

P2-2002-295

Б. М. Барбашов¹, А. Г. Зорин², В. Н. Первушин³,
П. Флин⁴

**АСТРОФИЗИКА В ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЕДИНИЦАХ
КАК КОНФОРМНАЯ ТЕОРИЯ
БЕЗ ПЛАНКОВСКИХ АБСОЛЮТОВ**

Направлено в журнал «Теоретическая и математическая физика»

¹E-mail: barbash@thsun1.jinr.ru

²МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

³E-mail: pervush@thsun1.jinr.ru

⁴Свентокшиская академия, Институт физики, Кельце, Польша

1 Введение

Эволюция Вселенной является наиболее фундаментальным выводом современной космологии. Этот вывод подтверждается:

1) зависимостью красных смещений спектральных линий атомов на космических объектах от их расстояния до Земли, предсказанной Фридманом [1] и обнаруженной Хабблом [2];

2) распределением химических элементов во Вселенной, которое свидетельствует о ничтожно малом вкладе видимой барионной материи (около 3%) в полную энергию Вселенной [3];

3) результатами измерения реликтового излучения с температурой 2,7 К, оставшегося после отделения вещества от радиации при красных смещениях $z \sim 1100$, что дает информацию об эволюции ранней Вселенной [4].

В последние годы, начиная с 1998-го, были получены новые данные [5, 6] для больших значений красного смещения $z \sim 1$, $z = 1, 7$. Эти данные отражают состояние «вещества», которое даёт основной вклад в космическую эволюцию на расстояниях, сравнимых с размером Вселенной, и свидетельствуют о том, что наша Вселенная заполнена, в основном, не массивной «пылью» далеких и потому невидимых галактик, а загадочным веществом совершенно другой природы, с другим уравнением состояния, названным *квинтэссенцией* [7, 8].

Все эти данные интерпретируются во фридмановской космологии [1], основывающейся на общей теории относительности (ОТО), как свидетельство расширяющейся Вселенной. Однако, предполагая расширение «всех длин» во Вселенной, нужно указать, расширяется ли сам эталон измерения длины¹, так как все эти данные получены путем измерения в единицах определенных эталонов.

В первых моделях сценария горячей Вселенной [10] и в инфляционной модели эволюции Вселенной [11] (где начальные данные эво-

¹С необходимостью определения эталона измерения в теории поля столкнулся еще Максвелл. Во введении к «Трактату об электричестве и магнетизме» Максвелл писал: «С математической точки зрения наиболее важным понятием при рассмотрении любого явления является понятие измеряемой величины. Поэтому я буду подходить к электрическим явлениям главным образом с точки зрения их измеримости, описывая методы измерения и определяя эталоны, от которых они зависят» [9].

люции определяются абсолютными планковскими единицами: массой, длиной и временем, а первичная материя представляет собой огненный шар, состоящий из безмассовых частиц, испытывающих в ходе эволюции ряд фазовых переходов), предполагается существование некоторого абсолютного эталона измерения длины, который не расширяется вместе с расширяющейся Вселенной. Такое предположение об абсолютном эталоне, независимо от того, как он будет выбран (как одна 40-миллионная часть парижского меридиана или как длина волны спектральной линии изотопа криптона-86), противоречит космологическому принципу Эйнштейна, согласно которому «ни одна из усредненных характеристик космической среды не выделяет преимущественного положения или преимущественного направления в пространстве» [12]. Поэтому нами предпринята попытка пересчитать все астрофизические данные в единицах относительного эталона измерения [13–17], расширяющегося вместе со Вселенной.

Введение относительного эталона предполагает, что нет приборов для измерения абсолютных величин длин во Вселенной, а измеряться может только отношение длины к эталону, которое не содержит космологического фактора. Исчезновение космологического фактора из измеряемого интервала не означает исчезновение самой космической эволюции, так как в этом подходе уравнения движения приводят к эволюции масс. Космический масштаб интервалов длин в единицах относительного эталона становится масштабом масс, которые постоянно растут, а измеряемая масса Планка становится динамической переменной наряду с другими массами, в том числе массами элементарных частиц. Отсюда следует, что спектр фотонов, испущенных атомами на далеких объектах два миллиарда лет тому назад, запоминает размер атома, который определяется его массой, и он сравнивается со спектром таких же атомов на Земле, но с увеличенной массой; в результате наблюдается красное смещение спектральных линий атомов на объектах [14, 15, 18].

Пересчет всех астрофизических данных в терминах относительного эталона (конформного времени, конформной плотности, постоянной температуры, бегущей массы Планка и других) приводит к ряду совпадений параметров космической эволюции и физики элементарных частиц [14–17], которые можно было бы рассматривать

как случайные, если бы таких совпадений не было так много. В частности, оказалось, что в единицах относительного эталона измерения данные по зависимости красного смещения от расстояния до Сверхновых [5, 6] и данные по нуклеосинтезу [3] соответствует одному и тому же жесткому уравнению состояния [14, 15].

Относительный эталон измерения значительно упрощает сценарий эволюции Вселенной по сравнению со всеми сценариями абсолютного эталона. Относительный эталон превращает планковские абсолюты в современные значения динамического параметра (бегущей массы Планка) и, следовательно, не совместим с гипотезой существования планковской эпохи ранней Вселенной с первичным «огненным шаром безмассовых частиц». Существуют начальные значения параметра Хаббла и масс, для которых стандартная модель и общая теория относительности могут объяснить происхождение наблюдаемой материи космологическим рождением массивных векторных бозонов из вакуума в режиме жесткого уравнения состояния [17, 19, 20]. В этом случае возникает температура реликтового излучения как интеграл движения уравнения состояния в виде произведения современных значений постоянной Хаббла и массы бозона: $[H_0 M_W^2]^{1/3} \simeq 2,7 \text{ K}$.

В работе рассматриваются наблюдательные и теоретические следствия относительного эталона измерения [13–15] с целью построения конформно-инвариантной теории, где все планковские абсолюты становятся такими же реликтами, как описание положения Земли в теории Птолемея по отношению к теории Ньютона.

В разделе 2 стандартная космология переформулирована в единицах относительного эталона. В разделе 3 обсуждается статус космической эволюции в ОТО. Приводится ряд аргументов в пользу того, что квантовое рождение материи из вакуума в рамках стандартной модели дает энергетические плотности наблюдаемой материи и ее физические характеристики без планковских абсолютов и гипотез Большого Взрыва. В разделе 4 предлагается версия конформно-инвариантной единой теории поля, которая описывает данные наблюдений в определенной системе отсчета в единицах относительного эталона.

2 Космология в единицах относительного эталона

2.1 Относительный эталон

Теоретическим основанием физической космологии Вселенной является общая теория относительности (ОТО) и стандартная модель (СМ) элементарных частиц. Эти теории задаются в виде функционалов действий от набора полей (F), который включает метрику (g):

$$S[\varphi_0|F] = S_{\text{ОТО}}[\varphi_0|g] + S_{\text{СМ}}[M_{\text{Higgs}}|F], \quad (1)$$

где

$$S_{\text{ОТО}}[\varphi_0|g] = - \int d^4x \sqrt{-g} \frac{\varphi_0^2}{6} R(g) \quad (2)$$

— действие Эйнштейна, φ_0 определяет ньютоновскую константу гравитационного взаимодействия: $\varphi_0^2/6 = 1/G$, а M_{Higgs} — параметр Хиггса, через который выражаются массы всех элементарных частиц.

Как известно, основной гипотезой теоретического описания астрофизических данных является однородное приближение [1] метрики $g_{\mu\nu}$ с интервалом $(ds^2) = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ в виде

$$(ds^2)_{\text{ТЕОРИЯ}} = (dt)^2 - a^2(t)(dx^i)^2. \quad (3)$$

Метрика (3) ведет к расширению пространственного объема Вселенной $V = V(t)$ и всех длин во Вселенной. При этом все длины измеряются в единицах определённого эталона:

$$\text{абсолютный эталон длины} = 1\text{м}, \quad (4)$$

который, начиная с 1791 года, принят как $1/40\,000\,000$ часть парижского меридиана. Предполагают, что этот эталон не расширяется в расширяющейся Вселенной, и это предположение оставляет вопрос: почему парижский метр так выделен, чтобы не расширяться в расширяющейся Вселенной?

Однако можно предположить, что этот эталон длины сам расширяется вместе с Вселенной:

$$\text{относительный эталон длины} = 1\text{м} \cdot a(t). \quad (5)$$

В этом случае наши измерения *всех длин* являются отношениями этих длин (3) к эталону (5), следовательно, измеряемый интервал принимает вид конформного интервала:

$$ds_{\text{относительный}}^2 = \frac{ds^2}{a(t)^2} = (d\eta)^2 - (dx^i)^2, \quad (6)$$

где

$$d\eta = dt/a(t) \quad (7)$$

принято называть конформным временем.

