

Эффекты консервации частоты и интенсивности излучения прошедшего скопления галактик. 1. Локальные источники.

Захид Закир¹

Аннотация

В предыдущей статье был предложен и предварительно изучен новый класс общерелятивистских эффектов, следующих из выключения излучения из потока космологического расширения при прохождении наиболее крупных гравитационно-связанных областей, таких как скопления галактик. В данной статье формулируется более строгая теория эффектов консервации и изучаются её наблюдательные следствия, в частности, в данной первой части статьи приводятся поправки к наблюдательным данным для сверхновых типа Ia. Консервация частоты и интенсивности излучения при многократном пересечении скоплений ведёт к существенному уменьшению наблюдаемых красных смещений z и большей видимой светимости источников. С масштабным фактором прямо связаны нормальные красные смещения z' фотонов, не прошедших скопления и дающие истинные расстояния, которые больше, чем следуют из z . Эффекты усиливаются для удалённых объектов из-за меньших расстояний между скоплениями в ранние периоды. Наличие эффектов консервации излучения ведёт не только к новым и более точным методам анализа данных во внегалактической астрофизике и космологии, но и к пересмотру масштабов расстояний и свойств объектов всех классов.

PACS: 98.80.Es, 97.60.Bw, 98.65.Cw, 98.62.Py, 98.62.Ck, 98.62.Qz, 98.80.Jk, 98.70.Vc
космология, скопления галактик, гравитация, сверхновые, красное смещение

Содержание

Введение	8
1. Области консервации излучения в скоплениях и их размеры	9
2. Уменьшение наблюдаемых красных смещений по сравнению с нормальными из-за эффекта консервации в скоплениях	12
3. Поправки эффектов консервации для видимых светимостей и красных смещений сверхновых типа Ia.....	14
Заключение.....	16
Литература.....	16

Введение

В основе современной физической космологии лежит космологический принцип, который подтверждается почти всеми наблюдательными данными при усреднении по достаточно крупным областям. Однако, для наблюдательных данных, получаемых с помощью излучения, необходим аккуратный учёт влияния на этот поток излучения неоднородностей масштаба скоплений галактик.

¹ *Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент, Узбекистан, zahidzahir@theor-phys.org*

До сих пор при изучении воздействия гравитационного поля скопления на проходящее через него излучение рассматривалось только обычное смещение частоты из-за изменения гравитационных потенциалов $\delta\phi$, аналогичный квадратичному Доплер-эффекту, который в таких слабых полях скоплений несущественен.

В предыдущей статье [1] была предложена и развита принципиально новая идея о том, что при прохождении излучения через *гравитационно-связанные области* (ГСО), наибольшими из которых являются скопления галактик, из общей теории относительности (ОТО) следует намного более значительный эффект смещения частоты: внутри ГСО ($r < r_s$), где расстояния между точками не растут со временем, *не будет и космологического растяжения длин волн* и поэтому *при выходе из скопления частота и интенсивность излучения будут больше, чем у потока, нормально расширявшегося вне скопления*.

Соответствующая задержка роста длины волны излучения, прошедшего скопление, является обратной стороной космологического красного смещения (аналога *линейного* Доплер-эффекта) и уже при $r_s \sim 2$ Мпс имеет порядок $\Delta z_s \sim 2r_s H_0 / c \sim 10^{-3}$, где $H_0 = h_0 \cdot 100$ км/(сек·Мпс) - постоянная Хаббла. Поправка кажется малой для одного скопления, но если учесть, что её надо умножить на число N пройденных излучением скоплений, то ситуация кардинально меняется. Для удалённых источников с $z \sim 1 \div 2$ мы имеем $N \sim 10^2 \div 10^3$ и величина задержки наблюдаемых красных смещений в ГСО по сравнению с однородным миром достигает порядка: $\Delta z = N \Delta z_s \sim N \cdot 10^{-3} \sim 0.1 \div 0.6$. Далее с ростом z задержка ещё возрастёт из-за большей близости скоплений в более ранние эпохи.

