ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РСФСР ПО ДЕЛАМ НАУКИ И ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (НИРФИ)

П р е п р и н т № 319

СТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ

В.С.Троицкий

Нижний Новгород 1991

Троицкий В. С.

СТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ//Препринт № 319.- Нижний Новгород: НИРФИ, 1991. - 20 с.

УДК 523.1

Показано, что данные наблюдательной космологии и эволюции Вселенной могут быть объяснены в рамках статической (нерасширяющейся) модели Вселенной путем введения во временную часть метрики масштабного фактора, зависящего от времени. Последний может интерпретироваться как функция эволюции скорости света или темпа космического времени по отношению к линейному атомному времени. Выражения для этих функций получены на основе решения уравнения Эйнштейна с использованием конформной метрики.

В настоящее время наблюдаемое красное космологическое смещение принято объяснять доплер-эффектом за счет механического движения - разбегания галактик. Эта гипотеза позволяет по величине доплер-эффекта находить радиальную скорость удаления, которая, согласно закону, открытому Хабблом, оказалась пропорциональной расстоянию до наблюдаемой галактики. Таким образом, имеет место расширение Вселенной. Оно получается также из уравнений общей теории относительности Эйнштейна, решение которых впервые было найдено Фридманом еще в 1923 г. С тех пор гипотеза расширяющейся из точки Вселенной стала практически общепризнанной.

Однако со временем появились и другие объяснения красного смещения, например, гипотеза старения кванта, вращения Вселенной и другие. Но они пока не привели к разработке теории эволюции Вселенной, как это достигнуто на основе общей теории относительности в доплеровской модели, ставшей основой стандартной космологии. Недавно автором разработана модель эволюции Вселенной, основанная на объяснении красного космологического смещения эволюцией скорости света в вакууме, т.е. в конечном счете эволюцией свойств физического вакуума /I/. Иначе говоря, красное космологическое смещение объясняется так называемым параметрическим доплер-эффектом. Такое предложение было высказано и обосновано автором еще в 1962 г.*), затем предложено Беллертом в работе /2/. Следующая из сказанного и разработанная автором /I/ модель статической, но эволюционирующей Вселенной, как оказалось, объясняет те же наблюдаемые явления, что и стандартная космология и дополнительно некоторые другие, не объясняемые ею удовлетворительно.

---

*) Работа была направлена в АЖ, но не доведена до публикации по вине ватора.

Сюда относится проблема однородности реликтового фона, сверхсветовые скорости в квазарах, зависимость видимого углового размера галактик и квазаров от расстояния.

Однако в этой работе автора, хотя и используются уравнения общей теории относительности, решение для функций изменения скорости света было найдено из условий соответствия наблюдательным данным.

Задачей настоящей статьи является обоснование решения для функции эволюции скорости света на основе использования полевого уравнения Эйнштейна для пространства конформного к пространству стандартной космологии. Полученная статическая модель позволяет интерпретировать эволюцию Вселенной так же, как следствие нелинейного хода космического времени по отношению к линейному автомному времени.

I. Постановка задачи и решение

Идея изменения скорости света или кривизны космического времени математически выражается интервалом с двумя масштабными факторами вместо одного в стандартной космологии, а именно

$$ds^2 = c_0^2 b^2(t) dt^2 - a^2(t)\left\{d\chi^2 + f^2(\chi)\left[d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2\right]\right\}, \qquad (I)$$

где $f(\chi) = \sin\chi$, $\mathrm{sh}\,\chi$, χ соответственно для положительной, отрицательной и нулевой кривизны пространства (K = I, -I, 0) . Здесь t - линейное, например, атомное или гравитационное время , которое обычно используется в законах физики. Безразмерный масштабный фактор $b(t)$ можно трактовать как функцию изменения либо скорости света, либо изменения темпа космического времени, т.е.

$$c(t) = c_0 b(t), \qquad d\tau = b(t)\,dt. \qquad (Ia)$$

Полагая в (I) $b(t) = \mathrm{const} = $ I, имеем известную метрику стандартной космологии:

$$ds^2 = c_0^2 dt^2 - a^2(t)\left\{d\chi^2 + f^2(\chi)\left[d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2\right]\right\}. \qquad (2)$$

При $a(t) = a_0 = \mathrm{const}$ получаем метрику, использованную в работе /I/, т.е.

$$ds^2 = c_0^2 b^2(t) dt^2 - a_0^2\left\{d\chi^2 + f^2(\chi)\left[d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2\right]\right\}. \qquad (3)$$

В дальнейшем эти метрики, как и в /I/, будем называть соответственно a-метрикой и c-метрикой.

