

Глобальное и локальное гравитационные красные смещения в космологии и их следствия для теории и наблюдений

Захид Закир¹

Аннотация

Сформулирована последовательная теория гравитационного красного смещения (ГКС) в космологии. Глобальное ГКС возникает из-за ослабления гравитационного замедления времени при уменьшении плотности вещества за время движения фотонов. Локальный ГКС возникает из-за ослабления гравитации сферы между наблюдателем и источником в расширяющемся мире, так как фотоны, испускаемые при меньшем радиусе, прибывают при большем. При этом в статическом мире обмен фотонами на периферии этой сферы не ведёт к ГКС. Во всех случаях фотоны от наблюдателя к источнику имеют тот же ГКС, что и фотоны от источника к наблюдателю, что согласуется с космологическим принципом. Рассмотрены следствия локальной и глобальной ГКС для космологических моделей и их параметров, а также поправки к данным по далёким объектам и реликтовом фоне. В Приложении показана несостоятельность двух прежних трактовок гравитационного сдвига в космологии. Они: а) не учитывали глобальный ГКС; б) получали локальный ГКС не из поля сферы между источником и наблюдателем, а из полей сфер вокруг одного из них; в) противоречили друг другу (знаки сдвигов обратные); г) нарушали космологический принцип (изменение направления распространения меняет знак сдвига) и д) были основаны на заблуждении, что фридмановская модель якобы уже содержит гравитационное смещение.

Ключевые слова: космологические модели, космологическое красное смещение, эффект Доплера, космологический принцип, реликтовое излучение

Содержание

Введение.....	1
1. Теория гравитационного смещения частот в космологии.....	3
1.1. Новый метод учёта гравитации в однородной среде и два вида ГКС.....	3
1.2. Глобальное ГКС.....	4
1.3. Локальное ГКС.....	5
1.4. Полное ГКС и его комбинации с другими видами красного смещения.....	6
2. Следствия двух видов ГКС в космологии.....	7
2.1. Следствия ГКС для моделей космологии и интерпретации данных.....	7
2.2. Следствия ГКС для реликтового фона и ранней вселенной.....	8
Заключение.....	9
Приложение. Несостоятельность двух прежних трактовок гравитационного смещения в космологии.....	9
Литература.....	11

Введение

В качестве основных механизмов смещения частот фотонов в космологии обычно рассматривались два эффекта - эффект Доплера и растяжение длин волн в ходе расширения пространства, которые имеют линейную часть в формуле зависимости

¹ *Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент Узбекистан, zzakir@qgph.org, ORCID*

красного смещения от расстояния. Для более далёких объектов следовало учесть ещё и третий механизм - гравитационное смещение частот, вклад которого очень мал для близких объектов, но он растёт пропорционально квадрату расстояния и становится существенным для далёких объектов. Однако, две прежние попытки его учёта оказались ошибочными и целью данной статьи является формулировка последовательной теории гравитационного смещения частот в космологии.

Гравитационное смещение частот, которое в первом приближении имеется уже в ньютоновской гравитации, было предсказано Эйнштейном в рамках общей теории относительности (ОТО) [1] и позже было подтверждено во многих экспериментах. Также была экспериментально подтверждена физическая трактовка гравитационного смещения в ОТО как результата различия темпа локальных собственных времён вблизи источника и наблюдателя [2].

Поэтому, будучи одним из базовых эффектов ОТО, гравитационное смещение должно было учитываться в космологии. Однако, в начальный период создания релятивистской космологии оно игнорировалось из-за малости его вклада для близких объектов. Когда же появились более точные данные о далёких объектах, то заблуждения в трактовке и ошибки в расчёте вклада гравитационного смещения задержали его учёт как в теоретической, так и в наблюдательной космологии. В результате, предсказания моделей для далёких объектов делались без учёта этого смещения, а данные наблюдений использовались для проверки этих моделей также без поправки на этот эффект. Всё это сделало недостаточно адекватными реальности как теорию, так и обработку данных в отношении достаточно далёких источников.

В ранних трактовках гравитационного смещения в космологии использовались два метода. В первом методе Бонди [3] рассматривал движение фотонов *в сфере вокруг источника* (сфера В на Рис. 1) и для фотонов, прибывших к наблюдателю, предсказывал *красное* гравитационное смещение. Во втором методе Зельдович и Новиков [4] (см. также [5,6]) исходили из движения фотонов *в сфере вокруг наблюдателя* (сфера А на Рис. 1), и для тех же фотонов предсказывали *фиолетовое* гравитационное смещение.