Таким образом, изменения в наблюдательных данных даже в нижнем пределе, рассмотренном в [1], оказались настолько существенными, что выводы об истинных свойствах внегалактических объектов, а также о соответствии наблюдениям космологических моделей становятся корректными только после учёта поправок, вносимых этими новыми эффектами. Это ставит задачу пересмотра наблюдательных данных для всех внегалактических источников и нахождения их истинных светимостей и космологических красных смещений.

В данной статье строится последовательная теория учёта влияния на проходящее излучение наиболее крупных ГСО, таких как группы и скопления галактик. В разделах 1 и 2 приведена теория эффектов консервации и получены формулы для поправок, а в разделе 3 проведено сравнение с наблюдениями для SN 1a. Применения к реликтовому потоку рассматриваются во второй части статьи [2].

1. Области консервации излучения в скоплениях и их размеры

В ньютоновской теории гравитация есть лишь одна из сил и в её рамках объекты в ГСО, такие как галактики в скоплениях, считаются участвующими в космологическом расширении, а гравитация только стягивает их обратно. Так как фотоны, проходящих через скопления, не удерживаются гравитацией, приходилось считать, что их длина волны продолжает растягиваться и внутри скоплений тоже. По инерции эта же скрытая гипотеза проникла и в ОТО, хотя и противоречит ей.

Дело в том, что в ОТО как гравитация, так и космологическое расширение есть свойства пространства-времени и оба явления связаны с изменением в данной

области метрики, задающей как темп процессов, так и масштаб расстояний между объектами. В областях между скоплениями галактик метрика определяется космологическим линейным элементом:

$$ds^2 = d\tau^2 - a^2(\tau) \cdot d^2\Omega_{(3)}(r, \theta, \varphi), \quad r > r_s, \quad (1)$$

где τ , $a(\tau)$ и $d^2\Omega_{(3)}$ есть соответственно собственное время, космологический масштабный фактор и метрика 3-пространства (в единицах a), а r_s есть радиус ГСО. Расстояния и длины волн фотонов при этом растягиваются с ростом $a(\tau)$, а метрика определяется космологической средней плотностью материи $\rho_m \sim 10^{-31} \div 10^{-30} \text{ г/см}^3$.

Внутри и в ближайших окрестностях скоплений галактик метрика определяется на два-три порядка большей средней плотностью материи скопления $\rho_{m,cl} \sim 10^{-27} \div 10^{-28} \text{ г/см}^3$. При таком соотношении космологической и местной плотностей здесь доминирует локальная метрика $g_{ik}(r)$, которая в среднем статична и в основной части этого объёма практически не зависит от $a(\tau)$:

$$ds^2 = g_{00}(r)d\tau^2 + g_{11}(r)dr^2 - r^2 d^2\Omega_{(2)}(\theta, \varphi), \quad r < r_s. \quad (2)$$

Эта область, таким образом, фактически не участвует в космологическом расширении.

В приближении сферически-симметричного и однородного распределения материи в скоплении метрика даётся фридмановской метрикой закрытой модели, но уже с постоянным локальным масштабным фактором $\tilde{a} = const$ [2]. В приближении же центрально-симметричного распределения, когда основная масса скопления находится вблизи центра, компоненты $g_{00}(r)$, $g_{11}(r)$ в большей части скопления задаются компонентами статической шварцшильдовской метрики [3].

При строгом подходе необходимо «сшить» эту «внутреннюю» статическую метрику с «внешней» космологической на некотором расстоянии $r = r_s$ от центра инерции скопления. При этом зависимость от времени положения этой точки из-за роста $a(\tau)$ мало влияет на процессы в самом скоплении. Так как поле скопления слабое, а скорости удаления от него нерелятивистские, то для расчёта наблюдаемых эффектов достаточно ньютоновского приближения.

