

## Задержка красных смещений фотонов при прохождении гравитационно-связанных областей ревизует данные сверхновых

Захид Закир<sup>1</sup>

### Аннотация

В гравитационно-связанных областях (ГСО), наибольшими из которых являются скопления галактик, метрика в среднем статична и здесь объекты, включая излучение, не участвуют в космологическом расширении. В статье сообщается об открытии новых наблюдаемых эффектов для излучения, прошедшего такие области – задержке красных смещений  $z$  и увеличении светимости. Задержка роста длины волны проявляется как фиолетовое смещение по сравнению с нормально расширявшимся потоком, а задержка роста расстояний между фотонами в потоке ведёт к более высокой наблюдаемой светимости. Из-за меньших расстояний между скоплениями в более ранние эпохи поправки к наблюдаемым  $z$  и светимостям растут с расстоянием. Показано, что эффекты выключения излучения из потока расширения значительны и на два-три порядка превышают обычное гравитационное смещение частот в поле скоплений. Это существенно меняет оценки характеристик внегалактических объектов, а сравнение с наблюдениями космологических моделей становится корректным только после учёта этой задержки. Эффекты задержки существенно меняют также температуру и анизотропию реликтового фона и ведут к новым эффектам фиолетового смещения, которые могут, в частности, проявляться в наблюдениях как «тёмный поток».

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, сверхновые, скопления галактик, красное смещение, реликтовый фон*

Скопления галактик являются наиболее крупными *гравитационно-связанными областями* (ГСО) во Вселенной. В рамках общей теории относительности (ОТО) сразу же после открытия космологического расширения было установлено [1-3], что метрика пространства-времени в ГСО и в его близком окружении в среднем статична, а частичный переход к нестатической космологической метрике начинается вне некоторого радиуса  $r_s$ . Пусть центр масс скопления покоится относительно реликтового фона. Тогда вне  $r_s$  любая локально-инерциальная система отсчёта, также покоящаяся относительно реликтового фона, имеет отличную от нуля скорость удаления от скопления из-за участия в космологическом расширении. Объекты же в ГСО ( $r < r_s$ ) не участвуют в этом расширении и ведут себя как в обычном поле тяготения.

В таких областях со слабой гравитацией и нерелятивистских скоростях достаточно пользоваться ньютоновской теорией, в которой  $r_s$  есть “радиус нулево-

---

<sup>1</sup> *Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент, Узбекистан, zahidzakir@theor-phys.org*

го ускорения”, где "ускорение"  $H_0^2 r_s$  единичной массы, связанное со скоростью разбегания  $v_H = H_0 r$ , где  $H_0 = h_0 \cdot 100 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$  - постоянная Хаббла, уравновешено её гравитационным ускорением к скоплению массы  $M$ :

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

На расстоянии  $r > r_s$  ненулевая скорость удаления от скопления подчиняется «квази-хаббловскому» закону  $v_{H,s}(r) = H_s r$ , где  $H_s(r)$  есть квази-хаббловский параметр, который меньше по сравнению с  $H_0$  из-за гравитации скопления. В этой переходной области имеет место частичная задержка роста космологического красного смещения. Здесь гравитационное ускорение лишь частично компенсирует «космологическое» и вместо (1) теперь имеется ненулевой баланс ускорений:

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

Как видим, за пределами ГСО  $H_s$  достаточно быстро приблизится к  $H_0$ : при  $r = (1.25; 1.5; 2.0; 2.5) r_s$  мы получаем  $H_s = (0.70; 0.84; 0.94; 0.97) H_0$ , то есть в интервале от  $r_s$  до  $1.5 r_s$  величина  $H_s$  вырастает от нуля до 84% от  $H_0$ .

Введём для простоты  $r_{se}$  как эффективный радиус ГСО скопления, внутри которого расширение отсутствует точно, но вне его происходит в полном объёме. Мы можем взять  $\Delta l_g \simeq 2.5 r_{se}$  как эффективный размер ГСО между соседними скоплениями средней массы или как размер области задержки. При  $h_0 = 0.70$  для масс  $M = 10^{12} \div 10^{15} M_\odot$  ( $M_\odot$  - масса Солнца) значения  $r_s$  и  $\Delta l_g$  приведены в Табл. 1. Таким образом, приняв среднее расстояние между скоплениями в нашу эпоху  $\Delta l_c \sim 5 \div 15 \text{ Мпс}$ , видим, что  $\Delta l_g$  занимает 10÷50%  $\Delta l_c$ . Для грубых оценок мы можем взять для него интервал значений:  $\Delta l_g \sim (0.15 \div 0.3) \Delta l_c$ .

