

Космология с замедляющимся временем решающая парадокс двойного красного смещения

Захид Закир¹

Аннотация

В статическом пространстве красное смещение фотонов от удаляющихся источников связано с эффектом Доплера. В расширяющемся пространстве источники в нашей системе покоя излучают без эффекта Доплера, но вдоль пути длины волн фотонов испытывают красное смещение из-за растяжения. Фотоны же от сопутствующих расширению источников испускаются с доплеровским красным смещением в нашей системе покоя, а в пути приобретают ещё и красное смещение от растяжения, так что их красное смещение оказывается удвоенным. Это ясно для близких объектов, где есть и растяжение, и эффект Доплера, а для далёких лишь добавится квадратичный Доплер-эффект. Аналогичное удвоение происходило с углом отклонения лучей по сравнению с ньютоновским при учёте кривизны пространства. Указанный парадокс двойного красного смещения в расширяющемся пространстве неразрешим в фридмановских моделях с постоянным темпом собственных времён. Показано, что модели космологии с замедляющимся временем (КЗВ) снимают этот парадокс. Наблюдаемые красные смещения содержат вклад лишь одного из двух эффектов и это свидетельствует о наличии третьего эффекта с фиолетовым смещением, компенсирующего вклад одного из красных смещений. В КЗВ собственные времена в прошлом шли быстрее и фотоны испускались с начальным фиолетовым смещением, компенсируемым в пути красным смещением при растяжении. Наблюдаемое красное смещение тогда связано лишь с эффектом Доплера, а значит видимые светимости потускнеют и из-за релятивистской абберации. Наблюдения уже в линейной части зависимости красных смещений от расстояния отвергают модели с метрикой Фридмана, ведущие к двойному красному смещению и согласуются лишь с КЗВ. Приведены основные соотношения КЗВ, включая соотношение «модуль расстояния-красное смещение», описывающее наблюдательные данные без тёмной энергии. Обсуждены изменения в картине эволюции в ранние эпохи и в свойствах реликтового фона. В частности, в КЗВ скорость света в прошлом была гораздо быстрее и это решает космологические проблемы прежних моделей (однородности, горизонта, плоскостности и др.).

Ключевые слова: космологические модели, расширение вселенной, космологическое красное смещение, эффект Доплера, реликтовое излучение, тёмная материя, тёмная энергия

Содержание

Введение	2
1. Три вида космологического смещения частоты и абберация	4
1.1. Два механизма красного смещения: эффект Доплера и растяжение	4
1.2. Фиолетовое смещение вначале и итоговое смещение как эффект Доплера	7
1.3. Релятивистская абберация космологии	9
2. Космология с замедляющимся временем	10
2.1. Основные соотношения модели	10
2.2. Соотношение «модуль расстояния - красное смещение»	12
3. Ранняя вселенная и космологические проблемы.....	16
3.1. Ранняя вселенная	16
3.2. Изменения в свойствах реликтового фона	17
3.3. Отсутствие в модели прежних космологических проблем	18
Заключение.....	20
Литература	21

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

Введение

Космология изучает структуру пространства-времени и эволюцию материи во вселенной в целом. Последние сто лет единственной теорией гравитации, предсказания которой подтверждались экспериментами, оставалась общая теория относительности (ОТО) и поэтому модели вселенной строились на базе ОТО и космологического принципа с некоторыми модельными приближениями.

Простейшей из таких моделей, предложенной Эйнштейном [1] в 1917 г., была модель замкнутой статической вселенной как 3-сферы, где с постоянны как радиус $a_0 = const.$, так и темп времени. Но уравнения ОТО не имели статических решений и для стабилизации была введена антигравитация (космологическая константа λ). В 1922 г. А. Фридман [2] нашёл нестатические решения в сопутствующих координатах с переменным масштабным фактором $a(\tau)$ и нужда в антигравитации с λ отпала. Линейный элемент, также с постоянным темпом собственных времён, принял вид:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - a^2(\tau) \cdot (d\chi^2 + S_{k,\chi}^2 d\Omega_{(2)}^2), \quad d\Omega_{(2)}^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (1)$$

с $S_{k,\chi} = (\sin \chi, 1, \sinh \chi)$ при $k = (1, 0, -1)$. Решения допускали как расширение, так и сжатие, но когда Ж. Леметр в 1927 г. [3] и Э. Хаббл в 1929 г. [4] обнаружили, что красные смещения растут с расстоянием, стало ясно, что реализуется режим расширения.

В статических моделях фотоны от удаляющихся от нас источников содержат красное смещение из-за эффекта Доплера. В расширяющемся пространстве эти же фотоны, имеющие начальное доплеровское красное смещение в нашей системе покоя, придут к нам с дополнительным красным смещением из-за растяжения их длин волн в пути. Это очевидно для близких источников, где есть и эффект Доплера, и растяжение. Поэтому фотоны от сопутствующих расширению источников будут с удвоенным красным смещением (для далёких ещё и с квадратичным эффектом Доплера). Таким образом, в расширяющемся пространстве имеет место *парадокс двойного красного смещения* [5]. Аналогичное удвоение было в ОТО в величине отклонения лучей по отношению к ньютоновскому из-за дополнительного вклада кривизны пространства.