Исчезновение космического фактора $a(t)$ из измеряемого интервала (6) не означает исчезновения самой космической эволюции в ОТО, поскольку действие и уравнения движения в ОТО сохраняют космическую эволюцию масс [17]. Космологический фактор в этом случае становится шкалой массы Планка:

$$M_{\text{Planck}} = \varphi_0 \sqrt{8\pi\hbar c/3} = 2.177 \times 10^{-8} \text{ кг}, \quad (8)$$

вместо которой удобно ввести переменную, зависящую от конформного времени:

$$\varphi(\eta) = \varphi_0 \cdot \tilde{a}(\eta), \quad \tilde{a}(\eta) = a(t). \quad (9)$$

Массы элементарных частиц также становятся динамическими переменными:

$$m(\eta) = m \cdot \tilde{a}(\eta). \quad (10)$$

2.2 Космическая эволюция в единицах относительного эталона

В космологии конформное время определяется как время фотона, который летит по геодезической на мировом конусе:

$$(ds)^2 = (dt)^2 - a^2(t)(dr)^2 = 0, \quad (11)$$

где $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ — координатное расстояние, а t — мировое время Фридмана, входящее в интервал (3). Из (11) имеем $dt = a(t)dr$,

отсюда можно найти связь между координатным расстоянием и конформным временем

$$r(\eta) = \int_t^{t_0} \frac{dt'}{a(t')} \equiv \eta_0 - \eta, \quad (12)$$

где η_0 — современное значение конформного времени, при котором принято: $\tilde{a}(\eta_0) = 1$; а η — время излучения фотона атомом на космическом объекте, находящемся на координатном расстоянии r от Земли. Отсюда следует, что η равно разности современного конформного времени η_0 и времени пролета космического фотона до Земли, которое совпадает с координатным расстоянием при $c=1$, из (12) имеем:

$$\eta = \eta_0 - r. \quad (13)$$

Динамическая масса (10) определяет спектр излучения атомов в момент времени η , при этом изменение массы $m'/m = a'/a \sim 10^{-42}$ ГэВ значительно меньше энергии уровней атома для $\tilde{a}(\eta_0) = 1$ с квантовым числом k :

$$E_k^0 = -\frac{m\alpha^2}{2k^2} \sim 10^{-8} \text{ ГэВ}, \quad (14)$$

которые являются собственными значениями стационарного уравнения Шредингера

$$\left[\frac{\hat{p}^2}{2m_0} - \left(\frac{\alpha}{r} + E_k^0 \right) \right] \Psi_A^0 = 0. \quad (15)$$

Поэтому спектр атома водорода с массой, зависящей от времени, в любой другой момент $\eta = \eta_0 - r$ можно найти, решая квазистационарное мгновенное уравнение Шредингера:

$$\left[\frac{\hat{p}^2}{2m_0\tilde{a}(\eta)} - \left(\frac{\alpha}{r} + E_k(\eta) \right) \right] \Psi_A = 0. \quad (16)$$

Решением (16) является спектр

$$E_k(\eta) = \tilde{a}(\eta) E_k^0, \quad (17)$$

где E_k^0 есть уровни атома с постоянной массой (14).

Соотношение (17) является ни чем иным, как определение красного смещения $z(r)$:

$$z + 1 = \frac{E_k(\eta_0)}{E_k(\eta_0 - r)} = \frac{1}{\tilde{a}(\eta_0 - r)} \quad (18)$$

спектральных линий атома на космическом объекте, находящемся на *координатном* расстоянии r от Земли, по сравнению со спектральными линиями земных атомов $E_k^0 = E_k(\eta_0)$ в момент детектирования космических фотонов η_0 (при условии $\tilde{a}(\eta_0) = 1$).

Таким образом, измеряемые величины в единицах относительных эталонов (5) являются конформными величинами ${}^{(n)}F_c$, связанными с фридмановскими величинами ${}^{(n)}F_f$ соотношением

$${}^{(n)}F_c = {}^{(n)}F_f a(t)^n, \quad (19)$$

где n — конформный вес. В частности, конформная плотность ρ_c имеет конформный вес $n = 4$ и выражается через фридмановскую плотность $\rho_f(a)$ соотношением

$$\rho_c(\varphi) = \rho_f(a) a^4. \quad (20)$$

В единицах конформных величин (19) уравнение космической эволюции Фридмана [1]

$$\frac{\varphi_0^2}{a^2} \left[\frac{da}{dt} \right]^2 = \rho_f(a) \quad (21)$$

после умножения на a^4 переписывается в виде

$$\varphi'^2 = \rho_c(\varphi), \quad (22)$$

где $\varphi(\eta) = \varphi_0 \tilde{a}(\eta)$ — бегущая масса Планка (9), а $\varphi' = d\varphi/d\eta$ — производная относительно конформного времени. Решение уравнения (22) в терминах конформного времени η может быть записано в форме

$$\eta(\varphi_I | \varphi_0) = \int_{\varphi_I}^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{\sqrt{\rho_c(\varphi)}}, \quad (23)$$

где φ_I , φ_0 — начальное и конечное значения массы Планка, которая здесь выступает уже как переменная. Переход к измеряемым величинам в единицах абсолютного эталона (время t , расстояние d , плотность ρ_f) осуществляется с помощью конформных преобразований (19):

$$t = \int_0^\eta d\bar{\eta} a(\bar{\eta}), \quad (24)$$

$$d = a(\eta)r, \quad (25)$$

где $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ — координатное расстояние.

2.3 Модели и сценарии

Ограничимся плоским пространством и рассмотрим класс моделей Вселенной, заполненной однородной материей, с зависимостью конформной плотности ρ_c от масштаба $a(\eta)$ [14, 15]:

$$\rho_c(a) = \rho_{\text{Rigid}} a^{-2} + \rho_{\text{Rad}} + \rho_M a + \rho_\Lambda a^4, \quad (26)$$

где ρ_{Rigid} описывает изотропный вклад сверхжесткого уравнения состояния, для которого плотность равна давлению (неизотропная версия этого состояния с последующей изотропизацией использовалась для описания ранней Вселенной, начиная с 1921 г. [23] по 1981 г., см., например, [21, 22, 24]); ρ_{Rad} , ρ_M и ρ_Λ в стандартной космологии используются соответственно для описания радиационной эпохи первичного нуклеосинтеза, вклада барионной материи и вклада скалярного поля в инфляционную эпоху.

Можно найти решения уравнения эволюции (22) в терминах мирового времени t с начальными данными $a(t_0) = 1$, $\dot{a}(t_0)/a(t_0) = H_0$ для каждого из рассматриваемых уравнений состояния. Данные решения имеют вид:

$$\begin{aligned} a_{\text{Rigid}}(t) &= \sqrt[3]{1 + 3H_0(t - t_0)}, & a_{\text{Rad}}(t) &= \sqrt{1 + 2H_0(t - t_0)}, \\ a_M(t) &= \left(1 + \frac{2}{3}H_0(t - t_0)\right)^{3/2}, & a_\Lambda(t) &= e^{H_0(t - t_0)}. \end{aligned} \quad (27)$$

Им соответствуют решения в терминах конформного времени η с начальными данными $a(\eta_0) = 1$, $a'(\eta_0) = H_0$:

$$\begin{aligned}
a_{\text{Rigid}}(\eta) &= \sqrt{1 - 2H_0 r}, & a_{\text{Rad}}(\eta) &= 1 - H_0 r, \\
a_{\text{M}}(\eta) &= \left[1 - \frac{1}{2}H_0 r\right]^{3/2}, & a_{\Lambda}(\eta) &= \frac{1}{1 + H_0 r},
\end{aligned} \tag{28}$$

где $r = \eta_0 - \eta$.

В наблюдательной космологии плотность выражается в терминах современного значения критической плотности ρ_{cr} и относительных плотностей Ω_{Rigid} , $\Omega_{\text{Radiation}}$, Ω_{M} , Ω_{Λ} , удовлетворяющих условию $\Omega_{\text{Rigid}} + \Omega_{\text{Radiation}} + \Omega_{\text{M}} + \Omega_{\Lambda} = 1$ [25], которое переписывается в следующем виде:

$$\begin{aligned}
\rho_c(a) &= \rho_{\text{Rigid}} a^{-2} + \rho_{\text{Rad}} + \rho_{\text{M}} a + \rho_{\Lambda} a^4 = \rho_{\text{cr}} \Omega(a), \\
\Omega(a) &= \Omega_{\text{Rigid}} a^{-2} + \Omega_{\text{Radiation}} + \Omega_{\text{M}} a + \Omega_{\Lambda} a^4.
\end{aligned} \tag{29}$$

Учитывая эти соотношения, уравнение эволюции (22) на геодезической светового луча $dr/d\eta = -1$ после замены $a = 1/(1+z)$ и $\eta = \eta_0 - r$ можем записать в виде

$$\begin{aligned}
\frac{1}{H_0} \frac{dz}{dr} &= (1+z)^2 \rho_{\text{cr}}^{1/2} \left[\Omega_{\text{Rigid}} (1+z)^2 \right. \\
&\quad \left. + \Omega_{\text{Radiation}} + \Omega_{\text{M}} (1+z)^{-1} + \Omega_{\Lambda} (1+z)^{-4} \right]^{1/2},
\end{aligned}$$

где $H_0 = \sqrt{\rho_{\text{cr}}}/\varphi_0$. Решение этого уравнения

$$H_0 r(z) = \int_1^{1+z} \frac{dx}{\sqrt{\Omega_{\text{Rigid}} x^6 + \Omega_{\text{Radiation}} x^4 + \Omega_{\text{M}} x^3 + \Omega_{\Lambda}}} \tag{30}$$

определяет координатное расстояние как функцию красного смещения z , из которой следуют формулы (28) для каждого состояния в отдельности. Формула (30) универсальна для всех эталонов измерения, но при этом надо учесть, что расстояние d в случае абсолютного эталона связано с расстоянием r в случае относительного эталона соотношением (24):

$$d(z) = a \int \frac{dt}{a} = ar(z), \quad a = \frac{\varphi}{\varphi_0} = \frac{1}{1+z}. \tag{31}$$

Следовательно, разные эталоны для одних и тех же данных по зависимости красного смещения от расстояния соответствуют разным уравнениям состояния материи во Вселенной.

Рассмотрим теперь, какому состоянию материи соответствуют данные по Сверхновым для абсолютного и относительного эталонов.

2.4 Космологические данные по Сверхновым

В эволюционирующей Вселенной в сравнении со стационарным пространством (для абсолютного эталона) и стационарными массами (для относительного эталона) часть фотонов теряется за время их полета до Земли. Это происходит из-за увеличения углового размера светового конуса испущенных фотонов (абсолютный эталон) или из-за уменьшения углового размера светового конуса поглощенных фотонов (относительный эталон), как это показано на рис. 1 для обоих случаев.

