

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 204

Горький 1985

В в е д е н и е

Общепринятая модель эволюции Вселенной базируется на интерпретации красного смещения разбеганием галактик (см., например, [1]). Между тем к настоящему времени опубликованы предложения, объясняющие красное смещение изменением различных физических констант (масса электрона, скорость света и др.) [2, 3]. Недостатком этих работ является отсутствие обоснования принципиальной возможности таких изменений с точки зрения непротиворечивости с известными физическими закономерностями, а также отсутствие анализа космологических следствий. Еще раньше возможность изменения фундаментальных констант (всех кроме скорости света) обсуждалась, начиная с Дирака, Гамовым, Теллером и другими, но это не связывалось с необходимостью объяснения каких-либо известных явлений и практически всегда находилось в противоречии с фундаментальными законами физики (см. напр. [4]). В настоящей работе рассматривается эволюция скорости света как причина красного смещения и вытекающая отсюда статическая космологическая модель (см. также [22]). Красное смещение объясняется гипотезой о непрерывном изменении (уменьшении) скорости света в вакууме, начиная с некоторого момента времени в прошлом повсюду во Вселенной. Сопоставление гипотезы с опытом неизбежно приводит к необходимости принять изменение со временем также и других фундаментальных констант. Возможность этого достигается согласованием с основными наблюдательными и экспериментальными данными астрономии и физики.

Используя метрику пространства - времени при изменяющейся скорости света, рассчитаны наблюдательные эффекты, они хорошо согласуются с экспериментальными данными. Главное отличие рассматриваемой статической космологической модели от стандартной состоит в отсутствии сингулярности размера Вселенной и плотности вещества в начальный момент. Построенная космологическая модель соответствует всем известным наблюдательным данным. Кроме того, она позволяет объяснить высокую степень однородности реликтового фона и, в принципе, допускает

лабораторную проверку.

I. Распространение электромагнитных волн в вакууме при изменении скорости света со временем

Рассмотрим распространение света в пространстве-времени, определяемом метрикой, в которой не только радиус Вселенной, но и скорость света зависят от времени. Для изотропного и однородного пространства-времени в синхронной системе координат интервал в общепринятой форме записи будет

$$ds^2 = c^2(t)dt^2 - a^2(t) \left[dr^2 + f^2(r) (\sin^2 \vartheta d\varphi^2 + d\vartheta^2) \right]. \quad (I)$$

Здесь $a(t)$ - радиус Вселенной или иначе метрический масштабный фактор, $c(t)$ - скорость света или, по аналогии, временной масштабный фактор, r - безразмерное радиальное расстояние, $f(r) = \sinh r, \sin r, r$ - соответственно для пространства положительной ($\kappa = +1$), отрицательной ($\kappa = -1$) и нулевой кривизны ($\kappa = 0$).

В стандартной космологии используется интервал (I), в котором полагается $c(t) = c_0 = \text{const}$. Мы будем исследовать космологические эффекты, используя метрику (I), в которой полагаем $a(t) = a_0 = \text{const}$. Соответствующие этим случаям метрики для краткости будем называть a -метрика и c -метрика. Первая метрика описывает динамическую, расширяющуюся Вселенную стандартной космологии, а вторая статическую. Анализ условий распространения света проведем сначала для симметричной a -метрики (I) с обоими переменными масштабами.

Уравнение $ds = 0$ для геодезической света при радиальном распространении дает для безразмерного расстояния, проходимого светом за время от излучения t_1 до приема t_0 ,

$$r(t_0) - r(t_1) = \int_{t_1}^{t_0} \frac{c(t)}{a(t)} dt. \quad (2)$$

Если из точки $r(t_1)$ испускается одно колебание волны с периодом Δt_1 в интервале времени $t_1, t_1 + \Delta t_1$, то в точку наблюдения $r(t_0)$ волна придет в интервале времени $t_0, t_0 + \Delta t_0$. Находя из (2) пути, проходимые передним и задним фронтами волны, учитывая их равенство, а также малость интервалов $\Delta t_{1,0}$, в течение которых $a(t)$,

$c(t)$ можно считать неизменными, получим

$$\frac{c(t_0)}{a(t_0)} \Delta t_0 = \frac{c(t_1)}{a(t_1)} \Delta t_1. \quad (3)$$

При $c = c_0 = \text{const}$ это выражение переходит в соответствующее уравнение стандартной космологии. Поскольку Δt_1 - период испущенной волны, то Δt_0 будет периодом принимаемой волны; переходя к частотам, получим

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{c(t_1)}{c(t_0)} \frac{a(t_0)}{a(t_1)} = z + 1. \quad (4)$$

Здесь z - общепринятая характеристика космологического смещения частоты, а ω_1 и ω_0 - соответственно частоты испущенного и принятого колебания. В привычной форме записи

$$\omega_0 = \omega_1 \left[1 - \frac{c(t_1)a(t_0) - c(t_0)a(t_1)}{c(t_1)a(t_0)} \right]. \quad (5)$$

Это выражение при $c(t) = c_0$ переходит в известное соотношение стандартной космологии. При $a(t) = a_0$, т.е. для статической Вселенной, смещение частоты определяется изменением скорости света:

$$\omega_0 = \omega_1 \left[1 - \frac{c(t_1) - c(t_0)}{c(t_1)} \right]. \quad (6)$$

Для достаточно близких времен t_1 и t_0 , разлагая $a(t)$, $c(t)$ в ряд около t_0 по $\Delta t = t_0 - t_1$, получим

$$\omega_0 \approx \omega_1 \left[1 - (H_{g0} - H_{c0}) \Delta t \right] = \omega_1 \left[1 - (H_{g0} - H_{c0}) \frac{R}{C_0} \right]. \quad (7)$$

Здесь $H_{g0} = (\dot{a}/a)_{t_0}$ - известное выражение для постоянной Хаббла в стандартной космологии и $H_{c0} = (\dot{c}/c)_{t_0}$ - её аналог при меняющейся скорости света.

Для объяснения наблюдаемого красного смещения за счет изменения скорости света нужно положить $H_{c0} = H_0$, где $H_0 = 7 \cdot 10^{-11} \text{ год}^{-1}$

- современное значение постоянной Хаббла. Отсюда, скорость изменения скорости света за год составит всего $\dot{c} = H_0 C_0 = 2 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{год}^{-1}$.

Эффект красного смещения получается также при рассмотрении распространения света с помощью уравнений Максвелла, в которых ϵ и μ вакуума зависят от времени. Для плоской волны имеем

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial x} = - \frac{\partial \mu H}{\partial t} ; \quad \frac{\partial H}{\partial x} = - \frac{\partial \epsilon E}{\partial t} .$$

Используя метод решения, предложенный в [5], для случая когда ϵ и μ вакуума меняются со временем синхронно по одинаковому закону во всем пространстве, начиная с момента $t = 0$, получаем

$$\omega_0 = \omega_1 \frac{c(t_0)}{c(t_1)} ; \quad A_0 = A_1 \frac{c(t_0)}{c(t_1)} .$$

Здесь A_1 и A_0 - соответственно амплитуда поля излученной и принятой волны. Полученное выражение для красного смещения совпадает с (4) для пространства-времени, характеризуемого c -метрикой. Полный вывод дан в приложении I.

Эффект изменения наблюдаемой частоты при распространении света в вакууме с меняющейся скоростью имеет простое объяснение. Длина волны, возбужденная около излучателя равна $\lambda_1 = \Delta t_1 c(t_1)$. В точке приёма при $a(t) = a_0$ метрическая длина волны сохраняется, но скорость света будет другой и равной $c(t_0)$, поэтому та же волна возбуждает колебание с периодом $T_0 = \lambda_1 / c(t_0) = \Delta t_1 c(t_1) / c(t_0)$ и, следовательно, $\omega_0 / \omega_1 = c(t_0) / c(t_1)$, что совпадает с выводом из уравнения метрики и решением электродинамической задачи.

Этот механизм изменения частоты существенно отличается от имеющего место в стандартной космологии. В рамках концепций расширяющейся Вселенной длина волны увеличивается в процессе распространения из-за увеличения масштаба $a(t)$

2. Красное смещение и эволюция фундаментальных констант

Величина скорости света входит во многие физические закономерности. Её изменение приведет, в частности, к изменению безразмерных констант электромагнитного, слабого и сильного взаимодействий, соответственно равных

$$\alpha_e = e^2 / \hbar c, \quad \alpha_w = g_w m_e^2 c / \hbar^3, \quad \alpha_s = g_s^2 / \hbar c;$$

где e - заряд и m_e - масса электрона, g_w - постоянная Ферми, g_s - постоянная сильного взаимодействия, \hbar - постоянная Планка. Это скажется на атомных спектрах, скорости α - и β -распадов, стабильности тяжёлых ядер и других процессах природы.

В настоящее время экспериментально определены границы возможных изменений указанных констант (см. например [4, 6]), которые приведены в табл. 1, 2. Обсуждение этих результатов можно найти в [4-19].