Однако в стандартной формулировке релятивистской космологии как причина красного смещения указывался лишь один из двух эффектов. Одни авторы указывали как причину эффект Доплера, а другие – растяжение длины волны в ходе расширения. Такая двойственность в объяснении красного смещения была проблемой, но вместо её решения был создан миф, что эти две трактовки являются эквивалентными способами описания одного и того же физического явления и на этом мифическом основании при учёте одного из эффектов полностью игнорировался другой. Это оправдывалось тем, что при учёте обоих вкладов предсказания бы удвоились в противоречие с наблюдениями, т.е. фактически теория подгонялась под наблюдения вопреки её внутренней логике.

В предыдущей статье [5] было показано, что согласие теории с наблюдениями достигается не игнорированием одного из двух независимых физических явлений, что ошибочно и поэтому завело развитие теории в тупик, а поиском третьего, допустимого в ОТО механизма, компенсирующего вклад одного из двух видов красного смещения. Было показано, что в фридмановских моделях с метрикой (1) парадокс двойного смещения неразрешим из-за постоянства темпа собственных времён в ходе расширения, т.е. из-за гипотезы, оставшейся в наследство от статической модели Эйнштейна.

Поэтому в [5] была рассмотрена более общая модель, где переменными являются не только пространственные компоненты метрики, но и временная компонента тоже, а значит меняется при расширении и темп времени. Было показано, что парадокс двойного смещения решается в моделях *космологии с замедляющимся временем* (КЗВ), где линейный элемент (1) записан в терминах нашего времени t [$a = a(t)$, $a_0 = a(t_0)$]:

$$ds^2 = \frac{a_0^2}{a^2} c^2 dt^2 - a^2 \cdot (d\chi^2 + S_k^2(\chi) d\Omega_{(2)}^2). \quad (2)$$

Но в [5] КЗВ изучалась как следствие диффузионной трактовки гравитации. В данной статье же КЗВ будет формулироваться в рамках ОТО без ссылки на конкретную физическую модель гравитации, а факт замедления времени будет выведен из данных наблюдений. Если до сих пор в основном изучалось влияние на космологическую эволюцию изменения пространственной компоненты метрики и связанного с этим роста расстояний между объектами, то в КЗВ изучается и влияние изменения временной компоненты метрики и показывается, что ОТО согласуется с наблюдениями только при более быстром темпе времени в прежние эпохи и его замедлении в ходе расширения.

Результатом этого является то, что в дополнение к двум механизмам смещения частот в космологии, эффекту Доплера и растяжению, появляется и третий механизм - фиолетовое смещение частот фотонов, испущенных в более ранние эпохи, которое затем компенсируется красным смещением из-за растяжения длин волн по пути. В результате наблюдаемое смещение будет с красным смещением только из-за эффекта Доплера. Тогда для видимой светимости надо учесть и релятивистскую аберрацию.

В статье приводятся основные соотношения КЗВ, включая и формулу «модуль расстояния - красное смещение». Показывается, что КЗВ согласуется с наблюдениями без гипотез об антигравитации (тёмной энергии) и большой доле тёмной материи. В КЗВ нет космологических проблем прежних моделей, в частности проблемы горизонта, однородности, плоскостности, космологической постоянной, энтропии и начальной сингулярности. Проблем горизонта и однородности нет потому, что в ранние эпохи скорость света была выше и радиус горизонта возрастал быстрее, чем при с нынешней скоростью света. Более детально КЗВ будет изложена в книге [6].

Некоторые элементы КЗВ ранее изучались многими авторами. Было бесчисленным число попыток объяснить красные смещения только эффектом Доплера [7], но стандартной стала трактовка на основе растяжения, из которой следует известная формула Маттига [8]. Широко развивались гипотетические модели, в которых красные смещения объяснялись только изменением скорости света [9]. В отличие от этих частных трактовок, КЗВ учитывает все эти эффект одновременно - в ней замедление темпа времени ведёт к замедлению и скорости света, а вклад в красные смещения дают как эффект Доплера, так и растяжение, но вклад последнего компенсируется начальным фиолетовым смещением.

В разделе 1 рассмотрены три механизма космологического смещения частоты и показана необходимость учёта аберрации в космологии. В разделе 2 приведены основные соотношения КЗВ и рассмотрены наблюдаемые следствия, включая описание красных смещений. В разделе 3 рассмотрены описание в КЗВ ранней вселенной и реликтового фона, а также решение космологических проблем.

1. Три механизма космологического смещения частоты и абберация

1.1. Два механизма красного смещения: эффект Доплера и растяжение

В статическом пространстве объекты, удаляющиеся в нашей системе покоя (независимо от причины удаления), испускают фотоны с красным смещением из-за эффекта Доплера и далее эти фотоны прибывают к нам без изменения их длины волны.