Чтобы восстановить полную светимость для обоих эталонов, мы должны умножить координатное расстояние на фактор $(1+z)^2$ [14, 15], поэтому наблюдательная космология использует расстояние светимости ℓ , которое определяется как измеряемое расстояние (d или r), умноженное на фактор $(1+z)^2$ для обоих эталонов. С учетом (31) имеем:

$$\ell_{\text{АБС. ЭТАЛОН}}(z) = (1+z)^2 d(z) = (1+z)r(z), \quad (32)$$

$$\ell_{\text{ОТН. ЭТАЛОН}}(z) = (1+z)^2 r(z). \quad (33)$$

В литературе (см. [14, 15]) первый случай называется стандартной космологией (SC), второй — конформной космологией (CC). Итак, для абсолютного эталона мы имеем дополнительный фактор $(1+z)$ благодаря расширению Вселенной, а соотношения (32) и (33) означают, что наблюдательные данные описываются разными режимами для разных эталонов измерений. На рис. 2 сравниваются результаты «стандартной» и «конформной» космологий для отношения между эффективной звездной величиной и красным смещением: $m(z) = 5 \log[H_0 \ell(z)] + M$, где M — константа по последним данным для Сверхновых [5, 6]. Как видно из графика 2 — в области $0 \leq z \leq 2$, наблюдательные данные, включающие последнюю точку SN 1997ff с

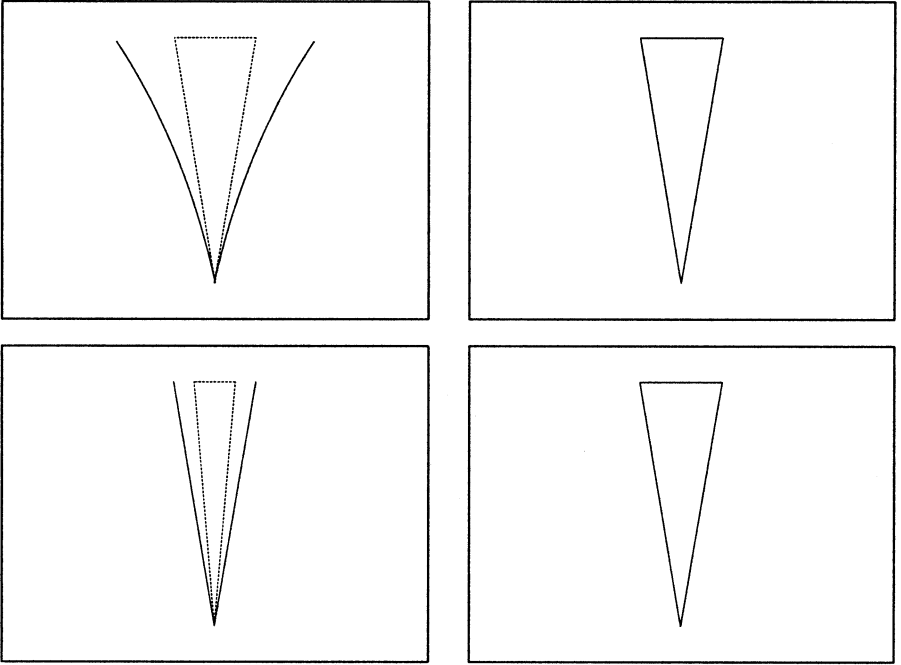


Рис. 1: Сравнение случая стационарной Вселенной (правые панели) со случаем эволюционирующей Вселенной для абсолютного эталона (левая верхняя панель) и со случаем эволюционирующей Вселенной для относительного эталона (левая нижняя панель).

$z = 1.7$ [6], не могут отличить стандартную космологию (абсолютный эталон) с режимом

$$\Omega_{\text{Rigid}} = 0, \quad \Omega_M \geq 0.15, \quad \Omega_\Lambda \leq 0.85 \quad (34)$$

от конформной космологии (относительный эталон) с режимом

$$\Omega_{\text{Rigid}} \geq 0.7, \quad \Omega_M \leq 0.3, \quad \Omega_\Lambda = 0. \quad (35)$$

Подчеркнем, что в случае относительного эталона измерений эволюция Сверхновых не противоречит уравнению состояния первичного нуклеосинтеза с зависимостью космологического фактора от наблю-

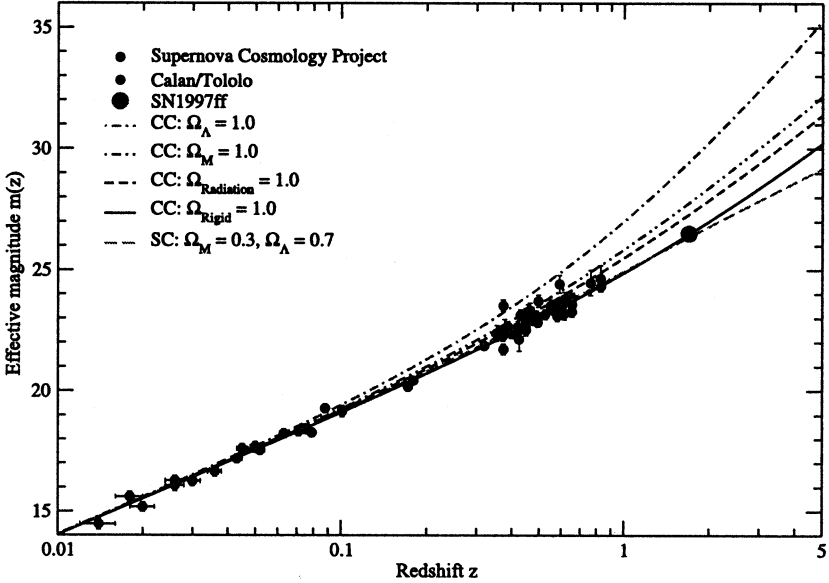


Рис. 2: На рисунке, взятом из [15], изображена диаграмма Хаббла для плоской модели Вселенной в стандартной космологии (SC) с абсолютным парижским метром (4) и в конформной космологии (CC) с относительным парижским метром (5). На диаграмме показаны красные смещения 42 Сверхновых [5] и самой дальней Сверхновой SN1997ff [6]. Лучшее согласие с этими данными требует космологической константы $\Omega_\Lambda = 0.7$ в случае абсолютного парижского метра (4), в то время как в случае относительного парижского метра (5) эти данные совместимы с преобладанием сверхжесткого состояния [16].

даемого времени (в данном случае — конформного) в виде

$$\tilde{a}(\eta) = [z + 1]^{-1}(\eta) = \sqrt{1 + 2H_0(\eta - \eta_0)} \quad (\Omega_{\text{Rigid}} = 1). \quad (36)$$

Из соотношения (36) легко найти координатное расстояние $r = \eta_0 - \eta$ как функцию z :

$$H_0 r(z) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{(1+z)^2} \right] = \frac{1}{(1+z)^2} \left(z + \frac{z^2}{2} \right). \quad (37)$$

Откуда следует зависимость расстояния светимости $\ell_{\text{отн. эталон}}(z)$

(33) от красного смещения z :

$$\ell_{\text{отн. эталон}}(z) = (1+z)^2 r(z) = \frac{1}{H_0} \left[z + \frac{z^2}{2} \right]. \quad (38)$$

На рис. 2 функция (38), возникшая в результате решения уравнения состояния (22) первичного нуклеосинтеза, изображена черной сплошной линией. Таким образом астрофизические данные по Сверхновым и первичному нуклеосинтезу, пересчитанные в единицах относительного эталона, свидетельствуют, о том, что вся эволюция Вселенной происходит в режиме доминантности жесткого уравнения состояния (28), (36) с относительной плотностью

$$\rho_{\text{Rigid}}(\varphi) = \frac{\rho_{\text{cr}}}{a^2} = \frac{H_0^2 \varphi_0^2}{a^2} = \frac{H_0^2 \varphi_0^4}{\varphi^2}, \quad (39)$$

которая сингулярна при нулевом значении космологического фактора. Если эта плотность доминирует в современную эпоху, то эта же плотность доминировала и в первичную эпоху ранней Вселенной, в случае которой решение (36)

$$\varphi(\eta) = \varphi_I \sqrt{1 + 2H_I \eta} \quad (40)$$

выражается через первичные данные

$$\varphi_I = \varphi(\eta = 0), \quad H_I = \varphi'(0)/\varphi(0), \quad \rho_{\text{crI}} = H_I^2 \varphi_I^2, \quad (41)$$

связанные с современными значениями $\varphi_0 = \varphi(\eta_0)$, $H_0 = \varphi'(\eta_0)/\varphi(\eta_0)$ и ρ_{cr} , соотношениями

$$H_I^4 \varphi_I^2 = H_0^4 \varphi_0^2 = H_I^2 \rho_{\text{crI}}. \quad (42)$$

2.5 Проблема начальных данных космической эволюции в ОТО

В однородном приближении, когда метрика может быть записана в форме

$$ds^2 = a^2(x^0) \left[\left(N_0(x^0) dx^0 \right)^2 - (dx^i)^2 \right], \quad (43)$$

где N_0 — функция смещения, действие ОТО (2) с учетом однородной плотности (39) и определения бегущей массы Планка $\varphi = \varphi_0 a$ имеет вид

$$\begin{aligned}
S_{\text{OTO}}[\varphi|N_0] &= V_c \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \left[\varphi \frac{d}{dx^0} \left(\frac{1}{N_0} \frac{d\varphi}{dx^0} \right) - N_0 \rho_{\text{Rigid}}(\varphi) \right] \equiv \\
&\equiv V_c \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \left[-\frac{1}{N_0} \left(\frac{d\varphi}{dx^0} \right)^2 - N_0 \rho_{\text{Rigid}}(\varphi) + \frac{d}{dx^0} \left(\varphi \frac{1}{N_0} \frac{d\varphi}{dx^0} \right) \right]. \quad (44)
\end{aligned}$$

Во второй строке была выделена полная производная, которая не дает вклада в уравнение движения. Уравнение космической эволюции (22) может быть получено путем вариации этого действия по временной компоненте метрики $N_0^2 = g_{00}^c$ и определения интервала конформного времени

$$N_0(x^0) dx^0 \equiv d\eta, \quad (45)$$

инвариантного относительно репараметризации координатного времени $x^0 \rightarrow \tilde{x}^0 = \tilde{x}^0(x^0)$: $\tilde{N}_0(\tilde{x}^0) d\tilde{x}^0 = N_0(x^0) dx^0$.