Т а б л и ц а 1

Год	Автор	$\dot{\alpha}_e / \alpha_e \text{ год}^{-1}$	$\dot{\alpha}_w / \alpha_w \text{ год}^{-1}$	$\dot{\alpha}_s / \alpha_s \text{ год}^{-1}$
1971	Дайсон	$5 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-12}$
1967	Бакал	$1,3 \cdot 10^{-12}$		
	Шмид			
1976	Шляхтер	$4 \cdot 10^{-11}$		$2 \cdot 10^{-12}$
	Шляхтер	$1 \cdot 10^{-17}$	$2 \cdot 10^{-12}$	$5 \cdot 10^{-19}$
1976	Турнер	$4 \cdot 10^{-12}$		
	Стейн			
1980	Туббс	$1 \cdot 10^{-13}$		
	Вольф			

Т а б л и ц а 2

Год	Автор	$-\dot{G} / G \text{ год}^{-1}$
1964	Покода, Шварцильд	$(4-7) \cdot 10^{-11}$
1967	Гамов	$4 \cdot 10^{-11}$
1974	Дирборн, Шрам	$5 \cdot 10^{-11}$
1975	Ван Фландерг	$(8-15) \cdot 10^{-11}$
1975	Розенберг, Шагиро	$(5-15) \cdot 10^{-11}$
1976	Вильямс, Дикке	$2 \cdot 10^{-11}$

Из выражений $\alpha_e, \alpha_w, \alpha_s$ видно, что за счет изменения скорости света безразмерные константы изменяются как $\dot{c}/c = H_0 = 7 \cdot 10^{-11} \text{ год}^{-1}$. Это на два-три порядка больше установленных границ изменений α_e, α_s . Удовлетворить постоянству указанных констант можно, предположив соответствующее изменение вместе со скоростью света величин $e^2, \hbar, m_e, m_p, g_w, g_s$. Примем также условие неизменности во времени спектров излучения водородоподобных атомов, включая тонкое и сверхтонкое расщепление. Соответствующие частоты будут

$$\nu_{nm} \sim \left(\frac{m_a \alpha_e^2}{m_a + m_e} \right) \frac{m_e c^2}{\hbar}, \quad \nu_{LS} \sim \left(\frac{m_a \alpha_e^4}{m_a + m_e} \right) \frac{m_e c^2}{\hbar}, \quad \nu_{JI} \sim g_e \left(\frac{m_a \alpha_e^4}{m_a + m_e} \right) \frac{m_e}{m_p} \frac{m_e c^2}{\hbar},$$

где m_p и m_a - масса протона и атома. Неизменность частот, кроме постоянства α_e , требует также неизменности комptonовской частоты $\nu_k = m_e c^2 / \hbar$ и отношения масс m_e / m_p . Предположим также, что должна оставаться неизменной ньютонова сила $F = Gm^2$, что, по-видимому, подтверждается экспериментально (см. например [4, 6]). В приложении 2 дано обоснование справедливости формул ν_{nm} и ν_{JI} при медленно изменяющихся константах.

Найдем следующие из сказанного зависимости от времени фундаментальных констант. Для этого примем

$$e^2 = e_0^2 c_{\kappa}^{\tilde{e}}, \quad \hbar = \hbar_0 c_{\kappa}^{\tilde{h}}, \quad m = m_0 c_{\kappa}^{\tilde{m}}, \quad g_w = g_{w_0} c_{\kappa}^{\tilde{w}}, \quad g_s^2 = g_{s_0}^2 c_{\kappa}^{\tilde{s}}, \quad G = G c_{\kappa}^{\tilde{g}}, \quad (8)$$

где $c_{\kappa} = c(t)/c(t_0)$ - нормированная скорость света на современное её значение $c(t_0) = c_0$, а e_0^2, \hbar_0, m, \dots - соответствующие значения констант в настоящее время, причем m, m_0 относятся к массе любой частицы. Степени $\tilde{e}, \tilde{h}, \tilde{m}$ и т.д. показывают скорость изменения соответствующей физической константы в единицах $\dot{c}/c = H_c$, например, $(\dot{m}/m) = \tilde{m} H_c, (\dot{\hbar}/\hbar) = \tilde{h} H_c$ и т.д. Подставляя (8) в выражения неизменных констант, получим приведенные в табл. 3 значения величин $\tilde{e}, \tilde{h}, \tilde{m}, \dots, \tilde{g}$, при которых $\alpha_e, \alpha_w, \alpha_s, \nu_k$ и F остаются постоянными.

Проверим теперь обеспечивается ли при найденной эволюции фундаментальных констант установленная опытом степень неизменности скоростей α - и β -распадов. По оценкам обилия на Земле, а теперь и на Луне, радиоактивных изотопов делается заключение, что вероятность α -

N	\tilde{e}	\tilde{h}	\tilde{m}	\tilde{g}	\tilde{W}	\tilde{S}	
1	-1	-2	-4	8	1	-1	Холодная
2	0	-1	-3	6	2	0	Вселенная
3	1	0	-2	4	3	1	Горячая
4	2	1	-1	2	4	2	
5	3	2	0	0	5	3	Вселенная

распада - λ_{α} , если и меняется, то не более чем на 10% за 10^9 лет [4]. Отсюда $\dot{\lambda}_{\alpha} / \lambda_{\alpha} \leq 10^{-10}$ год $^{-1}$. Вероятность α -распада с точностью до несущественных коэффициентов равна

$$\lambda_{\alpha} = \frac{\nu}{2R} e^{-S},$$

где ν - скорость α -частицы, R - размер ядра, $S = 4\pi z e^2 / \nu \hbar$ и z - атомный номер. Находя логарифмическую производную по времени, получим

$$\frac{\dot{\lambda}_{\alpha}}{\lambda_{\alpha}} = \frac{\dot{\nu}}{\nu} - \frac{\dot{R}}{R} - S \left[\frac{\dot{\alpha}_e}{\alpha_e} + \frac{\dot{c}}{c} - \frac{\dot{\nu}}{\nu} \right].$$

Для различных нуклидов величина $S = 10^2 - 10^4$ и, следовательно, изменение λ_{α} определяется параметрами в квадратной скобке. При $S = 500$ (для урана) и $\dot{\lambda}_{\alpha} / \lambda_{\alpha} \leq 10^{-10}$ год $^{-1}$ получаем условие

$$\left[\dot{\alpha}_e / \alpha_e + \dot{c} / c - \dot{\nu} / \nu \right] \leq 2 \cdot 10^{-13} \text{ год}^{-1}.$$

Отсюда и из значения $\dot{\alpha}_e / \alpha_e$ табл. 1 следует неременное требование: $\nu/c = \text{const}$. Оказывается, как увидим ниже, это условие имеет место для движения в пространстве-времени, описываемом с-метрикой. Таким образом, при всех вариантах изменения констант, заданных табл. 3, изменение вероятностей α -распада не выходит за пределы допустимого.

Для β -распада при наличии электронной оболочки

$$\lambda_{\beta} = \frac{Z N_i}{50\pi^2} \alpha_e^2 \alpha_w^2 \frac{m_e c^2}{\hbar} \left(\frac{\nu_{\text{max}}}{c} \right)^6.$$

При $v_{\max}/c = \text{const}$ вероятность β -распада остается также неизменной. При $v_{\max} = \text{const}$ $\lambda_{\beta}/\lambda_{\beta}^0 = \beta/\beta^0$, что не выходит за допустимые оценки изменения λ_{β} со временем.

3. Движение частиц

Движение пробной частицы по инерции в четырехмерном пространстве-времени при отсутствии постоянного электрического и магнитного полей имеет вид

$$\frac{d^2 r^{\sigma}}{ds^2} + \Gamma_{\mu\nu}^{\sigma} \frac{dr^{\mu}}{ds} \frac{dr^{\nu}}{ds} = 0,$$

где $\Gamma_{\mu\nu}^{\sigma}$ - символ Кристоффеля. Для пространства, заданного ас-метрикой (I), при радиальном движении, когда $d\varphi/ds = dv/ds = 0$, получим, используя известные вычисления $\Gamma_{\mu\nu}^{\sigma}$:

$$\frac{d^2 t}{ds^2} + \left(\frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{c}}{c} \right) \left(\frac{dt}{ds} \right)^2 = \frac{\dot{a}}{a} \frac{1}{c^2}.$$

Для а-метрики имеем известное в стандартной космологии уравнение и его решение: $v \cdot a = \text{const}$. Для с-метрики получаем решение $v/c = \beta$, т.е. скорость частиц меняется пропорционально скорости света.

Импульс частицы в момент t_0 и t_1 равен соответственно $p_0 = m_0 v_0 / \sqrt{1-\beta^2}$, $p_1 = m_1 v_1 / \sqrt{1-\beta^2}$, их отношение $p_0/p_1 = (c_0/c_1)^{\tilde{m}+1}$. Кинетическая энергия в момент $E_0 = m_0 c_0^2 [\sqrt{1-\beta^2} - 1]$, её отношение к энергии в момент t_1 , $E_0/E_1 = c_0^{\tilde{m}-2}$. Для варианта К 3, эволюции констант, который, как будет показано, наилучшим образом удовлетворяет опыту $\tilde{m} = -2$ и, следовательно, $p_1 = p_0 c_0/c_1$, а $E_0 = E_1$, т.е. импульс частицы со временем растет, а кинетическая энергия остается неизменной. Последнее означает, в частности, неизменность постоянной Больцмана, чем мы воспользуемся в следующем параграфе.

4. Эволюция реликтового фона излучения

Спектральная плотность энергии реликтового фона в прошлом в момент $t = t_1$ определяется выражением

$$d\varepsilon_1 = \frac{1}{\pi^2 c_1^3} \frac{\hbar_1 \omega_1^3 d\omega_1}{\exp(\hbar_1 \omega_1 / kT) - 1} \quad (9)$$

Здесь T_1 - температура фона в прошлом. Спектральная плотность в настоящее время зависит от метрики пространства-времени. Для ρ -метрики имеем $\omega_1 = \omega_0 c_1 / c_0 = \omega_0 (Z+1)$, $\tilde{h} = \tilde{h}_0 (c_1 / c_0)^{\tilde{h}} = \tilde{h}_0 (Z+1)^{\tilde{h}}$. Подставляя в (9), получим

$$d\varepsilon_0 = \frac{(Z+1)^{\tilde{h}+1}}{\pi^2 c_0^3} \frac{\tilde{h}_0 \omega_0^3 d\omega_0}{\exp[\tilde{h}_0 \omega_0 / \kappa T_1 (Z+1)^{-\tilde{h}-1}] - 1}. \quad (10)$$

Сравнение (9) и (10) показывает, что величина $(Z+1)^{-\tilde{h}-1} T_1$ имеет смысл температуры реликтового фона в настоящий момент (T_0). При этом считается, что, как было показано выше, постоянная Больцмана в рассматриваемом пространстве времени остается неизменной. Итак,

$$T_1 = T_0 (Z+1)^{\tilde{h}+1}. \quad (11)$$

При $\tilde{h} = \text{const}$ ($\tilde{h} = 0$) получаем известное в стандартной космологии выражение для T_1 . Интегрируя (9), (10) по всем частотам, убеждаемся, что плотность энергии полного излучения в прошлом $U(t_1)$ и в настоящем $U(t_0) = \pi^2 \kappa^4 T_0^4 / 15 c_0^3 \tilde{h}_0^3$ одинаковы. Это представляется естественным ввиду неизменности объема Вселенной при ρ -метрике. Массовая плотность реликтового излучения $\rho_r = U(t)/c^2(t)$ с течением времени возрастает. Соотношение массовых плотностей при t_1 и t_0 равно

$$\frac{\rho_r(t_0)}{\rho_r(t_1)} = (Z+1)^2. \quad (12)$$

В рассматриваемом пространстве-времени масса частиц меняется, как $m(t_1) = m_0 [c_1 / c_0]^{\tilde{m}}$. Плотность вещества, ввиду неизменности объема Вселенной, меняется также:

$$\frac{\rho_m(t_0)}{\rho_m(t_1)} = (Z+1)^{-\tilde{m}}. \quad (13)$$

Для согласующегося с $m(Z)$ -тестом варианта изменения констант $\tilde{m} = -2$ изменения плотности вещества и массовой плотности реликтового излучения одинаковы. Импульс фотона и энтропия меняются как

$$\frac{p_1}{p_0} = (Z+1)^{\tilde{h}}, \quad \frac{S}{S_0} = (Z+1)^{-\tilde{h}-1} \quad (14)$$

При $\tilde{h}=0$ импульс фотона не изменяется, а энтропия со временем возрастает.

