

Внешнее дифференцирование ур. (15) с учетом (1) и (14) приводит к квадратичному уравнению

$$d\bar{A}_{11}^3 \wedge \omega^1 + d\bar{A}_{12}^3 \wedge \omega^2 = \ddot{A}_1^3 \omega^1 \wedge \omega^2, \quad (18)$$

где 
$$\ddot{A}_1^3 = -\bar{A}_{11}^3 (\bar{A}_{11}^2 - A_1^3 A_{12}^2 + A_1^3 C) - \bar{A}_{12}^3 (A_{12}^2 + A_{11}^3 C + A_1^3 A_{21}^4). \quad (19)$$

Анализ квадратичных уравнений (16) с учетом (17) и (13) приводит к дифференциальному уравнению:

$$dH = H_1 \omega^1 + H_2 \omega^2, \quad (20)$$

где 
$$\begin{aligned} H &= A_{12}^3 + A_{12}^4 = -A_{21}^3 - A_{21}^4, \\ H_1 &= \tilde{A}_{12}^3 + \tilde{A}_{12}^4 = A_1^3 (C + A_{21}^4), \\ H_2 &= A_{11}^2 (A_{12}^2 + 2A_{12}^4) + \\ &+ A_1^3 (A_{12}^3 + A_{12}^4) (C - A_{12}^3) - A_{12}^3. \end{aligned} \quad (21)$$

Внешнее дифференцирование ур. (20) с учетом (1) приводит к квадратичному уравнению

$$dH_1 \wedge \omega^1 + dH_2 \wedge \omega^2 = H_{12} \omega^1 \wedge \omega^2, \quad (22)$$

где 
$$\begin{aligned} H_{12} &= -H_1 (A_{11}^2 - A_1^3 A_{12}^2 + A_1^3 C) + \\ &+ H_2 (A_{12}^2 + A_1^3 C + A_1^3 A_{21}^4). \end{aligned} \quad (23)$$

Таким образом, функции  $A_1^3$ ,  $C$ ,  $A_{12}^3$ ,  $A_{21}^3$ ,  $A_{12}^4$ ,  $A_{21}^4$ ,  $A_{11}^2$ ,  $A_{12}^2$ , среди которых в силу (13, 15, 17, 20 и 21) будет пять независимых, удовлетворяют пяти независимым квадратичным уравнениям – трем независимым в (16) и двум (18) и (22) с учетом (19) и (23). Поэтому в силу леммы С.В. Бахвалова [3] заключаем, что многообразие  $\tilde{U}_{1,2}^{12r}$  существует и определяется с произволом пяти функций одного аргумента.

Теорема доказана.

Замечание 2. Поскольку многообразие  $\tilde{U}_{1,2}^{12r}$  является частным случаем многообразий  $U_{1,2}^{12r}$  и  $U_{1,2}^{12a}$ , то эти многообразия существуют. Вопрос о существовании многообразия  $U_{1,2}^{12a}$  будет предметом особого рассмотрения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глазырина Е.Д. Классификация Коши-Римана двумерных многообразий центрированных плоскостей в четырехмерном евклидовом пространстве // Известия Томского политехнического университета. — 2004. — Т. 307. — № 4. — С. 10–14.
2. Остиану Н.М. О канонизации подвижного репера погруженного многообразия // Rev. math. pures et appl. (RNR). — 1962. — № 2. — Р. 231–240.
3. Бахвалов С.В. Замечания к методу подвижного трехгранника // Математический сборник. — 1940. — 7(49). — № 2. — С. 321–326.

УДК 530.12:531.51

## СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТЫ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ

В.В. Ласуков

Томский политехнический университет  
E-mail: lav\_@list.ru

На основе исследования уравнения геодезических линий в однородной и изотропной Вселенной с метрикой Логанова рассмотрен эффект красного смещения фотонов. Показано, что интерпретация Логанова красного смещения имеет место и в случае вакуумоподобной космологической среды.

#### Введение

Обычно считается, что для любой нестатической космологической модели собственное расстояние между пробными частицами, измеряемое с помощью приложенной к ним "жесткой линейки", меняется со временем ввиду зависимости  $g_{\mu\nu}$  от  $t$ . Поэтому считается, что свет, излучаемый частицами (туманностями), испытывает красное смещение из-за Доплер-эффекта, связанного с общим расширением Вселенной, хотя реальность жесткости линейки космологического масштаба сомнительна [1–6].

