КОСМОЛОГИЯ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КОСМОЛОГИИ УКАЗЫВАЕТ НА ГРАВИТАЦИОННУЮ ПРИРОДУ КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

В.С. Троицкий

Проведено сопоставление регрессионных зависимостей видимой светимости $m(z)$, углового размера $\lg\vartheta(z)$ и видимой поверхностной яркости $\mu(z)$, полученных для 12000 галактик и всех известных 4000 квазаров с аналогичными функциями, предсказываемыми в стандартной космологии. В результате экспериментально определена зависимость красного смещения галактик и квазаров от их расстояния, оказавшаяся равной $R = R_0\sqrt{z}$ как по данным $\mu(z)$, так и по независимым данным $\lg\vartheta(z)$, что резко противоречит теоретической квазилинейной зависимости в стандартной космологии. Полученная эмпирическая зависимость красного смещения от расстояния хорошо объясняется гравитационной природой красного смещения в модели статической Вселенной с равномерной плотностью вещества. Получена оценка размера Метагалактики, равная при $z = 1$ около 850 мегапарсек, что в 3–4 раза меньше принятого в стандартной космологии. Экспериментальные данные показывают независимость от красного смещения средних статистических величин абсолютной светимости, размеров и поверхностной яркости галактик и квазаров. Делается вывод о несостоятельности стандартной космологии.

Содержание

1. Введение 71
2. Мировые функциональные связи наблюдаемых параметров галактик и квазаров и их сопоставление с предсказаниями стандартной космологии 76
3. О противоречии с предшествующими измерениями $\vartheta(z)$ и с законом Хаббла 80
4. Выводы и заключения 81
Литература 82

1. Введение

Полвека назад для проверки космологической теории предложен ряд тестов, которые основаны на сравнении выводов теории с астрофизическими наблюдениями. К последним относится зависимость от красного смещения видимой светимости, углового размера и поверхностной яркости галактик и квазаров. В стандартной космологии видимая светимость или, иначе, освещенность определяется следующими формулами в физических и звездных величинах

$$E(z) = \frac{L(z)}{R^2(z,\, q_0)(z+1)^2};$$
$$m(z) = -2.5\lg E(z) = 5\lg\psi(z,\, q_0) + 5\lg R_0 + M(z) - 5. \qquad (1)$$

Здесь z — красное смещение пропорциональное удалению галактики, $m(z)$ — видимая светимость в звездных величинах, $L(z)$ — функция эволюции абсолютной светимости галактик в Вт/ср или в звездных величинах, $M(z) = -2.5\lg(z)\cdot 10^{-2}$, $R(z, q_0) = R_0\phi(z, q_0)$, — теоретическое выражение зависимости метрического расстояния до галактик от их красного смещения, причем $R_0 = CH_0^{-1}$ — расстояние до горизонта видимости Вселенной и $\psi(z, q_0) = (z+1)^{-1} q_0^{-1}\left[z + (q_0 - 1)\, q_0^{-1}\left(\sqrt{2q_0 z + 1} - 1\right)\right]$, где q_0 — параметр замедления расширения Вселенной, определяющий тип модели: при $q_0 > 1/2$ — закрытая модель положительной кривизны, при $0 \le q_0 < 1/2$ — открытая отрицательной кривизны, при $q_0 = 1/2$ — модель нулевой кривизны. Видимый угловой размер галактик в теории определяется выражением

$$\vartheta(z) = \frac{l(z)}{R(z, q_0)(z+1)^{-1}}, \tag{2}$$

где $l(z)$ — метрический размер галактик.

Наконец, видимая средняя по диску галактик поверхностная яркость равна $\frac{E(z)}{\pi/4}\ddot{\vartheta}(z)$ и выражается в звездных величинах на квадратную секунду дуги

$$\mu(z) = \frac{-2.5\lg E}{(\pi/4)\ddot{\vartheta}^2} = -2.5\lg I(z) + 10\lg(z+1) + 26.5, \tag{3}$$

где $I(z) = L(z)/\frac{\pi}{4}l^4(z)$ — средняя по диску яркость в Вт/м^2, а $\ddot{\vartheta} = \vartheta \times 2.06 \times 10^5$

Существенно, что приведенные уравнения определяются с помощью законов из разных областей физики. Так для светимости $E(z)$ используется известный физический закон зависимости освещенности обратно пропорционально квадрату расстояния. В этом же выражении величина $(z+1)^2$ появляется благодаря гипотезе о доплеровской природе красного смещения, а в выражении для $\vartheta(z)$ член $(z+1)^{-1}$ обязан гипотезе расширения пространства. Функции эволюции $I(z)$ и $l(z)$ так же не определяются космологической теорией и должны быть найдены из других теорий или измерены прямыми методами. Наконец, только выражение для расстояния $R(z, q_0)$ вытекает из космологического уравнения Эйнштейна и решения Фридмана или в ньютоновской космологии из закона тяготения. Таким образом, верификация собственно космологической теории сводится к определению из наблюдений функций $R(z, q_0)$. Для этого были предложены два, ставшие классическими теста: метод стандартной свечи и стандартной линейки. В первом случае измеряется зависимость $E(z)$ для ансамбля галактик, имеющих одинаковую абсолютную светимость. Во втором случае измеряется $\vartheta(z)$ для выборки галактик, имеющих одинаковые линейные размеры l_0. Сравнивая полученные таким образом экспериментальные зависимости с теоретическими $E(z)$ и $\vartheta(z)$ при $L = \mathrm{const}$ и $l = \mathrm{const}$, можно определить $R(z, q_0)$ и найти параметр кривизны q_0.