Нетрудно видеть, что обе метрики являются конформными друг другу //3/. В самом деле, умножая (2) на $a_0^2/a^2(t)$ и обозначая $a_0/a(t) = b(t)$, получаем метрику (3), и, наоборот, умножая (3) на $b^{-2}(t)$, имеем (2). Это позволяет, конформно преобразуя c-метрику к a-метрике, использовать ее для определения масштабного фактора $b(t)$ - уже известные решения для полевого уравнения Эйнштейна. Для этого рассмотрим общий случай - некоторое новое пространство, конформное к двухмасштабному пространству (I). Поделим (I) на $b^2(t)$, получим интервал конформного пространства, в котором для световых лучей сохраняются расстояния и углы первоначального пространства /3/:

$$ds^2 = c_0^2 dt^2 - A^2\left\{d\chi^2 + f^2(\chi)\left[d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2\right]\right\}, \qquad (4)$$

где обозначено $A(t) = a(t)/b(t)$. Поскольку эта метрика не отличается от метрики стандартной космологии, то решение для $A(t)$ дается уравнением Эйнштейна. При этом величина $A(t)$ является новым радиусом Вселенной в рассматриваемом конформном пространстве.

Перейдем в (4), как делается обычно, к новым координатам η, полагая $c_0 dt = A(\eta)\, d\eta$, тогда

$$ds^2 = A^2(\eta)\left\{d\eta^2 - d\chi^2 - f^2(\chi)\left[d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2\right]\right\}. \tag{5}$$

Как известно, решение уравнения Эйнштейна для этой метрики при $k =$ = I и $p = 0$ равно (см., например, /4/)

$$\frac{8\pi G}{c_0^4}\varepsilon = \frac{3}{A^4}(A^2 + \dot{A}^2),$$

где ε - плотность энергии. Отсюда

$$\eta = \pm\int \frac{dA}{A\sqrt{8\pi G\varepsilon A/3c_0^4 - 1}}, \qquad t = \frac{1}{c_0}\int A(\eta)\, d\eta. \tag{6}$$

Плотность энергии во Вселенной ε, вообще говоря, зависит от A. Если положить, что масса M Вселенной неизменна, то плотность вещества равна $\rho = M/2\pi^2 A^3$, где $2\pi^2 A^3 = V$ - объем замкнутого пространства. Плотность энергии при $p = 0$ равна $\varepsilon = \rho c_0^2 =$ $= Mc_0^2/2\pi^2 A^3$. Подставляя это в (6), имеем интеграл $\eta =$ $= \pm\int dA/(2A_0 A - A^2)^{1/2}$, где $A_0 = 2MG/3c_0^2\pi$. Решение интеграла, равное $\eta = \arccos(A/A_0 - I) + const$ при начальных условиях $\eta = 0$, $A = 0$, дает окончательно

$$A = A_0(1 - \cos\eta), \qquad t = \frac{A_0}{A}(\eta - \sin\eta). \tag{7}$$

Это - известное в стандартной космологии решение в параметрической форме. Таким образом, мы получаем отношение двух масштабных функций: $A(\eta) = a(\eta)/b(\eta)$.

Зная независимо связь функций $a(\eta)$ и $b(\eta)$, можно определить каждую из них. Существование такой связи, определяемой соответствующими физическими процессами, представляется весьма вероятной.