Во вселенной с расширяющимся пространством объекты удаляются от нас со скоростями, растущими с расстоянием. Поэтому в нашей системе покоя фотоны от сопутствующих расширению источников испускаются также с доплеровским красным смещением, но затем в ходе распространения приобретают дополнительное красное смещение из-за растяжения их длины волны в ходе расширения пространства. Это два *независимых* механизма космологического красного смещения – первый эффект имеет место уже *вначале*, а второй возникает *по пути*, и в наблюдаемое красное смещение дают вклад оба этих механизма. Поэтому сначала рассмотрим их отдельно, а затем совместно.

В плоском *статическом пространстве* фотоны от источников, удаляющихся со скоростями $v(r) \simeq H_0 r$, где H_0 - константа, придут к наблюдателю в $r = 0$ с доплеровским красным смещением z_D . Наблюдаемые длины волн λ_D при малых скоростях будут связаны с начальной длиной волны λ_0 как:

$$\frac{\lambda_D}{\lambda_0} = 1 + z_D \simeq 1 + \frac{v}{c} \simeq 1 + \frac{H_0 r}{c}, \quad r \simeq \frac{c}{H_0} z_D. \quad (3)$$

В первом приближении, таким образом, будет линейный рост z_D с расстоянием. Здесь красные смещения имеются уже *вначале* и далее фотоны распространяются с этой неизменной длиной волны. Для далёких источников, когда скорости не малы, эффект Доплера надо учитывать в релятивистской форме:

$$\frac{\lambda_D}{\lambda_0} = 1 + z_D = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} = \sqrt{\frac{1 + H_0 r/c}{1 - H_0 r/c}}. \quad (4)$$

Расстояние до источника тогда выразится через z_D в виде:

$$r = \frac{v}{H_0} = \frac{c}{H_0} \cdot \frac{z_D + z_D^2/2}{1 + z_D + z_D^2/2}. \quad (5)$$

Пусть теперь *пространство расширяется*, а расстояние от нас до объекта равно $r = a(t)\chi$ и источник фотонов покоится относительно нас при $r = \text{const.}$, т.е. не сопутствует расширению. Скорость такого статического источника в нашей системе покоя равна нулю $\dot{r} = \dot{a}\chi + a\dot{\chi} = 0$ и поэтому его пекулярная скорость $v_{pec} = a\dot{\chi}$ равна и противоположна скорости удаления сопутствующих расширению объектов: $v_{pec} = -v$, где $v = \dot{a}\chi = Hr$, $H = \dot{a}/a$, $\dot{a} = da/dt$. Периоды у фотонов от такого источника *вначале* (τ) и *в конце пути* (τ_E), а также их отношение, обратное отношению частот ω и ω_E , даются выражениями:

$$c\tau = a \cdot \Delta\chi, \quad c\tau_E = a_0 \cdot \Delta\chi, \quad \frac{\tau_E}{\tau} = \frac{\omega}{\omega_E} = \frac{\lambda_E}{\lambda} = \frac{a_0}{a}. \quad (6)$$

Таким образом, в ходе движения фотона его начальная длина волны $\lambda = c / \tau$ растёт пропорционально $a(t)$ и станет равной $\lambda_E > \lambda$, т.е. придёт с красным смещением z_E из-за расширения пространства:

$$\frac{a_0}{a} = \frac{\lambda_E}{\lambda} = 1 + z_E. \quad (7)$$

В первом приближении

$$a \approx a_0 \cdot (1 + H_0 \Delta t) = a_0 \cdot \left(1 + \frac{H_0 r}{c}\right), \quad z_E \approx \frac{H_0}{c} r \approx \frac{v}{c}, \quad (8)$$

т.е. происходит линейный рост с расстоянием как скорости, так и z_E , что аналогично рассмотренному выше линейному эффекту Доплера (3).

Таким образом, покоящийся относительно нас источник (с пекулярной скоростью $v_{pec} = -H_0 r$ относительно сопутствующих расширению телам около него) испускает фотоны без красного смещения, так как нет эффекта Доплера, но в ходе распространения происходит красное смещение из-за растяжения длин волн этих фотонов.

Итак, мы рассмотрели *два механизма* появления красного смещения в ОТО, когда каждый из них проявляется в чистом виде, а второй отсутствует:

- Если *пространство статическое*, а *источник удаляется* от нас, то фотоны излучаются с доплеровским красным смещением и придут с этим смещением.
- Если *пространство расширяется*, а *источник покоится* относительно нас (т.е. имеет пекулярную скорость $v_{pec} = a\dot{\chi} = -H_0 r$), то фотоны излучаются без доплеровского смещения, но в пути их длины волн растягиваются.

При малых скоростях в обоих случаях красное смещение одинаково $z_E \approx v \approx H_0 r$, что и было причиной путаницы в его интерпретации.