В 1961 г. Сэндидж [1] впервые использовал $m(z)$-тест, пытаясь определить q_0. Для этого им отбирались ярчайшие галактики скоплений, светимость которых он считал одинаковой. Этими исследованиями было показано, что экспериментальные и теоретические $m(z)$-зависимости хорошо согласуются в интервале $0 < z \le 0.5$, имея одинаковый наклон $dm/d\lg z = 5$ для всех моделей. Это рассматривалось как подтверждение теории релятивистской космологии. Однако, определить кривизну пространства не удалось из-за разброса данных m, который превышал в несколько раз небольшие различия в теоретических $m(z, q_0)$ кривых. В последующих измерениях по методу стандартной свечи также не были получены определенные данные для q_0. Недавняя попытка Вамплера 1988 [2] получить определенный результат для q_0 с помощью привлечения квазаров со смещением $z \approx 3$, при котором различия теоретических $m(z, q_0)$ кривых моделей наибольшие, также привела лишь к оценке $0 < q_0 \leq 0.5$.

Наиболее определенным оказался тест $\vartheta(z)$, предложенный Хойлом [3]. В качестве стандартного размера использовалось расстояние между центрами двойных ярчайших радиогалактик и радиоквазаров. При этом в работах ряда авторов (Легг 1970 [4]; Вардл, Миллей 1974 [5]; Копал–Кришна, Кулкорни 1992 [7]) получена по небольшим ансамблям данных зависимость

$$\vartheta(z) = \frac{l_0}{R_0 z}, \quad 10^{-2} \leq z \leq 3, \tag{4}$$

где l_0 — эквивалентный неизменный размер между двумя составляющими двойных систем. Такой же результат был получен Сендиджем (1972 [8]), но уже для одиночных ярчайших эллиптических галактик скоплений по оптическим изофотным измерениям их углового размера. Недавно выполнено измерение $\vartheta(z)$ в СВЧ-диапозоне, используя в качестве «стандартной линейки» размер джетов в компактных ядрах галактик (Каллерман 1992 [9]). Эти данные соответствуют зависимости $\vartheta(z) \propto$ $\propto (z+1)/z$.

На рис. 1 приведена полученная Капахи зависимость (4) в сравнении с теоретической кривой, рассчитанной при $l(z) = l_0 = \text{const}$ для закрытой $q(0) = 1$ модели. Как видно, теория при $l(z) = \text{const}$ не согласуется с экспериментом даже качественно, что в настоящее время объясняется эволюцией размеров галактик $l(z)$

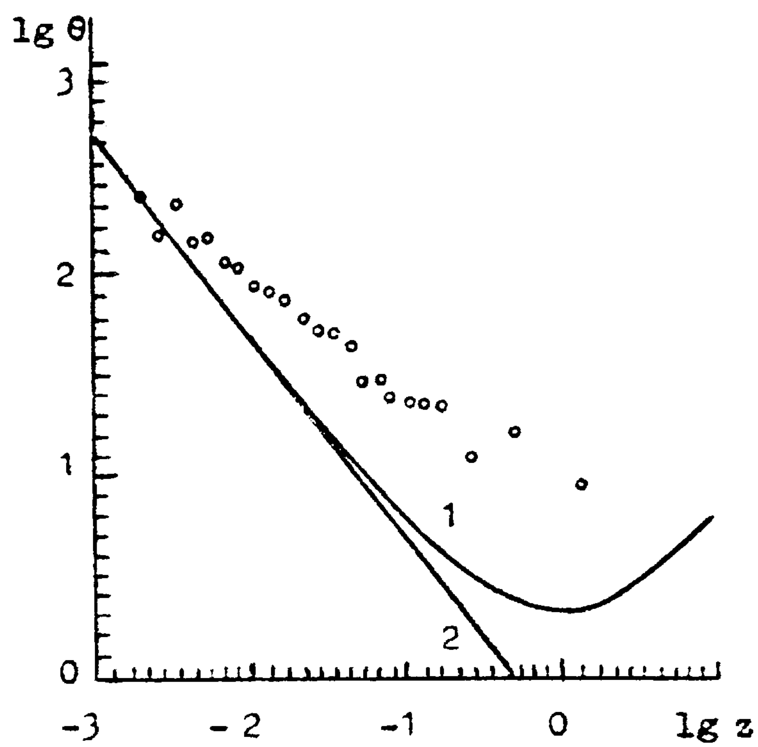

Рис. 1. Мировая регрессионная зависимость углового размера для 2600 галактик (кружки). **1** — теоретическая зависимость при $q_0 = 1$, $l(z) = \text{const}$. **2** — экспериментальная зависимость для 200 ярчайших двойных радиогалактик и 300 квазаров (Капахи [6]).

[6, 7]. Сравнивая экспериментальную $\vartheta(z)$-функцию (4) с теоретической (2) для закрытой модели, для которой $R(z, 1) = R_0 z/(z+1)$, получим следующее выражение гипотетической эволюции размеров

$$l(z) = \frac{l_0}{(z+1)^2}, \quad 10^{-3} \leq z \leq 3. \tag{5}$$

Как видно, задача определения кривизны через измерение q_0 обоими тестами не состоялась. Такой вывод сделал Бербидж в своем недавнем обзоре 1989 [3]. Обстоятельное изложение этих и других исследований приведено в обзоре Барышева Ю.В. 1992 [10]. Причиной неудачи, по нашему мнению, является игнорирование статистической природы абсолютной светимости и, вследствие этого, невозможность реализовать набор стандартных по светимости и размерам галактик. Выбрать ансамбль галактик стандартной абсолютной светимости из ярчайших галактик в скоплениях галактик, вероятно, также не возможно как собрать команду стандартных по силе людей, выбирая сильнейших из населения различных городов. Продолжающаяся до сих пор попытка использовать метод стандартной свечи и размера представляются как попытки борьбы со статистической природой явления. В действительности данные $m(z)$, $\lg\vartheta(z)$, $\mu(z)$ при z каждом являются случайными величинами, распределенными, как показано в ряде работ, по нормальному закону [11] со среднеквадратичным отклонением $\delta(m) = 1^m$, $\delta(\lg\vartheta) = 0.2$ (см. например [8], [12]). Если на графике $m(z)$ или $\lg\vartheta(z)$ изобразить все известные данные, то они займут полосу $\pm 3\sigma(m) = \pm 3^m$ и $\pm 3\sigma \lg\vartheta = \pm 0.6$. Ясно, что практикуемые сейчас небольшие выборки из этого массива, ограниченные по z, m или $\lg\vartheta$ могут дать экзотический вид функции $\overline{m}(z)$, $\overline{\vartheta}(z)$, $\overline{\mu}(z)$, а отсюда неприменимые ко всей Вселенной выводы. Отказ от указанных методов неизбежен. Нужно искать осуществимые методы и стандарты. К ним может быть отнесена статистическая (средняя) абсолютная светимость $M(z)$. Она легко и надежно реализуется путем использования среднего значения $m(z)$ из статистического представительного числа объектов при данном z. В этом случае получается построение $\overline{m}(z)$-, $\overline{\lg\vartheta}(z)$- или $\overline{\mu}(z)$-зависимости по источникам, находящимся строго на вершине гауссовой кривой распределения, а не на ее крыле как в случае выбора в качестве стандарта, ярчайших объектов, положение которых на кривой распределения не может быть обеспечено одинаковым. Итак, единственно стабильной, не зависящей от произвола исследователя характеристикой, Вселенной в целом будут регрессионные функции случайных процессов $m(z)$, $\vartheta(z)$, и $\mu(z)$, определяемые по всем известным в настоящее время данным без специального их отбора. Эти данные должны быть статистически представительными, что определяется их количеством, полнотой обзоров, охватом всех направлений в пространстве, всех типов галактик и т. п.

