УДК 530.12:550.831

СЦЕНАРИЙ НЕПРЕРЫВНО ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Ю. М. Лоскутов

(*кафедра квантовой теории и физики высоких энергий*)

Показано, что при выполнении некоторых физических условий полученная полная система уравнений гравитации ведет к сценарию периодически пульсирующей Вселенной между состояниями с максимальной ($\sim 10^{66}$ г/см^3) и минимальной ($\sim 5 \cdot 10^{-30}$ г/см^3) плотностями энергии вещества в ней. При этом совокупная плотность энергии всей материи во Вселенной всегда остается равной нулю. С позиций риманова пространства эволюция Вселенной представляется непрерывной чередой этапов ее «расширения» и «сжатия». Продолжительность каждого этапа оценивается в $15 \div 16$ миллиардов лет. «Ускорение» на последней трети каждого этапа «расширения» оказывается положительным и растущим со временем. Исследуется температурный режим Вселенной. В рамках предложенной концепции дается объяснение космологическому красному смещению. Проводится теоретическое объяснение наблюдаемому эффекту нефарадеевского космологического вращения плоскостей поляризации электромагнитного излучения удаленных радиогалактик.

Введение

Данные астрономических наблюдений [1, 2] показали, что последние несколько миллиардов лет «расширение» Вселенной идет с положительным «ускорением». Это не укладывалось в прежние теоретические представления об эволюции Вселенной и заставило пересмотреть их. В работе [3], например, выход на положительное «ускорение» в процессе «расширения» обусловливается гипотезой о ненулевой плотности энергии вакуума. Однако предложенные здесь обоснования и получаемые результаты вызывают по целому ряду причин серьезные возражения. Во-первых, сама гипотеза о достаточно высокой постоянной плотности энергии вакуума (превышающей наблюдаемую плотность энергии вещества во Вселенной) физически не обоснована. Замена ее гипотезой о наличии во Вселенной экзотической квинтэссенции [4] с особым уравнением состояния физической ясности не вносит. Во-вторых, полученные в [3] решения не обладают полнотой, так как охватывают лишь временной интервал $0 \leqslant \tau \leqslant \infty$; интервал $-\infty \leqslant \tau \leqslant 0$ вообще оказался выпавшим. В-третьих, согласно полученному в [3] сценарию Вселенная по мере «расширения» (с момента $\tau = 0$) должна в итоге выйти на стационарный режим с неограниченной длительностью, т. е. состояние, в котором Вселенная была при $\tau = 0$, вновь никогда не воспроизведется. Масштабный фактор R, скорость «расширения» ($v \sim \dot{R}$) и ускорение «расширения» ($a \sim \ddot{R}$) оказываются неограниченно растущими по близкому к экспоненциальному закону. Наконец, если учесть, что уравнения гравитации обратимы во времени (т. е. при замене $\tau \to -\tau$ не меняют своего вида), то этап эволюции Вселенной на интервале $-\infty \leqslant \tau \leqslant 0$ должен был бы выглядеть как этап постоянного «сжатия», если при $\tau = 0$ плотность вещества во Вселенной предполагается максимальной. Это требует смены знака первой производной масштабного фактора по времени ($\dot{R}$) в момент $\tau = 0$ и соответствующего физического объяснения такой смены. В [3] на этот счет ничего, естественно, не говорится. Но даже если бы приемлемое объяснение нашлось, все равно возник бы вопрос о достижимости самого состояния при $\tau = 0$, поскольку на это требуется бесконечное время. Таким образом, подобные сценарии следует относить скорее к физически неприемлемым, чем к допустимым. С другой стороны, неприемлемым является и сценарий стационарной Вселенной, поскольку он противоречит наблюдениям.

Физически допустимым может служить лишь сценарий непрерывно (на всем интервале $-\infty \leqslant \tau \leqslant \leqslant \infty$) пульсирующей Вселенной между некоторыми ее экстремальными состояниями. Ниже рассматривается именно такая возможность*). В основу рассмотрения будет положен анализ тех глобальных физических процессов во Вселенной, которые собственно и составляют саму эволюционную картину. Затем физическая картина эволюции будет переведена на язык риманова пространства. При таком подходе, с одной стороны, хорошо видна физическая природа эволюции, а с другой — выясняется физическая природа масштабного фактора как геометрической характеристики риманова пространства, т. е. физическая природа самого риманова пространства.

1. Основные уравнения

Итак, ставится задача о поиске уравнений и решений, соответствующих циклическому процессу эволюции Вселенной между некоторыми ее экстремальными состояниями. Сохраняя гипотезу об одно-

*) Если бы уравнения гравитации не приводили к таким сценариям, а давали бы лишь физически неприемлемые решения, то несправедливыми следовало бы признать сами уравнения, с чем трудно согласиться, ибо во множестве других ситуаций они ведут к физически оправданным результатам.

родности и изотропности Вселенной в целом и об аппроксимации глобального распределения вещества в ней сплошной средой с плотностью ρ и давлением p, экстремальные состояния можно считать тогда состояниями с $\rho = \rho_{\max}$ и $\rho = \rho_{\min}$. Цикл при этом будет соответствовать переходу Вселенной от одного ее состояния (например, с $\rho = \rho_{\max}$) к такому же следующему, когда фаза α цикла изменится на 2π. Начало отсчета фаз α всегда можно выбрать так, чтобы состояния с $\rho = \rho_{\max}$ приходились на фазы $\alpha_n = \pi n$, где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, с четными n. Тогда в силу инвариантности уравнений относительно операции отражения времени состояния с $\rho = \rho_{\min}$ придутся на фазы α_n с нечетными n. Положение о цикличности состояний Вселенной означает, что область изменения метрических коэффициентов $g_{\mu\nu}$ риманова пространства должна быть ограничена значениями, которых они достигают в точках, соответствующих $\alpha_n = \pi n$. Физическая природа этих ограничений выяснится ниже после нахождения решений.