Пусть центр инерции скопления галактик покоится относительно реликтового фона. Частичный переход статической метрики скопления в переменное космологическое начинается вне некоторого расстояния от центра скопления r_s , где появляется ненулевая скорость удаления локально-инерциальной системы отсчёта, также покоящейся относительно реликтового фона. Этот радиус «нулевого ускорения» r_s , когда «ускорение» этой системы отсчёта $H_0^2 r_s$, связанная со скоростью разбегания $v_H = H_0 r$, компенсируется её гравитационным ускорением в поле скопления массы M , даётся выражением:

$$H_0^2 r_s = \frac{GM}{r_s^2}, \quad r_s = \frac{(GM)^{1/3}}{H_0^{2/3}}. \quad (3)$$

На расстоянии $r > r_s$ ненулевая скорость удаления от скопления описывается «квази-хаббловским» законом $v_{H,s}(r) = H_s r$, где $H_s(r)$ есть квази-хаббловский параметр, который меньше H_0 из-за гравитации скопления. В этой переходной области имеет место частичная задержка роста космологического красного смещения. Здесь гравитационное ускорение лишь частично компенсирует «космологическое» и в отличие от (3) имеется ненулевое остаточное ускорение, ведущее к скорости удаления $v_{H,s}(r)$:

$$H_s^2 r = H_0^2 r - \frac{GM}{r^2}, \quad H_s = H_0 \sqrt{1 - \frac{r_s^3}{r^3}}, \quad r > r_s. \quad (4)$$

Как видим, за пределами ГСО H_s достаточно быстро приблизится к H_0 (Рис 1) и в интервале от r_s до $1.5r_s$ величина H_s вырастает от нуля до 84% от H_0 .

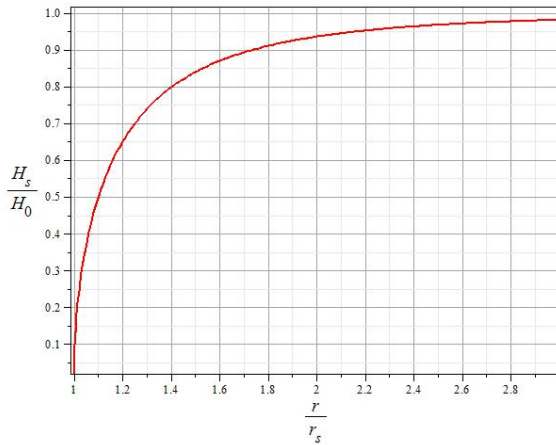


Рис. 1. График восстановления скорости удаления от скопления галактик $0 \leq H_s(r) < H_0$ в переходной области $r_s \leq r \leq 3r_s$.

расстояния между ними, так что в первом приближении можем считать, что изменения расстояний связаны только с космологическим расширением. Это даёт:

$$\Delta l_c = \Delta l_{0c} \frac{a}{a_0}, \quad \Delta l_g = \Delta l_{g0} \frac{H_0^{2/3}}{H^{2/3}}, \quad (5)$$

$$f = \frac{\Delta l_g}{\Delta l_c} = f_0 \frac{a_0 H_0^{2/3}}{a H^{2/3}}. \quad (6)$$

При $h_0 = 0.70$ для интервала масс скоплений $M = (10^{12} \div 10^{15}) M_\odot$ (M_\odot - масса Солнца) для размеров ГСО получаем следующие нижние пределы: $r_{se} > (1.2 \div 12.1)$ Мпс и $\Delta l_g > (2.4 \div 24.2)$ Мпс [1].

Поэтому эффективный радиус ГСО вокруг одного скопления r_{se} несколько больше r_s , а радиус ГСО между центрами двух в среднем одинаковых скоплений $\Delta l_g \approx 2.5 r_s$.

Среднее расстояние между центрами соседних скоплений обозначим как Δl_c , а отношение $\Delta l_g / \Delta l_c$ обозначим как f . Далее $f_0 = \Delta l_{g0} / \Delta l_{c0}$ можно считать параметром, определяемым из наблюдений достаточно представительного набора близких к нам скоплений [1].