Рассмотрим два предельных случая. Пусть известно, что в (4) $b(t) = 1$, тогда будем иметь a-метрику стандартной космологии и решение, согласно (7), равное

$$a(\eta) = A_0(1-\cos\eta), \quad t = \frac{A_0}{c_0}(\eta - \sin\eta). \tag{8}$$

Положим теперь, что $a(t) = a_0$ - произвольное число, имеющее размерность длины. При этом из (7) имеем искомое решение для функци и скорости света (темпа времени):

$$b(\eta) = \frac{a_0}{A_0}\frac{1}{1-\cos\eta}, \quad t = \frac{A_0}{c_0}(\eta - \sin\eta), \ 0 \leq \eta \leq 2\pi, \tag{9}$$

соответствующее замкнутой Вселенной ($K = 1$) при $p = 0$.

В случае псевдоэвклидового пространства ($K = 0$) при $p = 0$ соответствующее решение имеет вид

$$\frac{8\pi G}{c_0^4}\varepsilon = \frac{3}{A^2}\left(\frac{dA}{dt}\right)^2.$$

При условии $\rho A^3 = const$ получаем

$$A(t) = \frac{a(t)}{b(t)} = Dt^{2/3}.$$

Здесь при $b(t) = 1$ имеет место известное решение для расширяющейся Вселенной. При $a(t) = a_0$, т.е. для случая статической Вселенной, получаем решение

$$b(t) = \frac{1}{D}t^{-\frac{2}{3}}$$

Полагая, что в настоящий момент времени t_0 величина $b(t_0) = 1$, тогда $D = t_0^{-2/3}$, а учитывая (Ia)

$$\frac{c(t)}{c_0} = b(t) = \left(\frac{t_0}{t}\right)^{2/3}. \tag{IO}$$

Полученные решения для $b(t)$ в (9) и (IO) совпадают с использованным в работе /I/. Устанавливая определенные связи ме.. $a(t)$ и $b(t)$, мы получим ряд новых решений, соответствующих действию обоих масштабных факторов. Это даст новый спектр моделей эволюции Вселенной, что, возможно, позволит лучше согласовать их следствия с наблюдениями. В частности, могут быть сжимающиеся модели, но с красным смещением за счет превалирующего действия масштаба $b(t)$. Рассмотрим эти возможности подробнее.

2. Красное смещение

Рассмотрим выражение для красного смещения в случае существования обоих зависящих от времени масштабных факторов. Пусть наблюдатель находится в начале координат, движения света к нему от источников будет радиальным, т.е. $d\theta = d\varphi = 0$ при $dS = 0$. Полагая это в (4), получим уравнение движения света $c_0 dt = a d\chi / b$. Пусть в момент t_1 испущен луч, который принят наблюдателем в момент t_0, тогда относительный путь луча равен

$$\chi = \int_{t_1}^{t_0} \frac{c_0}{A(t)}\, dt = \int_{t_1}^{t_0} c_0 \frac{b(t)}{a(t)}\, dt.$$

Пусть через время Δt_1 испущен второй луч, который придет к наблюдателю позднее на время Δt_0. Оба луча пройдут в сопутствующей системе координат одинаковое расстояние χ, приравнивая их, будем иметь

$$\int_{t_1+\Delta t_1}^{t_0+\Delta t_0} \frac{b}{a}\,dt - \int_{t_1}^{t_0} \frac{b}{a}\,dt = 0 .$$

Первый из интегралов равен

$$\int_{t_1}^{t_0} + \int_{t_0}^{t_0+\Delta t_0} - \int_{t_1}^{t_1+\Delta t_1} .$$

Учитывая это и что в интервале Δt_1 и Δt_0 подынтегральные функции можно считать неизменными, получим

$$\frac{b(t_0)}{a(t_0)}\Delta t_0 = \frac{b(t_1)}{a(t_1)}\,\Delta t_1 .$$

Если Δt_1 считать периодом исходных колебаний, то Δt_0 будет соответствовать периоду колебаний у наблюдателя. В результате получаем для отношения частоты испущенного колебания ω_1 к частоте принятого ω_0

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{b(t_1)}{b(t_0)}\,\frac{a(t_0)}{a(t_1)} = z+1 . \qquad (11)$$

Здесь при $z > 0$ (11) соответствует красному смещению, а при $-1 < z < 0$ – фиолетовому. При $a = const$, если $b(t_1) > b(t_0)$, имеем красное смещение

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{b(t_1)}{b(t_0)} = z+1 ; \qquad (12)$$

Отсюда видно, что красное смещение означает либо убывающую со временем скорость света, либо убывающий темп хода космического времени.