Отметим, что уравнение (22) и условие (45) не имеют аналогов в ньютоновской механике, а теория с действием (44) содержит значительно больше физических следствий, чем уравнение (22). Эти следствия можно описать в гамильтоновой формулировке теории, в которой канонический импульс, сопряженный «скорости» $d\varphi/dx^0$,

$$P_\varphi = 2V_c \frac{d\varphi}{N_0 dx^0} \equiv 2V_c \frac{d\varphi}{d\eta} \equiv 2V_c \varphi' \quad (46)$$

рассматривается как независимая переменная.

Используя преобразования Лежандра, действие (44) можно переписать в гамильтоновой форме:

$$\begin{aligned}
S_{\text{OTO}}[\varphi, P_\varphi|N_0] &= \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \left[-P_\varphi \frac{d\varphi}{dx^0} \right. \\
&+ \left. N_0 \left(\frac{P_\varphi^2}{4V_c} - V_c \rho_{\text{Rigid}}(\varphi) \right) + \frac{1}{2} \frac{d}{dx^0} (P_\varphi \varphi) \right]. \quad (47)
\end{aligned}$$

Вариация по N_0 приводит к связи:

$$\frac{P_\varphi^2}{4V_c} - V_c \rho_{\text{Rigid}}(\varphi) = 0, \quad (48)$$

которая с учетом (46) совпадает с уравнением космической эволюции (22) $\varphi'^2 = \rho_{\text{Rigid}}(\varphi)$.

Аналогом уравнения (48) служит уравнение массовой поверхности релятивистской частицы, а отнюдь не уравнение ньютоновской механики, поэтому здесь уместно сравнение со специальной теорией относительности (СТО), где инвариантность относительно репараметризации означает, что одна из переменных теории, в данном случае космологический фактор (или бегущая масса Планка φ), играет роль параметра эволюции в пространстве полевых переменных (φ, \dots) , а канонический импульс P_φ есть генератор эволюции в этом пространстве, с собственными значениями, которые будем называть энергией Вселенной. Два знака у энергии, следующие из (48), могут быть интерпретированы как указание на существование Вселенной и анти-Вселенной по аналогии с частицей и античастицей. Поэтому полное решение проблемы устранения отрицательной энергии может быть получено только путем причинного квантования рассматриваемой релятивистской системы. В полной аналогии с причинным квантованием релятивистской частицы для квантовой Вселенной $\hat{P}_\varphi = -id/d\varphi$, уравнение связи (48) является квантовым уравнением Уилера—Де-Витта [28]:

$$\left(\hat{P}_\varphi^2 - 4V_c^2 \rho_{\text{Rigid}} \right) \Psi[\varphi] = 0. \quad (49)$$

В таком случае волновая функция Вселенной $\Psi_{\text{WDW}}[\varphi]$ имеет вид суммы по собственным значениям полевой энергии $\hat{P}_\varphi \Psi_{\pm E}[\varphi] = \pm E(\varphi) \Psi_{\pm E}[\varphi]$ ($E = 2V_c \sqrt{\rho_{\text{Rigid}}(a)}$):

$$\Psi[\varphi] = A_E^+ e^{i \int \tilde{\varphi} E(\tilde{\varphi})} + A_E^- e^{-i \int \tilde{\varphi} |E(\tilde{\varphi})|}, \quad (50)$$

где A_E^+ рассматривается как оператор рождения Вселенной, а A_E^- — как оператор уничтожения.

Такая интерпретация убирает отрицательные энергии и связывает положительные частоты с движением вперед ($P_\varphi > 0$, $\varphi > \varphi_I$), а отрицательные частоты — с движением назад ($P_\varphi < 0$, $\varphi < \varphi_I$). Здесь φ — современное значение бегущей массы Планка (космологического фактора), а φ_I — начальное ее значение, при котором происходит рождение Вселенной. Отсюда видно, что релятивистская космология (44) решает проблему космологической сингулярности для Вселенной с положительной энергией $P_\varphi > 0$, так как в этом случае всегда $\varphi > \varphi_I$.

Заметим, что в построенной таким образом волновой функции (50) время (45) отсутствует вместе с законом эволюции Сверхновых $\varphi(\eta) = \varphi_I \sqrt{1 + 2H_I \eta}$, аналогом тому является отсутствие собственного времени релятивистской частицы в уравнении Клейна–Гордона.

2.6 Проблема времени

Введение интервала конформного времени (45) в гамильтоново описание классической и квантовой теорий достигается путем канонического преобразования Леви–Чевита [26,27] от переменных: [P_φ , φ] к новым динамическим переменным [Π , \mathcal{T}]:

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_I \exp \left\{ \pm \frac{\mathcal{T}}{\varphi_I} \sqrt{\frac{\Pi}{V_c}} \right\}, & P_\varphi &= \pm \sqrt{\Pi V_c} \exp \left\{ \mp \frac{\mathcal{T}}{\varphi_I} \sqrt{\frac{\Pi}{V_c}} \right\}, \\ N_0 &= e_0 \exp \left\{ \pm \frac{2\mathcal{T}}{\varphi_I} \sqrt{\frac{\Pi}{V_c}} \right\}, \end{aligned} \quad (51)$$

которое переводит полевой параметр эволюции φ — в новую динамическую переменную \mathcal{T} , а энергию P_φ — в энергию Вселенной Π , сопряженную новому времени, при этом конформное время η переходит во время Мизнера \mathcal{T} [28]:

$$d\mathcal{T} = e_0 dx^0 = d\eta/a^2(\eta). \quad (52)$$

Такое каноническое преобразование приводит действие (47) к виду:

$$S = \int dx^0 \left[-\Pi \frac{d\mathcal{T}}{dx^0} + e_0 (\Pi - \rho_{\text{crI}} V_c) - \frac{d}{dx^0} (\mathcal{T}\Pi) \right], \quad (53)$$

где $\rho_{\text{crI}} = \varphi_I^2 H_I^2$. Вариация его по e_0 ведет к уравнению связи (48)

$$\Pi - \rho_{\text{crI}} V_c = 0, \quad (54)$$

а вариация по Π к уравнению

$$-\frac{dT}{dx^0} + e_0 = 0, \quad (55)$$

которое совпадает с (52). Следовательно, согласно (52) и (55) имеем

$$dT = e_0 dx^0 = \frac{d\eta}{1 + 2H_I \eta}, \quad (56)$$

откуда получаем зависимость времени T от конформного времени η

$$T(\eta) = \frac{1}{2H_I} \log(1 + 2H_I \eta).$$

Уравнение связи (54) в квантовой теории теперь должно быть записано в пространстве новых переменных $[T, \Pi]$ на собственные значения

$$\frac{d}{i dT} \Psi_{\text{геом}} = V_c \rho_{\text{crI}} \Psi_{\text{геом}}, \quad (57)$$

заданные в области $T > 0$, $\Pi > 0$, что соответствует причинному квантованию полевых переменных φ , P_φ . Решение этого уравнения дает волновую функцию

$$\Psi_{\text{геом}}(\eta) = \exp\{iT(\eta)V_c \rho_{\text{crI}}\}. \quad (58)$$

Таким образом, задача о космической эволюции описывается уравнением $\varphi^2(\eta) = [\varphi_I^2 + (2H_I \varphi_I^2)\eta]$ с начальными данными φ_I , H_I и является не задачей классической механики о поезде, движущемся из пункта φ_I^2 в пункт $\varphi^2(\eta)$ с постоянной скоростью $(2H_I \varphi_I^2)$, а задачей вторичного квантования релятивистской частицы с дополнительным условием.

Таким образом, полное описание релятивистской квантовой Вселенной возможно в двух пространствах — «полевом» (47) и «геометрическом» (53), каждое из которых имеет свой параметр эволюции

(космологический фактор φ или конформное время η) и свою волновую функцию, (50) или (58)), а эволюция космического масштабного фактора относительно переменной $\varphi(\eta)$ рассматривается как релятивистское *соотношение* между двумя параметрами эволюции (51).

Следствиями квантования Вселенной являются: положительная стрела конформного времени $\eta \geq 0$ с началом в нуле и отсутствие космической сингулярности при $\varphi = 0$ во Вселенной с положительной энергией [26, 27].

3 Рождение W-, Z-бозонов в ранней Вселенной

3.1 Стандартная модель в режиме ранней Вселенной

Инфляционная модель, основанная на абсолютном эталоне измерения, с самого начала предполагает, что Вселенная — это огненный шар безмассовых частиц, существующий изначально с момента Большого Взрыва в планковскую эпоху и испытывающий ряд фазовых переходов в процессе расширения Вселенной [11]. Проблема происхождения этих частиц и их температуры выходят за рамки инфляционной модели, так как изотропная расширяющаяся Вселенная не может рождать безмассовые частицы [21, 29].

Относительный эталон измерения отменяет планковские абсолюты и позволяет ввести космические начальные данные $\varphi(0) = \varphi_I$ и $H(0) = H_I$, как точку в мировом пространстве полевых переменных рождения Вселенной. Ненулевые начальные данные дают возможность поставить задачу космологического рождения наблюдаемой материи из вакуума и вычислить энергетический бюджет Вселенной (включая плотности реликтового излучения и видимой барионной материи) в режиме жесткого состояния ($p = \rho$), об этом свидетельствуют данные по Сверхновым и нуклеосинтезу, пересчитанные в единицах относительного эталона. Вместо гипотетического огненного шара безмассовых частиц в инфляционной модели начальное состояние материи во Вселенной может быть выбрано в виде физического вакуума, который является состоянием квантованных полей с наименьшей энергией.

Рассмотрим в ранней Вселенной поведение материи, описываемой стандартной моделью, как набор частицеподобных локальных возбуждений квантованных полей.