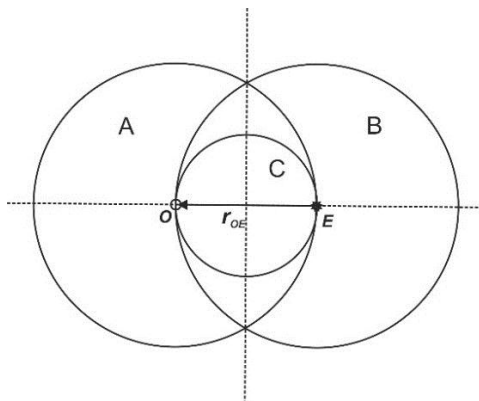


Рис. 1. Фотоны от источника E , приходящие к наблюдателю O , в гравитационном поле трёх сфер А, В, С, введённых в трёх трактовках гравитационного смещения в космологии.

- Сфера А вокруг наблюдателя с радиусом до источника r_{OE} (первый метод [3]).
- Сфера В того же радиус вокруг источника (второй метод [4]).
- Сфера С между наблюдателем и источником с радиусом $r_{OE}/2$ (третий метод – данная статья).

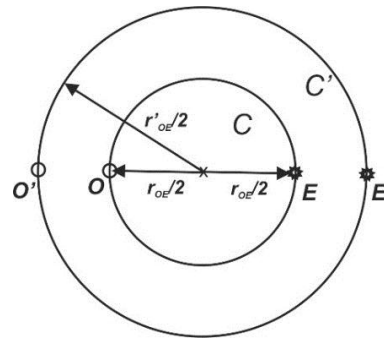


Рис. 2. Фотоны в гравитационном поле сферы С между источником и наблюдателем в расширяющемся мире. Они испускаются источником E при радиусе $r_{OE}/2$, а принимаются наблюдателем O' при большем радиусе $r'_{OE}/2$. Масса шара при расширении не меняется и поэтому гравитационное поле на его периферии ранее было сильнее, что и ведёт к гравитационному красному смещению частот фотонов, испущенных в ранние эпохи по отношению к испущенным в эпоху приёма.

При этом каждый из этих методов был внутренне противоречивым, так как вёл к неравноправности двух объектов во вселенной, нарушая космологический принцип, из которого исходит. Если первые два эффекта, доплеровское смещение и растяжение, относительно и одинаковы для двух объектов, обменивающихся фотонами, то гравитационное смещение оказалось асимметричным и меняло знак при изменении направления распространения фотонов. Как известно, фотоны от спутника к наземному наблюдателю приходят с фиолетовым, а от наземного источника к спутнику – с красным смещением. Поэтому, в первой трактовке фотоны от источника к наблюдателю приходят с красным гравитационным смещением, а фотоны от наблюдателя к источнику – с фиолетовым, что отмечал ещё Бонди [3]. Во второй трактовке всё аналогично, но с обратным знаком.

Другим внутренним противоречием был тот факт, что гравитационное смещение вычислялось в ньютоновском приближении, где оно дополняло доплеровское смещение, но считалось неявно учтённым в формулах фридмановской модели. В результате утверждалось, что в релятивистской теории это смещение не следует рассматривать дополнительно [4]. Это противоречило тому факту, что все основные соотношения фридмановской модели следуют из ньютоновского приближения в точности такими же.

Итак, прежние две трактовки гравитационного смещения в космологии [5,6] были внутренне противоречивыми и противоречили друг другу, давая смещения разного знака. Детали этих двух трактовок и их критика приведены в Приложении.

Цель данной статьи – формулировка третьего, последовательного метода учёта гравитационного смещения в космологии без указанных противоречий и изучение его следствий. На первом этапе доказывается, что локальное ГКС частот фотонов есть результат влияния гравитации вещества *в сфере между наблюдателем и источником*, с центром в середине расстояния до источника (сфера С на Рис. 1). В момент излучения источник и наблюдатель находятся на периферии этой сферы на одинаковом расстоянии от её центра и в статическом мире обмен фотонами между ними не ведёт к ГКС. Но в расширяющемся мире фотоны, испущенные при меньшем радиусе этой сферы и более сильной гравитации, наблюдатель принимает при большем радиусе при той же массе сферы, когда гравитация на её поверхности стала слабее, что и приводит к локальному ГКС, зависящему от разницы радиусов (Рис. 2). Влияние гравитации вещества внешней области аналогичное и приводит к глобальному ГКС из-за разницы средних плотностей, а значит и замедлений собственных времён, в две эпохи. Фотоны от наблюдателя к источнику имеют те же два вида ГКС в полном согласии с космологическим принципом.

Тем самым показывается, что для фотонов от источника, покоившегося относительно наблюдателя, к растяжению длины волны при расширении (аналогу линейного эффекта Доплера), добавляется ГКС (аналог квадратичного эффекта Доплера) и полное смещение будет аналогично релятивистскому эффекту Доплера. Всё это показывает, что ГКС не учтено в известных соотношениях фридмановской модели, как это было принято считать [4], и этот эффект надо учесть отдельно как в моделях, так и в интерпретации наблюдательных данных для удалённых объектов.

