, что плотность ρ меньше критической. Имеем для вариантов 1) и 2) оценку порядкового номера n_1 нашего цикла (принято для иллюстрации $\nu = 1,1$):

$$|n_1| \sim \frac{\ln |n_\gamma H^{-3}|}{\ln \nu} \sim \frac{\ln 10^{87}}{\ln 1,1} \sim 2 \cdot 10^3.$$

В холодных вариантах для создания начальной энтропии необходимы дополнительные циклы; в варианте 4) начальные частицы возникают в результате большого числа почти пустых циклов за счет малой кривизны, пропорциональной $|\epsilon|$.

Обозначив плотность фотонов реликтового излучения δ^{-3} , $\delta \sim 0,1$ см, имеем очень малое безразмерное число $\delta^2 / a^2 \sim 10^{-58}$, характеризующее кривизну Вселенной (если, конечно, кривизна не равна нулю тождественно, что пока нельзя считать исключенным). Важным преимуществом многолистной модели с поворотом стрелы времени является возможность естественного объяснения возникновения этого безразмерного числа в ходе последовательных циклов расширения — сжатия.

Асимптотический режим полного подобию последовательных циклов описывается уравнением (2) с пренебрежением членом $1/a^2$. Решение уравнения

(2) имеет вид

$$a = a_n \left(\sin \frac{3}{2} a_0^{-1} t \right)^{2/3}, \quad a_0 = \left\{ \frac{8\pi G}{3} |\varepsilon| \right\}^{-1/2}.$$

Максимальный гиперболический радиус n -го цикла a_n определяется из условия $\rho(a_n) = |\varepsilon|$ и пропорционален $\nu^{|n|/3} \rightarrow \infty$ при $|n| \rightarrow \infty$. Продолжительность каждого цикла $T_A = 2\pi a_0/3$. Плотности барионов, лептонов и энтропии в соответствующие моменты каждого цикла не зависят от $|n|$. Более близкие к Φ циклы описываются уравнением (2) с пренебрежением ρ (за исключением относительно малых интервалов времени в начале и в конце каждого цикла). Пренебрегая ρ , имеем $a = a_0 \sin(t/a_0)$, продолжительность циклов $T_n = \pi a_0$. Переход от начального режима к асимптотическому определяется условием $\rho(a_0) = |\varepsilon|$, и произойдет при номере цикла $n_2 > n_1$ (в предположении, что сейчас $\rho < \rho_k$). Однако барионная асимметрия n_B/n_γ уже имеет асимптотическое значение, так как она определяется начальной стадией процесса расширения Вселенной.

Устойчивость описанной картины последовательных коллапсов не исследована. В работе обсуждены "парадокс обратимости", гипотеза космологической СРТ-симметрии и варианты многолистной модели.

Я выражаю благодарность всем, принимавшим участие в обсуждении предварительных вариантов этой работы, и моей жене Е.Г. Боннэр за помощь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сахаров А.Д.// Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 32.
2. Сахаров А.Д.// ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 1172.

Статья поступила 31.01.80 г.,
после переработки 24.04.80 г.

524.88

МНОГОЛИСТНЫЕ МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ

А.Д. Сахаров [24 марта 1982 г., Горький]

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

(ЖЭТФ. 1982. Т. 83, вып. 4(10). С. 1233 — 1240)

Посвящается памяти доктора Филиппа Хандлера (1)

Описаны различные варианты пульсирующей (многолистной) модели Вселенной, в частности, с поворотом стрелы (направления) времени; указано, что точка поворота может быть сингулярной или соответствовать максимальному космологическому расширению. Обсуждаются выравнивание неоднородностей и рост энтропии, обусловленные распадом барионов и процессы с участием черных дыр. Высказана гипотеза об отсутствии черных дыр в цикле космологического расширения — сжатия, предыдущем к нашему, и предположение, что такие исключительные циклы периодически повторяются.

1. Введение. Пульсирующие (осциллирующие или, как я предпочитаю их называть "многолистные") модели Вселенной издавна привлекают вни-