В СМ массы частиц возникают благодаря механизму спонтанного нарушения симметрии с потенциалом для поля Хиггса в виде

$$V(|\Phi|) = \frac{\lambda}{4} \left[|\Phi|^2 - M_{\text{Higgs}}^2 \right]^2, \quad (59)$$

где $M_{\text{Higgs}} = y_h \varphi_0$ ($y_h \sim 10^{-17}$) — современное значение массы Хиггса. В терминах конформных величин ${}^{(n)}F_c = {}^{(n)}F(a)^n$ потенциал Хиггса принимает форму

$$V_c(|\Phi_c|) = \frac{\lambda}{4} \left[|\Phi_c|^2 - y_h^2 \varphi^2(\eta) \right]^2 \quad (60)$$

и ведет к массам элементарных частиц, которые определяются бегущей массой Планка (40). В частности, низший порядок теории возмущений по константе связи описывает векторные W^{\pm} , Z^0 — бозоны с лагранжевой плотностью

$$\mathcal{L}_v = -\frac{1}{4} (\partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu) (\partial^\mu v^\nu - \partial^\nu v^\mu) + \frac{1}{2} M_v^2 a^2(\eta) v_\mu v^\mu,$$

где зависимость массы $M_v a = y_v \varphi$ от времени определяется эволюцией космологического фактора в режиме жесткого уравнения состояния в конформно-плоской метрике:

$$ds_c^2 = (d\eta)^2 - (dx^i)^2. \quad (61)$$

Как известно, нулевая компонента векторного поля v_0 имеет нулевой канонический импульс $p_0 = \partial \mathcal{L} / \partial (\partial_0 v_0) = 0$, а условием его сохранения является классическое уравнение $\delta S / \delta v_0 = 0$

$$\left[\bar{\partial}^2 - (M_v a)^2 \right] v_0 = \partial_0 \bar{\partial} \vec{v}. \quad (62)$$

Так как поле v_0 и его канонический импульс p_0 фиксированы этими связями, то временная компонента трактуется как классическая и исключается из действия с помощью решения классического уравнения (62) еще до процедуры квантования [20].

В результате гамильтонова форма действия для векторных бозонов в терминах фурье-компонент

$$\mathbf{v}_k = \int_{V_0} d^3x e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \mathbf{v}(\mathbf{x})$$

принимает вид

$$S_v = \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \left(\sum_k \left[\mathbf{p}_k^\perp \partial_0 \mathbf{v}_k^\perp + \mathbf{p}_k^\parallel \partial_0 \mathbf{v}_k^\parallel \right] - N_0 (H^\perp + H^\parallel) \right), \quad (63)$$

где N_0 есть функция смещения, H^\perp и H^\parallel — гамильтонианы для поперечных и продольных компонент векторных бозонов:

$$\begin{aligned} H^\perp &= \sum_{k,\sigma} \frac{1}{2} \left[\mathbf{p}_k^{\perp 2} + \omega^2(\varphi, k) \mathbf{v}_k^{\perp 2} \right], & \omega(\varphi, k) &= \sqrt{\mathbf{k}^2 + (y_v \varphi)^2} \\ H^\parallel &= \sum_k \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\omega(\varphi, k)}{M_v a} \right)^2 \mathbf{p}_k^{\parallel 2} + (M_v a)^2 \mathbf{v}_k^{\parallel 2} \right], \end{aligned} \quad (64)$$

здесь знаки \parallel, \perp обозначают поперечные и продольные компоненты.

В полевых теориях «частицы» определяются как голоморфные переменные a^+ , a :

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_k^\parallel &= \frac{\sqrt{\omega(\varphi, k)}}{y_v \varphi \sqrt{2V_c}} (a^+(-k) + a^\parallel(k)), \\ \mathbf{p}_k^\parallel &= -i \frac{y_v \varphi}{\sqrt{2V_c} \omega(\varphi, k)} (a^{\parallel+}(-k) - a^\parallel(k)), \end{aligned} \quad (65)$$

для которых гамильтониан принимает форму суммы произведений энергии одной частицы на оператор числа частиц $\hat{N}^J = a_\sigma^{J+}(-k, x^0) \times a_\sigma^J(k, x^0)$, где $J = \parallel, \perp$:

$$H^J = \sum_{k,J} \omega(\varphi, k) \hat{N}_k^J.$$

Такое выражение для продольных бозонов (65) через величины $a^\pm(k)$ сингулярно по массе: $M_v a = y_v \varphi(\eta) \rightarrow 0$. Зависимость масс от вре-

мени приводит к недиагональным членам в канонической дифференциальной форме [17, 30, 31]:

$$p_k \partial_0 v_k = \frac{i}{2} [a^+(k) \partial_0 a(-k) - a(k) \partial_0 a^+] - \frac{i}{2} [a^+(k) a^+(-k) - a(k) a(-k)] \partial_0 \Delta_k,$$

где Δ для поперечных и продольных бозонов имеет вид

$$\Delta_v^\perp(\varphi) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_v}{\omega_I} \right),$$

$$\Delta_v^\parallel(\varphi) = \ln \left(\frac{\varphi}{\varphi_I} \right) - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_v}{\omega_I} \right),$$

а φ_I и ω_I — начальные данные. Можно увидеть, что недиагональные члены являются источником космологического рождения частиц.

После процедуры диагонализации с помощью преобразований Боголюбова [32]

$$b_\zeta = \alpha_\zeta a_\zeta + \beta_\zeta a_\zeta^+ \quad (66)$$

действие (63) принимает диагональную форму, но уже в терминах «квазичастиц»:

$$S_v = \int_0^\eta d\eta \left[\sum_{kJ} \frac{i}{2} (b_J^+(k) \partial_0 b_J(-k) - b_J(k) \partial_0 b_J^+) - V_c(\rho_B^\perp + \rho_B^\parallel) \right], \quad (67)$$

где $\rho_B = \sum_{kJ} \omega_B(k) (1/2) [b_J(k) b_J^+(k) + b_J^+(k) b_J(k)]$, а $\omega_B(k)$ — энергия этих квазичастиц.

В соответствии с гипотезой ничтожно малого вклада плотности материи в космическую эволюцию, определяемую вариацией действия по N_0 , мы сделали замену $N_0 dx^0 = d\eta$ в действии (63). Такая замена исключает вклад материи в космическую эволюцию и ее обратное влияние на динамику космологического фактора. Преобразования Боголюбова играют роль канонических преобразований (51) от мирового пространства исходных полей (φ, a^+, a) к полям (η, b^+, b) [26] с сохраняющимся числом частиц $\langle \text{sq}|b^+b|\text{sq} \rangle' = 0$,

определенных как среднее по собственным (так называемым сжатым) состояниям оператора числа квазичастиц $N = b^+b$. Число рожденных частиц, появившихся в течение времени η из вакуума:

$$b_\zeta|0\rangle_{sq} = 0, \quad (68)$$

определяется как сумма квадратов боголюбовских коэффициентов $\beta_\zeta(\eta)$:

$$n_F(\eta) = \sum_\zeta |\beta_\zeta(\eta)|^2, \quad (69)$$

где $|\beta_\zeta(\eta)|^2 = \mathcal{N}(\zeta, \eta)$ называется функцией распределения числа частиц. В следующей главе рассмотрим в этом формализме рождение векторных бозонов.

3.2 Рождение материи и энергетический бюджет Вселенной

Первичное значение параметра Хаббла H_I задаёт минимальную макроскопическую единицу времени жизни Вселенной $\eta_I = 1/2H_I$. Первичными значениями массы Планка φ_I и бозона M_I в стандартной модели в нашем подходе являются значения, которые задаются нижней границей для массы бозона, разрешенной соотношением неопределенности $\delta E \eta_I \geq \hbar$ для изменений энергии $\delta E = 2M_I$ при рождении пары бозонов во Вселенной с минимальным временем жизни для рассматриваемого случая $\eta_I = 1/2H_I$. В таком случае изменение массы бозона становится равным самой массе M_I в единицах $\hbar = c = 1$. Другими словами, первичная единица времени жизни «макроскопической» Вселенной в момент её рождения равна характерному времени «микроскопических» процессов элементарных частиц, описываемых квантовой теорией поля.

Когда микро- и макро- масштабы совпадают для векторных бозонов ($H_I = M_{vI}$), стандартная модель в низшем порядке теории возмущения по константе связи описывает эффект интенсивного космологического рождения [29] массивных векторных бозонов из состояния наинизшей энергии, то есть вакуума [14–17], как результат сингулярности волновых функций этих векторных бозонов по массе [20].

Функции распределения плотности числа частиц по импульсу k для продольных $\mathcal{N}^{\parallel}(k, \eta)$ и поперечных $\mathcal{N}^{\perp}(k, \eta)$ векторных бозонов вычислены в работах [16, 17] и показаны на рис. 3 для начальных данных $H_I = M_{\nu I}$. На рис. 3 отображены два факта: доминирующий вклад релятивистских продольных бозонов $k \geq M_{\nu I}$ и быстрое «установление» плотности в единицах первичного значения параметра Хаббла. Это позволяет оценить температуру бозонов T , которая определяется процессами их рассеяния с сечением $\sigma \sim 1/M^2$. Из релятивистской зависимости числа частиц от температуры $n(T) \sim T^3$ и уравнения кинетической теории [33] для времени установления температуры

$$\eta_{\text{релаксация}}^{-1} n(T) \times \sigma \sim H$$

следует, что температура первичных бозонов определяется значением их масс и параметром Хаббла

$$T \sim (M_I^2 H_I)^{1/3} = (M_0^2 H_0)^{1/3} = 2.7K$$

и является константой космической эволюции [14, 15]. Вычисление даёт значение температуры, очень близкое к наблюдаемой температуре реликтового излучения $T_{\text{СМВ}} = 2.73 \text{ К}$.