Средние массы скоплений меняются намного медленнее, чем

2. Уменьшение наблюдаемых красных смещений по сравнению с нормальными из-за эффекта консервации в скоплениях

Наблюдаемое красное смещение z фотона определяется отношением собственных длин волн при регистрации (λ_r) и испускании (λ_e), тогда как соотношение космологических масштабных факторов в моменты регистрации (a_0) и испускания (a_z) определяет нормальное (“эффективное”) красное смещение \bar{z} , которое фотоны имели бы, если бы не пересекали ГСО:

$$\frac{\lambda_r}{\lambda_e} = 1 + z, \quad \frac{a_0}{a_z} = 1 + \bar{z}. \quad (7)$$

В однородном мире эти два определения совпадают, что даёт $z = \bar{z}$ и в фридмановской модели уравнение для относительного роста длин волн имеет вид:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a}. \quad (8)$$

Однако, при наличии ГСО эти определения не эквивалентны и $z < \bar{z}$. Основное изменение в характере роста длины волны λ излучения от внегалактических источников состоит в том, что при прохождении фотонами расстояния Δl_c между соседними скоплениями λ растёт не везде, а только вне Δl_g , т.е. в части этого расстояния, равной $(1-f)\Delta l_c$. Соответственно, $\Delta\lambda$ растёт не на всём интервале изменения масштабного фактора Δa , а только в его части, равном $\Delta a \cdot (1-f)$ и вместо (8) будем иметь новое уравнение:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a}(1-f). \quad (9)$$

С учётом (6) это уравнение приобретает вид:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a} - \bar{w} \frac{da}{a^2 H^{2/3}}, \quad (10)$$

где $\bar{w} = f_0 a_0 H_0^{2/3}$. Для её решения нужно выбрать космологическую модель, дающую конкретную зависимость $H(a)$.

В стандартной закрытой модели ОТО (без тёмной энергии) с максимальным радиусом расширения $a_m = 2GM / c^2$, где $M = (4\pi / 3)\rho_0 a_0^3$, имеем:

$$H(a) = \frac{a_m^{1/2} c}{a^{3/2}} (1 - a / a_m)^{1/2} \quad (11)$$

и уравнение (10) переходит в:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a} - w \frac{da}{a(1 - a / a_m)^{1/3}}, \quad (12)$$

где $w = f_0 y_0$, $y_0 = (1-b)^{1/3}$ и $b = a_0 / a_m$. Интегрирование этого уравнения даёт искомую связь между z и \bar{z} :

$$1 + z = (1 + \bar{z}) \cdot \frac{\exp\{3^{1/2} w \cdot \arctan[(1 + 2y_z) / 3^{1/2}]\}}{G \cdot [1 + 3y_z / (1 - y_z)^2]^{w/2}} \quad (13)$$

где:

$$y = (1 - a / a_m)^{1/3} = [1 - b / (1 + \bar{z})]^{1/3}, \quad (14)$$

$$G = \frac{\exp\{3^{1/2} w \cdot \arctan[(1 + 2y_0) / 3^{1/2}]\}}{[1 + 3y_0 / (1 - y_0)^2]^{w/2}}. \quad (15)$$

Для выражения \bar{z} через z нам нужно обратить (13), что аналитически очень сложно и мы сможем сделать это путём некой аппроксимации. Несмотря на громоздкость (13), численно зависимость $z(\bar{z})$ оказывается гладкой (Рис. 2), так

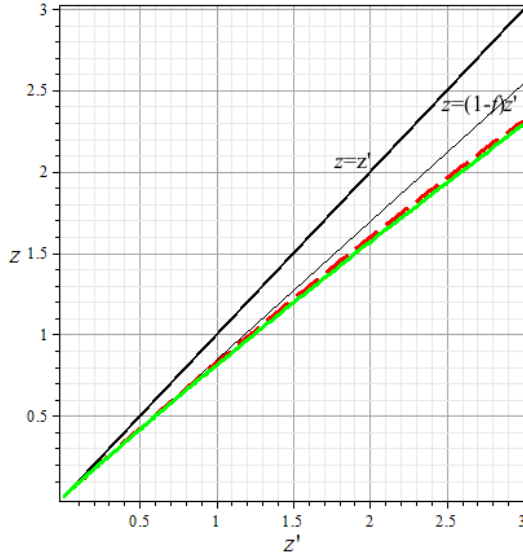


Рис. 2. Зависимость $z(\bar{z})$ с $b = 0.3$, $f_0 = 0.15$
а) зелёная линия – с точным учётом ГСО в (13);
б) штриховая – аппроксимация (16) с $\alpha = 1/2$.