Принципиально иная интерпретация красного смещения для обычной среды возникает в теории Логанова. Дело в том, что для метрики Логанова [7] смешанные компоненты тензора Риччи равны нулю, так что из уравнений Гильберта-Эйнштейна-Логанова следует, что соответствующие компонен-

ты тензора энергии-импульса космологической жидкости также равны нулю. Отсюда делается вывод [8], что пространственные компоненты скорости равны нулю. Последнее означает, что реально красное смещение связано не с движением галактик, а согласно принципу геометризации Логанова  $\tilde{g}_{\mu\nu} = \tilde{\gamma}_{\mu\nu} + \tilde{\Phi}_{\mu\nu}$ , с изменением гравитационного поля  $\tilde{\Phi}_{\mu\nu}$  со временем, которому, по-видимому, подвержены лишь гравитационные поля скопленных галактик, т.к. только при таком масштабе имеет смысл понятие однородности космологической среды. Изменение же гравитационного поля может быть обусловлено постоянной составляющей скалярного потенциала [9], имитирующей космологическую постоянную.

Так как для вакуумоподобной среды  $\epsilon + p = 0$ , то из равенства

$$T_{0i} = \sqrt{-g}[(\varepsilon + p) u_0 u_i] = 0$$

в общем случае не следует, что пространственные компоненты скорости  $u_i=0$ . Поскольку вакуумоподобная состояние космической среды играет ключевую роль в инфляционных теориях эволюции ранней Вселенной и в космологии Глинера, то эффект красного смещения для вакуумоподобной среды требует отдельного рассмотрения. В этой связи в работе проведено рассмотрение красного смещения на основе исследования уравнения геодезических линий для вакуумоподобной среды без использования уравнений Гильберта-Эйнштейна-Логунова и предположения идеальной жидкости.

#### Геодезические линии во Вселенной с метрикой Логунова

Для метрики Логунова [7]

$$ds^2 = a^6(x^0)(dx^0)^2 - a^2(x^0)[dr^2 + r^2(\sin^2(\vartheta)d\psi^2 + d\vartheta^2)] \quad (1)$$

смешанные компоненты тензора Риччи равны нулю

$$R_{0i} = 0, \quad i = 1, 2, 3.$$

Тогда из уравнений Гильберта-Эйнштейна-Логунова

$$R_{\mu\nu} - \frac{m^2}{2}(g_{\mu\nu} - \gamma_{\mu\nu}) = \frac{8\pi G}{\sqrt{-g}}\left[T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}T\right], \quad (2)$$

$$D_\mu \tilde{g}^{\mu\nu} = \partial_\mu \tilde{g}^{\mu\nu} + \gamma_{\alpha\beta}^\nu \tilde{g}^{\alpha\beta} = 0 \quad (3)$$

следует, что соответствующие компоненты тензора энергии-импульса космологической жидкости также равны нулю

$$T_{0i} = \sqrt{-g}[(\varepsilon + p) u_0 u_i] = 0, \quad (4)$$

$\varepsilon$  – плотность вещества,  $p$  – давление,  $g_{\mu\nu}$  – метрический тензор **эффективного** риманова пространства,  $\gamma_{\mu\nu}$  – метрический тензор реального пространства Минковского,  $\gamma_{\mu\nu}^\alpha$  – символы Кристоффеля пространства Минковского,  $\tilde{g}^{\mu\nu} = \sqrt{-g} g^{\mu\nu}$ ,  $m$  – масса гравитона,  $G$  – гравитационная постоянная,  $u_i$  – пространственные компоненты скорости,  $r, \vartheta, \Psi$  – лагранжеские координаты. Отсюда делается вывод [8], что пространственные компоненты скорости  $u_i=0$ . Так как для вакуумоподобной среды  $\varepsilon+p=0$ , то из равенства  $T_{0i} = \sqrt{-g}[(\varepsilon+p)u_0 u_i] = 0$  в общем случае не следует, что  $u_i=0$ . В этой связи рассмотрим эффект красного смещения для вакуумоподобной среды без использования уравнений (2, 3).