В разделе 1 изложен последовательный метод учёта ГКС в космологии и описаны два его вида – локальный и глобальный. В разделе 2 обсуждаются следствия ГКС для моделей космологии, обработки данных, а также для реликтового фона. В Приложении рассмотрены два прежних метода учёта гравитационного смещения и дана их критика.

1. Теория гравитационного смещения частот в космологии

1.1. Новый метод учёта гравитации в однородной среде и два вида ГКС

Как отмечалось выше, два прежних метода учёта гравитационного смещения в однородной среде (см. Приложение) основывались на искусственном выделении некоего участка, сферы с центром у источника или у наблюдателя, утверждая, что на движение

фотонов от источника влияет вещество только этой сферы и оба метода в результате пришли к противоречиям. Поэтому необходим третий, последовательный метод учёта без искусственных предположений этих методов, который обеспечил бы равновесие источника и наблюдателя при обмене фотонами.

Как и в прежних методах, сначала изучим упрощённый случай нерасширяющегося пространства с удаляющимися источниками, где имеется доплеровское смещение. Затем рассмотрим расширяющееся пространство с источниками, покоящимися относительно наблюдателя, когда нет доплеровского смещения, но есть растяжение длин волн в пути.

Для этого, вместо двух противоположных условий прежних методов (сферы вокруг наблюдателя или источника) выделим ту общую для наблюдателя и источника область в их окрестности, через которую проходит поток фотонов и вещество которой точно влияет на частоту этих фотонов. Для этого рассмотрим следующий мысленный эксперимент. Если в сфере S между наблюдателем и источником (Рис. 2) удалим всё вещество, то в статическом мире окружающее вещество создаёт внутри этой пустой полости постоянный гравитационный потенциал. Так как в такой статической полости потенциал везде одинаковый, то фотоны движутся от источника до наблюдателя (и наоборот) без гравитационного смещения.

Из этого факта следуют три вывода. Первый и важнейший вывод состоит в том, что в статическом мире в ходе распространения фотонов внутри полости между источником и наблюдателем гравитация вещества вне полости не меняет их начальную частоту.

Второй вывод состоит в том, что в расширяющемся мире гравитационный потенциал, создаваемый внешним веществом внутри рассмотренной полости, меняется со временем из-за уменьшения плотности материи. В результате, за время движения фотонов в полости возникает *глобальное ГКС* под влиянием внешней материи. Этот вид смещения рассмотрен ниже в разделе 1.2.

И, наконец, третий вывод – это то, что после учёта глобального ГКС, на частоту фотонов влияет лишь гравитация вещества внутри сферы между наблюдателем и источником с радиусом $r_e / 2$. Это влияние легко учесть, поскольку как источник, так и наблюдатель находятся на поверхности сферы данной массы. В статическом мире смещения не будет, но в расширяющемся мире появится красное смещение из-за разницы потенциалов при испускании и регистрации фотонов (Рис. 2). Этот вид гравитационного смещения вызван веществом в данной окрестности и поэтому это – *локальное ГКС*, которое рассмотрено в разделе 1.3.

Итак, последовательный метод учёта локального ГКС состоит в рассмотрении движения фотонов в поле сферы между источником и наблюдателем, когда обе они расположены в каждый момент на периферии этой сферы на одинаковом расстоянии от её центра, тогда как глобальное ГКС следует из учёта влияния средней плотности материи в разные эпохи на темп собственных времён. При обмене фотонами источник и наблюдатель равноправны, так как траектории фотонов в обоих направлениях симметричны относительно центра сферы, что и ведёт к согласию с космологическим принципом.

Далее вычислим величину обоих видов гравитационного красного смещения в космологии, а в разделе 3 обсудим их следствия для теории и наблюдательных данных.

1.2. Глобальное ГКС.

Пусть сфера между наблюдателем и источником является пустой полостью (Рис. 2) и рассмотрим гравитационный потенциал, создаваемый в ней внешним веществом. В этой полости можем ввести статическую систему отсчёта со сферическими координатами с центром в центре полости и гиперповерхность одновременности $t = \text{const.}$ с мировым временем t . Линейный элемент тогда содержит некую функцию времени $f(t)$, определяемой плотностью $\rho(t)$ внешнего вещества:

$$ds^2 = f(t)dt - dr^2 - r^2 d\Omega^2. \quad (1)$$

Для полости внутри однородного пылевого шара с конечным радиусом поверхности эту функцию можно найти из решения Оппенгеймера-Снайдера. Однако, в космологии эту функцию придётся определять из данных наблюдений, что будет обсуждаться в разделе 2. Здесь же смещения выразим через эту функцию, предполагая её известной.