что, взяв первые два члена разложения в ряд правой части (13) и используя поправочный коэффициент α , получаем:

$$z \approx (1 - f_0)\bar{z} + Q \cdot \bar{z}^2, \quad (16)$$

где

$$Q = \frac{\alpha f_0}{6} \left(\frac{1}{1-b} - 4 + 3f_0 \right). \quad (17)$$

Далее для каждого сочетания параметров b, f_0 подбираем такой α , чтобы (13) и (16) давали близкие кривые для $z < 2$ и затем из (16) находим искомую связь:

$$\bar{z} \approx \frac{1-f_0}{2Q} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4Q \cdot z}{(1-f_0)^2}} \right) \quad (18)$$

$$\bar{z} \approx \frac{z}{1-f} \left(1 + \frac{Q \cdot z}{(1-f)^2} \right), \quad z \ll 1 \quad (19)$$

Рассмотрим теперь как эффекты консервации в ГСО изменяют видимые светимости. Если бы зарегистрированное излучение не прошло через ГСО, то у источника с абсолютной светимостью L была бы стандартная видимая светимость $\bar{l} = L / [4\pi d_0^2 \cdot (1 + \bar{z})^2]$, где d_0 - фотометрическое расстояние. Но, если поток в действительности проходил через ГСО, то \bar{l} необходимо выразить через видимую светимость l и другие величины.

Увеличение l из-за меньшего растяжения интервала времени пребывания фотонов и меньшего красного смещения их энергии даётся коэффициентом $B_{\delta z}^2$:

$$B_{\delta z}^2 = \left(\frac{a_0 / a_z}{\lambda_z / \lambda_0} \right)^2 = \left(\frac{1 + \bar{z}}{1 + z} \right)^2. \quad (20)$$

Нормальный поток вне скопления с телесным углом $\pi \varepsilon^2$ расширится больше, чем внутренний и произойдёт сужение пучка из-за консервации. Соответствующее увеличение l будет выражаться коэффициентом $C_{\delta \varepsilon}$, равным обратному отношению площадей, на которые при регистрации проецируются нормальный и суженный пучки. В фридмановских моделях радиус площадки, перпендикулярной лучу, растягивается пропорционально a и поэтому получаем:

$$C_{\delta z} = \frac{\pi \varepsilon_z^2}{\pi \varepsilon_{\bar{z}}^2} = \left(\frac{1 + \bar{z}}{1 + z} \right)^2 \quad (21)$$

Коэффициент уменьшения видимой светимости при дополнительном поглощении и рассеянии обозначим как $D_{\delta z}$. Он появляется из-за большей удалённости источников по сравнению с прежними оценками расстояний до них.

В итоге получаем, что истинная светимость источника \bar{l} связана с l как:

$$\bar{l} = l \cdot \frac{D_{\delta z}}{B_{\delta z}^2 C_{\delta z}^2} = l \cdot \left(\frac{1 + z}{1 + \bar{z}} \right)^4 D_{\delta z}, \quad (22)$$

т.е. чем дальше находится источник, тем \bar{l} меньше l . Таким образом, поправки к наблюдаемым данным для внегалактических объектов надо вносить не только на их красные смещения, но и на их видимые светимости или модули расстояния.

3. Поправки эффектов консервации для видимых светимостей и красных смещений сверхновых типа 1A

Таблицы наблюдательных данных, включающие наблюдаемые z и модуль расстояния $\mu(z) = m - M$, где M – абсолютная, а m – видимая звёздная величина, необходимо выразить также и через значения \bar{z} и $\bar{\mu}(\bar{z})$, вычисляемые используя (18) и (22), добавляя для них новые столбцы в таблицы. С модулем расстояния $\bar{\mu}_h(\bar{z})$, вычисляемой в теоретических моделях, сравниваются именно значения модуля расстояния $\bar{\mu}(\bar{z})$.