Уравнения движения для пробной материальной частицы или фотона запишем в виде уравнений геодезических в **эффективном** римановом пространстве с метрикой (1)

$$\frac{d^2 x^m}{d\sigma^2} + \Gamma_{pq}^m \frac{dx^p}{d\sigma} \frac{dx^q}{d\sigma} = 0, \quad (5)$$

$\sigma$  – параметр траектории. Для метрики (1) компоненты связности  $\Gamma_{pq}^m$ , отличные от нуля, равны:

$$\Gamma_{00}^0 = 3 \frac{a'}{a}, \quad \Gamma_{11}^0 = \frac{1}{a^4} \frac{a'}{a}, \quad \Gamma_{22}^0 = \frac{r^2}{a^4} \frac{a'}{a},$$

$$\Gamma_{33}^0 = \sin^2(\vartheta) \Gamma_{22}^0, \quad \Gamma_{01}^1 = \frac{a'}{a} = \Gamma_{02}^2 = \Gamma_{03}^3$$

$$\Gamma_{12}^2 = \Gamma_{13}^3 = \frac{1}{r}, \quad \Gamma_{22}^1 = -r, \quad \Gamma_{33}^1 = -r \sin^2(\vartheta),$$

$$\Gamma_{33}^2 = -\sin(\vartheta) \cos(\vartheta), \quad \Gamma_{23}^3 = \text{ctg}(\vartheta), \quad (6)$$

$$a' = \frac{da}{dt}, \quad t \equiv x^0.$$

Теперь запишем (5) в явном виде. На основании (6) из (5) найдем:

$$\frac{d^2 t}{d\sigma^2} + 3H \left(\frac{dt}{d\sigma}\right)^2 + \frac{H}{a^4} \times \left[ \left(\frac{dr}{d\sigma}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\vartheta}{d\sigma}\right)^2 + r^2 \sin^2(\vartheta) \left(\frac{d\psi}{d\sigma}\right)^2 \right] = 0, \quad (7)$$

$$\frac{d^2 r}{d\sigma^2} + 2H \left(\frac{dt}{d\sigma}\right) \left(\frac{dr}{d\sigma}\right) - r \left(\frac{d\vartheta}{d\sigma}\right)^2 - r \sin^2(\vartheta) \left(\frac{d\psi}{d\sigma}\right)^2 = 0, \quad (8)$$

$$\frac{d^2 \vartheta}{d\sigma^2} + 2H \left(\frac{dt}{d\sigma}\right) \left(\frac{d\vartheta}{d\sigma}\right) + \frac{2}{r} \left(\frac{dr}{d\sigma}\right) \left(\frac{d\vartheta}{d\sigma}\right) - \sin(\vartheta) \cos(\vartheta) \left(\frac{d\psi}{d\sigma}\right)^2 = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d^2 \psi}{d\sigma^2} + 2H \left(\frac{dt}{d\sigma}\right) \left(\frac{d\psi}{d\sigma}\right) + \frac{2}{r} \left(\frac{dr}{d\sigma}\right) \left(\frac{d\psi}{d\sigma}\right) + 2 \text{ctg}(\vartheta) \left(\frac{d\vartheta}{d\sigma}\right) \left(\frac{d\psi}{d\sigma}\right) = 0. \quad (10)$$

$$\text{Здесь } H \equiv \frac{a'}{a}.$$

Поскольку поле изотропно, то можно рассматривать только те траектории, которые лежат в экваториальной плоскости. Следовательно, можно в уравнениях положить  $\vartheta = \pi/2$ . Тогда (9) выполняется тождественно, а (7), (8), (10) примут вид:

$$\frac{d^2 t}{d\sigma^2} + 3H \left(\frac{dt}{d\sigma}\right)^2 + \frac{H}{a^4} \left[ \left(\frac{dr}{d\sigma}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\psi}{d\sigma}\right)^2 \right] = 0, \quad (11)$$

$$\frac{d^2 r}{d\sigma^2} + 2H \left(\frac{dt}{d\sigma}\right) \left(\frac{dr}{d\sigma}\right) - r \left(\frac{d\psi}{d\sigma}\right)^2 = 0, \quad (12)$$

$$\frac{d^2 \psi}{d\sigma^2} + 2H \left(\frac{dt}{d\sigma}\right) \left(\frac{d\psi}{d\sigma}\right) + \frac{2}{r} \left(\frac{dr}{d\sigma}\right) \left(\frac{d\psi}{d\sigma}\right) = 0. \quad (13)$$