В статическом мире с постоянной плотностью $\rho = \text{const.}$ было бы $f = \text{const.}$, что позволило бы переопределить мировое время как $f \cdot dt^2 = dt'^2$. При этом t' остаётся мировым временем, так как для одновременных событий его значения по прежнему будут одинаковыми. В статическом случае поэтому не будет глобального ГКС.

В расширяющемся мире, где средняя плотность материи за время распространения фотонов от источника внутри полости уменьшится, а радиус полости увеличится (Рис. 2), величина $f(t)$ возрастает со временем и гравитационное замедление собственных времён ослабнет, т.е. $f(t_2) > f(t_1)$ при $t_2 > t_1$. На первом этапе определим величину ГКС по этой причине в чистом виде, исключив доплеровский сдвиг. Для этого рассмотрим фотоны, испущенные источником, который при излучении покоился относительно центра полости, и пусть наблюдатель в момент приёма этих фотонов также покоится относительно центра полости. Так как $\tau_o = \Delta t \sqrt{f(t_o)}$ и $\tau_e = \Delta t \sqrt{f(t_e)}$, то для глобального ГКС получаем:

$$1 + z_{gG} = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{\tau_o}{\tau_e} = \frac{\sqrt{f(t_o)}}{\sqrt{f(t_e)}}. \quad (2)$$

На втором этапе учтём доплеровский сдвиг и рассмотрим испускание и регистрацию фотонов сопутствующими поверхности полости источником и наблюдателем. При скорости расширения границы полости относительно её центра $v_r = Hr$, относительная скорость источника и наблюдателя v на гиперповерхностях одновременности $t_e = \text{const.}$ и $t_o = \text{const.}$ определяется по релятивистской формуле, которая в простейшем случае, когда v_r слабо зависит от времени, даёт:

$$v = \frac{2Hr}{1 + H^2 r^2}, \quad 1 + z_D = \sqrt{\frac{1+v}{1-v}} = \frac{1+Hr}{1-Hr} = \frac{1+H_o r_o/2}{1-H_o r_o/2}, \quad (3)$$

Полное смещение, таким образом, в этом приближении принимает вид:

$$1 + z_{gG,D} = (1 + z_{gG})(1 + z_D) = \frac{\sqrt{f(t_o)}}{\sqrt{f(t_e)}} \cdot \frac{1+H_o r_o/2}{1-H_o r_o/2}. \quad (4)$$

Итак, глобальное ГКС возникает из-за того, что временная компонента метрики на границе полости (или гравитационный потенциал), связанная веществом вне полости, постоянна в пространстве, но зависит от времени из-за уменьшения средней плотности материи при расширении. Фотоны испускаются в эпоху с большей средней плотностью и принимаются в эпоху с меньшей средней плотностью. Ранее гравитация более плотной материи замедляла собственные времена сильнее и фотоны рождались с меньшей частотой, чем сейчас, что и ведёт к ГКС «старых» фотонов относительно «молодых».

1.3. Локальное ГКС.

Для определения локального ГКС в чистом виде рассмотрим случай обратный к рассмотренному предыдущем разделе – пусть полость между наблюдателем и источником содержит пылевое вещество, а вне полости вещества нет, т.е. рассмотрим гравитацию шара в пустом пространстве.

В статическом мира фотоны от источника на периферии гравитирующего шара приходят к наблюдателю на диаметрально противоположную периферию при том же радиусе поверхности. Поскольку между этими точками нет разности потенциалов, то

здесь не будет и гравитационного смещения. Тем самым, в отличие от прежних двух методов, которые даже в статическом мире предсказывали красное или фиолетовое смещение (см. Приложение), в действительности здесь смещения нет вообще.

В расширяющемся мире гравитационное смещение на периферии гравитирующей сферы изучим сначала также и без доплеровского смещения, когда источник при испускании, а наблюдатель при регистрации не сопутствует поверхности шара, а покоятся относительно его центра. Теперь за время распространения фотона шар расширится и фотоны, испущенные при меньшем радиусе, придут к наблюдателю на при большем его радиусе, когда его гравитация уже ослабла. Отношение временных компонент шварцшильдовской метрики (или разность потенциалов в случае слабого поля), приведёт к локальному ГКС для частот фотонов.