Таким образом, постановкой задачи на метрические коэффициенты налагаются условия

$$[g_{\mu\nu} - g_{\mu\nu}(\alpha_n)]\, \delta(\sin\alpha) = 0, \tag{1}$$

где $\delta(\sin\alpha)$ есть дельта-функция. Функция действия S Вселенной примет в этом случае вид

$$S = \int (dx) \left\{ \mathcal{L} + \Lambda^{\mu\nu} \left[g_{\mu\nu} - g_{\mu\nu}(\alpha_n)\right] \delta(\sin\alpha) \right\}, \tag{2}$$

где $\Lambda^{\mu\nu}$ — неопределенные множители Лагранжа, а $\mathcal{L}$ определено общепринятым способом. Варьирование S по $g_{\mu\nu}$ дает уравнения

$$\tilde{R}^{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \tilde{R} = 8\pi T^{\mu\nu} + 16\pi \Lambda^{\mu\nu} \delta(\sin\alpha). \tag{3}$$

Здесь $\tilde{R}^{\mu\nu} \equiv \sqrt{-g} R^{\mu\nu}$ — плотность тензора Риччи, $\tilde{R} \equiv \sqrt{-g} R$, $g \equiv \det|g_{\mu\nu}|$, а плотность тензора $T^{\mu\nu}$ энергии-импульса вещества имеет вид

$$T^{\mu\nu} \equiv \sqrt{-g} \left[(\rho + p) u^\mu u^\nu - p g^{\mu\nu}\right], \tag{4}$$

где $u^\nu \equiv dx^\nu/ds$, $u^k = 0$, $\rho = \rho(t)$, $p = p(t)$. Уравнения (3) дополняют обычно условием гармоничности

$$\partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu} = 0, \tag{5}$$

которое примем и мы, считая одновременно, что координаты x^ν в (3)–(5) выбраны галилеевыми: $x^0 = t$, $\left(x^1\right)^2 \left(x^2\right)^2 + \left(x^3\right)^2 = r^2$.

Для дальнейшего тождественными преобразованиями (с учетом (5)) приведем (3) к виду [5]

$$g^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu \tilde{g}^{\varepsilon\lambda} = 16\pi \left(T^{\varepsilon\lambda} + \tau^{\varepsilon\lambda}\right) + 32\pi \Lambda^{\varepsilon\lambda} \cdot \delta(\sin\alpha), \tag{6}$$

где

$$\begin{aligned} 16\pi\sqrt{-g}\,\tau^{\varepsilon\lambda} \equiv \frac{1}{2}\left(\tilde{g}^{\varepsilon\alpha}\tilde{g}^{\lambda\beta} - \frac{1}{2}\tilde{g}^{\varepsilon\lambda}\tilde{g}^{\alpha\beta}\right) \times \\ \times \left(\tilde{g}_{\nu\sigma}\tilde{g}_{\tau\mu} - \frac{1}{2}\tilde{g}_{\tau\sigma}\tilde{g}_{\nu\mu}\right) \partial_\alpha \tilde{g}^{\tau\sigma} \partial_\beta \tilde{g}^{\nu\mu} + \\ + \tilde{g}^{\alpha\beta}\tilde{g}_{\tau\sigma}\partial_\alpha\tilde{g}^{\varepsilon\tau}\partial_\beta\tilde{g}^{\lambda\sigma} - \tilde{g}^{\varepsilon\beta}\tilde{g}_{\tau\sigma}\partial_\alpha\tilde{g}^{\lambda\sigma}\partial_\beta\tilde{g}^{\alpha\tau} - \\ - \tilde{g}^{\lambda\alpha}\tilde{g}_{\tau\sigma}\partial_\alpha\tilde{g}^{\beta\sigma}\partial_\beta\tilde{g}^{\varepsilon\tau} + \frac{1}{2}\tilde{g}^{\varepsilon\lambda}\tilde{g}_{\tau\sigma}\partial_\alpha\tilde{g}^{\sigma\beta}\partial_\beta\tilde{g}^{\alpha\tau} + \\ + \partial_\alpha\tilde{g}^{\varepsilon\beta}\partial_\beta\tilde{g}^{\lambda\alpha}, \quad \tilde{g}_{\varepsilon\lambda} \equiv g_{\varepsilon\lambda}\Big/\sqrt{-g}. \end{aligned} \tag{7}$$

Систему галилеевых координат x^ν можно интерпретировать как инерциальную систему в пространстве Минковского с метрикой $\gamma_{\varepsilon\lambda}(x)$, на что впервые обратил внимание В. А. Фок [6]. В таком случае разность

$$\tilde{g}^{\varepsilon\lambda} - \tilde{\gamma}^{\varepsilon\lambda} \equiv \tilde{\Phi}^{\varepsilon\lambda}, \tag{8}$$

где $\tilde{\gamma}^{\varepsilon\lambda} \equiv \sqrt{-\gamma}\gamma^{\varepsilon\lambda}$, $\tilde{\Phi}^{\varepsilon\lambda} \equiv \sqrt{-\gamma}\Phi^{\varepsilon\lambda}$ обретает смысл плотности тензора гравитационного поля в этом пространстве. Гравитационное поле как материальная субстанция должно быть первичным, фундаментальным понятием; метрические же коэффициенты $g_{\varepsilon\lambda}$ риманова пространства — понятием вторичным, обязанным своим происхождением гравитационному полю, обладающему необходимыми для этого тензорными свойствами и универсальностью своего действия. Но поскольку наблюдатель и его приборы одинаково подвержены влиянию гравитационного поля, то он будет воспринимать окружающее пространство как риманово. Поэтому физические процессы можно рассматривать двояко: как процессы, протекающие в римановом пространстве, или как процессы, протекающие в пространстве Минковского под действием гравитационного поля. Эквивалентность этих рассмотрений и составляет по существу «принцип эквивалентности» (отражающийся в (8)). И все-таки рассмотрение с позиций поля является предпочтительней, поскольку условия, налагаемые на поля, прозрачны, а условия, налагаемые на метрические коэффициенты (в чисто геометрической постановке задачи) не прозрачны. Полевой подход раскрывает природу поведения временных и пространственных интервалов, определяемых в римановом пространстве метрическими коэффициентами $g_{\mu\nu}$. Если, например, в пространстве с зависящей от времени t метрикой $g_{\mu\nu}$ фиксировать пространственные координаты x^k двух точек, то определяемое этой метрикой расстояние между точками окажется изменяющимся со временем, несмотря на то что точки остаются на своих местах, т. е. изменение расстояния будет кинематическим, а не динамическим. С полевых позиций это объясняется достаточно просто: гравитационное поле, воздействуя на приборы, изменяет стандарты (масштабы) измерений; изменение единиц измерений и ведет к изменению измеряемых величин.

Принимая предложенную выше интерпретацию, уравнения (6) следует трактовать как уравнения для подчиненных условию (5) потенциалов $\Phi^{\varepsilon\lambda}$ гравитационного поля, а $\tau^{\varepsilon\lambda}$ — как плотность его (поля) тензора энергии-импульса. Уравнениям (5), (6) можно придать ковариантную форму, если в них и в (7) частные производные ∂_ν заменить ковариантными D_ν в метрике Минковского $\gamma_{\mu\nu}(x)$ с произвольно выбранными координатами x и считать, что все входящие в (5)–(7) величины преобразованы к этим координатам*). Так как поиск решений всегда требует фиксации координат, то в последующих расчетах будет сохранен первоначальный выбор галилеевых координат. Тогда сохранится структура (4) плотности $T^{\varepsilon\lambda}$ с $u^k = 0$, а потенциалы $\Phi^{\varepsilon\lambda}$ не будут содержать примеси неинерциальностей, которые могут возникнуть при произвольно выбираемых координатах.