Первые интегралы, соответствующие (11–13), легко получить, так как форма интервала (1) сама дает один интеграл, а формальные решения двух других уравнений легко угадать. В результате получаем

$$\frac{dt}{d\sigma} = \frac{C}{a^3}, \quad (14)$$

$$\frac{d\psi}{d\sigma} = \frac{h}{a^2 r^2}, \quad (15)$$

$$\frac{dr}{d\sigma} = \pm \frac{i h}{a^2 r}. \quad (16)$$

где  $C, h$  – постоянные интегрирования,  $i$  – мнимая единица.

Из (16) следует, что, если процессы в модели должны носить действительный характер, то постоянная интегрирования  $h$  должна равняться нулю, так что уравнения движения принимают вид

$$\frac{dt}{d\sigma} = \frac{C}{a^3}, \quad \frac{dr}{d\sigma} = 0, \quad \frac{d\psi}{d\sigma} = 0. \quad (17)$$

Из (17) следует, что для мировых линий массивных частиц  $ds^2 > 0$ .

Найдем теперь связь между собственным временем  $\tau$  и параметром траектории движения  $\sigma$ . Собственное время  $\tau$  определим из интервала (1) при  $\vartheta = \pi/2$

$$d\tau^2 = \left[ a^6 \left( \frac{dt}{d\sigma} \right)^2 - a^2 \left[ \left( \frac{dr}{d\sigma} \right)^2 + r^2 \left( \frac{d\psi}{d\sigma} \right)^2 \right] \right] d\sigma^2. \quad (18)$$

Учитывая в выражении (18) уравнения (17), получаем

$$d\tau^2 = C^2 d\sigma^2. \quad (19)$$

На основании (17) и (19) можно связать между собой собственное время  $\tau$  и временную координату пространства Минковского  $t$ :

$$d\tau^2 = a^6 dt^2.$$

Тогда при  $C \neq 0$

$$\frac{C}{a^3} \frac{dr}{dt} = C \frac{dr}{d\tau} = \frac{dr}{d\sigma} = 0, \quad (20)$$

так что  $\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\tau} = 0$ .

Так как для частиц с массой покоя, равной нулю,  $d\tau=0$ , то из (19) видим, что для фотонов  $C=0$ , так что в этом случае из (20) не следует, что  $\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\tau} = 0$ .

Из формулы для интервала (1) видно, что скорость луча света равна

$$\frac{dr}{d\tau} = \pm \frac{1}{a}. \quad (21)$$

Из (21) можно найти момент  $t_r$ , когда свет достигнет начала координат, если момент испускания был  $t_e$ , а излучающая частица закреплена на расстоянии  $r$  от центра:

$$\int_{t_e}^{t_r} \frac{d\tau}{a} = \int_0^r dr = r = \text{const}. \quad (22)$$

Дифференцируя равенство (22), получаем уравнение

$$\frac{dt_r}{a(t_r)} - \frac{dt_e}{a(t_e)} = 0. \quad (23)$$

Переходя в (23) к частоте, имеем

$$\frac{\omega_e}{\omega_r} = \frac{a(t_r)}{a(t_e)}. \quad (24)$$

Вводя параметр красного смещения  $z = \frac{\omega_e - \omega_r}{\omega_r}$ , из (24) получим известный результат

$$z = \frac{a(t_r)}{a(t_e)} - 1.$$

Так как, согласно (20), отсутствует какое-либо движение вещества, то природа красного смещения связана не с разлетом галактик, а с изменением гравитационного поля со временем  $\Phi_{\mu\nu}(a(t)) = \tilde{g}_{\mu\nu} - \tilde{\gamma}_{\mu\nu}$ , т.е. связано с тем, что  $a(t_r) > a(t_e)$ .