Итак, фотоны испущенные при радиусе сферы $r(t_e)$ приходят к наблюдателю при большем радиусе $r(t_o) > r(t_e)$ при той же массе шара $M_e/8$, что и ведёт к локальному ГКС. В случае нерасширяющегося пространства и источника, который покоился относительно наблюдателя это даёт:

$$1 + z_{gL} = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{\sqrt{1 - 2GM(r)/r(t_e)}}{\sqrt{1 - 2GM(r)/r(t_o)}} = \frac{\sqrt{1 - H_e^2 r_e^2 / 4}}{\sqrt{1 - H_o^2 r_o^2 / 4}} \approx 1 + \frac{1}{8}(H_o^2 r_o^2 - H_e^2 r_e^2). \quad (5)$$

Соответственно, фотоны от источника, который в системе покоя наблюдателя удалялся со скоростью v , содержат в момент излучения доплеровское красное смещение $1 + z_D$ как в (3) и поэтому комбинированное смещение $1 + z_{gL,D}$ будет равно:

$$1 + z_{gL,D} = (1 + z_{gL})(1 + z_D) = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{1 + H_o r_o / 2}{1 - H_o r_o / 2} \cdot \frac{\sqrt{1 - H_e^2 r_e^2 / 4}}{\sqrt{1 - H_o^2 r_o^2 / 4}}. \quad (6)$$

Таким образом, максимальная величина локального ГКС, имеющее место при $r_o \gg r_e$, составляет примерно половину квадратичного доплеровского красного смещения.

1.4. Полное ГКС и его комбинации с другими видами красного смещения.

Локальное и глобальное ГКС из (2) и (5) вместе образуют полное ГКС $1 + z_g$, являющееся их произведением:

$$1 + z_g = (1 + z_{gG})(1 + z_{gL}). \quad (7)$$

Учёт эффекта Доплера вначале пути (3) даёт комбинированное смещение $1 + z_{g,D}$:

$$1 + z_{g,D} = (1 + z_g)(1 + z_D). \quad (8)$$

При переходе к расширяющемуся пространству ОТО с покоящимся относительно наблюдателя источником доплеровское смещение фотонов заменяется растяжением вдоль пути длины волны фотонов с красным смещением из-за растяжения:

$$1 + z_E = \frac{a_o}{a}. \quad (9)$$

Соответствующее комбинированное смещение (растяжения и гравитации) $1 + z_{g,E}$ есть:

$$1 + z_{g,E} = (1 + z_g)(1 + z_E). \quad (10)$$

Здесь ГКС усиливает красное смещение из-за растяжения, добавляя квадратичную часть, подобную квадратичному эффекту Доплера. Фотоны от наблюдателя приходят к источнику с таким же ГКС, что и ведёт к равноправию двух излучающих объектов в однородном мире.

И, наконец, комбинация полного ГКС с обеими прежними механизмами красного смещения, растяжения и доплеровского смещения, даёт:

$$1 + z_{g,E,D} = (1 + z_g)(1 + z_E)(1 + z_D). \quad (11)$$

Здесь не будем останавливаться на вопросе о том, какая из комбинаций используется в разных космологических моделях и лишь отметим, что в любой из них учёт полного ГКС обязателен. Некоторые детали такого учёта рассмотрены в следующем разделе.

2. Следствия двух видов ГКС в космологии

2.1. Следствия ГКС для моделей космологии и интерпретации данных

В разделе 1 было показано, что можно сформулировать последовательную теорию ГКС. В данном разделе будет показано в кратком виде то, что учёт ГКС вносит существенные коррективы как в интерпретацию наблюдательных данных о далёких объектах и ранних эпохах, так и в космологические модели, меняя их параметры и предсказания.

ГКС вносит существенные коррективы в данные о достаточно далёких объектах, для которых квадратичные по расстоянию или скорости вклады заметны, или даже основные. В зависимости от интерпретации линейной части вкладов в красные смещения как доплеровского, растяжения или обеих вместе, для интерпретации данных по красным смещениям в нелинейной части получаем комбинированные смещения $z_{g,D}$ из (8), $z_{g,E}$ из (10) или $z_{g,E,D}$ из (11).

Во всех этих случаях вклад ГКС в квадратичную часть сопоставим с вкладом известных механизмов и поэтому оценки расстояний, а значит и абсолютных светимостей источников заметно уменьшаются.

Из двух видов гравитационного смещения теория локального ГКС для фотонов от доступных наблюдениям объектов не требует новых данных в дополнение к тем, которые следуют из космологических моделей. Поэтому любая из моделей позволяет вычислить локальный ГКС $z_{g,L}$ для объектов на данном расстоянии по светимости. Это означает, что из наблюдаемых красных смещений z_{obs} можно отделить поправки на эту часть ГКС. Обозначив вклады прочих эффектов как $1 + z_{E,D,\dots}$, который в этом случае также в принципе можно рассчитать, остаток наблюдаемого красного смещения z_{obs} тогда можно будет отнести к глобальному ГКС:

$$1 + z_{gG} = \frac{1 + z_{obs}}{(1 + z_{gL})(1 + z_{E,D,\dots})}. \quad (12)$$

Расчёт же этого глобального ГКС z_{gG} является более сложной задачей, так как требует знания граничных условий «на бесконечности», а значит и знания глобальной структуры вселенной, что всегда было проблематичным. Тем самым, глобальное ГКС оказывается наиболее чувствительным к выбору космологической модели и поэтому при выделении его вклада от остальных, например, как указано выше, эта особенность делает его ценным инструментом для проверки моделей вселенной.