В полевой интерпретации условие (5), принимающее вид

$$\partial_\varepsilon \tilde{\Phi}^{\varepsilon\lambda} = 0, \tag{9}$$

обретает физический смысл: оно избавляет потенциалы $\Phi^{\varepsilon\lambda}$ от нефизических состояний со спинами $S = 1, 0'$. Физическое гравитационное поле становится благодаря (9) полем со спиновыми состояниями $S = 2, 0$**). В этом можно убедиться, разложив, следуя [8, 9], тензор $\Phi^{\varepsilon\lambda}$ по неприводимым представлениям с $S = 2, 1, 0, 0'$ и проверив, какие из них удовлетворяют (9). Состояние с $S = 2$ будет соответствовать полю гравитонов (с положительной плотностью энергии), а состояние с $S = 0$ — связанному полю (с отрицательной плотностью энергии). В задачах островного типа оно обеспечивает гравитационные взаимодействия тел (см., например [10]), а в случае однородной изотропной Вселенной — баланс плотности энергии всей материи в процессе ее эволюции (как станет видно из дальнейшего).

Будем считать, что вещество, распределение которого по Вселенной в целом аппроксимируется сплошной средой с плотностью тензора энергии-импульса (4), включает в себя все его формы (нуклоны, лептоны, фотоны, гравитоны и пр.) за исключением гравитационного поля в состоянии $S = 0$. Тогда (5), (6) будут представлять собой уравнения для потенциалов $\Phi^{\varepsilon\lambda}$ связанного гравитационного поля. В силу заложенных в модель Вселенной симметрий они могут зависеть лишь от времени t. Учитывая все это в (9), получим, что компоненты Φ^{0k} потенциалов должны быть равными нулю, а $\Phi^{00} = \mathrm{const}$. Соответственно из (6) будем иметь $\Lambda^{0\nu} = 0$ и уравнение

$$T^{00} + \tau^{00} = 0, \tag{10}$$

представляющее собой закон сохранения плотности энергии всей материи (т. е. вещества и гравитационного поля вместе взятых), оказавшейся равной нулю. С физической точки зрения закон сохранения $t^{00} \equiv T^{00} + \tau^{00}$ очевиден (бесспорен): он отражает собой тот простой факт, что в совокупной материи могут происходить лишь процессы взаимопревращений одних ее форм в другие.

Поскольку Φ^{00} как константа ни на каких физических процессах во Вселенной сказаться не может, то будем далее считать ее равной нулю. Потенциалы Φ^{kn} и лагранжевы множители Λ^{kn} в соответствии с наложенными симметриями представим в форме: $\tilde{\Phi}^{kn} = \Phi\tilde{\gamma}^{kn}$, $\Lambda^{kn} = \Lambda\tilde{\gamma}^{kn}$. В таком случае квадрат интервала риманова пространства*) примет вид

$$\begin{aligned} ds^2 = (1+\Phi)^{3/2} dt^2 - \\ - (1+\Phi)^{1/2}\left[(dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2\right]. \end{aligned} \tag{11}$$

Становится ясной физическая природа римановости пространства — определяющий метрические коэффициенты риманова пространства масштабный фактор R оказывается связанным с потенциалом Φ гравитационного поля с $S = 0$ соотношением

$$R = (1+\Phi)^{1/4}. \tag{12}$$

Граничные условия (1) трансформируются при этом к виду

$$R(2\pi n) \leqslant R \leqslant R(\pi(2n \pm 1)). \tag{13}$$

Выясним их физический смысл. С этой целью «поместим» во Вселенную частицу массы m. Находясь в состоянии покоя, она будет обладать, как известно, энергией

$$E_0 = m\sqrt{g_{00}} = m(1+\Phi)^{3/4} = mR^3. \tag{14}$$

До сих пор в природе не встречались случаи, когда E_0 превышала бы m; всегда имело место неравенство $E_0 \leqslant m$. Это объясняется тем, что плотность энергии связанного гравитационного поля отрицательна. Естественно предположить, что неравенство $E_0 \leqslant m$ является универсальным, справедливым для любых гравитационных полей с отрицательной плотностью энергии. В случае Вселенной признание указанной универсальности ведет к ограничению области физических значений потенциала Φ сверху величиной $\Phi_{\max} = 0$, т. е. области R — величиной $R_{\max} = 1$. Это значит, что потенциал Φ, достигнув на этапе роста нуля, должен затем перейти в режим спада вплоть до $\Phi_{\min} > -1$; причина ограничения снизу разъяснится позже. Таким образом, наложение граничных условий (1) является не чем иным, как требованием ограничить потенциал Φ связанного гравитационного поля областью его физических значений и запретом его выхода за эту область.

Полевая трактовка римановости пространства раскрывает физический смысл «расширения» и «сжатия» Вселенной. Из (11) видно, что в любой фиксированный момент времени расстояние l между двумя

---

*) Соответствующую систему уравнений можно было бы назвать уравнениями Гильберта–Эйнштейна в полевой интерпретации.

**) Кстати, если бы в [7] при анализе теорий гравитации с нулевой и ненулевой массой покоя гравитона были учтены оба спиновых состояния единого тензорного поля, а не только $S = 2$, то противоречий в выводах этих теорий, касающихся отклонения лучей и смещения перигелия, не возникло бы. В этом легко убедиться, заменив проекционный оператор с $S = 2$ на сумму проекционных операторов с $S = 2$ и $S = 0$.

*) Переход к нему обязателен всегда, так как под влиянием гравитационного поля стандарты времени и длины модифицируются, и наблюдатель будет воспринимать окружающее пространство как риманово.

фиксированными в пространстве x^k точками A и B будет даваться выражением $l = (1+\Phi)^{1/4} l_0 = R l_0$, где $l_0 = |\mathbf{x}_A - \mathbf{x}_B|$. На этапах роста и спада Φ, т. е. и R, расстояние l будет соответственно увеличиваться или уменьшаться, хотя точки A и B останутся на своих местах. Стало быть, в реальной действительности «расширение» и «сжатие» Вселенной оказываются эффектами не динамическими, а кинематическими, обусловленными изменениями физического гравитационного поля (с $S=0$), формирующего риманово пространство, в котором находится наблюдатель.