В силу сказанного, для решения задачи проверки истинности стандартной космологии необходимо использовать статистические $\overline{m}(z)$-, $\lg\overline{\vartheta}(z)$- и $\overline{\mu}(z)$-зависимости характеризующие Вселенную как единую систему.

Осуществление такого подхода началось с работы [12, 13], в результате которых была получена статистическая зависимость $\overline{m}(z)$ по данным для 1100 галактик и всех известных к настоящему времени около 3500 квазаров. Обнаруженно, что статистическая $\overline{m}(z)$-кривая квазаров совпадает с $\overline{m}(z)$-кривой галактик в общей части смещений z, образуя единую непрерывную кривую в диапозоне смещений $10^{-3} \le z \le 4.7$. Эта зависимость удовлетворительно описывается в физических или звездных величинах функциями

$$\overline{E} = \frac{L_0(z+1)^{3.2}}{R_0^2 Z^2}, \quad \overline{m}(z) = 5\lg z - \vartheta\lg(z+1) + 21.5. \tag{6}$$

Сравнивая (6) с (1), видим, что $\overline{m}(z)$-зависимость резко не согласуется с соответствующей теоретической зависимостью стандартной космологии при отсутствии эволюции светимости $M = M_0 = \mathrm{const}$. Расхождение исключается, если предположить существование эволюции абсолютной светимости. Гипотетическая эволюция, спасающая теорию, находится из сравнения (1) и (5), что дает

$$L(z) = L_0(Z+1)^{3/2}, \qquad M(z) = M_0 - \vartheta\lg(Z+1), \quad 10^{-3} \le z \le 4.5. \tag{7}$$

Теперь чтобы проверить справедливость теории, достаточно определить независимым от теории способом, существует ли в действительности требуемая для спасения теории эволюция светимости (7) и размеров (5) галактик. Такие способы для больших расстояний пока не могут осуществиться. В результате наблюдательная проверка стандартной космологии оказалась в тупиковом состоянии, которое длится уже два десятка лет.

Для решения проблемы существования предсказываемой эволюции в нашей работе [14] предложено верифицировать не сами гипотетические функции эволюции $l(z)$ и $L(z)$, а их связь, получаемую из обоих уравнений (5) и (7). Исключая из них $(z+1)$, получим статистическую связь (корреляцию) функций средней светимости $L(z)$ и размеров $l(z)$ галактик, предсказываемую стандартной космологией в виде

$$\frac{l(z)}{l_0} = \left(\frac{L(z)}{L_0}\right)^{-0.63}, \quad 10^{-3} \leq z \leq 4.5. \tag{8}$$

Имеющиеся экспериментальные данные, общий анализ которых приведен в работе автора [14], показывают, что для галактик в диапозоне $10^{-3} \leq z \leq 0.5$ имеет место статистическая зависимость

$$\frac{l(z)}{l_0} \cong \left(\frac{L(z)}{L_0}\right)^{0.45} \tag{9}$$

Итак, в действительности функции эволюции светимости и размеров галактик взаимно пропорциональны, а обратная пропорциональность, предсказываемая теорией не имеет места. Действительно, предположим, что эволюция светимости в виде $L(z) = L_0(z+1)^{3.2}$ согласующая теорию с наблюдениями $\overline{m}(z)$ имеет место, тогда согласно (9) неизбежна эволюция $l(z) = l_0(z+1)^{1.5}$, а не (5). При этом видимый угловой размер при $q_0 = 1$, согласно (2), будет $\vartheta(z) = l_0(z+1)^{3.5}/R$, что противоречит наблюдаемой зависимости (4). Если теперь принять эволюцию $l(z) = l_0(z+1)^{-2}$, которая согласует теорию с тестом $\vartheta(z)$, то (9) требует эволюцию светимости $L = L_0(z+1)^{-4.4}$, что теперь не согласуется с тестом $\overline{m}(z)$.

Выражения (5) и (7) определяют также эволюцию средней поверхностной яркости, которая равна $I(z) = L(z)/\frac{\pi}{4}\, l^2(z)$. В результате, стандартная космология требует фантастически сильную эволюцию поверхностной яркости

$$\overline{I}(z) = I_0(z+1)^{7.2}, \tag{10}$$

а в действительности, согласно (9)

$$\overline{I}(z) \simeq I_0 = \mathrm{const.} \tag{11}$$

Таким образом, из нового теста с неизбежностью следует вывод о несостоятельности попыток спасения теории с помощью гипотезы эволюции светимости и размеров галактик. Поэтому для объяснения несогласия опыта с предсказаниями теории остается единственно возможное предположение, что теоретическая функция метрического расстояния $R(z, q_0)$ является ошибочной.