5. Зависимость скорости света от времени

Как видно из расчетов, характер зависимости скорости света от времени определяет красное смещение, температуру реликтового фона и другие параметры пространства-времени. Функция $c(t)$ играет такую же роль, как в стандартной космологии радиус Вселенной $a(t)$. Однако в настоящее время нет теории и уравнения, которое устанавливало бы $c(t)$ через наблюдаемые параметры. Поэтому функцию $c(t)$ приходится устанавливать по наилучшему соответствию космологических следствий с имеющимися наблюдательными данными. К этим данным относится красное смещение, наличие и величина реликтового фона, плотность вещества во Вселенной, обилие первичного гелия, и, наконец, зависимость звездной величины галактик, их видимого углового размера и числа от Z .

Далее мы будем рассматривать лишь горячую модель, которая позволяет объяснить нуклеосинтез. При этом в (II) должно быть $h \geq 0$ откуда $C_1/C_0 \rightarrow \infty$, когда $t_1 \rightarrow 0$. Это же условие, согласно (6), требуется для существования горизонта. На основании приведенных качественных соображений можно принять для изучения простую функцию

$$c(t) = c_0 \left[t_0/t \right]^n, \quad 0 \leq t \leq \infty, \quad (15)$$

где t_0 - настоящий момент, т.е. возраст Вселенной. Для этой функции красное смещение будет наблюдаться во всем интервале времени, $0 \leq t \leq \infty$, как для открытой модели в стандартной космологии ($K = 0, -1$). Смена красного смещения на фиолетовое, т.е. аналог закрытой модели ($K = 1$), получится, если задаться периодической функцией $c(t)$.

Мы рассмотрим такой класс функций $c(t)$, который приводит к законам распространения света в пространстве-времени с c -метрикой таким же, как в пространстве-времени с a -метрикой стандартной космологии. Соответственно этому для обоих пространств из метрики (I) при $ds = 0$ получаем два соотношения: $c(t)dt = a_0 dr^{(1)}$ и $c_0 dt = a(t) dr^{(2)}$. Если положить $dr^{(1)} = dr^{(2)}$, то геодезические линии движения света будут идентичны, откуда искомым класс функций будет $c(t) = c_0 a_0 / a(t)$, где $a(t)$ - ньютоновское или эйнштейновское решение для $\dot{a}(t)$

N	p	k	$c(t)$	R_0	q_0	$R(z) = \frac{C_0}{H_0} \Psi(z)$ $m(z), \theta(z)$
1	0	0	$c(t) = c_0 (t_0/t)^{2/3}$ $0 \leq t \leq \infty$	$C_0/H_0 q_0$	1/2	$\theta(z, 0) = L/R(z, 0)$ $R(z, 0) = \frac{C_0}{H_0} \left[\frac{z q_0 - (t_0 q_0)(\sqrt{2z q_0 + 1})}{(z+1) q_0^2} \right]$
2	0	1	$c(\eta) = C_0 \frac{1 - \cos \eta_0}{1 + \cos \eta_0}, t = \frac{a_0}{C_0} \frac{\eta - \sin \eta}{1 + \cos \eta_0}$ $0 \leq \eta \leq 2\pi$	$C_0/H_0 q_0$	$\frac{1}{2} \leq q_0 \leq \infty$	$m(z, 0) = 5 \lg(z+1) \Psi(z, 0) + B$
3	0	-1	$c(\eta) = C_0 \frac{\operatorname{ch} \eta_0 - 1}{\operatorname{ch} \eta - 1}, t = \frac{a_0}{C_0} \frac{\operatorname{sh} \eta - \eta}{\operatorname{ch} \eta - 1}$ $0 \leq \eta \leq \infty$	$C_0/H_0 q_0$	$\frac{1}{2} \leq q_0 \leq \infty$	$B = M + 43 - 5 \lg h + 7,5 \tilde{h} \lg(z+1)$
4	$\frac{\varepsilon}{3}$	0	$c(t) = c_0 (t_0/t)^{1/2}$ $0 \leq t \leq \infty$	$\frac{C_0}{H_0 \sqrt{H_0/q_0}}$	1	$\theta(z, \varepsilon/3) = L/R(z, \varepsilon/3)$
5	$\frac{\varepsilon}{3}$	1	$c(\eta) = C_0 \frac{\sin \eta_0}{\sin \eta}, t = \frac{a_0}{C_0} \frac{1 - \cos \eta}{\sin \eta}$ $0 < \eta < \pi$	$\frac{C_0}{H_0 q_0} \sqrt{H_0/q_0}$	$1 \leq q_0 < \infty$	$R(z, \frac{\varepsilon}{3}) = \frac{C_0}{H_0} \left[\frac{\sqrt{q_0 z^2 + 2q_0 z + 1} - 1}{(z+1) q_0} \right]$
6	$\frac{\varepsilon}{3}$	-1	$c(\eta) = C_0 \frac{\operatorname{sh} \eta_0}{\operatorname{sh} \eta}, t = \frac{a_0}{C_0} \frac{\operatorname{ch} \eta - 1}{\operatorname{sh} \eta}$ $0 \leq \eta \leq \infty$	$\frac{C_0}{H_0 \sqrt{H_0/q_0}}$	$0 \leq q_0 \leq 1$	$m(z, \frac{\varepsilon}{3}) = 5 \lg(z+1) \Psi(z, \frac{\varepsilon}{3}) + B$
7		0	$c(t) = c_0 (t_0/t)^{4/3}$ $0 \leq t \leq \infty$	$C_0/2H_0$	2	$R^0(z) = C_0 [(z+1)^2 - 1]/2H_0(z+1)$ $m(z) = 5 \lg [(z+1)^2 - 1]/2(z+1) + B$
8		0	$c(t) = c_0 (t_0/t)^{1/2}$ $0 \leq t \leq \infty$	C_0/H_0	1	$R^0(z) = \frac{C_0}{H_0} \frac{z}{z+1}, m(z) = 5 \lg z + B$
9		1	$c(t) = c_0 (t_0/t)^{1/2}$ $0 \leq t \leq \infty$	$\frac{C_0}{H_0 \pi}$	1	$R^0(z) = \frac{C_0}{H_0} \frac{z}{\chi} \sin \frac{\pi}{2} \frac{z}{z+1}$ $m(z) = \lg [(z+1) \operatorname{Ln}(z+1)] + B$
10		0	$c(t) = c_0 (t_0/t)^1$ $0 \leq t \leq \infty$	B	0	$R(z) = \frac{C_0}{H_0} \operatorname{Ln}(z+1)$ $m(z) = \lg [(z+1) \operatorname{Ln}(z+1)] + B$
11		0	$c(t) = c_0 (t_0/t)^2$ $0 \leq t \leq \infty$	∞	-0,5	$R(z) = 2 \frac{C_0}{H_0} (\sqrt{z+1} - 1)$ $m(z) = 5 \lg 2 (\sqrt{z+1} - 1) + B$
12		0	$c(t) = c(0) e^{-H_0 t}$ $0 \leq t \leq \infty$	∞	-1	$R(z) = \frac{C_0}{H_0} z, m(z) = 5 \lg z(z+1) + B$

Полученная в ле функция $c(t)$ (15) при $n = 2/3$ и $n = 1/2$ соответствует решениям $c(t)$ для моделей открытой Вселенной ($K = 0$) при давлении соответственно $p = 0$ и $p = \epsilon/3$, где ϵ - плотность энергии.

Указанный выше выбор функции $c(t) = c_0 a_0 / a(t)$ означает конформное соответствие пространств с-метрики и а-метрики. В табл.4 приведены соответствующие функции $c(t)$ в параметрической форме, полученные из известных решений $a(t)$ для различной кривизны пространства $K = 1, -1, 0$ и давления $p = 0, p = \epsilon/3$. Там же даны функции, принятые из указанных выше физических соображений, в том числе экспоненциальная функция модели де-Ситтера. Помеченное в табл.4 давление указывает лишь на происхождение функции $c(t)$.

Заметим, что условие $C(0) = \infty$ не является необходимым, достаточно потребовать лишь большое, но конечное значение $c(0)$. В частности, функцию (15) можно регуляризовать, принимая $c(t) = c_0 [t_0/t + \Delta]^n$, где Δ - малая величина, выбираемая на основании опыта.

Каждая из приведенных в табл. 4 функций $c(t)$ определяет соответствующую космологическую модель. Для установления реальной модели поступим так же, как поступают при отборе моделей в стандартной космологии, т.е. путем сравнения наблюдательных следствий с опытом. Используем известные тесты сравнения теоретических зависимостей звездной величины "m" и видимого углового размера θ галактик от Z с наблюдениями, Тест, основанный на подсчете зависимости числа галактик в функции наблюдаемого потока излучения, считается недостаточно информативным и здесь не используется. Следует также отметить, что тест $\theta(Z)$ в стандартной космологии тоже практически не используется из-за резкого противоречия с наблюдениями (см. напр. [20]).

6. Исследование наблюдательных следствий модели

Как известно, $m = M + 2,5 \lg(E_0/E)$, где E - поток энергии от галактики в месте наблюдения, E_0 - то же, если галактика помещена на расстоянии 10 пс, M - абсолютная звездная величина галактики в момент излучения.