В связи с этим отметим две возможности. Во-первых, можно будет сделать выбор между моделями закрытой вселенной с конечным объёмом для наблюдаемой вселенной и открытой вселенной с актуально «бесконечным» объёмом. Во-вторых, для моделей с конечным объёмом можно будет получить дополнительную информацию для общей массы вещества и радиусе кривизны в разные эпохи, включая и настоящее время.

2.2. Следствия ГКС для реликтового фона и ранней вселенной

Отношение температуры реликтового излучения в более раннюю эпоху T_e к её наблюдаемой температуре T_r определяется отношением наблюдаемой длины волны λ_r к длине волны в ту эпоху λ_e .

В моделях ньютоновской космологии с учётом кинематических релятивистских поправок красное смещение есть результат эффекта Доплера на гиперповерхностях одновременности $t = \text{const.}$ и отношение температур для ультрарелятивистских скоростей $v = 1 - \delta v$, $\delta v \ll 1$ даётся соотношением:

$$1 + z_D = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = \frac{T_e}{T_r} = \sqrt{\frac{1+v}{1-v}} \approx \sqrt{\frac{2}{\delta v}}. \quad (13)$$

Соответственно, учёт вклада ГКС, который того же порядка, ведёт к комбинированному красному смещению:

$$1 + z_{g,D} = (1 + z_g)(1 + z_D) = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = \frac{T_e}{T_r} \sim \frac{2}{\delta v}. \quad (14)$$

При $z_{g,D} \sim 1500$ (14) принимает вид:

$$z_{g,D} \approx z_g z_D \approx \frac{T_e}{T_r} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} \sim \frac{2}{\delta v}, \quad \delta v \approx \frac{2}{z_{g,D}} \approx 9 \cdot 10^{-7}, \quad (15)$$

и $z_g \sim z_D \sim \sqrt{1500} \sim 38$. При этом неоднородности в эпоху рекомбинации, через которые проходил реликтовый поток, будут для нас сплюснутыми из-за релятивистского и гравитационного сокращений.

В фридмановской модели, где красное смещение приписывается растяжению, отношение температур даётся отношением масштабных факторов a_0/a , а значит зависит только от z_E , что даёт уравнение для $T(a)$:

$$\frac{T_e}{T_r} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = \frac{a_0}{a} = 1 + z_E, \quad \frac{dT}{T} = -\frac{da}{a}. \quad (16)$$

Учёт ГКС ведёт к комбинированному красному смещению и отношению температур:

$$1 + z_{g,E} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = \frac{T_e}{T_r} = (1 + z_g) \frac{a_0}{a} = (1 + z_g)(1 + z_E). \quad (17)$$

В обеих трактовках связь красных смещений с a теперь оказывается более сложным, так как надо задать $z_g(a)$. Но тот факт, что z_g зависит от отношения a_0/a квадратично, позволяет сделать некоторые выводы. В отличие от линейного растяжения длин волн, ГКС есть аналог квадратичного эффекта Доплера, который доминирует при больших z . Поэтому ГКС влияет на свойства реликтового фона сильнее, чем линейное растяжение. При одинаковом a имеем $z_g \gg z_E$, и поэтому интерпретация измеренного красного смещения как комбинации доплеровского и ГКС $z \sim z_{g,D}$ означает, что оно относится теперь к a гораздо большему, чем это следовало из линейного растяжения, а значит к гораздо более позднему времени t .

Большее значение a и более позднее время t , когда реликтовый фон оторвался от вещества, не означают, что плотности вещества и излучения в ту эпоху, когда было $a = a_0/z_E$, были иными, чем полагались ранее. Дело в том, что ещё надо учитывать возможность более быстрого темпа собственных времён в эту эпоху, что ведёт также и к более высоким значениям плотностей энергии материи и излучения [7].

Итак, для излучения, рождённого в ранней вселенной, вклады обеих видов ГКС уже мало отличаются и существенно модифицируют ранее принятую картину, меняя расстояния до источников, их возраст и эволюцию, а также свойства реликтового фона.