Рассмотрим теперь *третий случай*, являющийся комбинацией двух предыдущих, и где поэтому будут присутствовать оба механизма красного смещения. Это случай, когда

- пространство расширяется*, а *источник удаляется* от нас, т.е. *сопутствует* расширению, имея скорости $v_{pec} = a\dot{\chi} = 0$ и $v = \dot{a}\chi = H_0 r$.

Если сопутствующий источник находится позади статического, то для наблюдателя у статического источника фотоны от сопутствующего источника, удаляющегося от него со скоростью $H_0 r$, будут с доплеровским красным смещением z_D из (4), т.е. с длиной волны λ_D . Таким образом, доплеровское красное смещение у фотонов от сопутствующего источника могут быть зарегистрировано уже около статического источника вначале их пути.

Далее фотон от статического источника с длиной волны λ_0 , а также фотон от сопутствующего источника с длиной волны λ_D , пройдя практически одинаковый путь, испытают одинаковое растяжение длины волны, пропорциональное a . При

поступлении к нам длина волны первого фотона λ_0 станет равной λ_E из (7), тогда как второй фотон с начальной длиной волны λ_D в нашей системе покоя испытает то же растяжение и придёт с длиной волны λ_{DE} , которое следует из аналога формулы (7):

$$\frac{\lambda_{DE}}{\lambda_D} = \frac{a_0}{a} = 1 + z_E. \quad (9)$$

Учитывая (4), что вначале было $\lambda_D = \lambda_0(1 + z_D)$, наблюдаемое красное смещение z находим как комбинированное красное смещение, выражаемое через z_D и z_E как:

$$\frac{\lambda_{DE}}{\lambda_0} = \frac{\lambda_{DE}}{\lambda_D} \frac{\lambda_D}{\lambda_0} = (1 + z_E)(1 + z_D) = 1 + z. \quad (10)$$

В первом приближении это даёт:

$$z \simeq z_E + z_D \simeq 2 \frac{H_0}{c} r \simeq 2 \frac{v}{c}, \quad z \simeq 2z_E \simeq 2z_D. \quad (11)$$

т.е. вклады чистого Доплер эффекта $z_D \simeq r \cdot H_0 / c$ и чистого растяжения $z_E \simeq r \cdot H_0 / c$ складываются и ведут к удвоенному красному смещению, чем только при одном из этих эффектов.

Рис 1. показывает, что в действительности *наблюдается однократный эффект* и $z \simeq H_0 r / c$ (красная линия). Это показывает, что в прежней формулировке релятивистской космологии имело место катастрофическое расхождение теории с наблюдениями (чёрная линия). Это - *парадокс двойного красного смещения*.

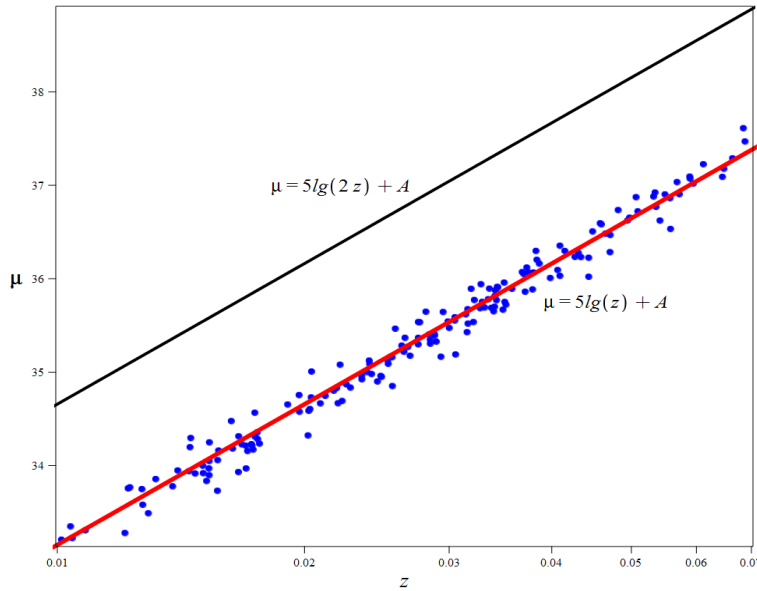


Рис. 1. График «модуль расстояния – красное смещение» для SN 1a в линейной части (в логарифмической шкале z), $A = 5\lg(c / H_0) + 25$, $H_0 = 70 \text{ км / сек} \cdot \text{Мпс}$. Данные из [10a]. Чёрная линия – двойное красное смещение с $\delta\mu = 5\lg(2) = 1.5$.

1.2. Фиолетовое смещение вначале и итоговое смещение как эффект Доплера

В ОТО, таким образом, два вида космологического красного смещения, из-за эффекта Доплера и из-за растяжения, должны были быть учтены вместе. Но когда в общее смещение дают вклад оба механизма, предсказываемые красные смещения для близких объектов удваиваются и, так как наблюдения показывают однократное смещение, возникает парадокс двойного красного смещения.