Учитывая в (10) структуру $\tilde{g}^{kn} = (1+\Phi)\tilde{\gamma}^{kn}$, придем к уравнению

$$\rho - \frac{3}{128\pi}\frac{\dot{\Phi}^2}{(1+\Phi)^{7/2}} = 0, \tag{15}$$

где точка над Φ означает производную по t. К нему следует добавить получаемое из общих принципов уравнение $\nabla_\varepsilon T^{\varepsilon\lambda} = 0$:

$$\dot{\rho} = -\frac{3}{4}(\rho + p)\frac{\dot{\Phi}}{1+\Phi}. \tag{16}$$

Перейдя в этих уравнениях от Φ к R и к собственному времени $d\tau = R^3 dt$, приведем их к известному виду

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} = \frac{8\pi}{3}\rho, \tag{17}$$

$$\dot{\rho} = -3(\rho + p)\frac{\dot{R}}{R}, \tag{18}$$

где точки над R и ρ означают уже производные по τ. Необходимое для замыкания системы уравнение состояния $p = p(\rho)$ можно ввести, основываясь на следующих фактах. Из (17), (18) видно, что в случае $\rho = \mathrm{const} \neq 0$ уравнения удовлетворялись бы лишь*) при $p = -\rho$. Это значит, что если в процессе эволюции Вселенной ρ выходит на $\rho_{\max}$ или $\rho_{\min}$, то одновременно p должно выходить на $-\rho_{\max}$ или $-\rho_{\min}$ соответственно. Таким состояниям может отвечать однородно распределенное массивное (покоящееся) вещество. В промежутке Вселенная должна пройти радиационно-доминирующую стадию, которой должно отвечать $p \sim \rho/3$. Общее уравнение состояния, охватывающее все стадии эволюции и согласующееся с отмеченными выше требованиями, можно постулировать в виде

$$p = \nu\rho, \quad \nu \equiv \frac{4}{3}\left(1 - \frac{\rho}{\rho_{\max}}\right)^{1/2}\left(1 - \frac{\rho_{\min}}{\rho}\right)^{1/2} - 1. \tag{19}$$

*) Заметим, что в случае уединенного однородного статического сферически-симметричного тела с большой плотностью вещества или (и) с большим радиусом (см. [11]) внутреннее давление p при достаточном удалении от центра тоже получается стремящимся к $-\rho$. При очень больших радиусах практически во всей внутренней области (за исключением центральной) будет выполняться условие $p \simeq -\rho$.

Из последнего имеем $-1 \leqslant \nu \leqslant (1 - 4\sqrt{\delta})/3$, где $\delta \equiv \rho_{\min}/\rho_{\max}$; значению $\nu_{\max}$ соответствует критическая плотность $\rho_c = (\rho_{\min}\cdot\rho_{\max})^{1/2}$. Система уравнений первого порядка (17)–(19) образует полную систему, так как число неизвестных в ней (ρ, p, R) равно числу уравнений. Ее решения необходимо искать при наложенных на R условиях

$$R_{\min} \leqslant R \leqslant 1, \tag{20}$$

органически связанных с требованием цикличности.

При циклическом характере эволюции Вселенной (а ищутся именно такие решения) этапам уменьшения и роста плотности ρ можно сопоставить полуциклы $\pi n \leqslant \alpha \leqslant \pi(n+1)$ соответственно с четными и нечетными n. Согласно (18) масштабный фактор R будет на этих полуциклах соответственно расти и падать, всегда оставаясь в границах, определенных условиями (20). Это значит, что (17) эквивалентно уравнению

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left(\frac{8\pi}{3}\rho\right)^{1/2}\frac{\sin\alpha}{|\sin\alpha|}, \tag{21}$$

где $\alpha \equiv 2\pi\tau/\tau_0$, а τ_0 является периодом цикла.

Уравнения (17), (18) не могут вызывать никаких сомнений, ибо первое из них представляет собой бесспорный закон сохранения совокупной плотности энергии всей материи, а второй — вытекающий из общих принципов закон изменения плотности тензора энергии-импульса вещества. Свойство полноты указанной системы уравнений первого порядка дает основание «забыть» об оставшемся в (6) еще одном уравнении, поскольку оно должно быть следствием полной системы. Покажем это.

Дифференцируя (21) по τ и учитывая при этом (18), придем к уравнению

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi}{3}(\rho + 3p) + \frac{2\pi}{\tau_0}\left(\frac{32\pi}{3}\rho\right)^{1/2}\cos\alpha\cdot\delta(\sin\alpha). \tag{22}$$

«Забытое» уравнение (его проще всего получить сверткой (6) с $\tilde{g}_{\varepsilon\lambda}$), приведенное к R и τ, имеет вид

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi}{3}(\rho + 3p) + 8\pi\frac{\Lambda}{R^4}\delta(\sin\alpha). \tag{23}$$

Сравнением (23) с (22) можно установить лишь значения лагранжевых множителей $\Lambda(\pi n)$. Ничего нового уравнение (23) к уже имеющейся полной системе уравнений не добавляет. Следовательно, за дальнейшей ненадобностью о нем можно забыть буквально. Это избавило от необходимости переформулировать в [12] постановку задачи путем введения в рассмотрение лагранжевых множителей; «реакции связей» следовали из полученной в [12] полной системы уравнений (17)–(19) при граничном условии (20). Решения этих уравнений не противоречат, как это видно из (22), (23), исходной системе уравнений Гильберта–Эйнштейна (3), которая возникла бы в [12], если бы необходимость переформулировки задачи не была в [12] игнорирована из-за ее ненадобности для дальнейших целей. Зная полную структуру $\Lambda^{\mu\nu}$, легко убедиться, что член с $\Lambda^{\mu\nu}$ в (3) удовлетворяет уравнению $\nabla_\nu \Lambda^{\mu\nu} \delta(\sin\alpha) = 0$.

2. Эволюция Вселенной

В теории любых полей всегда считалось, что структура и поведение потенциалов поля (в нашем случае Φ или R) определяется структурой и поведением источника этих полей (в нашем случае ρ), но не наоборот. Поэтому при решении системы (17)–(19) сначала надо установить структуру самого источника ρ, удовлетворяющего уравнению

$$\dot{\rho} = -3\left(\frac{8\pi}{3}\rho\right)^{1/2}(\rho + p)\frac{\sin\alpha}{|\sin\alpha|},$$

и только после этого искать $\Phi(\tau)$ или $R(\tau)$, подчиненных граничным условиям (20). Учитывая здесь (19), получим следующий закон изменения со временем τ плотности ρ вещества во Вселенной:

$$\rho = \frac{2\rho_{\min}}{1 + \delta - (1 - \delta)\cos\omega_0\tau}, \tag{24}$$

где $\omega_0 \equiv 8\left(2\pi G\rho_{\min}/3\right)^{1/2}$, а отсчет τ введен от состояния с $\rho = \rho_{\max}$. Как видно, решения, соответствующие циклическому характеру эволюции Вселенной (при $-\infty \leqslant \tau \leqslant \infty$), существуют, что ожидалось ранее исходя из гипотезы об ограниченной области физических значений потенциала Φ гравитационного поля с $S = 0$. Получим оценки некоторых физических характеристик Вселенной в разные моменты времени.