В соответствии с этим, задачей настоящей работы является дальнейшее использование статистического подхода для получения мировых функций $\overline{m}(z)$, $\overline{\lg\vartheta}(z)$ и $\overline{\mu}(z)$ и применение этих зависимостей в известных и новых тестах для определения эмпирической функциональной связи расстояния с красным смещением, а также средних значений собственных параметров галактик и квазаров и их изменений во времени.

2. Мировые функциональные связи наблюдаемых параметров галактик и квазаров и их сопоставление с предсказаниями стандартной космологии

В качестве исходных данных мы используем полученные нами новые мировые связи наблюдаемых параметров, определенные по значительно большему количеству данных чем упомянутые во введении. Для построения новой мировой $\overline{m}(z)$-зависимости использованно около 8000 галактик и 4000 квазаров [15]. Она отличается от ранее полученной большей статистической представительностью, учетом K-эффекта для квазаров и более адекватной регрессионной зависимостью, которая в звездных и физических величинах в диапозоне смещений $3\times10^{-3}\le z\le 4.5$ имеет вид

$$\begin{aligned}\overline{m}(z) &= (2.80\pm0.1)\lg z + 18.6,\\ E(z) &= 10^{-0.4m} = z^{-1.12}10^{-7.44}.\end{aligned} \tag{12}$$

Зависимость $m(z)$ показана на рис. 2.

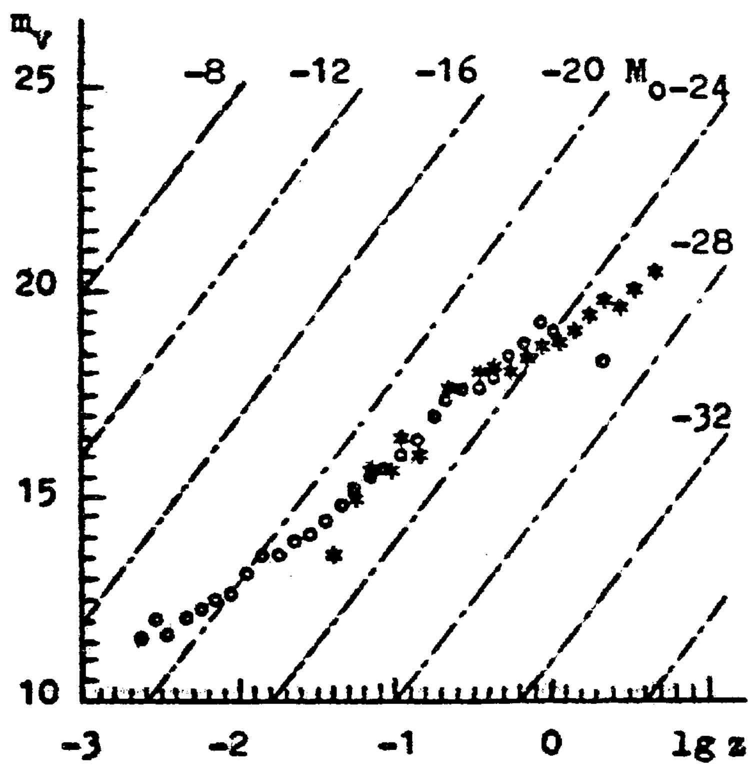

Рис. 2. Мировая регрессионая диаграмма Хаббла для 9000 галактик и 4000 квазаров. oo — галактики, ** — квазары, пунктир — семейство теоретических зависимостей при $q_1 = 1$ для различной абсолютной светимости M_0.

Мировая регрессионная $\overline{\lg\vartheta}(z)$ зависимость (см. рис. 1) получена по данным изофотных размеров для 2600 галактик в диапозоне смещений $3\times10^{-3}\le z\le 0.5$, взятых из различных обзоров и каталогов последнего времени и равная [16]

$$\lg\ddot{\vartheta} = 0.53\lg z + 0.93, \qquad \vartheta(z) = \left(\frac{8''.5}{z^{0.55}}\right) \tag{13}$$

Идентичная зависимость получена так же для 760 нормальных галактик в диапазоне смещений $3\times10^{-3}\le z\le 0.15$, имеющихся в каталоге UGC [17].

Наконец третий мировой зависимостью является средняя по диску галактики поверхностная яркость на квадратную секунду дуги, равная в линейных единицах

$\frac{E}{\pi/4}\ddot{\vartheta}^2 = I(z)$ или в звездных величинах $\mu(z) = -2.5\frac{\lg E}{\pi/4}\ddot{\vartheta}^2 = m(z) + 5\lg\ddot{\vartheta}(z) - 0.25$. Эта величина может измеряться непосредственно или через измерения m и ϑ. Используя (12) и (13), получим для $3 \times 10^{-3} \le z \le 0.5$ (см. рис. 3)

$$\overline{\mu}(z) = \overline{m}(z) + 5\lg\ddot{\vartheta}(z) = 23 \pm 0.1 \lg Z \, \frac{E}{\pi/4\ddot{\vartheta}^2} = 10^{-9.2} Z^{\pm 0.04}. \tag{14}$$

Практическая неизменность поверхностной яркости, равной 23^m подтверждается

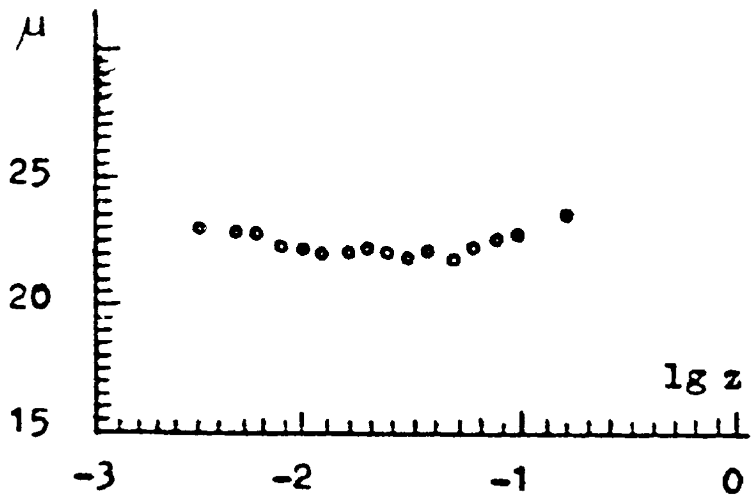

Рис. 3. Мировая регрессионная зависимости средней по диску поверхностной яркости в звездных величинах на секунду дуги.