Далее оказывается, что отношение плотности рожденной материи $\rho_{\nu}(\eta_I) \simeq T^4$ к плотности движения первичного скалярного поля (квинтэссенции) $\rho_{\text{ср}}(\eta_I) = H_I^2 \varphi_I^2$ имеет экстремально малое значение

$$\frac{\rho_{\nu}(\eta_I)}{\rho_{\text{ср}}(\eta_I)} \sim \frac{M_I^2}{\varphi_I^2} = \frac{M_W^2}{\varphi_0^2} \sim 10^{-34}. \quad (70)$$

Время же жизни бозонов определяется параметрами стандартной модели

$$\eta_L = \eta_I \left[\frac{\sin^2 \theta_W}{\alpha_{QED}} \right]^{2/3}, \quad (71)$$

где θ_W – угол Вайнберга, $\alpha_{QED} = 1/137$. Поперечные бозоны в течение их времени жизни формируют барионную асимметрию Вселенной как следствие «поляризации» этими бозонами вакуумного моря Дирака левых фермионов согласно правилам отбора стандартной модели [36]. Барионная асимметрия с плотностью

$$\rho_b(\eta = \eta_L) \simeq 10^{-9} 10^{-34} \rho_{\text{ср}}(\eta = \eta_L) \quad (72)$$

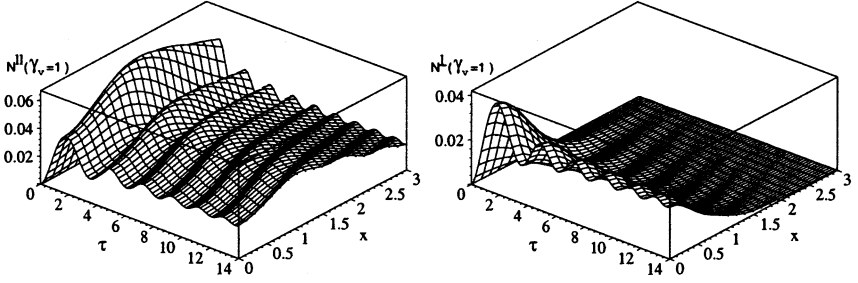


Рис. 3: На рисунке, взятом из [17], показана зависимость продольных N^{\parallel} и поперечных N^{\perp} компонент функции распределения векторных бозонов от безразмерного времени $\tau = \eta \cdot 2H_I$ и безразмерного импульса $x = q/M_I$ при значении начальных данных $M_I = H_I$. Мы видим очень быстрое установление плотности в единицах первичного значения параметра Хаббла и доминирующий вклад релятивистских бозонов [16, 17]. Значения начальных данных $M_I = H_I$ следуют из соотношения неопределенности и дают температуру релятивистских бозонов $T \sim H_I = (M_0^2 H_0)^{1/3} = 2.7K$, как сохраняющееся число космической эволюции, описывающей Сверхновые [5, 6] и химическую эволюцию [3]. Эффект интенсивного рождения бозонов является чистым релятивистским следствием фундаментального операторного квантования [20, 34, 35], так как изменение полевых переменных, устраняющих этот эффект, нарушает релятивистскую ковариантность (то есть нарушает алгебру наблюдаемых Пуанкаре, построенных из этих переменных [20, 35]).

замораживается сверхслабым взаимодействием [37], ответственным за нарушение CP-симметрии с константой $X_{CP} \sim 10^{-9}$. После распада бозонов их температура наследуется реликтовым излучением.

Вся последующая эволюция материи в постоянной холодной Вселенной повторяет известный сценарий горячей Вселенной [3], поскольку эта эволюция определена конформно-инвариантными отношениями масс и температуры m/T . Барионная плотность увеличивается как масса, а плотность первичной квинтэссенции уменьшается как обратный квадрат массы, поэтому современное значение барион-

ной плотности, получаемое из (70), (71) и (72), равно

$$\Omega_b(\eta_0) = \left[\frac{\varphi_0}{\varphi_L} \right]^3 10^{-43} \sim 10^{43} \left[\frac{\eta_I}{\eta_L} \right]^{3/2} 10^{-43} \sim \left[\frac{\alpha_{QED}}{\sin^2 \theta_W} \right] \sim 0.03 \quad (73)$$

и это дает хорошее согласие с данными наблюдений.

Таким образом, ОТО и СМ, дополненные плотностью квинтэссенции в режиме жесткого состояния, и начальные данные $\varphi_I = 10^4$ ГэВ, $H_I = 2.7$ К описывают следующие события:

$\eta = 0$: творение «пустой» Вселенной из «вакуума»;

$\eta \sim 10^{-12}c$: рождение векторных бозонов из «вакуума»;

$10^{-12}c < \eta < 10^{-11} \div 10^{-10}c$: формирование барионной асимметрии;

$\eta \sim 10^{-10}c$: распад векторных бозонов;

$10^{-10}c < \eta < 10^{11}c$: первичная химическая эволюция материи;

$\eta \sim 10^{11}c$: рекомбинация или отделение реликтового излучения;

$\eta \sim 10^{15}c$: формирование галактик;

$10^{17}c < \eta$: земные эксперименты и эволюция Сверхновых.

Возникает вопрос о построении единой теории, которая включала бы ОТО и СМ с относительными эталонами и квинтэссенцию в режиме жесткого состояния. Обсуждению этой проблемы посвящен следующий раздел.

4 Конформно-инвариантная единая теория

4.1 Формулировка теории

Аналогия с электродинамикой Максвелла была наиболее плодотворной для построений всех полевых теорий XX столетия [38], в частности, полевая природа света в электродинамике и её релятивистская симметрия были примером для Эйнштейна при формулировке уравнений теории гравитации – ОТО. Калибровочная симметрия КЭД была исходной для построения стандартной модели в теории элементарных частиц. Начнем с единой теории в виде суммы двух действий ОТО и СМ, как основы феноменологии космологических моделей:

$$S_{\text{ET}}[\varphi_0|F] = S_{\text{OTO}}[w|g] + S_{\text{CM}}[y_h\varphi_0|F = g, \{f\}]. \quad (74)$$

Группы преобразований дифференциальных уравнений этой теории разделяются на два типа: преобразования, которые меняют начальные данные, то есть *систему отсчёта*; и преобразования, которые не меняют начальные данные, а *устанавливают связи* между ними. Исторически симметрия систем отсчёта появилась как группа преобразований Галилея, перестраивающих положение и скорости начальных данных частиц в механике Ньютона. Симметрией систем координат теории (74) является группа преобразований Пуанкаре, перестраивающих начальные данные релятивистских полей.

Бэйтманом и Кунингамом [39] в 1909 г. было показано, что уравнения Максвелла являются инвариантными относительно конформных преобразований, обнаруженных Мебиусом в середине XIX столетия [40]. Конформные преобразования оставляют инвариантным угол между двумя векторами в пространстве–времени, поэтому конформная симметрия законов природы не совместима с абсолютными измерений, такими, как масса Планка, длина и время (8).

Симметрия систем отсчёта, относительно группы конформных преобразований, требует замены единой теории (74) математически эквивалентной конформно–инвариантной единой теорией (КЕТ) [13–16, 41]:

$$S_{\text{КЕТ-1}}[w|F] = -S_{\text{ПЧТ}}[w|g] + S_{\text{СМ}}[y_h w|F], \quad (75)$$

где вместо действия ОТО $S_{\text{ОТО}}[\varphi_0|g]$ (2) стоит конформно–инвариантное действие Пенроуза–Черникова–Тагирова (ПЧТ) [41] для скалярного поля — дилатона w

$$S_{\text{ПЧТ}}[w|g] = - \int d^4x \left\{ -\sqrt{-g} \frac{w^2}{6} R + w \partial_\mu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu w) \right\}, \quad (76)$$

а хиггсовская масса в действии СМ ($M_{\text{Higgs}} = y_h \varphi_0$) заменяется дилатоном ($y_h w$). В такой теории абсолютная масса Планка φ_0 становится одной из *начальных данных* новой динамической переменной w . Действие (75) инвариантно относительно следующих масштабных преобразований:

$$g_{\mu\nu} \rightarrow \tilde{g}_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}\Omega^2, \quad (77)$$

$$w \rightarrow \tilde{w} = w\Omega^{-1}, \quad (78)$$

$${}^{(n)}F \rightarrow {}^{(n)}\tilde{F} = {}^{(n)}F\Omega^n, \quad (79)$$

где n — конформный вес поля ${}^{(n)}F$.

Предельно жёсткое уравнение состояния эволюции (которое соответствует последним данным по Сверхновым [5, 6] и первичному нуклеосинтезу [3]) может быть описано действием свободного одно-родного скалярного поля «квинтэссенции» Q [16]:

$$S_Q[w|Q] = \int d^4x \sqrt{-g} w^2 \partial_\mu Q \partial^\mu Q, \quad (80)$$

инвариантным относительно масштабных преобразований. Полная теория с учетом (80) имеет вид

$$S_{\text{КЕТ-2}}[w|F] = -S_{\text{ПЧТ}}[w|g] + S_Q[w|Q] + S_{\text{СМ}}[y_h w|F] \quad (81)$$

$$\equiv -S_{\text{ПЧТ}}[w_+|g] + S_{\text{ПЧТ}}[w_-|g] + S_{\text{СМ}}[y_h w|F],$$

где $w_+ = w \operatorname{ch} Q$ и $w_- = w \operatorname{sh} Q$.

Поле Q можно назвать углом смешивания двух дилатонов $w_+ = w \operatorname{ch} Q$ и $w_- = w \operatorname{sh} Q$, заданных в двумерном пространстве с сигнатурой $(+, -)$ и законом преобразования (79). Скалярный сектор теории — два дилатона $w_+ = X_0$, $w_- = X_1$ и четыре поля Хиггса $|\Phi|^2 = X_2^2 + X_3^2 + X_4^2 + X_5^2$ до спонтанного нарушения симметрии описывают 6-мерную мембрану с сигнатурой метрики:

$$\operatorname{sign} G^{AB} = (+1, -1, -1, -1, -1, -1).$$

Действие в скалярном секторе

$$S[w|g] = \quad (82)$$

$$\int d^4x \left\{ \sum_{A,B=0}^5 G^{AB} \left[\sqrt{-g} X_A X_B \frac{R}{6} + X_A \partial_\mu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu X_B) \right] \right\}$$

принадлежит тому же классу действий, что и релятивистская струна в геометрической формулировке

$$S_{\text{STRING}}[w|g] = -\gamma \int d^2x \sqrt{-g} \sum_{A,B=0}^{D-1} G^{AB} [g^{\mu\nu} \partial_\mu X_A \partial_\nu X_B]. \quad (83)$$

Чтобы воспроизвести результаты ОТО, СМ и наблюдательной космологии, нужно задать одну из систем отсчета, группой преобразования которой является конформная группа.