Связь (19) отвечает феноменологическому учету квантовых процессов рождения, уничтожения и взаимопревращения частиц (g, γ, $\nu\bar{\nu}$, e^+e^-, p^+p^- и т. д.) при одновременном изменении плотности ρ_0 связанного гравитационного поля. С физической точки зрения естественно предположить, что значение $\nu_{\max}$ достигается в момент τ_c интенсивной трансформации массивного вещества в излучение (на полуцикле $\dot{\rho} < 0$) и обратно (на полуцикле $\dot{\rho} > 0$). Если принять, что это соответствует моменту открытия канала аннигиляции нуклон-антинуклонных пар (при $\dot{\rho} < 0$) или канала их рождения (при $\dot{\rho} > 0$), т. е. моменту достижения критической плотности $\rho_c \sim 2 \cdot 10^{18}$ г/см^3, то из соотношения $\rho_c = \sqrt{\rho_{\max}\rho_{\min}}$, зная $\rho_{\min}$, можно оценить $\rho_{\max}$. Согласно наблюдениям (и выводам, вытекающим из данных по динамике Галактик и их скоплений) сегодняшнее значение плотности вещества во Вселенной принято считать близким к $\rho_p \sim 5 \cdot 10^{-30}$ г/см^3. При этом плотность ρ_γ излучений оценивается величиной на четыре порядка меньшей $\rho_p (\rho_\gamma/\rho_p \sim 10^{-4})$. С точки зрения принятой в работе концепции последнее означает, что в настоящий момент Вселенная находится достаточно близко к точке перехода от состояния «расширения» (если ρ_γ со временем продолжает падать) к состоянию «сжатия». Если измерения дали бы $\dot{\rho}_\gamma > 0$, то это означало бы, что Вселенная уже перешла в режим «сжатия». Так или иначе, но малость отношения ρ_γ/ρ_p указывает на то, что $\rho_{\min}$ можно считать достаточно близким к ρ_p, так как в современной Вселенной число нуклонов, приходящихся на единичный объем пространства Минковского, остается неизменным, а средняя плотность их кинетической энергии должна быть (в силу квазиравновесности процессов) сравнима с ρ_γ. Это ведет к оценке $\rho_{\max} \sim 10^{66}$ г/см^3, т. е. $\delta \sim 5 \cdot 10^{-96}$. Вычисления R дадут тогда $R_{\min} = \delta^{1/4}/2$, откуда становится видной физическая природа ограничения R (т. е. и Φ) снизу — оно обуславливается физическим условием реализации $\nu_{\max}$ в связи $p = \nu\rho$. Приведенные значения $\rho_{\min}$, $\rho_{\max}$ и ρ_γ дают следующие оценки для современных величин функции Хаббла H_p и параметра замедления q_p, а также для периода τ_0 полного эволюционного цикла, времени τ_c, когда ν достигает $\nu_{\max}$, и времени $\Delta\tau$, оставшегося (при $\dot{\rho}_\gamma < 0$) до завершения цикла «расширения»:

$$H_p \simeq 50 \text{ км} \cdot c^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}, \quad q_p \simeq -1,$$
$$\tau_0 \simeq 3 \cdot 10^{10} \text{ лет}, \quad \tau_c \simeq 4.7 \cdot 10^{-7} \text{ с}, \quad \Delta\tau \simeq 10^8 \text{ лет}. \tag{25}$$

Эти оценки могут заметно измениться, если окажется, что часть темной массы Вселенной связана с какой-либо формой излучения, так как $\rho_{\min}$ станет в таком случае иным. Например, если всего 1% темной массы будет обязан излучениям, то оставшееся время $\Delta\tau$ «расширения» составит уже 10^9 лет. На начальном этапе «расширения» плотность ρ падает чрезвычайно быстро: ρ уменьшается в десять раз за время $\tau' \simeq 3\tau_0\sqrt{\delta}/\pi \simeq 2 \cdot 10^{-30}$ с. С этого момента излучение уже превалирует над массивным веществом, так как ν достигает значения $\nu' \simeq 0.265$, т. е. при $\tau > \tau'$ Вселенная вступает в релятивистскую стадию ее эволюции (переходящую впоследствии снова в нерелятивистскую). В области $\tau' < \tau < \tau_0/2$ с хорошей точностью (тем большей, чем больше τ) плотность ρ можно определить выражением

$$\rho \simeq \rho_{\min} \Big/ \sin^2\frac{\omega_0\tau}{2}. \tag{26}$$

Соответственно функция Хаббла и параметр замедления примут вид

$$H(\tau) \simeq H_{\min} \Big/ \sin\frac{\omega_0\tau}{2}, \quad q(\tau) \simeq -\left(1 - 2\cos\frac{\omega_0\tau}{2}\right). \tag{27}$$

На интервале $(\tau_0/3) < \tau < (\tau_0/2)$ параметр q оказывается отрицательным, что согласуется с данными [1, 2] последних наблюдений. Масштабный фактор R в области $\tau' < \tau \leqslant \tau_0/2$ будет определяться с хорошей точностью значением

$$R(\tau) \simeq \mathrm{tg}^{1/2}\frac{\omega_0\tau}{4}. \tag{28}$$

Зависимость (27) параметра замедления q от τ, т. е. от расстояния до удаленного источника, является отличительной особенностью рассматриваемого сценария. Это делает предложенный сценарий *проверяемым экспериментально*. Другие теории, содержащие несколько свободных параметров, проверить экспериментально весьма затруднительно — подбирая параметры, теоретические результаты (по крайней мере, для целого ряда точек), можно близко (в рамках экспериментальных ошибок) подогнать к экспериментальным.

В принятом классическом описании состоянию $\rho = \rho_{\max}$ с $p = -\rho_{\max}$ соответствует покоящаяся массивная среда, представляющая собой сложную квантовую смесь (содержащую, по-видимому, и сверхтяжелые бозоны*)). В момент $\tau = 0$ абсолютная температура T смеси равна нулю. К моменту τ' содержание смеси изменится, а ее температура повысится до значений порядка 10^{25} К. После завершения процессов аннигиляции частиц и античастиц количество оставшихся нуклонов, приходящихся на единицу объема в пространстве Минковского, сохранится неизменным**) до конца «расширения». Это значит, что усредненная плотность их масс покоя сравнивается с $\rho_{\min}$. Следовательно, плотность всех форм тепловой энергии составит на последующем этапе величину

$$\rho_\gamma = \rho - \rho_{\min} \simeq \rho_{\min} \operatorname{ctg}^2 \frac{\omega_0 \tau}{2}. \tag{29}$$

Предполагая режим дальнейшего расширения квазиравновесным, отсюда получим

$$T = \left(\frac{\rho_{\min}}{a}\right)^{1/4} \operatorname{ctg}^{1/2} \frac{\omega_0 \tau}{2} = \left(\frac{\rho_{\min}}{4a}\right)^{1/4} \frac{\sqrt{1-R^4}}{R}, \tag{30}$$

где $a = 7.56 \cdot 10^{-15}$ эрг $\cdot$ см$^{-3}$град$^{-4}$. Моменту завершения аннигиляционных процессов лептонов ($\tau_l \sim 2.5$ с) соответствует температура $T_l \sim 10^{10}$ К. Рекомбинация водорода, возникающая при $T_H \sim 2 \times \times 10^4$ К, начнется в момент $\tau_H \sim 10^4$ лет, что согласуется с ранее существовавшими оценками. Последнее становится очевидным, если учесть, что при $\tau \ll \tau_0/2$ согласно (28) и (30) возникают известные ранее связи: $R \sim \tau^{1/2}$, $T \sim R^{-1} \sim \tau^{-1/2}$. При $\tau > \tau'$ давление p с хорошей точностью будет определяться согласно (29), (30) выражением

$$p \simeq \left[\frac{4}{3}\left(\frac{aT^4}{\rho_{\min} + aT^4}\right)^{1/2} - 1\right]\rho.$$

При $aT^4 \gg \rho_{\min}$ это дает известную связь $p \simeq \rho/3$.