непосредственными измерениями [18]. Из постоянства $\overline{\mu}(z)$ вытекает постоянство $L(z)/l^2(z)$, откуда

$$\frac{l(z)}{l_0} = \sqrt{\frac{L(z)}{L_0}}, \qquad 3 \cdot 10^{-3} \le z \le 0.5. \tag{15}$$

Это выражение фактически совпадает с (9), полученным ранее на частных ансамблях данных [14].

Сравним теперь экспериментальные результаты с соответствующими теоретическими выражениями. Запишем их в наиболее общей форме действительной для различных космологических моделей. Очевидно

$$E_t(z) = \frac{L(z)}{R_m^2(z)}, \quad \vartheta_t(z) = \frac{l(z)}{R_\vartheta(z)}, \quad I_t(z) = \frac{R_\vartheta^2 L(z)}{R_m^2 l^2(z)} \cdot 4.1 \cdot 10^{10}. \tag{16}$$

Здесь $I_t(z)$ — освещенность от площадки галактики, имеющей видимый угловой размер в одну квадратную секунду дуги, $R_m(z)$ и $R_\vartheta(z)$ — эффективные расстояния, определяющие видимую светимость и видимый угловой размер галактик. Эти функции могут быть различными. Например, в стандартной космологии $R_m(z) = R(z)(z+1)$, а $R_\vartheta(z) = R(z)(z+1)^{-1}$, где R_z — расстояние, измеряемое масштабом длинны. Члены $(z+1)$ возникают как следствие гипотезы расширения пространства. Сравнивая E_t с (12), получаем

$$R_m(z) = z^{0.56} \cdot 10^{3.72}\sqrt{L(z)}, \quad 3 \cdot 10^{-3} \le z \le 4. \tag{17}$$

Сравнение углового размера $\vartheta_t(z)$, выраженного в секундах, с (13) дает

$$R_\vartheta(z) = z^{0.55} \cdot 10^{4.37} l(z) \quad 3 \cdot 10^{-3} \le z \le 0.5. \tag{18}$$

Наконец, сравнивая $I_t(z)$ с (14) получим видимую поверхностную яркость в Вт/пс^2:

$$I(z) = \frac{R_\vartheta^2}{R_m^2} \cdot \frac{L(z)}{l(z)} = 25 \quad 3 \cdot 10^{-3} \le z \le 0.5. \tag{19}$$

Как и следовало ожидать, три независимых измерения позволили определить лишь соотношение из четырех неизвестных функций $R_m(z)$, $R_\vartheta(z)$, $L(z)$ и $l(z)$. Поэтому, из полученных выражений еще нельзя сделать заключение, что они противоречат стандартной космологии в главном, а именно в выражениях $R_m(z)$, $R_\vartheta(z)$. Действительно, можно предположить, что существует эволюция светимости в виде $L(z) = L_0 z^{0.88}$, которая приводит наблюдаемую $R_m(z)$-зависимость (12) к совпадению с теоретической. Аналогично, для согласования с наблюдаемой $R_\vartheta(z)$ зависимости (13) с теоретическим выражением, равным для модели $q_0 = IR_(\vartheta)$ $z = R_0(z)/(z+1)$ нужно принять существование эволюции $l(z) = l_0 z^{0.44}/(z+2)^2$. Покажем, что сделанный выбор функции эволюции $L(z)$ и $l(z)$, спасающий теорию, противоречит наблюдениям. Для этого достаточно применить описанный во в ведении корелляционный тест. Исключая красное смещение из обеих функций эволюции, требуемых стандартной космологией, получим $l(z) = \sqrt{L(z)}/(L^{1.15}(z)+1)^2$. Нетрудно найти, что $l(z)$ имеет максимум при $z_m = 0.27$, т. е. при $z < 0.27$ размер галактик пропорционален светимости, а при $z > 0.27$ обратно пропорционален, что, согласно существующей корреляции (15), не наблюдается. Однако, трудно исключить значительно более слабую эволюцию, например, $L(z) = L_0 z^\gamma$ где $0 \le \gamma \ll 0.88$. Как показывает расчет в этом случае смена знака корреляции наступает при $z_m = \gamma/(4-\gamma)$. При $\gamma = 0.2$ $z_m = 0.056$ и только при $\gamma = 0$ характер связи $l - L$ при всех z удовлетворяет наблюдаемому соотношению (15). Таким образом, введение спасительной эволюции исключается и, следовательно, $L(z) = L_0 = \mathrm{const}$, $l(z) = l_0 = \mathrm{const}$. Этот же вывод, как очевидно, следует так же непосредственно из (15). При этом, согласно (19), отношение искомых выражений расстояния должно удовлетворять условию

$$\frac{R_\vartheta^2(z)}{R_m^2(z)} = \frac{25 l_0}{L_0} = \mathrm{const}. \tag{20}$$

Это приводит к требованию $R_\vartheta(z) = R_m(z)$. Действительно, функции R_ϑ и R_m должны содержать общую функцию метрического расстояния $R(z)$, т. е. $R_\vartheta(z) = R(z)\varphi_\vartheta(2)$, $R_m(z) = R(z)\varphi_m(z)$, причем $\varphi_\vartheta(0) = \varphi_m(0) = 1$. Тогда, согласно (20), $\varphi_\vartheta(z)/\varphi_m(z) = \mathrm{const}$ что означает либо одинаковую зависимость функций от z либо равенство их единице. Таким образом, экспериментальные данные согласуются с теорией, в которой оба вида расстояния тождественны. В стандартной космологии это не выполняется вследствие гипотезы расширения пространства. Итак, в действительности искомые функции равны

$$R_m(z) = R_\vartheta(z) = z^{0.56} R_1, \quad \frac{L_0}{l_0^2} = 25, \quad R_1 = 10^{3.72}\sqrt{L_0}. \tag{21}$$

Здесь R_1 имеет смысл расстояния до галактик при смещении $z = 1$. Эти выражения в корне отличаются от предсказаний стандартной космологии для всех ее допустимых моделей.