Найдем расстояние  $l$  между излучателем и наблюдателем сегодня для Вселенной без сингулярности, заполненной самодействующим скалярным полем, постоянная составляющая потенциала которого способно имитировать космологическую постоянную [9]. Таким образом, такая модель Вселенной в отличие от деситтеровской модели допускает наличие конечной концентрации материи во Вселенной в виде скалярного поля.

Введем величину  $l = ra$ . Тогда из (21) получим линейное дифференциальное уравнение для величины  $l$

$$l' - \left( \frac{a'}{a} \right) l = \pm 1,$$

общее решение которого:

$$l = a(t) \left[ \int_0^t \frac{d\tau}{a(\tau)} + C_1 \right], \quad \text{либо} \quad l = a(t) \left[ \int_t^\infty \frac{d\tau}{a(\tau)} + C_2 \right]$$

где  $C_{1,2}$  – константы интегрирования.

Для решения  $a = a_0 \text{ch}^{1/3}(vt)$  [9] нетрудно получить, что расстояние  $l$ , пройденное светом за промежуток времени  $\Delta t = t_r - t_e$ , равно

$$\begin{aligned} \tilde{l} = a(\Delta t) \int_0^{\Delta t} \frac{d\tau}{a[\tau]} &= (1+z) l_0 \times \\ &\times 3\sqrt[3]{2} \left[ {}_2F_1 \left( \frac{1}{3}, \frac{1}{6}; \frac{7}{6}; -1 \right) - \exp \left( -\frac{v\Delta t}{3} \right) \times \right. \\ &\left. \times {}_2F_1 \left( \frac{1}{3}, \frac{1}{6}; \frac{7}{6}; -\exp(-2v\Delta t) \right) + C_1 \right], \end{aligned}$$

где  $l_0 = v^{-1}$ ,  ${}_2F_1(a, b; c; z)$  – гипергеометрическая функция,  $v = \sqrt{24\pi G U_0}$ ,  $v\Delta t = \text{Arch}([1+z]^3)$ ,  $U_0$  – постоянная составляющая скалярного потенциала. Аналогично, для "горизонта событий"

$$\begin{aligned} l_s = a(t) \int_t^\infty \frac{d\tau}{a[\tau]} &= \text{ch}^{1/3}(vt) l_0 \times \\ &\times 3\sqrt[3]{2} \left[ \exp \left( -\frac{vt}{3} \right) {}_2F_1 \left( \frac{1}{3}, \frac{1}{6}; \frac{7}{6}; -\exp(-2vt) \right) + C_2 \right]. \end{aligned}$$

В заключение отметим, что Мир без сингулярности, описываемый решением  $a = a_0 \text{ch}^{1/3}(vt)$  [9], для наглядной интерпретации удобно рассматривать как четырехмерный однополостный гиперболоид

$$Z_0^2 - Z_1^2 - Z_2^2 - Z_3^2 - Z_4^2 = -R^2(t)$$

в пятимерном пространстве Минковского ( $Z_0, Z_1, Z_2, Z_3, Z_4$ ), обладающем метрикой

$$ds^2 = dZ_0^2 - dZ_1^2 - dZ_2^2 - dZ_3^2 - dZ_4^2 = dt^2 - a^2 dx^2, (25)$$

где  $Z_i = a_0 \operatorname{ch}^{1/3}(vt) \cdot x_i, i = 1, 2, 3,$

$$Z_4 = \frac{1}{2} \operatorname{ch}^{1/3}(vt) - \frac{1}{2} a_0^2 \operatorname{ch}^{1/3}(vt) \cdot x^2 + \left(\frac{3}{v}\right)^2 f(t),$$

$$Z_0 = \frac{1}{2} \operatorname{ch}^{1/3}(vt) + \frac{1}{2} a_0^2 \operatorname{ch}^{1/3}(vt) \cdot x^2 - \left(\frac{3}{v}\right)^2 f(t),$$

$$\frac{df(t)}{dt} = -\frac{v}{6} \frac{\operatorname{ch}^{2/3}(vt)}{\operatorname{sh}(vt)},$$

$$f(t) = -\frac{1}{12} \left[ \ln\left(\frac{y-1}{y+1}\right) - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{y^2+y+1}{y^2-y+1}\right) + \sqrt{3} \cdot \operatorname{arctg}(\sqrt{3}(2y+1)) + \sqrt{3} \cdot \operatorname{arctg}(\sqrt{3}(2y-1)) \right],$$