*) Однако монополи Дирака в ней появиться не могут, так как при полученной плотности энергии их рождение будет экспоненциально подавленным.

**) В римановом пространстве единичному объему пространства Минковского соответствует объем R^3. Следовательно, с точки зрения наблюдателя, совмещенного с римановым пространством, сохраняться будет $R^3 \rho_{\min}$.

После завершения всех аннигиляционных процессов (при $\tau \geqslant 2.5$ с) плотность ρ будет формироваться за счет масс покоя нуклонов и лептонов и тепловой энергии вещества. Следовательно, на этом этапе ρ можно представить (в римановом пространстве) в виде

$$\rho = \overset{*}{\rho}(1 + \Pi), \quad d\Pi = -pd\left(\frac{1}{\overset{*}{\rho}}\right), \tag{31}$$

где Π — отнесенная к единице массы потенциальная энергия упругого сжатия вещества, обусловленная давлением p. Учитывая (31) в (18), получим

$$\overset{*}{\rho} R^3 = \mathrm{const}, \tag{32}$$

что можно трактовать как закон сохранения числа частиц в объеме R^3 риманова пространства или в единичном объеме пространства Минковского (см. сноску**)). Как видно, имеет место равенство $\overset{*}{\rho} = \rho_{\min}$, отвечающее самому физическому смыслу введенных определений $\overset{*}{\rho}$ и $\rho_{\min}$. Решение (32) следует также из уравнения

$$\partial_\varepsilon \left(\sqrt{-g}\, \overset{*}{\rho}\, u^\varepsilon\right) = 0, \tag{33}$$

справедливого при выбранной модели Вселенной.

В окрестностях точек «поворота» $\alpha_n = \pi n$, где температура T Вселенной оказывается близкой к нулю, классическое описание поведения ρ и Φ, строго говоря, должно терять свою справедливость. В этих окрестностях важную роль начинают играть квантовые флуктуации ($\Delta\rho$, $\Delta\Phi$). Их учет сделает область перехода Φ, т. е. и R, от одного режима (роста или спада) к другому (спада и роста) не дельта-образной, как всегда бывает при наложении идеальных связей, а размытой. При $\alpha \to \alpha_n$ средние значения флуктуационных изменений Φ и ρ, т. е. $\overline{\Delta\Phi}$ и $\overline{\Delta\rho}$, могут стремиться к нулю, хотя сумма $\rho + p$ из-за тех же флуктуаций обращаться в нуль не будет. Ширины областей переходов будут определяться среднеквадратичными значениями $\overline{(\Delta\Phi)^2}$ и $\overline{(\Delta\rho)^2}$. Все это требует модификации классических уравнений (17), (18) в указанных окрестностях. Такая модификация изменит картину эволюции Вселенной на малых временных интервалах*); в остальном классическая картина может быть сохранена.

3. Космологическое красное смещение

Рассмотрим эффект космологического красного смещения не с точки зрения «разбегания» Галактик, как это делалось всегда, а с точки зрения влияния гравитационного поля Вселенной на соответствующие физические процессы.

Пусть источником излучения фотонов, принимаемых наблюдателем, является атом водорода. Сопо-

*) Флуктуации в окрестности состояний с максимальной плотностью могут стать причиной зарождения будущих Галактик и их скоплений.

ставляемое ему уравнение Шрёдингера, записанное в приближении неподвижного ядра, примет в присутствии поля Φ (далее его удобнее учитывать через фактор R) вид

$$i\partial_0\psi = \left(-\frac{1}{2m}\sqrt{g_{00}}g^{kn}\hat{p}_k\hat{p}_n + eA_0\right)\psi, \qquad (34)$$

где e и m — заряд и масса покоя электрона, $A_0 = g_{00}A^0$, а A^0 определяется уравнением

$$\tilde{g}^{\alpha\beta}\partial_\alpha\partial_\beta A^0 = 4\pi j^0, \qquad (35)$$

в котором j^0 является плотностью заряда ядра; координаты x^α в (34), (35) — галилеевы.

Нас будет интересовать промежуток Δt испускания фотона и дальнейшее его распространение к наблюдателю. В присутствии поля время жизни Δt атома в возбужденном состоянии соответствует промежутку $\Delta\tau \sim R^3\Delta t$. За этот промежуток относительное изменение R составит величину $(\Delta R/R) \sim (\dot{R}/R)\Delta\tau \sim (\dot{R}/R)R^3\Delta t$, пренебрежимо малую на любом этапе эволюции Вселенной. Поэтому на промежутке испускания фотона значение R можно считать с высокой степенью точности постоянным. Это позволяет воспользоваться в (34) равенством $i\partial_0\psi = E\psi$, а в (35) пренебречь вкладом производных от A^0 по времени t. В итоге получим

$$A_0 = -R^2\frac{e}{r}, \quad \left(-\frac{R}{2m}\nabla^2 - R^2\frac{e^2}{r}\right)\psi = E\psi. \qquad (36)$$

Сравнивая последнее уравнение с уравнением Шрёдингера для атома водорода в отсутствие поля Φ (см., напр., [13]), находим энергетический спектр атома в присутствии поля:

$$E_n = -R^3\frac{me^4}{2n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \; . \qquad (37)$$

Частоты излучения атома определятся, следовательно, выражением*)

$$\omega_{n'n} = R^3\omega^0_{n'n}. \qquad (38)$$

Можно сделать общее утверждение: если в отсутствие поля Φ источник испускает в момент τ_1 фотон частоты ω_0, то в присутствии поля тот же источник при том же квантовом переходе испустит фотон с энергией

$$E_\gamma(\tau_1) = \omega_0 R^3(\tau_1). \qquad (39)$$

Его движение к наблюдателю подчинено уравнению

$$g^{00}E_\gamma^2 + g^{kn}p_k p_n = 0. \qquad (40)$$

В силу однородности и изотропности пространства канонический ковариантный импульс p_k фотона будет сохраняющейся величиной. Действительно, согласно (40), функция Гамильтона для фотона оказывается равной

$$H = pR^2. \qquad (41)$$

Отсюда имеем

$$\frac{dp_k}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x^k} = 0, \qquad (42)$$