Постоянные параметры в (21) можно определить, привлекая величину абсолютной светимости галактик в окрестности $3 \cdot 10^{-3} \le z \le 0.02$. Достаточно уверенно средняя абсолютная светимость этих галактик равна $M_0 = -21 \pm 0.5$ звездных величин. В выражении $m(z)$ (12) свободный член 18.6 зависит от имеющей место светимости галактик, согласно (1) это соотношение равно $M_0 - 5 + 5\lg R_1 = 18.6$. Отсюда расстояние $R_1 = 830 \pm 200$ Мпс. Далее, зная R_1, согласно формулам (21), получаем $l_0 = 34$ Кпс. Окончательно имеем следующие экспериментальные результаты

$$R(z) = 830 z^{0.56} \text{ Мпс}, \quad M_0 = -21 \pm 0.5, \quad \bar{l}_0 = (34 \pm 8) \text{ Мпс}.$$

Итак, большим сюрпризом, который получен благодаря мировым функциям $\overline{m}(z)$ и $\overline{\lg\vartheta}(z)$ является зависимость красного смещения от квадрата расстояния до галактики и квазаров. Более того, экспериментальные результаты заставляют сделать однозначный вывод о невозможности согласовать релятивистскую космологию с наблюдениями. Спасительная идея эволюции противоречит наблюдениям и не может быть использована. Если сохранить линейность связи $z - R$, что является основой стандартной космологии, то надо найти объяснение противоречия с тестами $\overline{m}(z)$, $\overline{\lg\vartheta}(z)$ не используя эволюцию светимости и размеров. Таких объяснений, не нарушающих теорию, не видно. В связи с этим, чтобы продвинуться далее, необходима новая интерпретация красного смещения, тем более, что она подсказывается самими экспериментальными результатами. Практически квадратичная зависимость смещения от расстояния $z \propto R^2$, полученная по измерениям $\overline{m}(z)$ и $\overline{\lg\vartheta}(z)$ в масштабе видимой части Вселенной позволяет предложить объяснение красного смещения гравитационным смещением частоты, хорошо известным еще в классической физике. Такие предложения делались и ранее, но до сих пор для них не было экспериментальных оснований. Фотон, испущенный наблюдаемой галактикой, распространяясь в виде сферической волны, будет совершать работу против сил гравитации масс, оказавшихся внутри сферы волны по мере ее распространения. Согласно классической физике это будет вызывать изменение энергии ε кванта $d\varepsilon = \varepsilon c^2 d\varphi = -\varepsilon(4\pi/3c^2)G\rho 2R dR$, где $\varepsilon = \hbar\omega$. При равномерном распределении вещества после интегрирования получим $(z+1) = \omega_1/\omega_0 = \exp(4\pi G\rho R^2/3c^2)$. Обозначая $4\pi G\rho/3 = H_g^2/2$, получим $(z+1) = \exp(R^2/2R_0^2)$, где $R_0^2 = C^2 H_g^{-2}$ при $\rho = 2 \cdot 10^{-23}$ г/см^3, $R_0 = 830$ Мпс. В рассмотренном случае горизонт, как резкая граница видимости, отсутствует. В общей теории относительности считается, что изменение частоты волны в гравитационном поле происходит вследствие изменения темпа времени, который определяется разностью значений гравитационного потенциала в месте приема излучения. В этом случае $\Delta\varphi \ll c^2$, $\omega_1/\omega(z+1) = 1/\sqrt{1 + 2\Delta\varphi/c^2}$, где ω_1 — испущенная частота, ω_0 — наблюдаемая, $\Delta\varphi$ — разность гравитационных потенциалов в точке приема и излучения т. е. величина потенциала поля массы, охватываемой сферой волны, достигшей места наблюдения. Подставляя $\Delta\varphi = 4\pi G\rho R^2/3$, получим $(z+1) = 1/\sqrt{1 - 2R^2/R_0}$, где $R_0 = CH_g^{-1}$, $H_g^2 = 8\pi G\rho/3$. Отсюда следует

$$R = R_0\sqrt{z}\frac{\sqrt{z+2}}{z+1}, \quad z = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{R^2}{R_0^2}}}{\sqrt{1 - \frac{R^2}{R_0^2}}}, \quad R \ll R_0.$$

При $R_0 = 830$ Мпс, $H_g = 360$ км/с $\cdot$ Мпс, что требует плотности вещества $\rho = 2 \cdot 10^{-28}$ г/см^3. Заметим, что зависимость $z \propto R^2$ вытекает из хронометрической космологии Сегала 1979 [19], а также обосновывается в работе Крауфорда 1992 [20].

3. О противоречии с предшествующими измерениями $\vartheta(z)$ и с законом Хаббла

Полученная нами экспериментальная зависимость $\vartheta \propto z^{0.5}$ находится в противоречии не только с предшествующими измерениями $\vartheta(z)$, но, что самое серьезное, с хорошо известным общепринятым законом Хаббла, устанавливающим линейную связь расстояния с красным смещением $R = CH_0^{-1}z$. Естественно, это вызывает ряд дежурных заявлений об ошибочности используемых $\overline{m}(z)$- и $\overline{\vartheta}(z)$-зависимостей. Рассмотрим это подробно. По отношению к $\overline{m}(z)$-зависимости утверждается, что она искажена эффектом селекции Малмквиста, который состоит в увеличении доли ярких источников с ростом наблюдаемого красного смещения. Это вызывает уменьшение наклона средней $\overline{m}(z)$-кривой. Однако, количественной теории эффекта до настоящего времени не было. В связи с этим, в работе [12] нами сделан соответствующий расчет эффекта. В основу расчета положен экспериментальный факт, что при любом заданном z видимая звездная светимость набора галактик имеет нормальное распределение с независящей от z дисперсией σ^2. При этом средняя светимость набора галактик, попадающих в зону чувствительности телескопа m_t равна

$$< m >= \frac{\int_0^{m_t} \exp\left[-\frac{(m-\overline{m})^2}{2\sigma^2}\right] m dm}{\int_0^{m_t} \exp\left[-\frac{(m-\overline{m})^2}{2\sigma^2}\right] dm}.$$