Из этого факта следует, что одно из исходных предположений стандартной формулировки релятивистской космологии неверно. Как было отмечено в [5], это – сделанный изначально выбор временной компоненты метрики не меняющейся в ходе космологического расширения. Это означало гипотезу о постоянстве темпа собственных времён в ходе расширения. Для согласия с наблюдениями оказалось достаточным отказаться от этого ограничения, естественного только для статических моделей, и вернуться к общему случаю нестатической метрики для временной компоненты тоже.

В общем случае же в ходе расширения могут меняться как пространственные компоненты метрики, так и временная компонента. При этом, если последняя будет выбрана такой, чтобы темп собственных времён в более ранние эпохи был быстрее нынешнего, то частоты испущенных тогда фотонов будут больше нынешних, т.е. они будут с фиолетовым смещением уже при излучении. В результате к двум прежним механизмам, эффекту Доплера и растяжению, добавляется ещё и третий механизм – фиолетовое смещение при испускании фотонов в более ранние эпохи. Если оно компенсируется красным смещением из-за растяжения в пути, то в итоге наблюдаемое смещение окажется однократным красным смещением, что и показывают наблюдения. Тем самым приходим к рассмотрению космологических смещений в рамках КЗВ.

Возвращаясь к вышеупомянутой гипотезе прежней стандартной формулировки, видим, что она состояла в том, что при испускании фотона в ранние эпохи на большом удалении его длина волны считалась *такой же, как здесь сейчас*, в момент приёма, хотя для этого нет оснований и это ничем не было доказано. В действительности же в ОТО вместе с космологическим принципом длина волны фотона при его испускании в более раннюю эпоху $\tau(\chi) = \tau_1$ должна совпадать с длиной волны такого же фотона в месте регистрации только *в ту же самую раннюю эпоху*, т.е. при собственном времени $\tau(0) = \tau_1$. Например, длина волны фотона, испущенного вдали от нас в эпоху 10 млрд. лет после Большого Взрыва по местному времени там, должна совпадать с длиной волны такого же фотона здесь у нас также в эпоху 10 млрд. лет после Большого Взрыва.

После того, как сравнение длин волн фотонов на месте испускания и на месте приёма проведено корректно, а именно, в терминах длин волн в этих местах в одну и ту же раннюю эпоху, встаёт другая задача – как длина волны фотона у нас в ту эпоху связана с длиной волны этого же фотона в нашу эпоху.

Поскольку в КЗВ собственные времена переменны, то надо выбрать как эталон время одной из эпох и времена других эпох выразить в его терминах как временной координаты. Для нас естественным выбором является наше время, так как сигналы от всех прежних эпох сравниваем с сигналами в нашу эпоху. Тогда собственные времена τ удобно выразить в терминах нашего локального собственного времени t :

$$d\tau^2 = g_{00}[a(t)]dt^2. \quad (12)$$

В ОТО всё ещё остаётся произвол в выборе временной компоненты метрики g_{00} , так как она может быть как меньше единицы $g_{00}[a(t)] < 1$, так и больше неё: $g_{00}[a(t)] > 1$.

Поэтому обратившись к наблюдательным фактам, видим, что парадокс двойного красного смещения решается только если в ходе космологического расширения темп собственного времени везде замедляется. Зависимость от масштабного фактора, естественно, должен быть таким же, как и у растяжения, т.е. замедление времени должно быть пропорционально масштабному фактору. Для собственных времён поэтому имеем:

$$d\tau = \frac{a_0}{a} dt. \quad (13)$$

Для метрики в (12) это означает, что $g_{00}(t) = a_0^2 / a^2$, т.е. для более ранних эпох с $a < a_0$ имеем $g_{00}(t) > 1$, а для будущих эпох с $a > a_0$ будет $g_{00}(t) < 1$.

Поскольку в более ранние эпохи темп собственного времени был быстрее, то частоты фотонов были больше, а длины волн меньше, чем у таких же фотонов сейчас. Это ведёт к фиолетовому смещению в более ранние эпохи с фактором, обратным фактору растяжения в (9). Поэтому если длина волны фотона при испускании должна была быть равной λ_D только при учёте эффекта Доплера, то на самом деле длина волны была короче из-за начального фиолетового смещения. Обозначив эту длину волны как λ_{CD} , её можем найти из соотношения:

$$\frac{\lambda_{CD}}{\lambda_D} = \frac{a}{a_0} = \frac{1}{1 + z_E}. \quad (14)$$