Предположим, что источник является абсолютно черным сферическим телом с температурой T . Спектральная плотность потока излучения со всей поверхности $\pi l^2/4$, в единице телесного угла, определяется выражением

$$dW = \frac{\pi l^2}{4} \frac{\omega_1^2}{4\pi^2 c^2(t_1)} \frac{\hbar_1 \omega_1 d\omega_1}{\exp(\hbar_1 \omega_1 / kT_1) - 1} \quad (16)$$

Светимость, которую создает этот поток в месте наблюдения, находящемся на расстоянии $R(z)$, определится площадью сферической поверхности $R^2(z)$, стягивающей единичный телесный угол с центром в источнике, а также изменением констант $c(t)$ и $\hbar(t)$ за время распространения света $t_0 - t_1$. Подставляя $\omega_1/\omega_0 = z+1$, $\hbar_1 = \hbar_0(z+1)^{\tilde{h}}$, $c(t_1)/c(t_0) = z+1$ в (16) и деля на площадь $R^2(z)$, будем иметь для освещенности

$$dE = \frac{\pi l^2 \omega_0^2}{16\pi^2 R^2(z) c^2(t_0)} \frac{\hbar_0 \omega_0 (z+1)^{\tilde{h}+2} d\omega_0}{\exp[\hbar_0 \omega_0 (z+1)^{\tilde{h}+1} / kT]} \quad (17)$$

Интегрируя по всем частотам, получим

$$E = L / R^2(z) (z+1)^{3\tilde{h}+2}, \quad (18)$$

где $L = \frac{\pi l^2}{4} \left[\frac{\pi^2 k^4 T_1^4}{60 c_0^2 \hbar_0^3} \right]$ - поток энергии от галактики в единице телесного угла в момент времени излучения $t = t_1$. Член $(z+1)^{3\tilde{h}}$ связан с влиянием изменения \hbar , член $(z+1)^2$ - учитывает ослабление кванта в $(z+1)$ раз и уменьшение плотности потока квантов в той же степени за счет красного смещения. Подставляя (18) в выражение для m и учитывая, что $E_0 = L/10^2$, получим

$$m = M - 5 + 5 \lg(z+1) R(z) + 7,5 \tilde{h} \lg(z+1). \quad (19)$$

Видимый угловой размер галактики в рассматриваемой статической модели равен

$$\theta = l / R(z),$$

где l - линейный размер галактики в момент излучения, а $R(z)$ -

расстояние до галактики, равное расстоянию, которое прошёл свет за время от излучения до наблюдения $t_0 - t_1$.

Найдем теперь выражение для расстояний $R(Z)$ в пространстве-времени, заданном s -метрикой. Заменяя в (2) $a(t)$ на a_0 , получим выражение для безразмерного радиального расстояния между пунктами t_1 и t_0 :

$$r = \frac{1}{a_0} \int_{t_1}^{t_0} c(t) dt. \quad (20)$$

Расстояние в единицах длины зависит от кривизны и равно $R(Z) = a_0 \xi(r)$, где $\xi(r) = \sin r, \operatorname{sh} r, r$ соответственно для $\kappa = I, -I, 0$. Подставляя в (20) выражение для $c(t)$ из табл. 4, получим при $\kappa = +I, -I, 0$ соответственно

$$R^+(Z) = \sin(\eta_0 - \eta_1), \quad R^-(Z) = \operatorname{sh}(\eta_0 - \eta_1), \quad R^0(Z) = \eta_0 - \eta_1. \quad (21)$$

Выразим указанные расстояния через Z . Для этого используем следующие соотношения: отношение скоростей света в момент t_1 к скорости в момент t_0 , $c(\eta_1)/c(\eta_0) = Z + 1$, значение постоянной Хаббла в настоящий момент t_0 , $H_0 = (\dot{c}/c)_{t_0}$, и кривизну функции $1/c(t)$, или иначе замедление обратной величины скорости света

$$q_0 = -\frac{1}{c} \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{1}{c} \right) / \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{c} \right) \right]^2. \quad \text{Для примера проведем расчет } R(Z)$$

для функций $c(t)$ при $\rho = 0$ и $\kappa = I, -I, 0$. Для случая $\kappa = +I$

$$\frac{1 - \cos \eta_0}{1 - \cos \eta_1} = Z + 1, \quad H_{c0} = \frac{c_0}{a_0} \frac{\sin \eta_0}{1 - \cos \eta_0}, \quad q_0 = \frac{1}{1 + \cos \eta_0}.$$

Из последнего соотношения видно, что q_0 может меняться в пределах $1/2 \leq q_0 \leq \infty$. Преобразуя $R^+(Z)$ в (21) с помощью полученных соотношений, будем иметь выражение $R^+(Z)$, соответствующие $\kappa = +I$. Применяя тот же способ для расчета $R^-(Z)$, $R^0(Z)$ из выражений $c(t)$ для $\rho = 0$, $\kappa = -I$ и $\kappa = 0$, получим такие же выражения, что и для $R^+(Z)$, но с разными пределами изменения q_0 . В результате для всех случаев кривизны пространства при $\rho = 0$, имеем

$$R(z, p=0) = \frac{C_0}{H_0 q_0} \frac{1}{z+1} \left[z + \frac{q_0^{-1}}{q_0} \left(\sqrt{2zq_0 + 1} - 1 \right) \right], \quad (22)$$

где $\frac{1}{2} < q_0 < \infty$, $\kappa = 1$; $0 < q_0 < \frac{1}{2}$, $\kappa = -1$; $q_0 = \frac{1}{2}$, $\kappa = 0$.

Это выражение совпадает с формулой, полученной в стандартной космологии Маттигом иным путем [21]. Аналогичный расчет $R(z, p = \varepsilon/3)$ для $c(t)$ соответствующих давлению $p = \varepsilon/3$ и $\kappa = I, -I, 0$ дает

$$R(z, p = \varepsilon/3) = \frac{C_0}{H_0 q_0} \frac{1}{z+1} \left(\sqrt{z^2 q_0 + 2zq_0 + 1} - 1 \right), \quad (23)$$

где $1 < q_0 < \infty$, $\kappa = 1$; $0 < q_0 < 1$, $\kappa = -1$; $q_0 = 1$, $\kappa = 0$.

При $z \rightarrow \infty$ получаем радиус R_0 Вселенной и время её жизни. Согласно (22), (23)

$$(p=0), R_0 = \frac{C_0}{H_0 q_0}, t = \frac{1}{H_0 q_0}; \quad (p = \frac{\varepsilon}{3}), R_0 = \frac{C_0}{H_0 \sqrt{q_0}}, t_0 = \frac{1}{H_0 \sqrt{q_0}}. \quad (24)$$

Соответствующие выражения для $m(z)$ и $\theta(z)$, полученные на основании проведенных расчетов, приведены в табл. 4.

Важным оказывается, что для с-метрики при заданной функции $c(t)$, но при разной кривизне трехмерного пространства $\kappa = +I, -I, 0$ кривые $m(z)$ для $0 < z \leq 1$ практически совсем неразличимы и лишь слегка расходятся вплоть до $z \rightarrow \infty$. В этом можно убедиться на примере, приведенном в строках 8, 9 табл. 4. Таким образом, характер кривизны трехмерного пространства чрезвычайно слабо влияет на функции $m(z)$, $\theta(z)$, т.е. в конечном счете на условия распространения света, которые определяют эти зависимости.

7. Сравнение $m(z)$ - и $\theta(z)$ -кривых с данными наблюдений

На рис. I приведена экспериментальная кривая $m(z)$, проведенная по способу наименьших квадратов через точки, каждая из которых является средним значением измерений 6-8 галактик, известных к на-

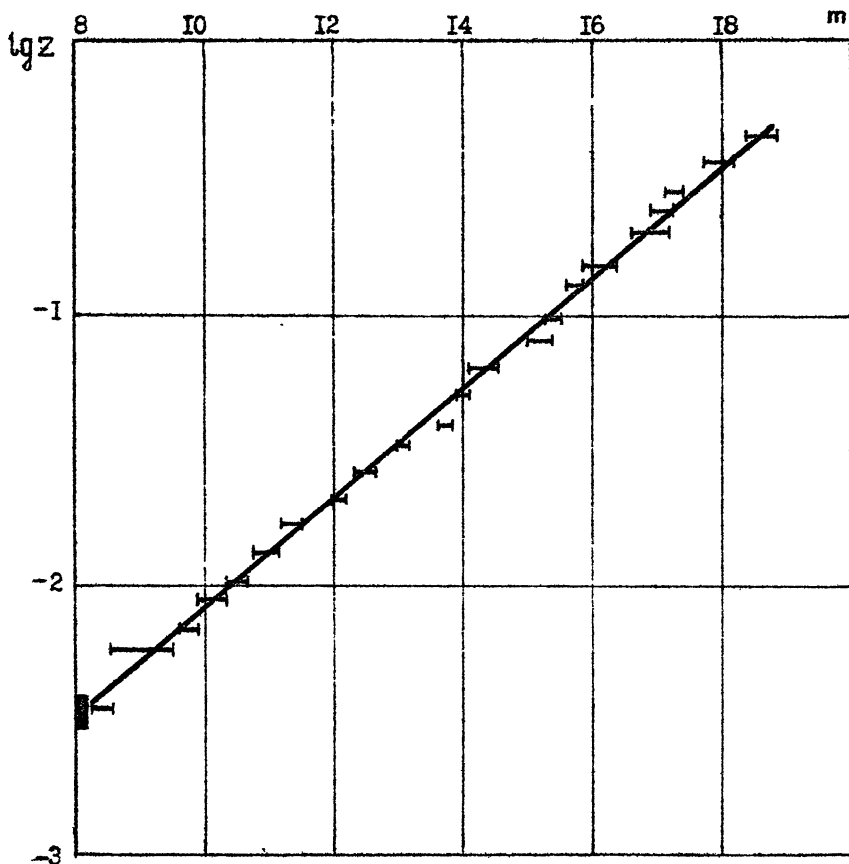
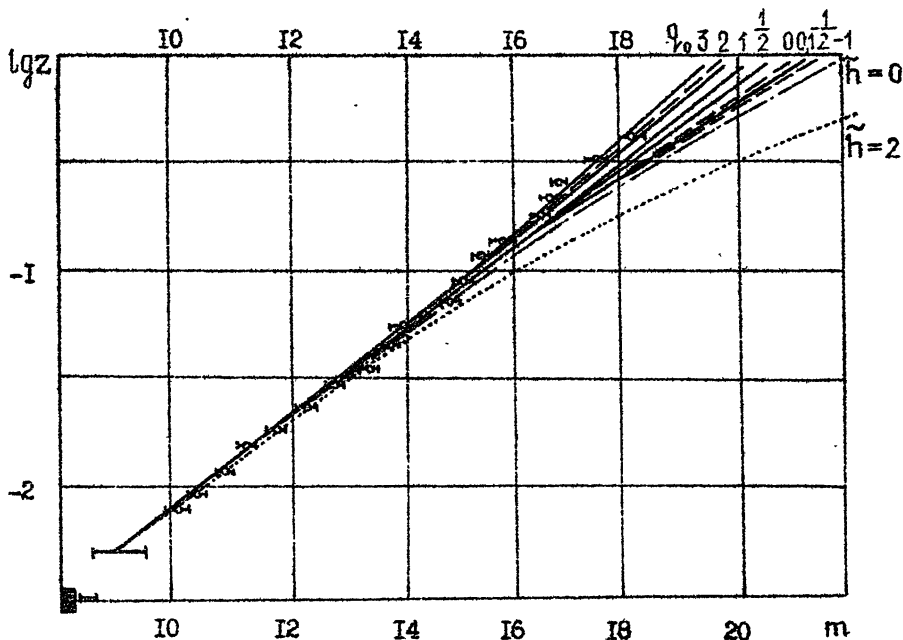