В (13) и (16) при $z \ll 1$ имеем $z \sim (1 - f_0) \cdot \bar{z} + O(\bar{z}^2)$, что ведёт либо к перенормировке H_0 , либо абсолютной звёздной величины M :

$$\bar{H}_0 = \frac{H_{obs}}{1 - f_0} \quad \text{или} \quad \bar{M} = M + 5 \lg(1 - f_0). \quad (23)$$

Для сверхновых типа 1a (SN 1a), используемых как космологические стандартные свечи, спектроскопически-подтверждённые данные имеются до $z \sim 1.91$. Как и в [1], мы будем пользоваться данными для 558 объектов компиляции Union 2.1 [6] (из 580 объектов не включены 7 с вкладом в χ^2 больше 6 и 15 имеющиеся в [10]), добавив три наиболее удалённых SN 1a с $z = 1.55$ [7], $z = 1.71$ [8] и $z = 1.91$ [9], а также 33 объектов из "чистого" набора [10]. Данные по модулю расстояния для этого набора из $N = 594$ SN 1a описываются простой эмпирической формулой [1]:

$$\mu_{obs}(z) = 5 \lg(z + \gamma z^2) + 5 \lg(c / H_{obs}) \quad (24)$$

с параметрами $H_{obs} = 68,6$ км/(сек·Мпс) и $\gamma = 0.57$ при $\chi^2 / N = 0.90$.

При доле ГСО в расстоянии между центрами скоплений $f_0 = 0.15$ для наблюдаемых z из (18) получаем значения \bar{z} (Табл. 1). Как и в [1], величина фиолетового смещения δz в интервале $z = 1.0 \div 2.0$ возрастает с расстоянием почти вдвое, составляя 19-24% от \bar{z} .

Таблица 1. Значения наблюдаемых (z) и истинных (\bar{z}) красных смещений ($f_0 = 0.15$).

z	0,100	0,500	1,000	1,200	1,300	1,390	1,414	1,550	1,713	1,914
δz	0,018	0,103	0,238	0,302	0,336	0,369	0,378	0,430	0,498	0,588
\bar{z}	0,118	0,603	1,238	1,502	1,636	1,759	1,792	1,980	2,211	2,502
$\delta z / \bar{z}$	15,3%	17,1%	19,2%	20,1%	20,5%	21,0%	21,1%	21,7%	22,5%	23,5%

Поправки на поглощение и рассеяние излучения при прохождении гало галактик обычно берётся около $\Delta m \approx 0.03$ при $z = 1.0$. С учётом этой поправки и выражения (22) для истинного (неискажённого скоплениями) модуля расстояния получаем [1]:

$$\bar{\mu}_{obs}(\bar{z}) = \mu_{obs}(z) + 2 \cdot 5 \lg[(1 + \bar{z}) / (1 + z)] + (z - \bar{z}) \cdot 0.03 / z. \quad (25)$$

Наконец, явную зависимость модуля расстояния $\bar{\mu}_{obs}(\bar{z})$ от \bar{z} также представим в такой же форме, как и в (24), но уже с другими параметрами (Рис. 3):