**Таблица 1.** Размеры ГСО скоплений (Мпс)      Итак, при прохождении излучения через

$M/M_\odot$	$10^{12}$	$10^{13}$	$10^{14}$	$10^{15}$
$r_s$	1.2	2.6	5.6	12.1
$\Delta l_g$	3.0	6.5	14.0	30.0

ГСО скоплений галактик красные смещения не растут, интенсивности и другие характеристики меняются как в статическом мире и становятся нормальными (как в расширяющемся мире) только после выхода из неё.

Нормальное (или эффективное) красное смещение  $\bar{z}$  фотонов без влияния ГСО непосредственно связано с космологическими масштабными факторами при испускании  $a_{\bar{z}}$  и при регистрации  $a_0$ , в то время как собственные длины волн фотона при излучении  $\lambda_e$  и при регистрации  $\lambda_r$  связаны с наблюдаемым красным смещением  $z$ :

$$\frac{a_0}{a_{\bar{z}}} = 1 + \bar{z}, \quad \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = 1 + z, \quad (3)$$

В однородном мире эти два определения эквивалентны, тогда как в присутствии ГСО  $z < \bar{z}$  и поправка на эффект задержки  $\delta z = \bar{z} - z$  проявляется как эффективное *фиолетовое смещение*, уменьшающее  $\bar{z}$ .

Относительное фиолетовое смещение  $\delta z / \bar{z} = 1 - z / \bar{z}$  в среднем равно отношению пути фотона  $\delta l_{\bar{z}}$  в  $N$  ГСО к полному пути  $l_{\bar{z}} = c(\tau_0 - \tau_{\bar{z}})$ , где  $\tau$  космологическое собственное время. При космологическом расширении средняя масса скоплений меняется существенно медленнее, чем среднее расстояние между ними, так что в первом приближении мы можем положить  $\Delta l_{g(i)} \approx \Delta l_g$  и  $\delta l_{\bar{z}} = \sum_i \Delta l_{g,i} \approx N \Delta l_g = \delta l_g$ , что даёт:

$$\frac{\delta z}{\bar{z}} = \frac{\delta l_{\bar{z}}}{l_{\bar{z}}} \approx \frac{\delta l_g}{l_{\bar{z}}} \rightarrow \frac{l_0}{l_{\bar{z}}} f_g. \quad (4)$$

Здесь  $f_g \equiv \delta l_g / l_0 \approx \Delta l_g / \Delta l_c$  есть отношение пути фотона в ГСО скоплений к нынешнему расстоянию до источника  $l_0 = a_0 \chi_0 \approx a_0 \chi_{\bar{z}}$ . При  $z \ll 1$  мы имеем  $z \sim (1 - f_g) \cdot \bar{z}$ , что ведёт к перенормировке  $H_{obs}$  делением на фактор  $1 - f_g$ .

В первом модельно-независимом приближении, дающем нижний предел для  $\delta z$ , мы можем взять как  $l_{\bar{z}}$  среднее-арифметическое расстояний до источника при испускании и регистрации фотона  $l_{\bar{z}} \approx (a_0 \chi_0 + a_{\bar{z}} \chi_{\bar{z}}) / 2$ . Учитывая, что  $\chi_0 \simeq \chi_{\bar{z}}$  и используя (3)-(4) тогда получаем:

$$l_{\bar{z}} \approx \frac{l_0}{2} \left( 1 + \frac{a_{\bar{z}}}{a_0} \right) = l_0 \frac{1 + \bar{z} / 2}{1 + \bar{z}}, \quad (5)$$

$$\delta z \approx \frac{\bar{z}(1 + \bar{z})}{1 + \bar{z} / 2} f_g, \quad (6)$$

что даёт:

$$z = \bar{z} - \delta z = \frac{\bar{z}}{1 + \bar{z} / 2} \left[ (1 - f) + \left( \frac{1}{2} - f \right) \bar{z} \right]. \quad (7)$$