Рис. 1

стоящему времени. Экспериментальная функция хорошо описывается прямой $m(z) = (4,7 \pm 0,1) \lg z + 20$. Полученные в табл. 4 теоретические зависимости $m(z)$ приведены вместе с экспериментальными точками на рис. 2. Все теоретические кривые рис. 2 за исключением самой правой кривой построены при $\tilde{h} = 0$, т.е. $\tilde{h} = \text{const}$. Влияние эволюции постоянной Планка иллюстрируется на кривой для $q_0 = 1$ (четвертая строка таблицы), построенной как при $\tilde{h} = 0$, так и при $\tilde{h} = 2$. Из рис. 2 видно, что кривая $q_0 = 1, \tilde{h} = 2$ сильно отклоняется впра-

во от кривой $q_0 = 1, \tilde{h} = 0$ и экспериментальных данных. В той же степени сместились бы вправо при $\tilde{h} = 2$ и все остальные кривые. Можно сделать вывод, что наблюдениям $m(Z)$ лучше удовлетворяют зависимости при $\tilde{h} = 0$. При этом условии наилучшее соответствие опыту без



$\left\{ \begin{array}{l} c = c_0 \frac{1 - \cos \eta_0}{1 - \cos \eta}, \quad t = \frac{a_0}{c_0} \frac{\eta_0 - \sin \eta}{1 - \cos \eta_0} \\ c = c_0 \frac{\sin \eta_0}{\sin \eta}, \quad t = \frac{a_0}{c_0} \frac{1 - \cos \eta}{\sin \eta_0} \\ c = c_0 (t_0/t)^{1/2} \\ c = c_0 (t_0/t)^{2/3} \\ c = c_0 \frac{\text{sh} \eta_0}{\text{sh} \eta}, \quad t = \frac{a_0}{c_0} \frac{\text{ch} \eta - 1}{\text{sh} \eta_0 - \eta} \\ c = c_0 \frac{\text{ch} \eta_0 - 1}{\text{ch} \eta - 1}, \quad t = \frac{a_0}{c_0} \frac{\text{sh} \eta - \eta}{\text{ch} \eta_0 - 1} \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} q_0 = 3/2 \\ q_0 = 1 \\ q_0 = 1/2 \\ q_0 = 1/10 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} c(t) = c_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/3}, \quad q_0 = 2 \\ c(t) = c_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^1, \quad q_0 = 0 \\ c(t) = c_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^2, \quad q_0 = 1/2 \\ c(t) = e^{-H_0 t}, \quad q_0 = -1 \\ \dots \\ c(t) = c_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/2}, \\ \tilde{h} = 2 \end{array} \right.$
---	--

Рис. 2

учёта эволюционных эффектов получается при $q_0 \approx 2$ для $c(t)$, записанных в строках 2, 5, 7 табл. 4.

На рис. 3 приведено сравнение теоретических кривых $\theta(z)$ с наблюдениями видимого углового размера двойных систем. Точки - видимый размер галактик, крестики - квазаров. Теоретические кривые построены как по формулам настоящей работы (пунктир), так и по формулам

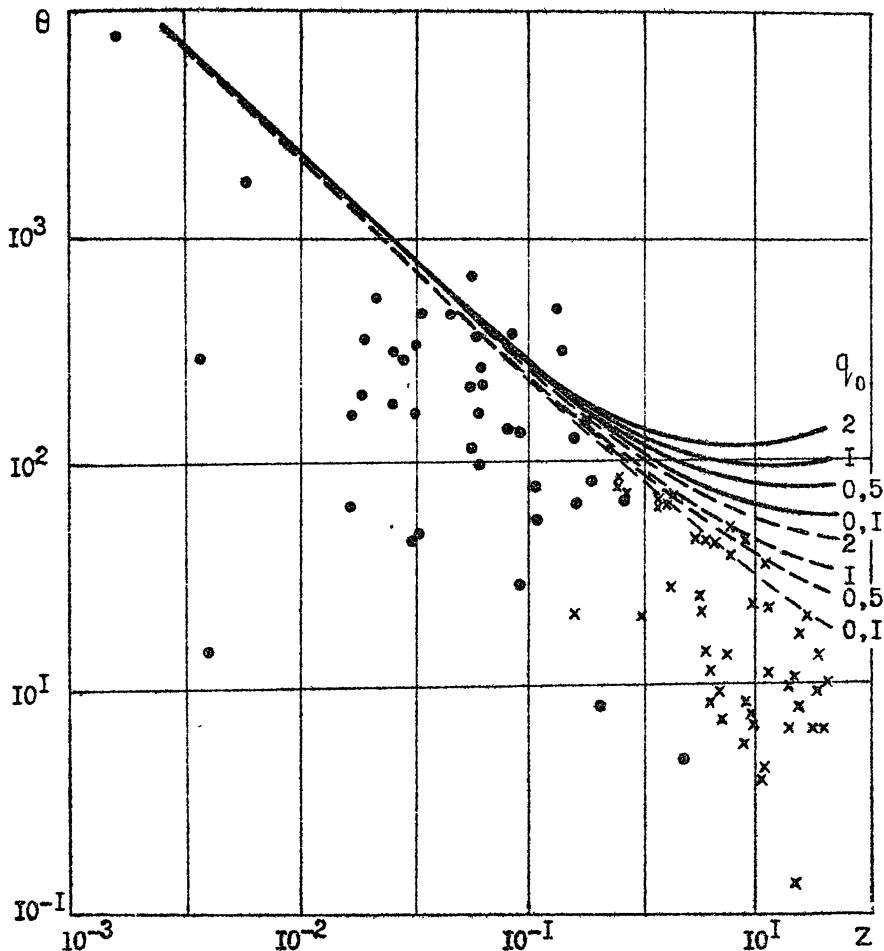


Рис. 3

стандартной космологии (сплошные) для расстояния между компонентами $l = 400$ кпс. Это соответствует верхней границе разброса экспериментальных данных, которые, можно полагать, не искажены за счет проекции базы двойных источников на направление наблюдений.

Из рис. 3 видно, что теоретическая кривая стандартной космологии противоречит эксперименту, в то время как для рассматриваемой модели имеет место хорошее согласие для $q_0 = 1 - 0,5$. Однако в обоих тестах значения q_0 несколько расходятся. Это расхождение может быть удовлетворительно объяснено эволюционным эффектом. В самом деле, уменьшение наклона $dm/d(\lg z)$ с 5 до 4,7 может быть вызвано уменьшением светимости галактик со временем. Коррекция на этот эффект в виде $M(z) = M_0 + 0,5 + 0,3 \lg z$, $10^{-2} \leq z \leq 1$ приводит экспериментальную кривую к совпадению с теоретической при $q_0 = 1 \pm 0,3$, имеющей уравнение $m(z) = 5 \lg z + 20,5$. При этом получается уменьшение абсолютного значения звездной величины $dM/dt \approx -0,0510^{-9}$ звезд. вел. год $^{-1}$, что хорошо согласуется с имеющимися оценками. Коррекция на эволюцию для $\theta(z)$ связана с предположением об увеличении размеров двойной системы со временем. Учет изменения размера в 1,5 раза за 10^{10} лет достаточен, чтобы привести к совпадению экспериментальных данных с теоретической кривой $\theta(z)$ при $q_0 = 1$.

Таким образом, оба теста дают $q_0 = 1, \pm 0,3$, что соответствует пространству с циклическим или нециклическим изменением скорости света.

Итак, тесты $m(z)$, $\theta(z)$ с учетом эволюции достаточно определено приводят к модели с функцией изменения скорости света $c(t) = c_0(t_0/t)^{1/2}$ или $c(\eta) = c_0 \frac{1 - \cos \eta_0}{1 - \cos \eta}$; $t = \frac{a_0}{c_0} \frac{\eta - \sin \eta}{1 - \cos \eta_0}$ при $q_0 = 1$.

Из табл. 3 видно, что требование $\dot{h} = 0$ приводит к следующему характеру изменения констант:

$$\dot{h} = \text{const}, \quad m(t_1) = m(t_0) \left(\frac{c_1}{c_0} \right)^{-2}, \quad e^2(t_1) = e^2(t_0) \frac{c_1}{c_0}, \quad G(t_1) = G_0 \left(\frac{c_1}{c_0} \right)^4. \quad (25)$$

Выражение для изменения массы эквивалентно $m_1 c_1^2 = m_0 c_0^2 = \text{const}$, т.е. в процессе эволюции закон сохранения энергии в пространстве-времени, определяемом с/метрикой, соблюдается. Следовательно, полная энергия всей массы и реликтового излучения во Вселенной неизменна и равна $E_0 = M_0 c_0^2 + VU(t_0)$, где V - объем Вселенной.

Зная функцию $c(t)$, нетрудно из (II) найти функцию температуры реликтового излучения. Принимая выражение $c(t) = c_0 (t_0/t)^n$ при $n=1/3$; $1/2$; $2/3$ и $t_0 = 1,5 \cdot 10^{10}$ лет, получим

$$T_{1/3} = \frac{2 \cdot 10^6}{\sqrt[3]{t}}, \quad T_{1/2} = \frac{1,7 \cdot 10^9}{\sqrt{t}}, \quad T_{2/3} = \frac{1,5 \cdot 10^{12}}{\sqrt[3]{t^2}}, \quad (26)$$

где t в секундах. Выражение для $T_{1/2}$ совпадает с обычно приводимой формулой температуры в стандартной космологии.