Заметим, что в стандартной космологии ($b(t) \equiv 1$), согласно (II), имеет место инвариант распространения электромагнитных волн вида

$$\omega a = const.$$

В статической модели аналогичный инвариант согласно (I2) равен

$$\frac{\omega}{b(t)} = const \quad \text{или} \quad \frac{\omega}{c(t)} = const. \qquad (12a)$$

Далее будет показано, что этот инвариант получается также из уравнений Максвелла для распространения волн в среде с меняющейся скоростью света.

Из выражения (II) видно, что оба фактора могут как увеличивать смещение, так и взаимно частично или полностью компенсировать действие друг друга. В принципе, по характеру изменения $a(t)$ может быть фиолетовое смещение, а при соответствующем $b(t)$ результирующее смещение будет красным. Иначе говоря, Вселенная может сжиматься, вызывая такое изменение $b(t)$, которое дает в результате красное смещение. Это хорошо видно из теоретического выражения постоянной Хоббла $H = \dot{A} / A$:

$$H = \frac{\dot{a}}{a} - \frac{\dot{b}}{b} = H_a - H_b .$$

Если $H > 0$, то смещение красное, при $H < 0$ – фиолетовое. Может возникнуть вопрос о физическом смысле H в случае действия двухмасштабных факторов. Нетрудно показать, согласно (9), (I0), что H_a и H_b оба дают линейную ссязь интервала времени распространения света от наблюдаемого объекта с величиной z , если этот интервал не слишком велик. Или иначе связь z с величиной небольшого расстояния до объекта. Для любых расстояний связь z и H сложнее. Найдем выражение расстояния до галактик через измеряемые параметры, т.е. через z и H_0, где индекс означает значение H в момент наблюдения t_0.

3. Расстояние до галактик

Расстояние до галактик определяется радиусом сферической волны, проходящей через наблюдателя с центром в источнике. Такое расстояние удобно называть энергетическим, так как оно определяет поток излучения. Это расстояние в момент наблюдения равно $R = Af(\chi)$. Поскольку $\chi = c_0\int_{t_1}^{t_0} A^{-1}\,dt = \eta_0 - \eta_1$, то расстояние для положительной, отрицательной и нулевой кривизны будет соответственно

$$R_+ = A(\eta_0)\sin(\eta_0-\eta_1), \quad R_- = A(\eta_0)\,\mathrm{sh}(\eta_0-\eta_1),$$

$$R_0 = A(\eta_0)(\eta_0-\eta_1).$$

Все эти расстояния могут быть выражены через величины

$$\frac{A(\eta_0)}{A(\eta_1)} = z+1, \quad H_0 = \left(\frac{\dot{A}}{A}\right)_0, \quad q_0 = -\left[\frac{\ddot{A}A}{(\dot{A})^2}\right]_0.$$

Исключая с их помощью η_0, η_1, получаем известное выражение искомого расстояния для пылевой модели ($p = 0$)

$$R = \frac{c_0}{H_0 q_0}\frac{1}{z+1}\left[z + \frac{q_0-1}{q_0}\left(\sqrt{2zq_0+1} - 1\right)\right], \tag{13}$$

где $1/2 < q_0 < \infty$ для $k = +1$; $0 \le q_0 < 1/2$ для $k = -1$ и $q_0 = 1/2$ при $k = 0$. Здесь величины H_0 и q_0 связаны соответственно с H_{a_0}, H_{b_0} и q_{a_0}, q_{b_0}. Причем $H_0 = H_{a_0} - H_{b_0}$. Выражение же q_0 не сводится к функции только q_{0a} и q_{0b}. Лишь в случае $a(t) = const$

$$q_0 = \frac{\ddot{b}\, b}{(\dot{b})^2} - 2.$$

4. Электродинамический расчет смещения частоты волны в нестационарной среде

В работе /5/ было показано, что распространение электромагнитной волны в линии передачи с меняющейся со временем скоростью приводит к смещению частоты и изменению мощности сигнала.