Заключение

Теория ГКС в космологии, таким образом, может быть сформулирована последовательным образом, и она вносит достаточно серьёзные коррективы как в космологические модели и их предсказания, так и в обработку и интерпретацию данных.

Из двух видов ГКС теория локального смещения для фотонов от доступных наблюдениям объектов не требует новых гипотез и её следствия поэтому могут быть использованы для корректировки данных в виде поправок на эту часть эффекта.

Более сложной является ситуация с глобальным ГКС, так как для его расчётов требуется знание структуры вселенной в глобальных масштабах. Поскольку глобальное ГКС чувствительна к выбору космологической модели, то эта особенность делает его ценным инструментом для проверки космологических моделей. В частности, позволяет более детально рассматривать возможность закрытой вселенной и определять его параметры.

В ранней вселенной вклады обеих видов ГКС уже мало отличаются и существенно модифицируют прежнюю картину, касающуюся расстояний до объектов, их возраст и эволюцию, а также свойств реликтового фона.

Все эти следствия обеих видов ГКС, рассмотренные пока в общих чертах, требует дальнейшего более детального изучения и результаты таких исследований будут приведены в последующих публикациях.

Приложение. Несостоятельность двух прежних трактовок гравитационного смещения в космологии

В двух прежних методах гравитационное смещение частот в космологии сначала изучалось в упрощённом случае источников, удаляющихся в статическом пространстве. Тогда полное смещение сводится к доплеровскому и гравитационному смещениям.

В зависимости от того, какая часть окружающего вещества считалась влияющей на фотоны, возможны три метода расчёта гравитационного смещения. Последовательный метод, корректно решающий задачу, изложен выше в статье. Здесь рассмотрим детали двух прежних методов, которые были представлены в литературе и считались общепризнанными. Они давали гравитационное смещение с противоположным знаком и поэтому противоречили друг другу, при этом каждый из методов противоречил космологическому принципу, и всё это свидетельствовало об их несостоятельности.

Путаница в литературе в отношении этих двух методов была такой, что они рассматривались как равноценные, не обращая внимания на противоположность их предсказаний. В частности, сторонники второго метода (см., например, [5]) в качестве теоретического обоснования обычно ссылались на статью [3], излагающую первый метод. Иногда же, описывая физическую картину по первому методу, расчёты и выводы делались по второму методу [6].

1. Первый метод с гравитирующим шаром вокруг источника

В наблюдательной космологии при расчёте видимой светимости рассматривается сфера вокруг источника, на которую растеклось его излучение и ясно, что гравитация вещества в этой сфере как-то влияет на фотоны в ходе их распространения. В первой из трактовок гравитационного смещения в однородной среде, предложенной Бонди в 1947 г. [3], движение фотонов рассматривалось в поле вещества именно в такой *сфере вокруг источника* с радиусом, равным расстоянию до наблюдателя r_e , а влиянием вещества вне этой сферы пренебрегалось (сфера А на Рис. 1). Фотоны тогда приходят из центра

гравитирующего шара массы M_e на её периферию и поэтому предсказывалось *гравитационное красное смещение* при их наблюдении.

Для расчёта этого вида смещения в чистом виде рассмотрим фотоны от источника, который при излучении покоился относительно наблюдателя. Смещение наблюдаемой длины волны λ_o относительно длины волны у источника λ_e тогда даётся формулой:

$$1 + z_g = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{1}{\sqrt{1 - 2GM_e / r_e}}, \quad z_g > 0. \quad (18)$$

Фотоны от источника, который удалялся от наблюдателя со скоростью v , содержат при излучении доплеровское красное смещение $1 + z_D$ и полное смещение $1 + z$ равно:

$$1 + z = (1 + z_D)(1 + z_g) = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{1}{\sqrt{1 - v}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - 2GM_e / r_e}}. \quad (19)$$

В космологии $v = Hr$, где $H = \dot{a} / a$ и a - масштабный фактор, а также $M_e = 4\pi\rho_e r_e^3 / 3$ и $8\pi G\rho_e / 3 = H_e^2$, что позволяет записать (19) в виде:

$$1 + z = \frac{1 + H_e r_e}{\sqrt{1 - H_e^2 r_e^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - H_e^2 r_e^2}} = \frac{1}{1 - H_e r_e} \approx 1 + H_e r_e + H_e^2 r_e^2. \quad (20)$$

Тем самым, здесь красное смещение из-за квадратичного эффекта Доплера, равное в первом приближении $H_e^2 r_e^2 / 2$, *удваивается* из-за гравитационного красного смещения.