8. Плотность вещества во Вселенной

В стандартной космологии красное смещение однозначно определяется силами тяготения, что позволяет связать плотность вещества с постоянной Хаббла.

В нашем случае для оценок плотности вещества мы используем условие удержания электромагнитного излучения гравитационным полем. Мы получили, что в начальный момент Вселенная состояла целиком из электромагнитного излучения при очень большой скорости его распространения и высокой температуре. Кроме того, полная энергия этого излучения конечна и равна $E_0 = M_0 c_0^2 + V U(t_0)$. При бесконечной скорости света эта энергия должна мгновенно рассеяться.

Ограниченность и неизменность объема электромагнитного поля возможна при условии, что поле распределено в пространстве, ограниченном гравитационным радиусом R_g . Для этого необходимо, чтобы

$$2G(0)E_0/c^4(0) = R_g = R(0), \quad (27)$$

где $R(0)$ - начальный радиус Вселенной. Легко убедиться, используя (25), что R_g остается в процессе эволюции констант неизменным. Тогда, современный радиус статической Вселенной $R_0 = R(0) = R_g$, т.е. она является замкнутой системой с радиусом кривизны $R_0 = R_g$ и объемом $V = 2\pi^2 R^2(0)$. Подставляя $E_0/c^2(0) = 2\pi^2 R^3(0) \rho(0)$ в (27), получим $\rho(0) = c^2(0)/4\pi^2 G(0) R^2(0)$. Далее начальные значения параметров c , G , ρ эволюционируют согласно (25) и $\rho(0) = \rho_0 [c(0)/c_0]^2$, $G(0) = G_0 [c(0)/c_0]$. В результате получаем независящее от времени соотношение для современной плотности вещества через современные значения констант c_0 и G_0 , равное

$\rho_0 = c_0^2 / 4\pi^2 G_0 R_0^2$. Величины c_0^2 и R_0^2 связаны соотношением (20), т.е. величиной $R(z)$ при $z \rightarrow \infty$. Согласно (24) при $\rho = 0$ $R_0 = c_0 / H_0 q_0$, а при $\rho = \varepsilon/3$ $R_0 = c_0 / H_0 \sqrt{q_0}$ и окончательно

$$\rho(\rho=0) = \frac{H_0^2 q_0^2}{4\pi^2 G_0}, \quad \rho_0(\varepsilon/3) = \frac{H_0^2 q_0}{4\pi^2 G_0}. \quad (28)$$

При $q_0 \approx 1$ плотность вещества в обоих случаях в $3\pi/2 \approx 5$ раз меньше оценки критической плотности 10^{-29} г·см⁻³ в стандартной космологии. Согласно полученному соотношению современная плотность вещества во Вселенной при $H_0 = 75$ км/с МПС $\rho = 2 \cdot 10^{-30}$ г·см⁻³. Установлено, что средняя плотность вещества во Вселенной не менее $3 \cdot 10^{-31}$ г·см⁻³.

9. Эволюция статической Вселенной в начальный период

Проведенные расчеты показывают, что в начальный момент Вселенная представляла замкнутое пространство, близкое или даже равное по размерам современному, заполненное электромагнитным излучением, имеющим практически бесконечно большую температуру и скорость распространения.

Скорость света $c(0)$ достаточная для объяснения процессов синтеза ядер, как можно видеть из (II), составляет около $c(0) = 10^{10} c_0$ и может считаться практически бесконечной. При этом, согласно (25), в начальный момент масса частиц, следовательно и плотности вещества, составит 10^{-20} часть современной массы и плотности, а заряд электрона и гравитационная постоянная соответственно будут в 10^5 и в 10^{40} раз больше современного значения.

Плотность энергии электромагнитного излучения в начальный момент равна её современному значению $E_0/V = \rho_0 c_0^2 + U(t_0)$, а её массовая плотность $E_0/Vc^2(0)$ из-за большой скорости света $c(0)$ близка к нулю. Таким образом, сингулярность плотности вещества в начальный момент отсутствует.

Вследствие большой скорости света в начальном состоянии интервал событий будет целиком времениподобный. Это означает, что все события во Вселенной практически одновременны, т.е. она как-бы ската в точку, или иначе, ввиду большого значения $H_c = t^{-1}$ при $t=0$, горизонт событий очень мал. По мере хода времени горизонт растет со скоростью света, т.е. для очень малых t примерно как $c(0)t$. При

этом плотность вещества и массовая плотность реликтового излучения растут согласно выражения $E_0 / V c^2(t)$, а полная плотность энергии остается неизменной, и тензор энергии импульса не изменяется со временем.

Мы описали исходное состояние в начальный момент и направление эволюции. Но возникает вопрос, можно ли сделать какие-то обоснованные логические выводы о механизме и причине возникновения этого состояния? Ответы на эти вопросы, существующие и в стандартной космологии, не могут быть даны на основе рассматриваемых моделей.

Можно предположить, что если Вселенная в начальный момент состояла из электромагнитного излучения, то и возникла она путем генерации электромагнитного излучения. Например, в начальный момент была излучена в некотором большом или малом объеме конечная порция энергии, равная E_0 .

Ввиду большой скорости распространения, излучение практически мгновенно заняло некоторый объем, определяемый гравитационным радиусом испущенной порции энергии, равным, как мы видели, $2C_0 k / c_0^2$ — современному гравитационному радиусу Вселенной. Для того, чтобы имело место достаточно быстрое заполнение, можно выбрать $C(t)$, например, в виде $C(t) = C_0 [t_0 / (t - t' + \Delta)]^n$ при $t > t'$ и $C(t) = C_0 [t_0 / \Delta]^n$ при $0 \leq t \leq t'$. При $n = 1/2$, $\Delta = 10^{-3}$ максимальная скорость света равна $C(0) = 10^{10} C_0$ и при $t' = 3 \cdot 10^7$ с = 1 году свет успеет обогнать Вселенную за один год. Этот сценарий аналогичен сценарию так называемой инфляционной теории. Он также близок к гипотезе образования Вселенной вследствие фазового перехода состояния физического вакуума.

10. Обсуждение результатов

Коренное отличие космологии, на основе гипотезы об изменении скорости света, состоит в том, что эволюция Вселенной как целого оказывается тесно связанной с эволюцией в микромире через изменение физических констант. В стандартной космологии движущей силой эволюции Вселенной является только гравитация, в рассматриваемой — ещё и феномен электромагнитного взаимодействия.

Возможность изменения почти всех основных фундаментальных констант, как уже говорилось, обсуждалась давно. Однако практически всегда это находилось в противоречии с установленными фактами, таки-

ми как характер атомных спектров, стабильность α - и β -распадов и тяжёлых ядер, эволюция Солнечной системы и т.п. (см. например, [4]). Как мы видели, только совокупное, синхронное изменение ряда констант может удержаться в сопоставлении с характеристиками указанных процессов. Тем не менее, идеи переменности констант были чрезвычайно полезны, т.к. стимулировали целый ряд выдающихся физических и астрономических экспериментов, а также теоретических исследований [7 - 19]. Сюда относится, в частности, работа, где красное смещение объясняется экспоненциальным уменьшением скорости света [2]. Однако эта идея осталась без развития.

Справедливо считается, что всякая новая гипотеза в физике не должна противоречить принципам специальной теории относительности /СТО/, а также и ОТО, как теории гравитации. Что касается последнего, то, как нетрудно убедиться, используя выражение (25) и формулу тензора энергии импульса, космологическое уравнение Эйнштейна не нарушается, поскольку его правая часть для полученного варианта изменения констант не зависит от времени.

В основе СТО лежит принцип относительности, согласно которому во всех инерциальных системах законы физики идентичны по форме и константам. Математически это означает инвариантность законов физики при преобразовании координат в пространстве Минковского. Имеет место инвариантность законов природы или иначе их симметрия по отношению к преобразованиям переноса и вращения в пространстве, сдвигу во времени и преобразованию движения. Первое свойство означает однородность пространства, второе - его изотропность, третье устанавливает однородность времени, а четвертое - влияние относительной скорости. Совокупность этих преобразований составляет группу. Математически они выражаются через описание связи между координатами и временем точечного события рассматриваемого в двух различных инерциальных системах координат, движущихся друг относительно друга. Эта связь дается преобразованиями Лоренца, которые вытекают из указанных выше симметрий. При этом скорость света во всех инерциальных системах получается одинаковой, что отражает известный опытный результат.

В случае пространства, описываемого метрикой Минковского, но изменяющейся во времени скоростью света, во всем трехмерном пространстве "чистая" метрика Минковского будет иметь место в каждый данный момент времени и в его бесконечно малой окрестности dt . Отсюда видно, что преобразования Лоренца будут иметь место в локальной об-

части пространства-времени $dx dy dz dt$ около события x_0, y_0, z_0, t_0 , где скорость света законно может полагаться постоянной и равной $c(t_0)$. Введение зависимости скорости света от времени, вообще говоря, нарушает симметрию, связанную с однородностью времени. Сдвиг во времени нарушает параметры, события или течение процесса. Однако эти нарушения можно, видимо, совсем исключить или существенно ограничить их количество. Для этого, как было показано выше, необходимо принять синхронное изменение некоторых других констант. Это сохраняет симметрию по отношению к изменению $c(t)$ по крайней мере фундаментальных закономерностей. Наконец, может возникнуть вопрос о том, от какого времени зависит $c(t)$, ведь в каждой инерциальной системе собственное время разное. Чтобы ответить на этот вопрос, заметим, что измерение скорости света в каждой из инерциальных систем координат даст одно и то же значение, т.к. вместе с интервалом времени изменится и масштаб длины в той же степени. Следовательно, все наблюдатели будут определять одну и ту же зависимость $c(t)$. Ввиду медленного изменения $c(t)$ область, где $c(t)$ можно считать с достаточной точностью постоянной, может быть большой, измеряемой интервалом в тысячелетия. Можно показать, что Лоренц-преобразование уравнений электродинамики имеет место без ограничения ввиду локального описания поля. Соответствующий расчет приведен в приложении 3.

Космология на основе гипотезы об изменении скорости света позволяет объяснить такие наблюдаемые явления природы, как красное космологическое смещение, реликтовый фон, плотность вещества во Вселенной, наконец, зависимость видимой звездной величины галактик и их видимого углового размера от Z . Объяснение этих же явлений и фактов лежит в фундаменте стандартной космологии.