Мы рассмотрим решение задачи распространения электромагнитных волн в нестационарной среде применительно к явлению красного космологического смещения, используя более общий метод решения.

Рассмотрим безграничную однородную, изотропную, непроводящую и незаряженную среду, в которой относительные значения диэлектрических свойств ε - и μ-среды зависят только от времени. Выпишем для этой среды уравнения Максвелла:

$$\mathrm{rot}\, E = -\frac{1}{c_0}\frac{\partial B}{\partial t}, \quad \mathrm{div}\, B = 0, \quad B = \mu H,$$

$$\mathrm{rot}\, H = \frac{1}{c_0}\frac{\partial D}{\partial t}, \quad \mathrm{div}\, D = 0, \quad D = \varepsilon E. \tag{I4}$$

Здесь c_0 - скорость света в вакууме. Перейдем в этих уравнениях к новому времени τ из условия

$$d\tau = \frac{dt}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{dt}{n(t)}. \tag{I5}$$

Учитывая, что $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial t}\,\frac{\partial}{\partial \tau}$, получим

$$\operatorname{rot} E\sqrt{\varepsilon\mu} = -\frac{1}{c_0}\frac{\partial \mu H}{\partial \tau}, \quad \operatorname{div} \mu H = 0,$$
$$\operatorname{rot} H\sqrt{\varepsilon\mu} = \frac{1}{c_0}\frac{\partial \varepsilon E}{\partial \tau}, \quad \operatorname{div} \varepsilon E = 0. \tag{16}$$

Здесь E, H, ε, μ являются теперь функциями времени τ. Для уравнений (I6) имеется одно выделенное условие, сводящее их к форме задач в вакууме. Этот случай имеет место, если принять, что ε- и μ-среды меняются по одинаковому закону $\varepsilon(t) = n(t)$, $\mu(t) = n(t)$. Обозначая $Hn = \mathcal{H}$, $En = \mathcal{E}$, имеем из (I5), (I6)

$$\operatorname{rot} \mathcal{E} = -\frac{1}{c_0}\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \tau}, \quad \operatorname{div} \mathcal{E} = 0,$$
$$\operatorname{rot} \mathcal{H} = \frac{1}{c_0}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau}, \quad \operatorname{div} \mathcal{H} = 0. \tag{17}$$

При этом, согласно (I5),

$$d\tau = \frac{c(t)}{c_0}\,dt, \tag{18}$$

где $c(t) = c_0/n(t)$ - фазовая скорость волны в среде. Величины $\mathcal{H}$ и $\mathcal{E}$ в (I7) можно рассматривать как напряженности новых полей, действующих в вакууме. С другой стороны, $\mathcal{H}$ и $\mathcal{E}$ являются магнитной и электрической индукцией B и D для исходных полей H и E невакуумного уравнения (I4). Из (I7) следует известное волновое уравнение для полей $\mathcal{E}$ и H:

$$\Delta \mathcal{E} = \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \tau^2}. \tag{19}$$

Решение для $\varepsilon(x, \tau)$ можно записать в виде

$$\varepsilon(x,\tau) = E(x,\tau)n(\tau) = B\sin\omega\left(\tau - \frac{x}{c_0}\right). \tag{20}$$

Переходя к исходному времени, имеем согласно (I5),

$$E(x,t) = \frac{B}{n(t)} \sin\omega\left(\int\limits_0^t \frac{dt}{n(t)} - \frac{x}{c_0}\right).$$

При достаточно медленном изменении $n(t)$ и отсутствии особенностей, частота волны $E(x,t)$ равна производной ее фазы. В точке $x_1 t_1$ частота равна $\omega(t_1) = \omega / n(t)$, а после прихода волны в точку $x_0 t_0$ - $\omega(t_0) = \omega / n(t_0)$. Отношение частот и амплитуд, взятых в этих точках, равны

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{n(t_0)}{n(t_1)} = \frac{c(t_1)}{c(t_0)}, \qquad \frac{B_1}{B_0} = \frac{n(t_0)}{n(t_1)} = \frac{c(t_1)}{c(t_0)}. \tag{2I}$$