4.2 Выбор системы отсчета

Любая фиксированная система отсчета ассоциируется с набором физических инструментов для измерения начальных данных, необходимых для решения дифференциальных уравнений рассматриваемой теории. В ОТО наблюдательные данные относятся к полям материи в пространстве, метрика которого «расщепляется» путем вложения 3-мерного гиперпространства в 4-мерное многообразие [42–44] в форме 3 + 1, задаваемой интервалом

$$\begin{aligned} (ds)^2 &= g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\ &= (N dx^0)^2 - {}^{(3)}g_{ij} (dx^i + N^i dx^0) (dx^j + N^j dx^0), \end{aligned} \quad (84)$$

где ${}^{(3)}g_{ij}$ — метрика 3-мерного пространства, N^i — вектор сдвига между двумя 3-мерными гиперповерхностями, а N — функция смещения. Рассматриваемая параметризация метрики, называемая в литературе Арновит–Дезер–Мизнер (АДМ), выделяет семейство гиперповерхностей $x^0 = \text{const}$ с единичным нормальным к ним вектором $\nu^\alpha = (1/N, -N^k/N)$. Внешняя форма:

$$\begin{aligned} \pi_{ij} &= \partial_0 {}^{(3)}g_{ij} - N_{j|i} - N_{i|j} \\ &\equiv (\partial_0 - N^l \partial_l) {}^{(3)}g_{ij} - {}^{(3)}g_{il} \partial^k N^l - {}^{(3)}g_{jl} \partial_i N^l \end{aligned} \quad (85)$$

определяет вложение этой гиперповерхности в 4-мерное пространство–время, где $N_{i|j}$ — ковариантная производная вектора N относительно метрики ${}^{(3)}g_{kj}$. Система отсчета, связанная с таким вложением, называется кинеметрической, а группа преобразований этой системы отсчета включает репараметризацию координатного параметра x^0 . Инвариантность ОТО в кинеметрическом базисе относительно

репараметризации координатного параметра x^0 означает, что одна из полевых переменных (φ) в полевом пространстве играет роль *параметра эволюции Вселенной* [17, 26, 27].

Как следует из предыдущего, два различных способа фиксации эволюционного параметра с абсолютным эталоном измерения

$$w_{\text{ABS}} = \varphi_0 = \text{константа}, \quad \int d^3x \sqrt{{}^{(3)}g_{\text{ABS}}} = a^3(t)V_c \quad (86)$$

и относительным эталоном

$$w_{\text{REL}} = \varphi(\eta), \quad \int d^3x \sqrt{{}^{(3)}g_{\text{REL}}} = V_c = \text{константа} \quad (87)$$

ведут к различным физическим результатам

$$S_{\text{KET-2}}[w_{\text{ABS}}|F_{\text{ABS}}] \neq S_{\text{KET-2}}[w_{\text{REL}}|F_{\text{REL}}]. \quad (88)$$

В первом случае введение абсолютного масштаба приводит к расширению объема Вселенной и существованию абсолютной планковской эпохи, а классические уравнения с интервалом $ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dx^i)^2$, в котором фиксирована функция сдвига $dt = Ndx^0$, не позволяют поставить релятивистскую задачу с начальными данными в квантовой теории.

Во втором случае относительный эталон превращает планковские абсолюты в современные значения динамической переменной — бегущая масса Планка. Нет никаких причин считать, что эти современные значения совпадают с начальными данными ранней Вселенной. Бегущая масса Планка становится времениподобной переменной в квантовой теории космической эволюции.

Еще один вывод состоит в том, что фиксация временного параметра, как в (87), должна быть проделана на уровне функции действия, но не на уравнениях движения с дополнительными условиями [27], так как перестановка фиксации системы отсчета и вариации действия приводит к другому результату:

$$\delta S_{\text{KET-2}}[w_{\text{REL}}|F_{\text{REL}}] \neq \{\delta S_{\text{KET-2}}[w|F]\}_{w=w_{\text{REL}}, F=F_{\text{REL}}}. \quad (89)$$

Это подтверждается в теории релятивистской струны [45, 46], где фиксация временного параметра и координаты на уровне функции

действия приводят к непротиворечивой модели Борна—Инфельда с физическими значениями спектра квадрата масс в пространстве произвольной размерности, в то время как выбор системы отсчета после вариации действия ведет к алгебре Виразоро с нефизическими значениями спектра квадрата масс, да и то, только в пространстве размерности $D=26$ [50].

5 Заключение

Основное утверждение работы состоит в том, что группой симметрии систем отсчета единой теории пространства—времени и материи должна быть группа конформных преобразований. Это утверждение не является новым и делалось другими авторами [47]. Принципиально новым моментом в настоящей работе является то, что конформная группа симметрии систем отсчета единой теории означает переход к *относительному эталону измерения длины*, для которого абсолютная масса Планка φ_0 становится *начальным значением* новой динамической переменной (так называемым скалярным дилатомом w).

Относительный эталон измерения длины не совместим с абсолютными типа планковской массы, длины и времени (8) и, как следствие, с гипотезой существования планковской эпохи, а значит и с исходной задачей инфляционной модели [11] — описать механизм расширения Вселенной, обеспечивающий переход от планковской эпохи к радиационно-доминантной эпохе химической эволюции материи.

Относительный эталон приводит к тому, что конформные величины становятся физически наблюдаемыми и тем самым изменяют фридмановский подход к описанию космической эволюции в ОТО, который послужил основанием стандартного сценария горячей Вселенной [10], инфляционная модель теряет свои планковские начальные данные с «огненным шаром» безмассовых частиц и его фазовыми переходами. Приведен целый ряд аргументов в пользу того, что *относительный эталон* ведет к новой идеологии в космологии и служит основанием сценария холодной Вселенной [13–17], где «огненный шар» безмассовых частиц заменяется физическим вакуумом и космологическим рождением из него первичных W -, Z - бозонов, а

затем и всей наблюдаемой материи как продукта распада этих бозонов, включая реликтовое излучение и барионы, плотности которых можно вычислить из СМ в согласии с наблюдательными данными.

При формулировке задачи Коши для квантовой Вселенной использована хорошо известная аналогия с причинным квантованием релятивистской частицы в СТО, где существуют релятивистские эффекты типа увеличения времени жизни нестабильной частицы для наблюдателя в его системе покоя (роль этого времени играет динамическая «переменная» X_0 в мировом пространстве $[X_0, X_i]$) сравнительно с временем жизни той же частицы в сопутствующей системе отсчёта η . Фиксируя систему отсчёта, мы теряем собственный временной интервал в СТО, так же как Уиллер и Де-Витт [28] потеряли «временной интервал» в общей теории относительности, где роль параметра эволюции играет динамическая переменная — бегущая масса Планка φ . Фиксация системы отсчёта в единой теории ведет к зависимости полей от параметра эволюции φ с начальными данными $[\varphi_I]$, которые в мировом полевым пространстве трактуются как полевые координаты точки рождения Вселенной. Имея эти начальные данные, нужно рассматривать волновую функцию Вселенной $\Psi_F[\varphi \geq \varphi_I | F, F_I]$ как амплитуду вероятности найти Вселенную в точке $[\varphi | F]$, если она была рождена в точке $[\varphi_I | F_I]$ вне времени.

Далее приводится метод восстановления динамики репараметризационно-инвариантных систем относительно времени с помощью линеаризации энергетической связи каноническими преобразованиями Леви—Чевита. В конформной единой теории — (75) и (87) — этот метод преобразует полевое пространство $[\varphi | F]$ (с эволюционным параметром φ) в пространство геометрических переменных $[\eta | G]$ (с временным параметром η).

Линеаризация связи (как введение времени η) включает преобразование исходных полей F в геометрические поля G (известное как преобразование Боголюбова) и вводит в теорию космические начальные данные $G_I = G(\eta = 0)$ для Вселенной $\eta = 0$. Таким образом, Вселенная описывается двумя мировыми пространствами: полевым и геометрическим, каждое из них имеет свой параметр эволюции (космический масштабный фактор или геометрическое время) и свою волновую функцию (полевою или геометрическую), а эволюция космологического фактора относительно времени $\varphi(\eta)$ проявля-

ется здесь как релятивистский эффект *отношения* двух временных параметров и не может быть описана никакой ньютоноподобной теорией с одним параметром эволюции.

Итак, есть надежда, что конформная симметрия, линеаризация гамильтоновой связи и конкретная система отсчета дают возможность «объяснить» в рамках ОТО и СМ с доминантностью скрытой энергии в форме свободного движения однородного скалярного поля происхождение наблюдаемых форм материи из физического вакуума в согласии с последними астрофизическими данными.