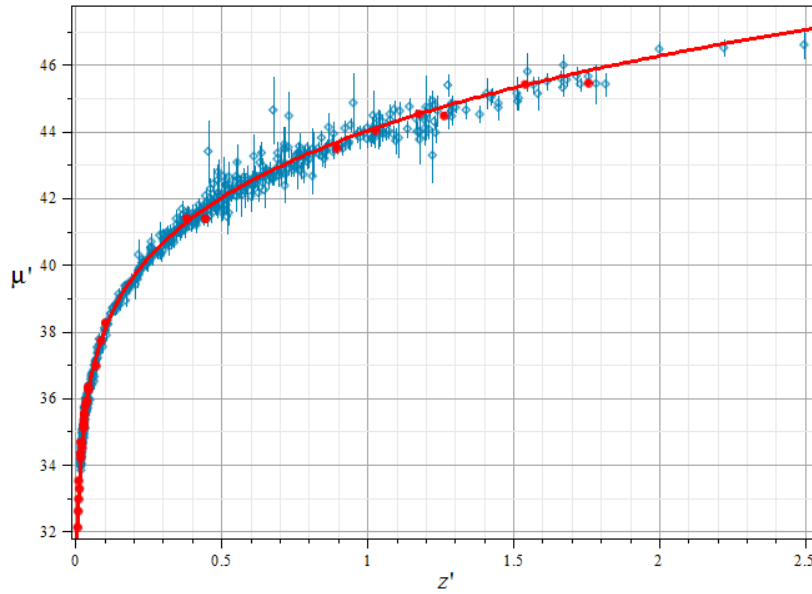


Рис. 3. Диаграмма модуль расстояния – красное смещение SNe Ia с учётом эффектов консервации. Значения $\bar{\mu}_{obs}(\bar{z}) = \bar{m} - \bar{M}$ и \bar{z} вычислены из (18) и (25) для 561 SN из [6-9] (треуг.) и 33 “чистых” SN из [10] (кружки). Кривая из эмпирической формулы (26) с $\bar{H}_{obs} = 80,7$ км/(сек·Мпс), $\bar{\gamma} = 0.71$.

$$\bar{\mu}_{obs}(\bar{z}) = 5 \lg(\bar{z} + \bar{\gamma} \cdot \bar{z}^2) + 5 \lg(c / \bar{H}_{obs}). \quad (26)$$

с $\chi^2 / N = 0.91$. Здесь $\bar{\gamma} = 0.71$ и $\bar{H}_{obs} = 80,7$ км/(сек·Мпс) если в соотношении (23) выбираем $H_{obs} = \bar{H}_{obs}(1 - f_0)$, оставляя M неизменным. При этом мы снова получаем значение $H_{obs} = 68,6$ км/(сек·Мпс) из (24).

Как уже отмечалось в [1], для более точного расчёта поправки на консервацию должны изучаться для каждого наблюдаемого объекта индивидуально, учитывая влияние каждого скопления галактик, который пройден

фотонами. После этого разброс видимых светимостей и красных смещений может стать гораздо меньше, что позволит с большей точностью определять параметры как самих объектов, так и космологических моделей.

Заключение

Итак, эффекты консервации z и интенсивности потока излучения в скоплениях галактик вносят существенный вклад в наблюдательные данные и обязательно должны учитываться для всех внегалактических источников. Расстояния до объектов при этом заметно возрастают, а их характеристики заметно меняются. Поэтому учёт этих эффектов обязателен для сравнения с наблюдениями любой космологической модели.

Наблюдения показывают, что стандартная закрытая модель ОТО (без тёмной энергии) по-прежнему расходится с наблюдениями для удалённых источников, так как поправки на эффекты задержки лишь сдвигают объекты практически по той же кривой для модуля расстояния к более высоким значениям красных смещений.

Другие следствия эффектов задержки и более детальное сравнение с наблюдениями космологических моделей будут приведены в последующих публикациях.

Литература

1. Закир З. (2013) *Теор. физ., астрофиз. и космол.*, **8**, 1, с. 1.
2. McVittie G. C. (1933) *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **93**, 325.
3. Einstein A., Straus E. G., *Rev. Mod. Phys.* (1945) **17**, 120; (1946) **18**, 148.
4. Carrera M. and Giulini D. (2010) *Rev. Mod. Phys.* **82**, 169.
5. Закир З. (2013) *Теор. физ., астрофиз. и космол.*, **8**, 1, с. 17.
6. Suzuki N. *et al.* (2012) *Astrophys. J.* **746**, 85.
7. Rodney, S. A., *et al.* (2012) *Astrophys J.*, **746**, 1, 5.
8. Rubin D. *et al.* (2013) *Astrophys J.*, **763**, 1, 35, 10 pp.
9. Jones D. O., *et al.* (2013) [arXiv:1304.0768](https://arxiv.org/abs/1304.0768) [astro-ph.CO].
10. Pruzhinskaya M. V. *et al.* (2011) *Astr. L.* **37**, 663.