Времена t_1 и t_0 можно рассматривать соответственно как момент излучения и более поздний момент наблюдения волны. В этом случае, если в точке $x_1 t_1$ испущена волна, а в точке $x_0 t_0$ она наблюдается, то красное смещение, т.е. $\omega_1/\omega_0 > z$, будет иметь место, если скорость света в момент испускания t_1 больше чем в более поздний момент наблюдения t_0. При этом также уменьшается амплитуда волны B. В обозначении, принятом в космологии для красного смещения, выражения (2I) запишутся:

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{c(t_1)}{c(t_0)} = z+1, \qquad \frac{B_1}{B_0} = \frac{c(t_1)}{c(t_0)} = z+1. \tag{22}$$

Учитывая эти соотношения, рассмотрим процесс для излучения и приема сплошного спектра. Тогда $B_0 = \sqrt{W_0 \Delta\omega_0}$, $B_1 = \sqrt{W_1 \Delta\omega_1}$, где W_0, W_1 - спектральные плотности мощности в пункте приема и излучения, а $\Delta\omega_0$ и $\Delta\omega_1$ - соответственно их полосы частот. Находя отношение B_1/B_0 и учитывая, что $\Delta\omega_1 / \Delta\omega_0 = z + I$, получим

$$\frac{W_1}{W_0} = \frac{c(t_1)}{c(t_0)} = z + 1. \tag{23}$$

Из полученных соотношений видно, что при распространении электро-магнитной волны в среде с эволюционирующей скоростью света имеют место два инварианта (для частоты и мощности сигнала):

$$\frac{\omega}{c(t)} = const, \qquad \frac{B}{c(t)} = \frac{W}{c(t)} = const.$$

Из этих инвариантов только первый получается из выражения для интервала (см12а), так как последний выражает лишь фазовые соотношения. Проведенное рассмотрение справедливо в том числе и в физическом вакууме в случае изменения скорости света со временем.

5. Обсуждение результатов

Решение на основании конформных метрик приводит, как очевидно из вышеизложенного, к идентичным эффектам и явлениям, связанным с излучением и распространением электромагнитных волн. В самом деле, для a-метрики и с-метрики радиальное распространение света описывается из условия $ds = 0$ и конформности $b(t) = a_0 / a(t)$ одинаковыми уравнениями:

$$\chi = \int \frac{c_0}{a(t)}\, dt = \int \frac{c_0}{a_0}\, b(t)\, dt. \tag{24}$$

Это означает, что функции $a(t)$ и $b(t)$ адекватно описывают световые явления. Имеется лишь существенная разница в описании начального состояния Вселенной. Для с-метрики, согласно (9), (10), начальное состояние Вселенной характеризуется конечным размером a_0, равным современному, но при бесконечно большой начальной скорости распространения электромагнитных волн $c_0\, b(t)$ или бесконечно большом темпе изменения масштаба времени $b(t)$. Этот сценарий в известном смысле напоминает сценарий инфляционной теории с тем отличием, что там Вселенная сначала расширяется с бесконечной скоростью до современных размеров. В нашем случае бесконечная скорость распространения при конечном объеме - изначательное состояние. Философствуя о предыдущем моменте, можно говорить, например, о фазовом переходе вакуума сразу в конечном обьеме Вселенной. Вопрос о величине этого обьема может быть решен следующими соображениями. Фазовый переход вакуума привел к образованию частиц электромагнитного излучения высокой температуры. Для удержания частиц и излучения в конечном обьеме необходимо, чтобы они образовались в пределах гравитационного радиуса $r_g = 2GM/c^2$.