Однако предложенная космологическая модель позволяет выдвинуть объяснение других известных фактов, которые не находят объяснения в стандартной космологии. Это относится к интерпретации очень большой степени крупномасштабной однородности реликтового фона. В нашем случае рождения Вселенной при плотности вещества не более современной, реликтовое излучение может наблюдаться для существенно более раннего времени, совсем близкого к началу, когда скорость распространения света очень велика. Кроме того, задание $c(t)$ с плоским участком длительностью t' , приближающим к $t = c$, и достаточным для того, чтобы обмен энергией осуществлялся на масштабах Вселенной, обеспечивает идеальную однородность фона.

Наконец, рассматриваемая гипотеза предсказывает существование сверхсветовой скорости движения света и вещества в области квазаров и удаленных галактик. Для указанных объектов со смещением z можно ожидать движения вещества и волн с максимальной скоростью $c(t) = (z+1)c_0$. В настоящее время наблюдаемое сверхсветовое движение в квазарах объясняется рядом обычных или релятивистских эффектов. Точность и количество измерений скорости движения вещества в квазарах еще недостаточны для уверенного сравнения с предсказываемой зависимостью.

Полезно заметить, что, несмотря на увеличение массы тел в темпе $\dot{m}/m = 2|\dot{c}/c| = 2H_0$, не следует ожидать замедления собственного вращения тел (планет, пульсаров) благодаря сохранению момента вращения. Действительно, сохранение момента вращения $J = m r^2 \Omega$ требует $\dot{J}/J = \dot{m}/m + 2\dot{r}/r + \dot{\Omega}/\Omega = 0$, т.е. замедление зависит еще и от возможного изменения размеров тел. Можно полагать, что это изменение будет пропорционально изменению размеров частиц в микромире. Согласно (25) радиус электрона $r_e = e^2/m_e c^2$ изменяется как $\dot{r}_e/r = \dot{c}/c = -H_0$, радиус атома водорода $r_a = \hbar^2/m_e^2$ меняется в том же темпе. Таким образом, размер тел \dot{r}/r меняется как $\dot{c}/c = -H_0$, следовательно, $\dot{\Omega}/\Omega = 0$, т.е. влияние увеличения массы компенсируется уменьшением линейного размера тела.

Наконец, существенной особенностью новой модели является принципиальная возможность её лабораторной проверки, поскольку изменение скорости света будет сказываться на ряде доступных измерению в лабораторных условиях величин. Казалось бы подходящим способом является прямое измерение скорости света, где достигнута точность 10^{-9} и за какие-то 20 лет наблюдений ожидаемый эффект, если он есть, может быть установлен. Однако при таких измерениях необходим эталон времени и материальный эталон длины. Но мы видели, что при уменьшении скорости света в том же темпе уменьшается и размер материальных тел, поэтому скорость света окажется неизменной.

Нужно искать принципиально другие методы в области, где может быть к тому же обеспечена точность измерения порядка 10^{-10} . По-видимому, это наиболее перспективно в области частотных измерений, например, в эффектах Джозефсона и Месбауэра.

Рассмотренная космологическая модель статической Вселенной встречает ряд замечаний. В самом деле, если силы гравитации начинают действовать сразу после образования шара, заполненного электромагнитной энергией, то это должно привести к началу сжатия Вселенной с самого

первого момента $t = 0$. Теоретически, однако, динамическая статичность Вселенной может быть достигнута введением Λ -члена в полевое уравнение Эйнштейна, которое, как мы говорили, остается справедливым и в случае s -метрики пространства-времени для модели (25). Однако введение Λ -члена не является неизбежным. Можно допустить сжатие, компенсируя возникшее фиолетовое смещение соответствующим уменьшением $c(t)$, как это видно из уравнений (4) - (5). При этом физически представляется даже более вероятным, что процессы изменения скорости света и расширения или сжатия Вселенной могут быть причинно связанными. Можно, например, ввести связь вида $H_c = \pm \xi H_g$, что дает $c(t) = b \cdot a^{\pm \xi}(t)$, где при сжатии $\xi > 1$. Таким образом, на основании гипотезы об изменении скорости света могут развиваться три модели Вселенной: 1) статической с Λ -членом и уменьшением скорости света; 2) сжимающейся с уменьшением скорости света и 3) расширяющейся с увеличением или уменьшением скорости света.

В заключение отметим, что проведенная работа в значительной степени стимулировалась некоторыми высказываниями основоположников разработки современной космологии такими, как, например, высказывание Толмена: "Построение космологических моделей с интересными теоретическими свойствами помогает раскрывать новые возможности для наблюдений, даже если эти модели отличаются в какой-то мере от реальной Вселенной".

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Рассмотрим распространение плоской электромагнитной волны в вакууме, предполагая, что скорость волны меняется со временем соответственно изменению во времени μ и ϵ вакуума. Уравнения Максвелла в общем случае будут

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial \mu H}{\partial t}, \quad \frac{\partial H}{\partial x} = -\frac{\partial \epsilon E}{\partial t}.$$

Предполагается, следуя работе [3], что μ и ϵ вакуума изменяются от времени во всем пространстве по одинаковому закону, например, $\mu = \mu_0 \varphi(t/t_0)$, $\epsilon = \epsilon_0 \varphi(t/t_0)$, где t_0 - настоящий момент времени, тогда

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial \sqrt{\mu \epsilon} \sqrt{\mu/\epsilon} H}{\partial t}, \quad \frac{\partial H \sqrt{\mu/\epsilon}}{\partial x} = -\frac{\partial E \sqrt{\mu/\epsilon}}{\partial t}.$$

Складывая и вычитая оба уравнения, получим

$$\frac{\partial}{\partial x} [E + \sqrt{\mu/\epsilon} H] = -\frac{\partial [\sqrt{\mu \epsilon} (E + \sqrt{\mu/\epsilon} H)]}{\partial t},$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [E - \sqrt{\mu/\epsilon} H] = -\frac{\partial [\sqrt{\mu \epsilon} (E - \sqrt{\mu/\epsilon} H)]}{\partial t}.$$

Далее полагаем, что изменение μ и ϵ началось при $t = 0$, а плоская волна вдоль x испущена в момент $t = t_1$, и наблюдается на некотором расстоянии x от источника в момент $t \geq t_0$ (координата источника $x = 0$). Полагая, что μ и ϵ зависят только от времени, получают общее решение:

$$E = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \left[\Phi_1 \left(x - \int_{t_1}^t \frac{dt}{\sqrt{\mu \epsilon}} \right) + \Phi_2 \left(x + \int_{t_1}^t \frac{dt}{\sqrt{\mu \epsilon}} \right) \right],$$

$$H = \frac{1}{\mu} \left[\Phi_1 \left(x - \int_{t_1}^t \frac{dt}{\sqrt{\mu \epsilon}} \right) - \Phi_2 \left(x + \int_{t_1}^t \frac{dt}{\sqrt{\mu \epsilon}} \right) \right].$$

Здесь Φ_1 и Φ_2 - произвольные функции, определяемые граничными и начальными условиями. Пусть начальные условия для E

$$E(x, t - t_1)_{t=t_1} = 0, \quad \left[\frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \right]_{t=t_1} = 0.$$

Аналогичные условия будут и для H . Чтобы удовлетворить этим условиям, функции Φ_1 и Φ_2 с положительным аргументом должны быть равны нулю. Поскольку у Φ_2 аргумент всегда больше нуля, то $\Phi_2 = 0$.

При $x \geq \int_{t_1}^t \frac{dt}{\sqrt{\mu \epsilon}}$ функция $\Phi_1 = 0$ и только в области $x \leq \int_{t_1}^t \frac{dt}{\sqrt{\mu \epsilon}}$ функция $\Phi_1 \neq 0$. Итак,

$$\bar{E}(x, t - t_1) = c(t) \Phi_1 \left(x - \int_{t_1}^t c(t) dt \right), \quad (1)$$

где $c(t) = 1/\sqrt{\mu \epsilon}$ - скорость света, зависящая от времени, начиная с момента $t = 0$. Примем граничные условия в виде

$$E(0, t - t_1) = A_1 \sin \omega_1 (t - t_1), \quad t \geq t_1. \quad (2)$$

Используя это, будем иметь из (1)

$$\Phi_1 \left(- \int_{t_1}^t c(t) dt \right) = \frac{A_1}{c(t)} \sin \omega_1 (t - t_1). \quad (3)$$

Далее в работе [3], задаваясь определенной функцией для $\mu(t)$, $\epsilon(t)$, находится из (3) Φ_1 и согласно (1) поле $E(x, t)$.

Мы рассмотрим решение, пригодное для общего вида $c(t)$. Обозначим

$$y = - \int_{t_1}^t c(t) dt = - \Psi(t) + \Psi(t_1). \quad (4)$$

Выразим правую часть (3) через y . Для этого разложим $\Psi(t)$ в ряд около момента t_1 и, ограничиваясь первым членом, получим

$$y = - \left(\frac{d\Psi}{dt} \right)_{t_1} (t - t_1) = - c(t_1) (t - t_1), \text{ где } t > t_1.$$

Находя отсюда выражение t через y и подставляя в правую часть (3) получим общее выражение функции Φ_1 через переменную y , которая теперь может рассматриваться как произвольная. Подставляя далее $\Phi_1(y)$ в (I) при значении $y = x - \int_{t_1}^t c(t) dt$, получим искомое выражение для поля на расстоянии x при наблюдении в момент t . Однако x и t не являются произвольными, а связаны условием $y \leq 0$. Зафиксируем теперь место приёма в $x = x_0$, тогда этому расстоянию будет соответствовать время прибытия волны в момент $t = t_0$ и $x = x_0 = \int_{t_1}^{t_0} c(t) dt$. При

этом $y = \int_{t_0}^t c(t) dt$ тогда

$$E(x_0, t - t_1) = A_1 \frac{c(t_0)}{c(t_1)} \sin \frac{\omega_1}{c(t_1)} \int_{t_0}^t c(t) dt$$

или

$$E(x_0, t - t_1) = A_1 \frac{c(t_0)}{c(t_1)} \sin \omega_1 \frac{c(t_0)}{c(t_1)} (t - t_0).$$

Запишем общее волновое уравнение Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U \Psi. \quad (1)$$

Полагая решение в виде

$$\Psi(x, t) = \Psi(x) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E t\right),$$

получают уравнение Шредингера для стационарных состояний

$$\Delta \Psi(x) - \frac{2m}{\hbar^2} [E - U(x)] \Psi(x) = 0, \quad (2)$$

где E - полная энергия частицы, U - потенциальная энергия. Если \hbar и E зависят от времени t , то решение волнового уравнения (1) можно записать в виде

$$\Psi(x, t) = \Psi(x) \exp\left(-i \int_0^t \frac{E}{\hbar} dt\right). \quad (3)$$

Подставляя это в (1), получим уравнение

$$\Delta \Psi(x) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - U] \Psi(x) = 0, \quad (4)$$

которое совпадает с (2), но может содержать константы, зависящие от времени.