Список литературы

- [1] A.A. Friedmann, *Z. für Phys*, **10**, 377 (1922); *Ibid*, **21**, 306 (1924); А.А. Фридман. *Мир как пространство и время*, Наука, Москва, 1965.
- [2] E. Hubble, *The realm of the Nebulae*. New Haven, Yale University Press, 1936; reprinted by Dover Publications, Inc., N.Y., 1969.
- [3] S. Weinberg, *First Three Minutes. A modern View of the Origin of the universe*, Basic Books, Inc., Publishers, New-York, 1977.
- [4] J. R. Bond et al. (MaxiBoom collaboration), CMB Analysis of Boomerang & Maxima & the Cosmic Parameters $\Omega_{\text{tot}}, \Omega_b h^2, \Omega_{\text{cdm}} h^2, \Omega_\Lambda, n_s$, in: Proc. IAU Symposium 201 (PASP), CITA-2000-65 (2000). [astro-ph/0011378].
- [5] A.G. Riess et al., *Astron. J.* **116**, 1009 (1998); S. Perlmutter et al., *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999).
- [6] A.G. Riess et al., *Astrophys. J.* **560**, 49 (2001); [astro-ph/0104455].
- [7] I. Zlatev, L. Wang and P. J. Steinhardt, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 896 (1999); C. Wetterich, *Nucl. Phys. B* **302**, 668 (1988).
- [8] Д. Чернин, *УФН* **171** 11 (2001).
- [9] Джеймс Клерк Максвелл, *Трактат об электричестве и магнетизме*, Москва, Наука, т. 1, стр. 10, 1989.
- [10] G. Gamow, *Phys. Rev.*, **70**, 572 (1946); *ibid*, **74**, 505 (1948).

- [11] А.Д. Линде, *Физика элементарных частиц и инфляционная космология*, Наука, Москва, 1990.
- [12] А. Einstein, *Sitzungsber. d. Berl. Akad.*, **1**, 147 (1917); А. Эйнштейн, *Собрание научных трудов*, т.1, стр. 601, Наука, Москва, 1965.
- [13] М. Pawlowski, V. V. Papoian, V. N. Pervushin, and V. I. Smirichinski, *Phys. Lett. B* **444**, 293 (1998).
- [14] D. Behnke, D.B. Blaschke, V.N. Pervushin, and D.V. Proskurin, *Phys. Lett. B* **530**, 20 (2002); [gr-qc/0102039].
- [15] D. Blaschke, D. Behnke, V. Pervushin, and D. Proskurin, *Proceeding of the XVIIIth IAP Colloquium "On the Nature of Dark Energy"*, Paris, July 1-5, 2002; Report-no: MPG-VT-UR 240/03; [astro-ph/0302001].
- [16] V.N. Pervushin, D.V. Proskurin, and A. A. Gusev, *Grav.& Cosmology*, **8**, 181 (2002).
- [17] D. Blaschke *et al.*, *Cosmological creation of vector bosons and CMB*, gr-qc/0103114; hep-th/0206246; V.N. Pervushin and D.V. Proskurin, *Proceeding of the V International Conference on Cosmoparticle Physics (Cosmion-2001) dedicated to 80-th Anniversary of Andrei D. Sakharov (21 – 30 May 2001, Moscow – St.Peterburg, Russia)*; gr-qc/0106006.
- [18] J.V. Narlikar, *Space Sci. Rev.* **50**, 523 (1989).
- [19] Г. Венцель, *Введение в квантовую теорию волновых полей*, ОГИЗ – ГИТТЛ, Москва, 1947.
- [20] Н.-Р. Pavel and V.N. Pervushin, *Int. J. Mod. Phys. A* **14**, 2285 (1999).
- [21] А.А. Гриб, С.Г. Мамаев, В.М. Мостепаненко, *Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях*, Атомиздат, Москва, 1980.
- [22] Я.Б. Зельдович, А.А. Старобинский, *ЖЭТФ* **61** (1971) 2161;

- [23] E. Kasner, *Am. J. Math* **43**, 217 (1921).
- [24] В.А. Белинский, Е. М. Лифшиц, И.М. Халатников, *УФН* **102**, 463 (1970); *ЖЭТФ* **60**, 1969 (1971).
- [25] N. A. Bahcall, J. P. Ostriker, S. Perlmutter and P. J. Steinhardt, *Science* **284**, 1481 (1999) [arXiv:astro-ph/9906463].
- [26] M. Pawłowski, V. N. Pervushin, *Int. J. Mod. Phys.* **16**, 1715 (2001), [hep-th/0006116];
V. N. Pervushin and D. V. Proskurin, *Gravitation and Cosmology*, **7**, 89 (2001).
- [27] Б.М. Барбашов, В.Н. Первушин, Д.В. Прокурин, *ТМФ* **132**, 181 (2002).
- [28] J.A. Wheeler, *Batelle Reconte* 1967, *Lectures in Mathematics and Physics*, C. DeWitt and J.A. Wheeler, Benjamin, New York, 1968; V.C. DeWitt, *Phys. Rev.* **160**, 1113 (1967).
- [29] Э.А. Тагиров, Н.А. Черников, Препринт ОИЯИ Р2-3777, Дубна, 1968; К.А. Бронников, Е. А. Тагиров, Препринт ОИЯИ Р2-4151, Дубна, 1968; G. L. Parker, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 562 (1968); *Phys. Rev.* **183**, 1057 (1969); *Phys. Rev. D* **3**, 346 (1971); А.А. Гриб, С.Г. Мамаев, *ЯФ*, **10**, 1276 (1969); R. U. Sexl and H. K. Urbantke, *Phys. Rev.*, **179**, 1247 (1969). Я.Б. Зельдович, *Письма в ЖЭТФ* **12**, 443 (1970);
- [30] V. N. Pervushin and V. I. Smirichinski, *J. Phys. A: Math. Gen.* **32** (1999) 6191.
- [31] D. Blaschke *et. al.*, *Yad. Fiz.* (submitted); hep-th/0206246.
- [32] N.N. Bogoliubov, *J. Phys. USSR* **2**, 23 (1947).
- [33] J. Bernstein, *Kinetic theory in the expanding universe*, Cambridge University Press, Cambridge, 1985.
- [34] J. Schwinger, *Phys. Rev.* **127**, 324 (1962).

- [35] Nguyen Suan Han and V.N. Pervushin, *Mod. Phys. Lett.* **A2** 367 (1987); V.N. Pervushin, *Dirac Variables in Gauge Theories, Lecture Notes in DAAD Summerschool on Dense Matter in Particle - and Astrophysics, JINR, Dubna, Russia, August 20 - 31, 2001*; [hep- th/0109218]; *Phys. Particles and Nuclei* **34** (2003), in print.
- [36] А.Д. Сахаров, *Письма в ЖЭТФ*, **5**, 24 (1967).
- [37] Л.Б. Окунь, *Лептоны и кварки*, Наука, Москва, 1981.
- [38] V.N. Pervushin, *Riv. Nuovo Cim.* **8**, N **10**, 1 (1985).
- [39] H. Bateman, *Proc. London Math. Soc.* **7**, 70-92 (1909);
E. Cuninghame, *Proc. London Math. Soc.* **8**, 77-98 (1909).
- [40] H. Weyl, *Proc. American Philosophical Society*, **93**, 535-541 (1949).
- [41] R. Penrose, *Relativity, Groups and Topology*, Gordon and Breach, London 1964;
N. Chernikov and E. Tagirov, *Ann. Inst. Henri Poincarè* **9**, 109 (1968).
- [42] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A* **246**, 333 (1958); P. A. M. Dirac, *Phys. Rev.* **114**, 924 (1959).
- [43] R. Arnowitt, S. Deser, and C. W. Misner, *Phys. Rev.* **116**, 1322 (1959); *Phys. Rev.* **117**, 1595 (1960); *Phys. Rev.* **122**, 997 (1961).
- [44] A.L. Zel'manov, *Doklady AN SSSR* **227**, 78 (1976);
Vladimirov Yu.S. *Frame of references in theory of gravitation* (Moscow, Energoizdat, 1982), in Russian.
- [45] Б.М. Барбашов, Н.А. Черников, *Классическая динамика релятивистской струны*, Препринт ОИЯИ Р2-7852, Дубна, 1974.
- [46] А.Г. Рейман, Л.Д. Фаддеев, *Вестн. Ленингр. Гос. Универ.*, No.1, 138 (1975).
- [47] R. Kallosh, L. Kofman, A. Linde and A. Van Proeyen, *Class. Quant. Grav.* **17** (2000) 4269.

[48] H. Poincare, C.R. Acad. Sci., Paris, **140**, 1504 (1904).

[49] A. Einstein, Annal. d. Phys., **17**, 891 (1905).

[50] Б.М. Барбашов, В.В. Нестеренко, *Введение в теорию релятивистской струны*, Энергоатомиздат, Москва, 1987.

Получено 28 декабря 2002 г.

Барбашов Б. М. и др.

P2-2002-295

Астрофизика в относительных единицах
как конформная теория без планковских абсолютных

Астрофизические данные по зависимости красного смещения от расстояния до сверхновых, пересчитанные в единицах относительных эталонов измерения, используются как обоснование единой конформно-инвариантной теории, где все массы, включая массы Планка и Хиггса, становятся современными значениями динамических параметров эволюции Вселенной в режиме доминантности свободного скалярного поля. Планковская эпоха с первичным огненным шаром сценария горячей Вселенной заменяется на эпоху космологического рождения из физического вакуума векторных W -, Z -бозонов. Перечислены аргументы в пользу существования начальных данных для космической эволюции, которые позволяют описать в рамках стандартной модели всю наблюдаемую материю, включая реликтовое излучение, как продукт распада первичных бозонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Barbashov B. M. et al.

P2-2002-295

Astrophysics in Relative Unites as Conformal Unified Theory
without Planck Absolutes

Astrophysical data on the Supernova luminosity-distance — redshift relations, recalculated in terms of relative measurement standards, is utilized as a justification of conformal-invariant unified theory, where all masses, including masses of the Planck and Higgs, become the present-day values of dynamic variable of evolution of the universe in a regime of the dominances of a free scalar field. Planck epoch with the primordial fireball of the Hot Universe Scenario is substituted by the epoch of cosmological creation from physical vacuum of W -, Z -bosons. Arguments for the benefit of existence of initial data of the cosmic evolution which describe all visible matter including CMB radiation as product of decays of the primordial bosons in the framework of Standard Model are listed.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 10.02.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 2,25. Уч.-изд. л. 2,3. Тираж 415 экз. Заказ № 53759.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@pds.jinr.ru
www.jinr.ru/publish/