Тогда начальное фиолетовое смещение из-за более быстрого темпа времени в (14) и дальнейшее красное смещение из-за растяжения из (9) должны компенсировать друг друга и в итоге наблюдаемое красное смещение должно сводиться к эффекту Доплера из (4). Наблюдаемая длина волны λ_{CDE} , включающая вклад трёх этих эффектов, тогда вычисляется как результат цепочки соотношений:

$$1 + z = \frac{\lambda_{CDE}}{\lambda_0} = \frac{\lambda_{CDE}}{\lambda_{DE}} \cdot \frac{\lambda_{DE}}{\lambda_0} = \frac{\lambda_{CDE}}{\lambda_{DE}} \cdot \frac{\lambda_{DE}}{\lambda_D} \cdot \frac{\lambda_D}{\lambda_0} = \frac{a}{a_0} \cdot \frac{a_0}{a} \cdot \frac{\lambda_D}{\lambda_0} = \frac{\lambda_D}{\lambda_0} = 1 + z_D. \quad (15)$$

Таким образом, действительно получаем точные соотношения:

$$1 + z = \frac{\lambda_{CDE}}{\lambda_0} = \frac{\lambda_D}{\lambda_0} = 1 + z_D, \quad \lambda_{CDE} = \lambda_D, \quad z = z_D. \quad (16)$$

В первом приближении это даёт линейный эффект Доплера, который с самого начала и считался объяснением наблюдаемой линейной зависимости z от r и v :

$$z = z_D \simeq r \cdot H_0 / c \simeq v / c. \quad (17)$$

Итак, парадокс двойного космологического красного смещения, вызванный совместным действием эффекта Доплера и растяжения в ходе расширения, в КЗВ решается естественным образом. Отметим, что прежняя формулировка противоречила наблюдениям уже в линейном участке, где выводы модельно независимы, т.е. не зависят от кривизны пространства и играет роль только один параметр вселенной H_0 .

1.3. Релятивистская абберация космологии

В релятивистской кинематике эффект Доплера и абберация определяются одними и теми же факторами, а их отличие лишь в том, что первый эффект выражает изменения в частоте и длине волны фотона, а второй – в интенсивности и направлении потока фотонов. Поэтому если в КЗВ имеет место эффект Доплера, то абберация будет тоже.

Элемент телесного угла $d\varphi d(\cos\theta')$ в системе покоя источника отличается от того же угла в системе покоя наблюдателя $d\varphi d(\cos\theta)$ из-за преобразования Лоренца для $\cos\theta'$:

$$d(\cos\theta) = \frac{1-v^2}{(1+v\cos\theta')^2} d(\cos\theta'). \quad (18)$$

Для потока от удаляющегося источника в статической системе, в которой покоится наблюдатель, $v\cos\theta' \simeq -v$ и наблюдаемый элемент телесного угла θ находим из:

$$d(\cos\theta) = \frac{1+v}{1-v} d(\cos\theta') = (1+z_D)^2 d(\cos\theta'), \quad (19)$$

где $(1+z_D)$ - фактор красного смещения из-за продольного эффекта Доплера.

Как видим, изменение телесного угла зависит от того же фактора $(1+z_D)$, определяющего эффект Доплера и эти два эффекта будут давать вклад вместе – первый уменьшает частоту фотонов, а второй – число фотонов в данном телесном угле. При увеличении телесного угла конуса число фотонов в конусе прежней величины уменьшится, и видимая светимость снизится. Это уменьшение плотности светового потока, приходящего от удаляющихся объектов обязательно должно быть учтено в космологии, описывающей расширяющуюся вселенную.

Пренебрежение абберацией в прежних моделях релятивистской космологии было связано с рассмотренным выше заблуждением, что космологическое красное смещение якобы вызвано лишь растяжением в пути. При такой точке зрения эффект Доплера считался лишь наглядной аналогией для иллюстрации чисто геометрического эффекта. Если эффекта Доплера по существу нет, то не должно быть и абберации.

Это объяснялось на геометрическом языке тем, что в расширяющемся пространстве телесные углы в световых потоках сохраняются. Однако, в нашей системе покоя эффект Доплера имеет место уже при испускании потока фотонов, и поэтому в нашей системе покоя изначально будет и абберация, т.е. искажение телесного угла потока. Далее этот поток распространяется в расширяющемся пространстве уже без изменения телесного угла.

Видимая светимость является обратно пропорциональным телесному углу начального потока и определяется как $l = L / 4\pi d_p^2$, где d_p - фотометрическое расстояние, а L - абсолютная светимость. Поэтому при учёте абберации видимые светимости удалённых объектов $\tilde{l}$ будут меньше l . Это ведёт к эффективному росту фотометрического расстояния $\tilde{d}_p$ по сравнению с d_p , в котором абберация не учтена:

$$\tilde{l} = \frac{l}{(1+z_D)^2} = \frac{L}{4\pi\tilde{d}_p^2}, \quad \tilde{d}_p = (1+z_D)d_p. \quad (20)$$

Подставив определение d_p , получаем:

$$\tilde{d}_p = (1+z_D)^2 r_{k,\chi}, \quad (21)$$

где $r_{k,\chi}$ - радиус кривизны сферы, на которую растеклось излучение.