т. е. $p_k = \mathrm{const}$. Таким образом, при распространении фотона в силу (39)–(42) возникнет связь

$$\frac{E_\gamma(\tau)}{R^2(\tau)} = p = \omega_0 R(\tau_1). \qquad (43)$$

В точке наблюдения при том же квантовом переходе такой же источник испустит фотон частоты

$$\omega(\tau_p) = \omega_0 R^3(\tau_p). \qquad (44)$$

Из сравнения (43) и (44) видно, что частота $E_\gamma(\tau_p)$ пришедшего фотона меньше частоты $\omega(\tau_p)$ испущенного в точке наблюдения фотона (если $R(\tau_1) < R(\tau_p)$). Это и есть космологическое красное смещение

$$z = \frac{\omega(\tau_p) - E_\gamma(\tau_p)}{E_\gamma(\tau_p)} = \frac{R(\tau_p)}{R(\tau_1)} - 1. \qquad (45)$$

Физическая природа его заключается, следовательно, во влиянии гравитационного поля на процессы рождения и распространения фотонов.

4. Космологическое гравитационное вращение плоскости поляризации электромагнитного излучения

Обширный экспериментальный материал [15–19] по вращению плоскостей поляризации электромагнитного излучения, испускаемого далекими радиогалактиками (получены данные по 160 галактикам), достоверно свидетельствует, что эти плоскости подвержены не только фарадеевскому, но и некоему дополнительному вращению, не зависящему от частоты излучения. В работах [20, 21] после обработки данных по 71 галактике с $z > 0.3$ были предприняты попытки найти интерполяционную формулу, связывающую углы дополнительного вращения с расстояниями до галактик и другими возможными величинами. Однако их выводы существенно разошлись.

Если не привлекать к объяснению обнаруженного эффекта экзотических полей и экзотических внутренних характеристик фотонов, то наиболее

*) Если бы атом находился над поверхностью статического сферически-симметричного тела массы M (например, над поверхностью Земли), то в случае слабого гравитационного поля в (37), (38) вместо R^3 вошел бы (см. [14]) множитель $[1-(M/r)]$, где r — расстояние атома от центра тела. Энергии E_i фотонов, испущенных атомами, расположенными на разных расстояниях r_i от центра тела, окажутся, следовательно, разными. Так как распространение фотонов подчиняется уравнению $E_i = [1-(2M/r)]p(r)$, в котором $E_i = \omega_{n'n}(r_i) = \mathrm{const}$, то атом, расположенный в точке r_1, не сможет поглотить фотон, испущенный атомом, расположенным в точке $r_2 \neq r_1$, и наоборот. Например, при $r_2 < r_1$ энергия $\omega_{n'n}(r_2)$ окажется недостаточной для возбуждения выше расположенного атома, так как $\omega_{n'n}(r_2) < \omega_{n'n}(r_1)$. Именно в этом состоит эффект гравитационного красного смещения, а не в том (как иногда полагают), что с удалением фотона от центра тела его частота падает; если последнее допустить, то отклонение лучей телом и гравитационная задержка сигнала получились бы противоречащими наблюдениям.

естественной представляется гипотеза о различии во взаимодействиях с гравитационным полем левых и правых фотонов. Такая гипотеза была выдвинута в [14, 22], где на основе идеи об универсальности в природе закона нарушения зарядовой (C) и пространственной (P) четности (CP = const) теория гравитации была обобщена так, чтобы она удовлетворяла этому закону. По существу это обобщение свелось к однозначно определенному включению в плотность лагранжиана спинорных и векторных частиц дополнительного, гравислабого взаимодействия, нарушающего C- и P-четность, но сохраняющего CP-четность.

Согласно этой теории уравнение распространения левых ($\zeta = -1$) и правых ($\zeta = 1$) фотонов в однородной изотропной Вселенной приобретает вид

$$E_\gamma^2 - R^4 p^2 + 2\zeta C E_\gamma R^2 \dot{R} = 0, \tag{46}$$

где C — безразмерная константа гравислабых взаимодействий. В первом порядке по $\hbar$, отвечающем классическому учету сдвига фаз лево- и правополяризованных электромагнитных волн, т. е. классическому определению угла поворота плоскости поляризации, из (46) следует связь

$$E_\gamma = pR^2 - \zeta C R^2 \dot{R}. \tag{47}$$

Если излучение испущено в момент τ, а принято наблюдателем в момент τ_p, то угол χ космологического гравитационного поворота плоскости поляризации составит согласно (47) величину

$$\chi(\tau) = C \ln \frac{R(\tau_p)}{R(\tau)} = C \ln(1+z). \tag{48}$$

Выбрав некоторую радиогалактику за условный стандарт $c\tau = \tau_s$, $z = z_s$ и $\chi = \chi_s$, углы поворотов $\chi_i = \chi(z_i)$ можно выразить через χ_s, что сделает измеримым отношение χ_i/χ_s. На эти углы будут накладываться еще повороты, возникающие вследствие гравислабых взаимодействий фотонов с гравитационными полями, порождаемыми крупномасштабными неоднородностями вещества (в том числе самими галактиками). Согласно [22] эти углы поворотов ($\Delta\chi_i$) определяются величиной

$$\Delta\chi_i = C(\Phi_i - \Phi_0), \tag{49}$$

где Φ_i — гравитационный потенциал неоднородности в окрестности формирования излучения, а Φ_0 — гравитационный потенциал в окрестности точки приема (т. е. потенциал нашей Галактики в точке наблюдения). Если наша Метагалактика образовалась вследствие большой флуктуации на начальном этапе «расширения» Вселенной (и, значит, в настоящее время Вселенная представляет собой бесконечный набор случайно разбросанных по пространству подобий нашей Матагалактики, но, возможно, в несколько разных стадиях эволюции), то роль Φ_i и Φ_0 может перейти к потенциалам Метагалактики в соответствующих точках. При несовпадении положения наблюдателя с центром Метагалактики $\Delta\chi_i$ будут зависеть от углов между направлениями на центр Метагалактики и на источник излучения. Обнаружение подобной асимметрии свидетельствовало бы в пользу предположения о существовании во Вселенной метагалактических скоплений. Это потребовало бы пересмотра космологических красных смещений, так как вклад в них (с соответствующими асимметриями) дали бы гравитационные потенциалы Метагалактики. При отсутствии метагалактических скоплений асимметрии не возникнут.