$$y = \operatorname{ch}^{1/3}(vt),$$

$$R^2(t) = 2\left(\frac{3}{v}\right)^2 \operatorname{ch}^{1/3}(vt) \cdot f(t),$$

$$a^6(dx^0)^2 = dt^2 \quad \lim_{t \rightarrow 0} R(t) \rightarrow \infty.$$

Симметричная форма интервала (25), полученная ценою перехода в пространство большего числа измерений, показывает, что модель пространственно однородна и согласуется со следствием теоремы Шура, известной в римановой геометрии, из которой следует, что если подпространство при постоянном  $t$  изотропно в **каждой** точке, то оно с необходимостью и однородно.

Нетрудно видеть, что выбранная система координат покрывает половину гиперboloида  $Z_0 + Z_4 > 0$ . Так как минимальный радиус горловины однополостного гиперboloида  $R(t)$  зависит от времени, то, в отличие от Мира де Ситтера, эволюцию такой Вселенной нельзя устранить преобразованием координат. Строгое рассмотрение этого вопроса осуществлено в работе [10].

**Соотношение наблюдаемая "звездная величина – красное смещение"**

В заключение сравним модель Вселенной без сингулярности [9] с наблюдательными данными. Для этого рассмотрим соотношение "видимая звездная величина – красное смещение"  $z$ , играющее важную роль в наблюдательной астрономии.

Известно, что видимая звездная величина  $m(z)$  космического объекта определяется формулой [1]

$$m(z) = -2,5 \lg \left[ \frac{S}{2,52 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/}(\text{см}^3 \cdot \text{с})} \right],$$

где  $S$  – поток энергии, приходящий от объекта на Землю, и

$$S = \frac{L}{4\pi l^2(1+z)^2};$$

здесь  $L$  – собственная светимость галактики. При этом для ближайших излучателей ( $z < 1$ ) приближенное значение соотношения "видимая звездная величина – красное смещение", полученное разложением  $a(t)$  в ряд по степеням  $t$  с коэффициентами, определяемыми из данных наблюдений, дается выражением

$$m1(z) \approx 5 \cdot \lg z + 1,086 \cdot (1 - q_0)z + o(z^2) - 2,5 \lg(L) + \text{const},$$

где  $q_0 = -\frac{a''}{a} \cdot \frac{1}{H_0^2}$  – параметр замедления,  $H_0$  – се-

годняшнее значение "постоянной Хаббла" [1].

Для точного же решения  $a = a_0 \operatorname{ch}^{1/3}(vt)$  космологической модели Вселенной без сингулярности [9] видимая величина равна

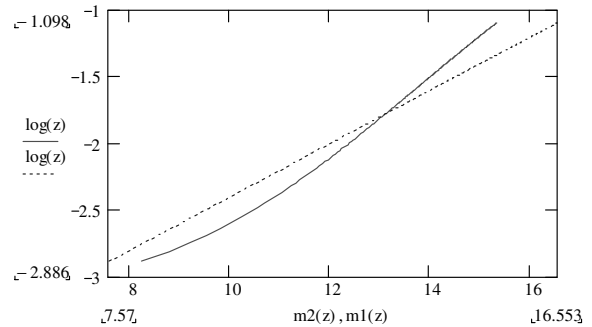
$$m2(z) = 5 \lg[(1+z)\tilde{l}] - 2,5 \lg(L) + \text{const}.$$

Для такого решения параметр "замедления" вычисляется в явном виде

$$q = -\left[ 1 + \frac{3}{\operatorname{sh}^2(vt)} \right],$$

который в данном случае уместно назвать параметром ускорения. Сравним графически известный результат  $m1(z)$  с полученным в данной статье точным результатом  $m2(z)$ .

Графики величин представлены на первом рисунке и построены с использованием компьютерной программы "MathCad 2001".



**Рис. 1.** Пунктирная линия – соотношение "видимая величина – красное смещение"  $m1(z)$ ;  $m2(z)$  – сплошная линия

Из рис. 1 видно, что если теоретическую линию  $m1(z)$  сопоставить с линией, полученной из наблюдательных данных методом наименьших квадратов для  $ScI$  галактик [1], то сплошная кривая  $m2(z)$  располагается ближе к экспериментальной линии, чем пунктирная прямая  $m1(z)$ .