Здесь первый интеграл-сумма светимости в интервале $0 - m_t$, а второй общее число источников в том же интервале, $\overline{m}$ — математическое ожидание. После интегрирования получаем

$$< m >= \overline{m} - \sigma \frac{l^{-n^2}}{\sqrt{2\pi}\,[0.5 - \Phi_0\,(n)]},$$

где $n = (m_t - \overline{m})/\delta$, а $\Phi_0 n = \frac{1}{2\pi}\int_0^n e^{-x^2/2} dx$ табулированная функция. Здесь n — показывает, на сколько величин δ чувствительность телескопа перекрывает истинное среднее $\overline{m}$. Очевидно, что при $n = 399$ % распределения войдут в расчет и $< m >= \overline{m}$. При $n = 2$, $m = \overline{m} - 0.06\,\delta$, а при $n = 1$, $< m >= \overline{m} - 0.3\,\delta$.

Таким образом, у кривой $m(z)$, для которой максимальное значение $\widetilde{m} \approx 22$ чувствительность телескопа для исключения ошибки должны быть не менее $m_t = 22 + 2\delta \approx 24^m$. Чувствительности современных телескопов достигают 28^m–30^m, т. е. эффект Малмквиста отсутствует. Что касается измерений $\vartheta(z)$, то еще Сендидж 1961 [1] справедливо показал, что изофотные измерения угловых размеров могут быть искажены зависимостью поверхностной яркости от красного смещения, которая в то время была совершенно не известна. В связи с этим предлагалось вводить поправку на уменьшение поверхностной яркости, следующее из теории стандартной космологии, что вообще недопустимо при использовании зависимости для верификации самой теории. В связи с этим к таким измерениям углового размера укоренилось и остается необоснованное недоверие. Все это побудило нас вновь рассмотреть вопрос о точности изофотных измерений угловых размеров галактик с целью определения поправок за счет наблюдаемой, а не теоретической зависимости поверхностной яркости от z [17]. В результате показано, что при наблюдаемой очень слабой зависимости поверхностной яркости от z, что видно также из формулы (14), поправки пренебрежимо малы, и полученная нами статистическая зависимость $\overline{\lg \vartheta}(z)$ не искажена этим эффектом. Влияние K-эффекта при изофотных измерениях размеров галактик также отсутствует.

Расхождение с предшествующими измерениями $\vartheta(z)$ объясняется тем, что: во-первых, изофотные измерения расстояния между компонентами двойных систем проводятся в радио диапазоне, что далеко не эквивалентно оптическим. Кроме того, при перекрытии изофот компонентов будет наблюдаться смещение центров компонент, что приводит к уменьшению оценок их углового расстояния. Теории поправок для этого эффекта нет. Наконец, выборка ярчайших радиообъектов сама по себе создает селекцию определенных свойств, которые нельзя относить ко всей Вселенной, тем более, что радиогалактики и радиоквазары составляют малую часть Вселенной. Иначе говоря, нельзя изучать общие свойства организации вещества и пространства Вселенной по малым группам зачастую особых объектов.

Таким образом, мы полагаем, что полученные нами мировые статистические зависимости отражают реальные свойства пространства и объектов видимой части Вселенной.

Наиболее серьезным является, нам кажется, несогласие с законом Хаббла. Однако, экспериментальный результат зависимости R от z, подкрепленный изложенной выше теории красного смещения, делает уместным отметить ряд сомнений в справедливости закона Хаббла. Следует иметь в виду, что линейность связи $z \propto R$ установлена по измерениям $R(z)$ на участке кривой, в интервале $10^{-3} \leq z \leq 0.02$, составляющем всего всего около 2 % ее диапазона изменения. При этом параболическая зависимость не проявится заметно и полученные данные естественно аппроксимируются прямой $z = H_0 R/C$. Более правильно было бы для определения наклона $z(R)$ прямой искать линейную регрессию величин $\lg z$ и $\lg R$, что позволит найти функциональную связь более точно. Если таким образом анализировать данные, послужившие современным оценкам H_0, приведенные в обзоре Раван–Робинсона 1988 [21], то получается $z \propto R^{0.88}$. Такую же нелинейность обнаружил Ван ден Берг 1993 [22] иным путем. Если использовать приведенные Арпом [23] данные, в которых R определялось на основании закона Тулли–Фишера, то получается $z \propto R^{1.3-1.5}$. Интересны результаты измерений 256 галактик (Гирауд 1985 [24]), показавшие, что постоянная Хаббла при $z_1 = 0.9 \cdot 10^{-3}$ ($v = 250$ км/с) равна $\lg H(z_1) = 1.78$, а при $z_2 = 0.165$, $\lg H(z_2) = 2.08$ ($v = 5 \cdot 10^3$ км/с). Промежуточные значения связаны линейным выражением $\lg H(z) = 1.78 + \alpha \lg(v/250)$. Используя измеренные значения получим $\alpha = 0.23$. Подставляя $v = zc$ и $H(z) = zc/R(z)$, после простых преобразований получим $z = R^{1.3}/760$.

Оказывается, если у дальних галактик на расстоянии около 50–100 Мпс оценка модуля расстояния уменьшается всего на 1.2^m звездных величин, то уже будет $z \propto R^2$! Не в этом ли причина упорного расхождения в определении H_0 между Вокулером и Сендиджем? На основании этих данных закон Хаббла в существующей форме не может служить твердым аргументом против установленной существенно нелинейной зависимости красного смещения от расстояния. Видимо, уместно подумать о новом критическом анализе всех данных и методов, использованных для определения линейности связи $z \propto R$.