2. Космология с замедляющимся временем

2.1. Основные соотношения модели

Рассмотренный выше парадокс двойного красного смещения в стандартных моделях космологии и его решение в КЗВ показывают, что можно ожидать и других изменений в описании космологических явлений. В [5] были рассмотрены минимально необходимые исправления в моделях релятивистской космологии в расширяющемся 3-пространстве, здесь же это обсуждение будет продолжено с уточнением некоторых из наблюдательных следствий.

В фридмановских моделях в сопутствующей системе отсчёта линейный элемент (1) записывался в терминах собственного времени τ . В КЗВ этот линейный элемент записывается в терминах времени нашей эпохи t с $d\tau = dt \cdot a_0 / a$ в виде:

$$ds^2 = \frac{a_0^2}{a^2} c^2 dt^2 - a^2 \cdot (d\chi^2 + S_{k,\chi}^2 \cdot d\Omega_{(2)}^2). \quad (22)$$

Временная компонента и детерминант метрики, тем самым, имеют вид:

$$g_{00}(t) = \frac{a_0^2}{a^2(t)}, \quad \sqrt{-g} = a_0 a^2 |\sin \theta| S_{k,\chi}^2. \quad (23)$$

Тензор энергии-импульса однородной пыли с локальной плотностью энергии $\rho(t)$ есть:

$$T^{ik} = \rho \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad T^{00} = \rho \frac{a^2}{a_0^2}, \quad T_0^0 = T^{00} g_{00} = \rho, \quad T_{00} = \rho g_{00} = \rho \frac{a_0^2}{a^2} \quad (24)$$

и условие сохранения энергии-импульса даёт соотношения ($\dot{a} = da / dt$):

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^k} (T_i^k \sqrt{-g}) - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^i} T^{kl} = 0, \quad \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial t} (T_0^0 \sqrt{-g}) - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{00}}{\partial t} T^{00} = 0, \quad (25)$$

$$\frac{1}{a^2} \frac{\partial}{\partial t} (\rho a^2) + \rho \frac{\dot{a}}{a} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho a^3) = 0, \quad \rho a^3 = \rho_0 a_0^3. \quad (26)$$

Уравнения Эйнштейна

$$G_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (27)$$

с тензором Эйнштейна $G_{ik} = R_{ik} - Rg_{ik} / 2$, где R_{ik} -тензор Риччи, $R = g^{ik} R_{ik}$, дают:

$$\frac{3}{a^4} \left(a^2 \frac{\dot{a}^2}{c^2} + k a_0^2 \right) = \frac{8\pi G}{c^4} \rho \frac{a_0^2}{a^2}, \quad k = 0, \pm 1. \quad (28)$$

После упрощения с помощью (26):

$$\frac{a^2}{a_0^2} \frac{\dot{a}^2}{c^2} + k = \frac{8\pi G \rho a^3}{3c^4} \frac{1}{a} = \frac{a_m}{a}, \quad a_m \equiv \frac{8\pi G \rho_0 a_0^3}{3c^4}, \quad (29)$$

получаем уравнение эволюции:

$$\dot{a}^2 = c^2 \frac{a_0^2}{a^2} \left(\frac{a_m}{a} - k \right), \quad \dot{a} = \pm c \frac{a_0}{a} \sqrt{\frac{a_m}{a} - k}. \quad (30)$$

Сравнение с уравнением Фридмана:

$$\left(\frac{da}{d\tau} \right)^2 = c^2 \left(\frac{a_m}{a} - k \right), \quad \frac{da}{d\tau} = \pm c \sqrt{\frac{a_m}{a} - k}, \quad (31)$$

показывает, что скорость расширения в (30) содержит дополнительный фактор a_0 / a , означающий более быструю скорость расширения в прежние эпохи в терминах t . Более быстрой была и скорость света $\tilde{c}$:

$$\tilde{c}^2 dt^2 - a^2 d\chi^2 = 0, \quad \tilde{c} = \frac{a_0}{a} c. \quad (32)$$

Для нашей эпохи с a_0 и постоянной H_0 (30) даёт обычные выражения:

$$\dot{a}_0 = \pm c \frac{\sqrt{1 - ka_0 / a_m}}{\sqrt{a_0 / a_m}} = \pm c \frac{\sqrt{1 - kb}}{\sqrt{b}}, \quad H_0 = \frac{\dot{a}_0}{a_0} = \pm \frac{c}{a_0} \frac{\sqrt{1 - kb}}{\sqrt{b}}, \quad b \equiv \frac{a_0}{a_m}. \quad (33)$$

Для собственного времени τ из (31) получаем:

$$c\tau = \int_0^{a(t)} \frac{a^{1/2} da}{\sqrt{a_m - ka}} \quad (34)$$

с решениями:

$$c\tau = \begin{cases} \sqrt{a(a_m - a)} + a_m \arcsin \sqrt{\frac{a}{a_m}}, & k = 1 \\ \frac{2a^{3/2}}{3a_m^{1/2}}, & k = 0 \\ \sqrt{a(a_m + a)} - a_m \operatorname{arcsch} \sqrt{\frac{a}{a_m}}, & k = -1 \end{cases} \quad (35)$$