В выбранной космологической модели фотометрическому расстоянию  $d_0$  соответствует некое значение  $\bar{z}$ , что позволяет из (7) вычислить  $z$  и сравнить модель с наблюдениями. Но, так как  $\delta z$  есть поправка к данным, то желательно ввести её в данные и таблицы данных для красных смещений и звёздных величин представлять в терминах  $\bar{z}$ , обратив (7):

$$\bar{z} = \frac{1}{1 - 2f} \left[ \sqrt{(1 - f)^2 + (1 - 3f)z + z^2 / 4} - (1 - f) + \frac{z}{2} \right]. \quad (8)$$

Рассмотрим теперь последствия для видимой светимости излучения выключения от расширения при прохождении ГСО. У источника с абсолютной светимостью  $L$  при распространении фотонов в однородном пространстве была бы стандартная видимая светимость  $\bar{l} = L / [4\pi d_0^2 (1 + \bar{z})^2]$ . Для излучения, прошедшего ГСО  $\bar{l}$  должна быть выражена через наблюдаемую видимую светимость  $l$  как:

$$\bar{l} = l \cdot \frac{D_{\delta z}}{B_{\delta z}^2 C_{\delta \varepsilon}^2} \approx l \cdot B_{\delta z}^{-4} D_{\delta z}. \quad (9)$$

Здесь усиление  $l$  из-за задержки роста красного смещения даётся коэффициентом  $B_{\delta z} = (1 + \bar{z}) / (1 + z)$  и из-за сужения пучка при задержке  $C_{\delta \varepsilon} = 1 + \delta \varepsilon / \varepsilon$  - невозмущённый пучок вне ГСО с телесным углом  $\pi \varepsilon^2$  расширяется дополнительно. Оценка показывает, что  $C_{\delta \varepsilon} \simeq B_{\delta z}$  и (9) упрощается. Коэффициент  $D_{\delta z} > 1$  выражает уменьшение видимой светимости при поглощении и рассеивании из-за большей удалённости источника.

Наблюдательные данные для источников обычно табулированы как связь между  $z$  и модулем расстояния  $\mu(z) = m - M$ , где  $m$  и  $M$  - видимая и абсолютная звёздные величины. Внося поправки эффектов задержки к  $z$  и  $m$ , мы вычисляем  $\bar{z}$  и  $\bar{\mu}(\bar{z})$  из (7)-(9), добавляем их в качестве новых колонок таблицы данных и сравниваем с  $\bar{\mu}_{th}(\bar{z})$  вычисляемым из модели.

Для сверхновых типа 1a (SN 1a), принятых как космологические стандартные свечи, спектроскопически-подтверждённые данные для  $\mu_{obs}(z)$  имеются до  $z \sim 1.91$ . Мы используем данные для 558 объектов из компиляции Union 2.1 [4] - из полного набора 580 объектов 7 с вкладом в  $\chi^2$  больше 6 исключили, а для 15 данные используем из [8]. К этому набору добавили три наиболее удалённых SN 1a с  $z = 1.55$  [5],  $z = 1.71$  [6] и  $z = 1.91$  [7], а также 33 объекта "чистого" набора [8]. Данные по модулю расстояния для этого набора из  $N = 594$  SN 1a (взятые с  $M = -19.31$ ) хорошо описываются ( $\chi^2 / N = 0.90$ ) простой эмпирической формулой:

$$\mu_{obs}(z) = 5 \lg(z + \gamma z^2) + 5 \lg(c / H_{obs}) \quad (10)$$

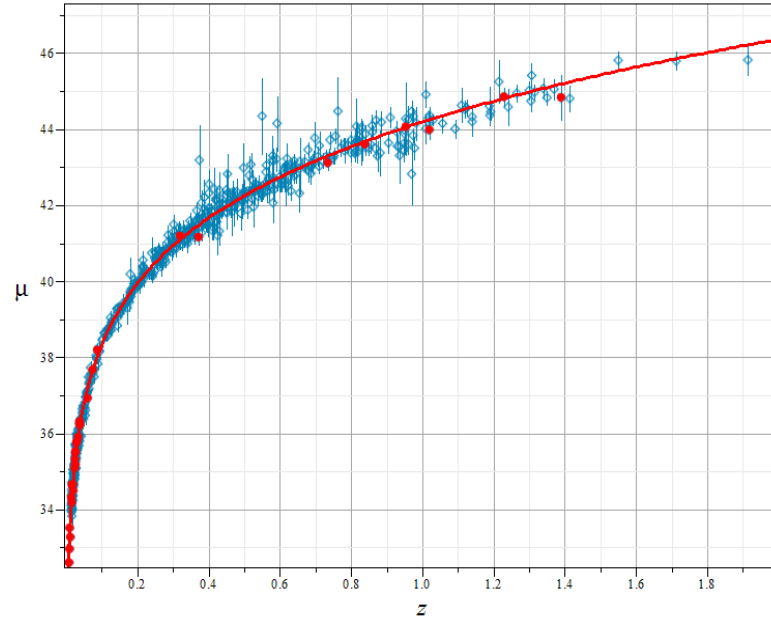
при значениях параметров  $H_{obs} = 68,6$  км/(сек·Мпс) и  $\gamma = 0.57$  (Рис. 1).