4. Выводы и заключения

Главным результатом работы являются доказательство того, что согласование теории релятивистской космологии с наблюдениями регрессионных зависимостей $\overline{m}(z)$ и $\overline{\lg}\vartheta(z)$ размеров галактик не допускается наблюдениями корреляции последних. При этом не видно других способов согласования, не противоречащих самой теории. Остается способ согласования через изменение теоретической зависимости расстояния галактик от их красного смещения. Однако, эта функция определяется из решения уравнения Эйнштейна, и отказ от нее означает отказ от использования уравнений Эйнштейна как основы космологии и решений Фридмана. Неспособность релятивистской космологии объяснить наблюдаемые характеристики вещества и излучения видимой части Вселенной свидетельствует о несоответствии действительности исходного положения, что Вселенная управляется гравитационным уравнением Ньютона. Оно предписывает стационарное состояние гравитирующих галактик лишь при их движении, а именно, при трех типах движений — эллиптическом, параболическом и гиперболическом, образующих в терминах релятивистской космологии закрытую и открытую Вселенную. Не случайно, что уравнения движения вещества, следующие из релятивистской космологии, тождественны с обычным решением ньютоновских уравнений движения [25]. Таким образом, чисто механический подход к объяснению структуры и эволюции Вселенной не проходит. Определение начала и конца Вселенной путем действия чисто механических законов оказывается несостоятельным. В результате проведенного исследования Вселенная представляется стационарной и статической в механическом смысле системой. Начало Вселенной и ее возраст не вытекает из использованных наблюдений. Более того, скорее они утверждают, что Вселенная бесконечна во времени и пространстве. Долговечность и бесконечность Вселенной не означают отсутствия эволюции галактик и других образований. Галактики рождаются и умирают со своими сроками, но в каждом месте средние характеристики сохраняются неизменными. Здесь полная аналогия с человеческой цивилизацией. Каждый человек (галактика) рождается и умирает, а цивилизация (Вселенная) живет, не изменяя заметно свои средние параметры как целого.

Другим, не менее важным результатом является сокращение размера видимой части Вселенной в 3–4 раза по сравнению с предсказываемым стандартной космологией размером. Так при $H_0 = 75$ км/с $\cdot$ Мпс стандартная космология дает $R_0 = 4000$ Мпс, в то время как оценка расстояния в настоящей работе составляет $R_0 = 830$ Мпс. Это означает, в частности, что полученные в стандартной космологии сверхсветовые скорости движения вещества оказываются, существенно досветовыми. Далее, отсутствие заметной эволюции средней светимости, вплоть до значений $z \approx 5$, для галактик и квазаров указывает на примерное равенство их средней мощности излучения. Этим на три порядка снижается существенная в стандартной космологии оценка мощности излучения квазаров, что, если не решает, то существенно смягчает проблему необъяснимо большой плотности излучения квазаров. Можно привести много других менее важных следствий. Думаю, что полученные результаты, по крайней мере, позволят более трезво без предвзятости проводить дальнейшее развитие космологии. В заключение, с благодарностью сообщаю, что настоящая работа поддержана присуждением гранта Гуманитарного Фонда Сороса.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Sandage A.R.* Astrohys. J., *1961*, V. 133, P. 355.
2. *Wampler E.J.* Astron. Astrohys., *1987*, V. 178, P. 1.
3. *Burbidge G.R.* Intern. J. Theoretical Phys. *1989*, V. 28, № 9, P. 983.
4. *Legg T.M.* Nature, *1970*, V. 226, P. 65.
5. *Wardle J.E.C., and Miley G.K.* Astron. Astrohys., *1974*, V. 30, P. 305.
6. *Kapahi V.K.* IAU Symp. № 124 "Observational Cosmology", *1987*, P. 251.
7. *Kopal-Krishna and Kulkarm V.K.* Astron. Astrohys., *1992*, V. 257, P. 11.
8. *Sandage A.R.* Astrohys. J., *1972*, V. 173, P. 485.
9. *Kellerman K.I.* Nature, *1993*, V. 135, P. 12.
10. *Барышев Ю.В.* Итоги наук и техники, т. Гравитация., М., *1992*, С. 89.
11. Физика космоса, «Светимость», М.: Изд. «Сов. энциклопедия», *1986*.
12. *Troitsky V.S., Gorbacheva I.V., Suchkin G.L., Bondar L.N.* Astrohys. Spase Sci., *1992*, V. 190, P. 9.
13. *Троицкий В.С., Горбачева И.В.* // Астрон. журн., *1989*, Т. 66, С. 470.
14. *Troitsky V.S.* Astrohys. Spase Sci., *1993*, V. 201, P. 203.
15. *Троицкий В.С., Парамонова Л.А., Беллюстин Н.С.* // Астрон. журн., *1993*, в печати.
16. *Троицкий В.С., Парамонова Л.А., Чермянин С.И.* // Астрон. журн., *1993*, в печати.
17. *Троицкий В.С., Алешин В.И.* // письма в Астр. журн., *1993*, в печати.
18. *German J.A.* Highlights of Astronomy, V. 6, XVIII, Gen. Assemly of the IAU, *1982*.
19. *Segal A.I.* Astrohys. J., *1979*, V. 227, P. 15.
20. *Crawford D.E.* Astrohys. J., *1991*, V. 377, № 1–6.
21. *Rowan-Robenson M.* Spase Reviems, *1988*, V. 48, № 1–2, P. 1.
22. *Vanden Bergh S.* Proc. Nat. Acad. Sci. USA, *1993*, V. 90, P. 4793.
23. *Arp H.C. van Flandern T.* Physics Letters A, *1992*, V. 164, № 3–4, P. 363.
24. *Graud E.* Astron. Astrophys., *1985*, V. 153, P. 125.
25. *Heckman O., Schucking E.* Handbuch der Physik, *1959*, V. LIII, Astrophisik IV Sternesisteme, Перевод «Строение звездных систем», М.: Изд. «Иностр. лит-ра», *1962*.