Рассмотрим теперь фотоны, которые от прежнего наблюдателя идут к наблюдателю у источника. Тогда эти фотоны из периферии сферы вокруг источника падают в её центр и поэтому для наблюдателей у источника гравитационное смещение будет фиолетовым и в точности скомпенсирует вклад квадратичного эффекта Доплера:

$$1 + z = \frac{1 + H_e r_e}{\sqrt{1 - H_e^2 r_e^2}} \cdot \sqrt{1 - H_e^2 r_e^2} = 1 + H_e r_e. \quad (21)$$

Итак, первый метод нарушает космологический принцип, так как при обмене фотонами между двумя равноправными объектами гравитационное смещение имеет разный знак.

2. Второй метод с гравитирующим шаром вокруг наблюдателя

В аналогичной по сути, но противоположной по постановке вопроса и результату второй трактовке гравитационного смещения в космологии, которое было изложено в книге Зельдовича и Новикова (гл. 3 § 5 [4,]) движение фотонов рассматривалось в поле вещества в сфере *вокруг наблюдателя* с радиусом r_o до источника и пренебрегалось влиянием вещества уже вне этой сферы (сфера В на Рис. 1). Тогда фотоны поступают из периферии сферы массы M_o в её центр и поэтому для них предсказывалось гравитационное *фиолетовое* смещение у наблюдателя. Эта трактовка позже широко использовалась в литературе [5,6] и стала рассматривается как стандартная.

Фотоны от источника, который в момент излучения покоился относительно наблюдателя, тогда имеют смещение:

$$1 + z_g = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \sqrt{1 - 2GM_o / r_o}, \quad z_g < 0. \quad (22)$$

Для фотонов от удаляющегося источника полное смещение будет равно:

$$1 + z = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{1}{\sqrt{1 - v}} \cdot \sqrt{1 - 2GM_o / r_o}, \quad (23)$$

$$1+z = \frac{1+H_e r_e}{\sqrt{1-H_e^2 r_e^2}} \cdot \sqrt{1-H^2 r_o^2} = 1+H r_o, \quad z = H r_o. \quad (24)$$

т.е. гравитационное фиолетовое смещение в точности *компенсирует* красное смещение от квадратичного эффекта Доплера, оставляя только его линейную часть.

При этом линейный рост с расстоянием $z = H r_o$ означает, что полное красное смещение такое же, как и при учёте только растяжения длины волны в ходе расширения. Это свойство затем рассматривалось как доказательство неразличимости двух трактовок космологического красного смещения – как результата растяжения длин волн в ходе расширения пространства и как эффекта Доплера при удалении источников в статическом пространстве с учётом гравитационного поля шара вокруг наблюдателя.

Как и в первом методе, рассмотрим также фотоны, которые от наблюдателя идут к источнику. Тогда эти фотоны из центра сферы вокруг наблюдателя доходят до источника на её периферии и поэтому для наблюдателей около этого источника смещение будет красным и удваивает вклад квадратичного эффекта Доплера:

$$1+z = \frac{1+H_e r_e}{\sqrt{1-H_e^2 r_e^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-H_e^2 r_e^2}} = \frac{1}{1-H_e r_e}. \quad (25)$$

Итак, второй метод также нарушает космологический принцип, так как при обмене фотонами между двумя равноправными объектами гравитационное смещение имеет разный знак. При этом этот знак обратен тому знаку, который следует из первого метода.

Отметим также заблуждение о том, что гравитационное смещение якобы учтено в известных соотношениях фридмановской модели для растяжения длин волн. Это доказывалось ссылкой на тот факт, что ньютоновское приближение с доплеровским красным смещением и с фиолетовым гравитационным смещением воспроизводит первые члены разложения соотношений фридмановской модели ([4] гл.3, § 5, 12). Однако, тогда соотношения фридмановской модели не воспроизводятся для фотонов от наблюдателя к источнику, так как доплеровское смещение будет тем же самым, а гравитационное смещение, согласно [4], изменит знак и становится красным. Эта же ситуация характерна и для первого метода, что показывает их внутреннюю противоречивость, а также то, что доказательства в них не строгие, а основаны на случайных совпадениях при искусственно подобранных частных случаях.

Литература

1. Einstein A. (1916) *Ann. d. Phys.*, 1916, **49**, 769; (1965) *Собр. науч. тр.*, т. **1**, 452.
2. Окунь Л. Б. и др. (1999) *УФН*, **169** (10), 1141; (2000) *Am. J. Phys.* **68**, 115.
3. Bondi H. (1947) *MNRAS*, **107**, 410.
4. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. (1975) *Строение и эволюция вселенной*. «Н», М.
5. Peacock J. A. (1999) *Cosmological physics*, C.U.P; (2008) [arXiv:0809.4573v1](https://arxiv.org/abs/0809.4573v1)
6. Whiting A. B. (2004) *The Observ.*, **124**, 174.
7. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:008-7160**; (2021) *Квант. и грав. физ.*, **2:012-7533**