При практически нижнем пределе  $f_0 = 0.15$  доли ГСО в среднем расстоянии между скоплениями для наблюдаемых  $z$  из (8) получаем значения практически нижние пределы поправок  $\delta z$  и соответствующие  $\bar{z}$ , которые приведены в Табл. 2 и Рис. 2.

**Таблица 2.** Значения наблюдаемых ( $z$ ) и истинных ( $\bar{z}$ ) красных смещений при  $f_0 = 0.15$ .

$z$	0.100	0.500	1.000	1.200	1.300	1.390	1.414	1.550	1.713	1.914
$\delta z$	0.019	0.114	0.263	0.329	0.363	0.394	0.402	0.450	0.509	0.582
$\bar{z}$	0.119	0.614	1.263	1.529	1.663	1.784	1.816	2.000	2.222	2.496
$\delta z / \bar{z}$	16,0%	18,6%	20,8%	21,5%	21,8%	22,1%	22,1%	22,5%	22,9%	23,3%

Как видим, величина фиолетового смещения  $\delta z$  в интервале  $z = 1.0 \div 2.0$  возрастает с расстоянием почти вдвое, составляя 20-24% от  $\bar{z}$ . При  $f_0 > 0.15$  поправки возрастут и станут ещё более значительными.



**Рис.1.** Диаграмма модуль расстояния – красное смещение SNe Ia для наблюдаемых  $\mu_{obs} = m - M$  и  $z$ . Данные для 561 SN из [4-7] (синие треуг.), для 33 “чистых” SN Ia из [8] (красные круги). Кривая соответствует эмпирической формуле (10) при  $H_{obs} = 68,6$  км/(сек·Мпс) и  $\gamma = 0.57$ .

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 (9) для предварительной оценки величины эффектов задержки для истинного (неискажённого ГСО) модуля расстояния можем принять выражение:

$$\bar{\mu}_{obs}(\bar{z}) \approx \mu_{obs}(z) + 2 \cdot 5 \lg[(1 + \bar{z}) / (1 + z)] + (z - \bar{z}) \cdot 0.03 / z. \quad (11)$$

Наконец, кривую аппроксимирующую модуль расстояния  $\bar{\mu}_{obs}(\bar{z})$  также можем представить в такой же форме, как и в (10), но только при немного других значениях параметров (Рис. 2):

$$\bar{\mu}_{obs}(\bar{z}) = 5 \lg(\bar{z} + \bar{\gamma} \cdot \bar{z}^2) + 5 \lg(c / \bar{H}_{obs}). \quad (12)$$

где  $\bar{\gamma} = 0.69$  и  $\bar{H}_{obs} = 80,7$  км/(сек·Мпс) при  $\chi^2 / N = 0.90$ . Из соотношения:

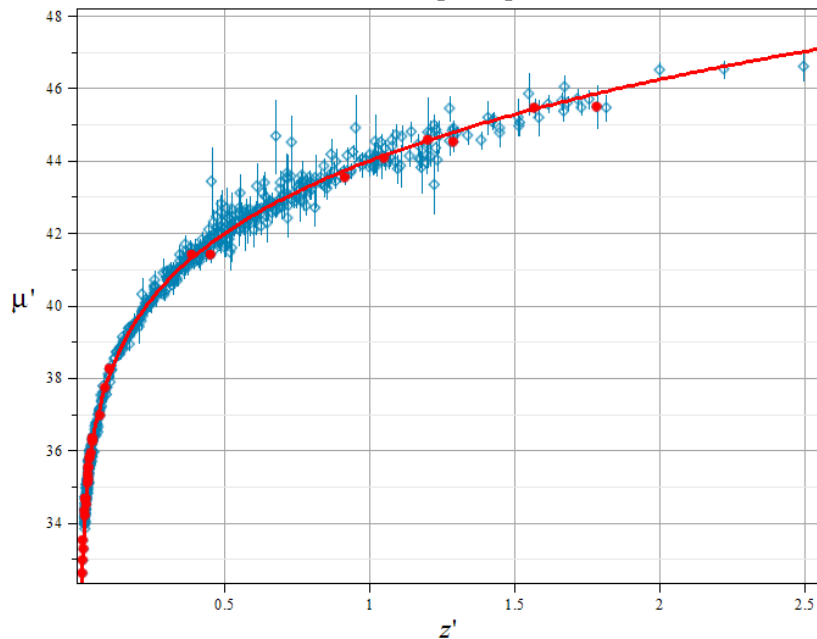
$$H_{obs} = \bar{H}_{obs} (1 - f_0), \quad (13)$$