При интерпретации красного смещения изменением скорости света может показаться необходимым учитывать изменение ряда других констант. Этот вопрос рассмотрен в работе /I/, где показано, что при $h = \mathrm{const}$, $mc^2 = \mathrm{const}$ величина r_g в начальный момент при бесконечной скорости $C(t)$ и в современный при $C(t_0) = C_0$ одинакова, т.е. описывается приведенным выше соотношением, где G, M, C имеют современные значения. Как альтернатива этому не лишено физического смысла и предположение, что изменение скорости света не затрагивает неизменность других констант. Наконец, в случае интерпретации красного смещения изменением темпа времени константы остаются неизменными и, следовательно, значение r_g. Современная плотность вещества во Вселенной найдется из выражения гравитационного радиуса. Для этого выразим M через плотность вещества ρ и обьем Вселенной. В ньютоновском приближении обьем равен $4\pi r_g^3/3$, тогда $\rho_H = 3C_0^2/8\pi G r_g^2$. Однако с учетом кривизны $V = 2\pi^2 r_g^3$ и $M = 2\pi^2 r_g^3 \rho$, что дает $\rho = C_0^2/4\pi^2 G r_g^2$. Величина современного значения r_g находится из выражения (I3) при $z \to \infty$ и равна $R = r_g = C_0/H_0 q_0$, тогда

$$\rho = \frac{H_0^2 q_0^2}{4\pi^2 G}. \tag{25}$$

В то же время приводимое в стандартной космологии значение ньютоновской оценки плотности равно $\rho = 3H_0^2 q_0^2/8\pi G$. Значение плотности по (25) почти в 5 раз меньше ньютоновского, что на подпорядка приближает наблюдаемую величину к теоретической (25) и практически снимает вопрос о скрытой массе. Действительно, теоретическая величина плотности вещества во Вселенной, согласно (25), при $q_0 = I$ и $H_0 = 50$ км/с мпс равна $\rho = 10^{-30}$ г/см^3, а по наблюдениям видимого вещества – не менее 3 10^{-31} г/см^3, т.е. расхождение с теорией всего в 3 раза, что для астрофизических оценок совсем не плохо.

Вернемся снова к весьма чувствительному вопросу о скорости света. Из уравнения (24) видно, что в первом интеграле величина $a(t)$ может рассматриваться как размерный коэффициент преломления, а $C_0/a(t)$, следовательно, как эволюционирующая скорость радиального распространения света. Таким образом, и стандартная космология неизбежно приводит к выражению с изменяющейся скоростью света.

В случае конформной С-метрики интервал свобытий в начальный момент, вследствие бесконечно большого значения $b(t)$, будет целиком времениподобным. Это означает, что все события во Вселенной практически одновременны, т.е. она как бы сжата в точку, иначе говоря, горизонт событий очень мал. По мере хода времени горизонт растет с относительной скоростью $H = -\dot{b}/b \sim t^{-1}$.

Нетрудно найти эволюцию фона излучения. Записывая спектральную плотность излучения функцией Планка для момента t_1 в прошлом при температуре $T = T_1$ на частоте ω_1 и переходя к наблюдаемой частоте в настоящий момент $\omega_0 = \omega_1/(z+1)$, получим выражение, где $T_1/(z+1)$ имеет смысл температуры фона излучения в настоящий момент, равной $T_0 = 2{,}7^\circ$К, итак

$$T_1 = T_0(z+1). \tag{26}$$

Поскольку $(z+1) = b(t_1)/b(t_0)$, то, зная решение $b(t)$, получим временной ход температуры. При $p = \varepsilon/3$ имеем $b(t) = (t_0/t)^{-1/2}$ и

$$T = \frac{1{,}7\cdot 10^9}{\sqrt{t}},$$

где t – в секундах. Это выражение совпадает с обычно приводимой формулой температуры фона в зависимости от времени в стандартной космологии. Таким образом, статическая (в механическом смысле) модель Вселенной позволяет объяснить все наблюдаемые явления, которые объясняются стандартной космологией. Однако предлагаемая мо –

дель позволяет высказать объяснение других известных факторов, которые не находят удовлетворительного объяснения в стандартной космологии. Это относится к большой степени однородности реликтового фона, которая может быть объяснена большой скоростью света вблизи начала в момент разделения вещества и излучения. Наконец, рассматриваемая гипотеза предсказывает существование сверхсветовой скорости вещества и излучения в области квазаров и удаленных галактик, но не более чем $C(t) = C_0(z + 1)$.