Заключение

Переход от геометрической интерпретации уравнений Гильберта–Эйнштейна (см. (3)) к полевой (см. (6)) позволил провести анализ эволюции Вселенной (в модели Фридмана) на основе физических понятий плотности энергии ($\rho > 0$) ее вещества (отнеся к нему p, n, e, γ, ν, g и т. д.) и плотности энергии ($\rho_0 < 0$) той части единого тензорного (второго ранга) гравитационного поля, которая обязана состоянию с нулевым спином ($\Phi^{kn} = \Phi\gamma^{kn}$). При таком подходе легко выясняется, что требование однородности и изотропности Вселенной влечет за собой сохранение в процессе ее эволюции совокупной плотности энергии ($\rho + \rho_0$) материи, оказывающейся к тому же равной нулю (см. (10)). Постановкой задачи (с поиском сценария непрерывно пульсирующей Вселенной) область изменения метрических коэффициентов $g_{\mu\nu}$ (или масштабного фактора R) ограничивается сверху и снизу. Ограничение сверху обосновывается тем, что в связанном гравитационном поле (с отрицательной плотностью энергии) энергия покоящегося тела не должна превышать его массу, а, значит, масштабный фактор R не должен превышать единицы (см. (14) и текст ниже). Опираясь на основные уравнения (17), (18) и на тот факт, что во Вселенной существует этап с превалированием излучения над массивным веществом, постулируется удовлетворяющее необходимым требованиям уравнение состояния (19). Система уравнений первого порядка (17)–(19) обладает свойством полноты. Поэтому уравнение с лагранжевым множителем Λ может быть оставлено за рамками рассмотрения; единственное, что можно из него извлечь — это найти Λ путем его сравнения с соответствующим уравнением, вытекающим из (17), (18), — см. (22), (23). Полученная полная система (17)–(20) ведет к сценарию непрерывно (на всем интервале $-\infty \leqslant \tau \leqslant \infty$) пульсирующей Вселенной между ее состояниями с максимальной и минимальной плотностью энергии вещества и с изменением потенциала Φ связанного гравитационного поля в пределах $-1 < \Phi_{\min} \leqslant \Phi \leqslant 0$ — см. (24). В римановом пространстве это эквивалентно непрерывной смене режимов «расширения» и «сжатия» Вселенной. Период полного цикла Вселенной определяется минимальной плотностью вещества и оценивается примерно в 30 миллиардов лет. Найденные значения функции Хаббла и параметра замедления (см. (27)) показывают, что на каждой последней трети цикла «расширения» оно идет с положительным «ускорением». Максимальная плотность энергии вещества и максимальная температура во Вселенной оцениваются величинами $\rho_{\max} \sim 10^{66}$ г/см^3, $T_{\max} \sim 10^{25}$ K, при которых рождение монополей Дирака экспоненциально подавлено.

В рамках полевой интерпретации уравнений Гильберта–Эйнштейна дано объяснение эффекту космологического красного смещения; физическая природа его заключается в том влиянии, которое связанное гравитационное поле оказывает на процессы рождения и распространения фотонов.

Приведено теоретическое объяснение наблюдаемому эффекту нефарадеевского космологического вращения плоскостей поляризации электромагнитного излучения далеких радиогалактик (см. (48)). Физической причиной его оказывается различие во взаимодействиях со связанным гравитационным полем левых и правых фотонов (см. (46)), которое возникает в теории гравитации с включенным гравислабым взаимодействием (см. [14, 22]).

Строго говоря, классическая картина эволюции Вселенной, полученная на основе классических уравнений Гильберта–Эйнштейна (17), (18) и феноменологического классического уравнения состояния (19), должна утрачивать свою справедливость при приближении температуры Вселенной к абсолютному нулю (т. е. в малых ε-окрестностях точек $\alpha_n = \pi n$). При $T \to 0$ определяющую роль начнут играть квантовые процессы, и исследование должно перейти в русло квантовых представлений. Качественно это можно сделать путем введения в рассмотрение квантовых флуктуаций $\Delta\Phi$, $\Delta\rho$, Δp, средние значения которых при $T \to 0$ будут стремиться к нулю, а среднеквадратичные значения $\overline{(\Delta\Phi)^2}$, $\overline{(\Delta\rho)^2}$, $\overline{(\Delta p)^2}$ будут определять ширины областей переходов от одного классического режима эволюции (с $\dot\rho < 0$ или $\dot\rho > 0$) к другому (с $\dot\rho > 0$ или $\dot\rho < 0$). Сочетание классического подхода (вне ε-окрестностей) с квантовым (в ε-окрестностях) сделает ненужным наложение на $g_{\mu\nu}$ граничных условий (1), имитирующих собой в классическом подходе квантовые условия смены режимов «расширения» и «сжатия».

Литература

1. *Riess A.G.* et al. // Astron. J. 1998. **116**. P. 1009.
2. *Perlmutter S.* et al. // Astrophys. J. 1999. **517**. P. 565.
3. *Чернин А.Д.* // УФН. 2001. **171**. № 11. С. 1153.
4. *Caldwell R.R., Steinhardt P.J.* // Phys. Rev. 1998. **D57**. P. 6057.
5. *Лоскутов Ю.М.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. № 4. С. 49 (Moscow University Phys. Bull. 1991. N 4. P. 46).
6. *Фок В.А.* // ЖЭТФ. 1939. **9**. С. 375.
7. *Van Dam H., Veltman M.* // Nucl. Phys. 1970. **B22**. P. 397.
8. *Fronsdal C.* // Suppl. Nuovo Cim. 1958. **9**. P. 16.
9. *Barnes K.J.* // J. Math. Phys. 1965. **6**. P. 788.
10. *Лоскутов Ю.М.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2003. № 4. С. 19 (Moscow University Phys. Bull. 2003. N 4. P. 26).
11. *Лоскутов Ю.М.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. № 4. С. 29 (Moscow University Phys. Bull. 2001. N 4. P. 33).
12. *Лоскутов Ю.М.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2003. № 6. С. 3 (Moscow University Phys. Bull. 2003. N 6. P. 1).
13. *Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М.* Квантовая механика. М., 1965; *Sokolov A.A., Loskutov Y.M., Ternov I.M.* Quantum Mechanics. New York, 1966.
14. *Лоскутов Ю.М.* // ЖЭТФ. 1995. **107**. С. 283.
15. *Alven H., Herlofson K.* // Phys. Rev. 1950. **78**. P. 616.
16. *Cardner F.F., Whiteoak J.B.* // Nature. 1963. **197**. P. 1162; Ann. Rev. Astr. Astrophys. 1966. **4**. P. 245.
17. *Burbidge G., Growne A.H.* // Astrophys. J. Suppl. 1979. **40**. P. 583.
18. *Clarke J.N., Kronberg P.P., Simard-Normandin M.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1980. **190**. P. 205.
19. *Spinrad H.* et. al. // Pub. Astron. Soc. Pacific. 1985. **97**. P. 932.
20. *Nodland B., Ralston J.P.* // Phys. Rev. Lett. 1997. **78**. P. 3043.
21. *Carrol S.M., Field J.B.* // Phys. Rev. Lett. 1997. **79**. P. 2394.
22. *Лоскутов Ю.М.* // ЖЭТФ. 1998. **113**. С. 1921.

Поступила в редакцию
03.11.04