Для водородоподобного атома решение (4) дает частоту излучения $\sim E/\hbar \sim m_e e^4 / \hbar^3$. Она по определению не зависит от изменения констант во времени, представленного в табл. 2. Действительно $\frac{m_e e^4}{\hbar^3} = m_0 e_0^4 \hbar_0^{-3} e^{\tilde{m} + 2\tilde{e} - 3\tilde{\hbar}}$, но для всех вариантов $\tilde{m} + 2\tilde{e} - 3\tilde{\hbar} = 0$. Отсюда видно, что спектральный терм E/\hbar , фигурирующий в (3) не зависит от времени. Таким образом, введение зависимостей \hbar , e , m от времени в принятой форме приводит к решению обычного стационарного уравнения Шредингера для спектра.

Ковариантность уравнений Максвелла в пространстве
с изменяющейся скоростью света

Представим уравнения Максвелла для вакуума в координатной форме в системе $K(x, y, z, t)$ в момент времени $t = t_0$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_0} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}, & \frac{1}{c_0} \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}, & \frac{1}{c_0} \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}, \\ \frac{1}{c_0} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, & \frac{1}{c_0} \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}, & \frac{1}{c_0} \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}, \quad (I) \\ \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} &= 0, & \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} &= 0. \end{aligned}$$

Преобразуем эти уравнения к движущейся вдоль оси x системе K' с координатами x', y', z', t' при изменении скорости света со временем. Воспользуемся известной процедурой. Для левой части первого уравнения можем записать

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial x'} \frac{\partial x'}{\partial t} + \frac{\partial E_x}{\partial y'} \frac{\partial y'}{\partial t} + \frac{\partial E_x}{\partial z'} \frac{\partial z'}{\partial t} + \frac{\partial E_x}{\partial t'} \frac{\partial t'}{\partial t}. \quad (2)$$

Дифференциалы $\partial x' \dots \partial t'$ соответствует событию, имевшему место в данный момент наблюдения $t = t_0$, поэтому для их определения можно использовать преобразование Лоренца. Подставляя (4) в (2), находим

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \beta \left(\frac{\partial E_x}{\partial t'} - v \frac{\partial E_x}{\partial x'} \right), \quad \frac{\partial H_y}{\partial y} = \frac{\partial H_z}{\partial y'}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\partial H_y}{\partial z'},$$

где $\beta = 1/\sqrt{1-v^2/c_0^2}$. Подставляя это в первое уравнение (I), получим

$$\frac{\beta}{c_0} \frac{\partial E_x}{\partial t'} = \frac{\partial H_z}{\partial y'} - \frac{\partial H_y}{\partial z'} + \frac{\beta v}{c_0} \frac{\partial E_x}{\partial x'}. \quad (3)$$

Далее преобразуем уравнение дивергенции, приведенное в (I). Для его слагаемых можно записать преобразование:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{\partial E_x}{\partial x'} \frac{\partial x'}{\partial x} + \frac{\partial E_x}{\partial t} \frac{\partial t'}{\partial x} = \beta \frac{\partial E_x}{\partial x'} - \frac{\beta v}{c_0^2} \frac{\partial E_x}{\partial t'},$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial y'}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{\partial E_z}{\partial z'}.$$

Подставляя это в выражение дивергенции, получим

$$\beta \frac{\partial E_x}{\partial x'} = \frac{\beta v}{c_0^2} \frac{\partial E_x}{\partial t'} - \frac{\partial E_y}{\partial y'} - \frac{\partial E_z}{\partial z'}.$$

Подставляя в (I3), имеем окончательно

$$\frac{1}{c_0} \frac{\partial E_x}{\partial t'} = \frac{\partial}{\partial y'} \left[\frac{H_z - \frac{v}{c_0} E_y}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{H_y - \frac{v}{c_0} E_z}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}} \right]. \quad (4)$$

Здесь величины в скобках по смыслу являются компонентами поля в движущейся системе координат, т.е. соответственно H'_z и H'_y . К аналогичной форме приводятся таким же преобразованием пять остальных уравнений (II).

В результате имеем окончательно

$$E'_y = \frac{E_y - v H_z / c_0}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}}, \quad H'_y = \frac{H_y + E_z v / c_0}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}}$$

$$E'_z = \frac{E_z + H_y v / c_0}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}}, \quad H'_z = \frac{H_z - E_y v / c_0}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}}$$

$$E'_x = E_x, \quad H'_x = H_x,$$

где шесть величин E'_x, \dots, H'_z являются компонентами напряженности полей в движущейся системе.

Таким образом, зависимость скорости света от времени не наруша-

ет ковариантности уравнений Максвелла для преобразований группы вращений Лоренца.

Нетрудно видеть, что все соотношения релятивистской механики, не содержащие интегрирование или дифференцирование по t , являются точными и при $c(t)$. В остальных случаях требуется дополнительное исследование, которое здесь не приводится.

Влияние эволюции скорости света на измерения релятивистских эффектов

Как уже говорилось, возможность измерения, пользуясь преобразованием Лоренца, будет определяться временным интервалом преобразуемого радиуса-вектора. Наблюдение, например времени распада движущегося с релятивистской скоростью μ -мезона оказывается в 10 раз больше собственного времени жизни мезона ($\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с). Следовательно, наблюдение связано с преобразованием временной компоненты 4-мерного радиуса-вектора длительностью в несколько десятков микросекунд. За это время скорость света при указанном выше темпе её эволюции изменится всего на 10^{-23} часть.

Еще на два порядка меньше изменится скорость при измерении аберрации света.

Сравнительно большой интервал времени получался для опытов замедления времени на часах, перевозимых на самолёте вокруг Земли за трое суток. Этот интервал времени также можно считать локальным внутри локальной линейной системы координат, в которой скорость света соответствует, например, середине интервала наблюдения. Относительная ошибка при этом составит всего $\frac{1}{2} H_0 t = 10^{-13}$ часть общего измеренного замедления, что на много порядков меньше обычных ошибок измерений.

Таким образом, можно утверждать, что при эволюции скорости света преобразования Лоренца остаются в силе для дифференциалов координат без ограничений. Для конечного радиуса-вектора с конечным значением времениподобной компоненты интервала преобразование Лоренца сохраняется для временной компоненты вида

$$\tau = \int_0^{\tau} c(t) dt.$$

Теория относительности определяет условия, при которых пространство-время является однородным и все точки в нём равноправны. При по-

стоянстве скорости света во времени это равноправие имеет место всегда. При скорости света, изменяющейся одинаково во всем пространстве, это имеет место только в каждый данный момент времени. Благодаря изменению скорости света $c(t)$ характеристика пространства меняется за счет изменения $g_{00} = c^2(t)$. В каждый данный момент пространство является пространством Минковского с заданным g_{00}

Л и т е р а т у р а

1. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. - М.: Наука, 1975.
2. Bellert S. Does the speed of light decrease with time? - *Astrophys.Space Sci.*, 1977, v.47, N 2, p.263.
3. Mansfield V.H., Malin S. Some astrophysical effects of the time variation of all mass. - *Ap.J.*, 1976, v.209, p.335 - 340.
4. Чечев В.П., Крамаровский Я.М. Радиоактивность и эволюция Вселенной. - М.: Наука, 1978.
5. Аверков С.И., Островский Л.А. Распространение колебаний в системах с параметрами, зависящими от времени. - *Изв. вузов - Радиофизика*, 1958, т. I, № 4, с. 46.
6. Уилл К.М. Теория гравитации и эксперимент. - В кн.: *Общая теория относительности* / под ред. Хокинга. - М.: Мир, 1983.
7. Dyson F.J. Energy in the Universe. - *Sci.Am.*, 1971, v.225, p.50.
8. Bahcall J.M., Schmidt M. Does the fine structure constant vary with cosmic time? - *Phys.Rev.Lett.*, 1967, v.19, p.1294.
9. Tully A.D., Wolfe A.M. Evidence for large-scale uniformity of physical laws. - *Aph.J.*, 1980, v.236, p.105 - 108.
10. Shlyakhter A.I. Direct test of the constancy of fundamental nuclear constants. - *Nature*, 1976, v.264, p.340.
11. Turneure J.P., Stein S.R. An experimental limit of the time variation of the fine structure constants. - *Atom.Nucl.*, 1976.
12. Pechoda P., Schwarzschild M. Variation of the gravitational constant and evolution of the Sun. - *Astrophys.J.*, 1964, v.139, p.587.
13. Gamow G. Does gravity change vary with time? - *Proc.Nat.Acad. Sci.USA*, 1967, v.57, p.187.
14. Dearborn L.S., Schramm D.H. Limits on variation of G from cluster of galaxies. - *Nature*, 1974, v.247, p.441.

15. Van Flandern T.G. A determination of the rate change of G . - *MNRAS*, 1975, v.170, p.353.
16. Шапиро И. - в кн.: *Астрофизика кванты и теория относительности.* - М.: Мир, 1982, с. 215.
17. Williams J.G., Dicke R.H. et al. New test of the equivalence principle from lunar laser ranging. - *Phys.Rev.Lett.*, 1976, v.36, p.551.
18. Selheim J.E., Barnes T.G., Smith H.J. Observational evidence against a time variation in Planck's constant. - *Astrophys.J.*, 1976, p.209.
19. Baum W.A., Florentin-Nielsen R. Cosmological evidence against a time variation of the fundamental atomic constant. - *Astrophys.J.*, 1976, v.209, p.319.
20. Legg T.H. Redshift and the size of double radio sources. - *Nature*, 1970, v.226, p.65.
21. Mattig V.W. Über den Zusammenhang zwischen Rotverschiebung und scheinbarer Helligkeit. - *Astron.Nachrichten.*, 1958, v.284, N 3, p.109 - 111.
22. Троицкий В.С. Физические константы и эволюция Вселенной. - *ДАН СССР* (в печати).

Дата поступления статьи
27 сентября 1985 г.