Достоверность той или иной модели космологии определяется тремя тестами: сравнением предсказаний теории о зависимости от красного смещения z видимой звездной величины галактик $m(z)$ и их видимого углового размера $\theta(z)$, а также распределения в пространстве. Рассмотрим первые два теста как наиболее информативные. Теоретическое выражение для наблюдаемого потока излучения галактики в статической Вселенной равно $S = W_0 \Delta\omega_0$, где W_0 и $\Delta\omega_0$ – соответственно спектральная плотность мощности и полоса принимаемых частот излучения в месте наблюдения. В системе отсчета источника эти величина, согласно (23), (22), равны $W_0 = W_1/(z + 1)R^2$, $\Delta\omega_0 = \Delta\omega_1/(z + 1)$. Отсюда

$$S = \frac{W_1 \Delta\omega_1}{R^2(z+1)^2}.$$

Это выражение потока совпадает с соответствующим для расширяющейся Вселенной. Поэтому сопоставление с наблюдениями не дает новых результатов.

Другое положение имеет место для θ-теста. Соответствующие теоретические выражения в статической и стандартной космологии равны

$$\theta_c(z) = \frac{l}{R(z,q_0)}, \qquad \theta_a(z) = \frac{l(z+1)}{R(z,q_0)}.$$

На рис.I приведены эти кривые для разумного значения $q_0 = 1/2$ и постоянном линейной размере галактики l в сравнении с наблюдаемыми данными, взятыми из работы /6/. Из рисунка видно, что кривые стандартной космологии качественно и количественно резко противо -

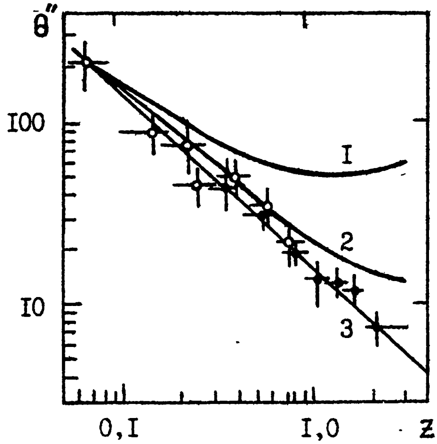

Рис. I

Усредненные данные видимого углового размера для 215 радиогалактик (кружки) и 296 квазаров (точки).
Сплошные кривые: I – предсказание стандартной космологии при $q_0 = 0,5$; 2 – предсказание статической модели при $q_0 = 0,5$; 3 – апроксимация наблюдений $\theta'' = 16''/z$.

воречат опыту, предсказывая минимум углового размера при $z \sim 1$. Кривые статической модели практически не выходят из пределов ошибок наблюдений. Теоретические кривые обеих моделей, однако, можно точно согласовать с наблюдениями, которые дают зависимость $\theta(z) = \theta_0 / z$, если принять гипотезу для статической модели $l = l_0/(z + 1)$, а для стандартной – $l = l_0/(z + 1)^2$. Однако пока не существует независимых данных об эволюции размеров галактик, но большая эволюция, предписываемая стандартной космологией, представляется весьма мало вероятной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Троицкий В.С. Физические константы и эволюция Вселенной // ДАН СССР. – 1986. – Т.290, № 1. // Physical constants and evolution of the Universe.//Astrophys.Sp.Sci.-1987.-V.139.-P.389.
2. Bellert S. Does the speed of light decrease with time?// Astrophys.Sp.Sci. – 1977. – V.47, N 2. – P.263.
3. Петров А.З. Пространства Эйнштейна. – М.: Физматгиз, 1961.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. – М.: Наука ,

1973.
5. Аверков С.И., Островский Л.А. Распространение колебаний в системах с параметрами, зависящими от времени//Изв.вузов. Радиофизика. - 1958. - Т.1, № 4. - С.46.
6. Kapahi V.K. Proc. of IAU Symp. 124 on "Observational Cosmology", August 25-31, 1986.

Дата поступления статьи
25 декабря 1990 г.

СТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ

Подписано в печать 12.02.91 г. Формат 60х84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,15 усл. п.л.
Заказ 5144. Тираж 120. Бесплатно.

Отпечатано на ротапринте НИРФИ