получаем прежнее значение  $H_{obs} = 68,6$  км/(сек·Мпс).

Для более точного расчёта требуется найти поправки на эффекты задержки к каждому наблюдаемому объекту индивидуально, учитывая влияние каждого скопления галактик, который пройден фотонами. После этого разброс видимых светимостей и красных смещений объектов, вероятно, станет гораздо меньше и параметры будут определены точнее.

Таким образом, задержка роста  $z$  и более высокая светимость потока, прошедшего ГСО скоплений галактик, существенно изменяет наблюдательные данные и они должны быть приняты во внимание для всех внегалактических источников хотя бы усреднённо, а для большей точности индивидуально.

Расстояния до объектов заметно увеличиваются, а их светимости уменьшаются, соответственно изменяются почти все их характеристики.



**Рис. 2.** Диаграмма модуль расстояния – красное смещение SNe Ia с учётом эффектов консервации. Значения  $\mu' \equiv \bar{\mu}_{obs}(\bar{z}) = \bar{m} - \bar{M}$  и  $z' \equiv \bar{z}$  вычислены для объектов из Рис.1. используя (8) и (11), кривая соответствует эмпирической формуле (12) при  $\bar{H}_{obs} = 80,7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ ,  $\bar{\gamma} = 0.69$ .

Далее коротко рассмотрим воздействие эффектов задержки на температуру реликтового микроволнового фона. Из-за прохождения большого числа неоднородностей наблюдаемому красному смещению реликтового потока  $z \sim 10^3$  должно соответствовать большее невозмущённое красное смещение  $\bar{z} > z$  и меньшая температура. Это означает меньшие  $a_z$  и большие плотности в эпоху рекомбинации, что существенно меняет стандартную картину рекомбинации, в том числе и механизмы генерации наблюдаемой анизотропии.

Главное изменение парадигмы состоит в отходе от утверждения о почти стерильном распространении реликтового потока после эпохи рекомбинации (с небольшими поправками на вклады известных эффектов) – задержка падения температуры при прохождении многих ГСО существенна и это радикально изменяет поток. В частности, появляется новое объяснение большей части наблюдающейся угловой анизотропии как результата эффектов задержки на скоплениях нашего ближайшего окружения.

Наблюдательным проявлением такого механизма мог бы быть обнаруженный эффект “тёмного потока” [9], который в главной части может быть предсказываемым данной трактовкой относительным фиолетовым смещением из-за эффектов задержки в скоплениях.

Более детальное исследование эффектов задержки, их влияния на реликтовый фон, а также на параметры объектов и Вселенной будет представлено в последующих публикациях [10].

### Литература

1. McVittie G. C. (1933) *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **93**, 325.
2. Einstein A., Straus E. G., *Rev. Mod. Phys.* (1945) **17**, 120; (1946) **18**, 48.
3. Carrera M. and Giulini D. (2010) *Rev. Mod. Phys.* **82**, 169.
4. Suzuki N. *et al.* (2012) *Astrophys. J.* **746**, 85.
5. Rodney, S. A., *et al.* (2012) *Astrophys J.*, **746**, 1, 5.
6. Rubin D. *et al.* (2013) *Astrophys J.*, **763**, 1, 35, 10 pp.
7. Jones D. O., *et al.* (2013) [arXiv:1304.0768](https://arxiv.org/abs/1304.0768) [astro-ph.CO].
8. Pruzhinskaya M. V. *et al.* (2011) *Astr. L.* **37**, 663.
9. Kashlinsky A. *et al.* (2011) *Astrophys. J.* **732**, 1.
10. Закир З. (2013) *Теор. физ., астрофиз. и космол.*, **8**, 1, с.8; **8**, 1, с.17.