Соотношение "красное смещение – расстояние"  $z = \tilde{l}/l_0$  представлено на рис. 2.

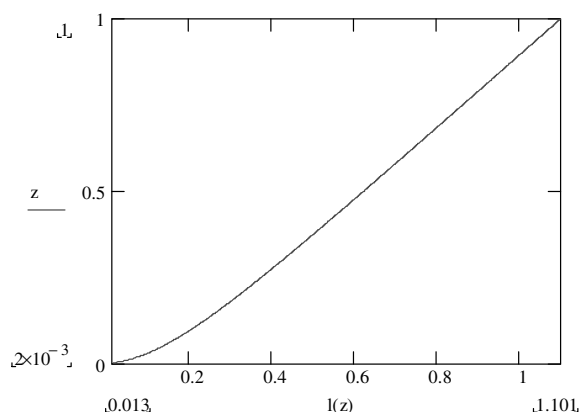
Из рис. 2 видно, что при  $z > 0,1$  зависимость красного смещения от расстояния является линейной и постоянную  $l_0^{-1} = \sqrt{24\pi C U_0}$ , являющуюся аналогом "постоянной Хаббла", можно определить пу-

тем измерения красного смещения  $z$  [1] и вычисления  $\tilde{l}$  из соотношения

$$m - M = 5 \lg \left( \frac{\tilde{l}}{10 \text{ пс}} \right)$$

по измеренной видимой величине  $m$  и абсолютной

$$\text{величине } M = -2,5 \lg \left( \frac{L}{3,0 \cdot 10^{35} \text{ эрг/с}} \right).$$



**Рис. 2.** Зависимость красного смещения  $z(\tilde{l})$  от расстояния  $\tilde{l}/l_0$ , пройденного светом за промежуток времени  $\Delta t = t_r - t_e$

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. — Т. 2. — М.: Мир, 1977. — 525 с.
2. Толмен Р. Относительность, термодинамика и космология. — М.: Наука, 1974. — 520 с.
3. Чернин А.Д. Космический вакуум // Успехи физических наук. — 2001. — Т. 171. — № 11. — С. 1153–1175.
4. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1975. — 450 с.
5. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. — М.: Наука, 1990. — 420 с.
6. Долгов А.Д., Зельдович Я.Б., Сажин М.В. Космология ранней Вселенной. — М.: Изд-во МГУ, 1988. — 510 с.

Проведенное рассмотрение позволяет сделать следующие выводы:

1. Интерпретация Логанова эффекта красного смещения остается в силе и для вакуумоподобной космологической среды. Интерпретация Логанова является реальной, а расширение Вселенной, лежащее в основе традиционной интерпретации эффекта красного смещения, является лишь эффективным из-за **эффективности** самого риманова пространства.
2. В однородной и изотропной Вселенной с метрикой Логанова эволюция гравитационного поля обуславливает эффект красного смещения энергии только для частиц с нулевой массой покоя, так что вещество не следует за ростом масштабного фактора.
3. В отличие от деситтеровской модели модель Вселенной без сингулярности допускает наличие конечной концентрации материи во Вселенной и объясняет красное смещение. Модель так же объясняет соотношение "видимая звездная величина — красное смещение".

Полученные на основе теории Логанова результаты позволяют по новому подойти к решению космологических проблем горизонта, причинности, однородности и плоскостности, вновь поставленных в работе Глинера [11].

7. Логанов А.А., Мествиришвили М.А. Релятивистская теория гравитации. — М.: Наука, 1989. — С. 147–170.
8. Логанов А.А. Теория гравитационного поля. — М.: Наука, 2001. — С. 104–125.
9. Ласуков В.В. Вселенная в метрике Логанова // Известия вузов. Физика. — 2002. — № 2. — С. 39–42.
10. Ласуков В.В. Метрика вакуумоподобной сферы в теории Логанова // Известия вузов. Физика. — 2002. — № 11. — С. 24–26.
11. Глинер Э.Б. Раздувающаяся Вселенная и вакуумоподобное состояние физической среды // Успехи физических наук. — 2002. — Т. 172. — № 2. — С. 221–243.