Для времени t , соответствующей $a(t)$, уравнение эволюции (30) даёт:

$$ct = \frac{1}{a_0} \int_0^{a(t)} \frac{a^{3/2} da}{\sqrt{a_m - ka}} \quad (36)$$

и решения имеют вид:

$$ct = \begin{cases} \frac{3a_m}{4a_0} \left[a_m \arcsin \sqrt{\frac{a}{a_m}} - \left(1 + \frac{2a}{3a_m} \right) \sqrt{a(a_m - a)} \right], & k = 1 \\ \frac{2}{3} \frac{a^{3/2}}{a_m^{1/2}} \frac{3a}{5a_0} = \frac{3a}{5a_0} \tau, & k = 0 \\ \frac{3a_m}{4a_0} \left[a_m \operatorname{arcsinh} \sqrt{\frac{a}{a_m}} - \left(1 - \frac{2a}{3a_m} \right) \sqrt{a(a_m + a)} \right], & k = -1 \end{cases} \quad (37)$$

2.2. Соотношение «модуль расстояния - красное смещение»

Мировая линия фотонов от удалённых источников описывается соотношениями:

$$\frac{a_0^2}{a^2} c^2 dt^2 - a^2 d\chi^2 = 0, \quad cdt = \pm \frac{a^2}{a_0} d\chi. \quad (38)$$

Вместе с (30) это позволяет найти величину пройденного фотоном угла χ :

$$\chi = \pm c \int_t^{t_0} \frac{a_0}{a^2} dt = \int_a^{a_0} \frac{da}{\sqrt{a(a_m - ka)}}. \quad (39)$$

Интегрирование даёт:

$$a_0 S_{k,\chi} = \frac{c}{H_0} \frac{a}{a_0} \cdot 2(1 - kb) \left[\frac{a_0}{a} - 1 + (2kb - 1) \left(\sqrt{1 + \frac{a_0/a - 1}{1 - kb}} - 1 \right) \right]. \quad (40)$$

Отношений a_0 / a даёт величину растяжении длин волн:

$$\frac{a_0}{a} = 1 + z_E \quad (41)$$

и в прежних трактовках, объясняющих космологическое красное смещение z растяжением $z \rightarrow z_E$, из (40) следует

$$a_0 \sin \chi = \frac{c}{H_0(1 + z_E)} \frac{1}{q_0} \left[z_E + (q_0^{-1} - 1) \left(\sqrt{1 + 2q_0 z_E} - 1 \right) \right]. \quad (42)$$

где $2q_0 = 1/(1 - kb)$. На этом ранее основывалась формула Маттига [8], полученная с учётом только растяжения и поэтому не учитывала как Доплер-эффект, так и аберрацию.

Но в КЗВ z связано только с эффектом Доплера как в (4) $z = z_D$ и далее вычислим вклад этого эффекта. Сначала рассмотрим релятивистские эффекты в статическом пространстве, когда совокупность источников разбегается от нас со скоростями, пропорциональными расстоянию $v = H_0 r$. Надо уточнить, какое из определений расстояния здесь использовано.

Дело в том, что даже в этом простом случае есть разные виды расстояний, каждое из которых имеет свой определённый физический смысл. Во-первых, это радиус кривизны сферы r на которую растеклось излучение источника. Во-вторых, физическое

расстояние r , состоящее из совокупности стандартных масштабов на гиперповерхности одновременности $t = \text{const.}$ от источника до наблюдателя:

$$r = \int_0^r \frac{dr}{\sqrt{1 - H_0^2 r^2 / c^2}} = \frac{c}{H_0} \arcsin\left(\frac{H_0 r}{c}\right), \quad H_0 r = c \sin\left(\frac{H_0 r}{c}\right). \quad (43)$$

В расширяющемся искривлённом пространстве, где физическое расстояние равно $r(t, \chi) = a(t) \chi$, ситуация сложнее. Локальная скорость удаления объектов $v(t, \chi)$ зависит как от расстояния, так и от времени, и здесь вместо H_0 фигурирует $H(\tau) = a^{-1} da / d\tau$. Здесь имеет место лишь локальный закон для разности скоростей удаления δv двух близких объектов, физическое расстояние между которыми в момент t равно δr . Из определения этого расстояния

$$\delta r(t, \chi) = r(t, \chi + \delta \chi) - r(t, \chi) = a(t) \delta \chi \quad (44)$$

находим скорость расширения этого пространственного участка в виде:

$$\delta v(t, \chi) = \frac{\partial}{\partial \tau} \delta r(t, \chi) = H \cdot a \delta \chi, \quad (45)$$

что и даёт искомый локальный закон разбегания:

$$\delta v(t, \chi) = H \cdot \delta r(t, \chi). \quad (46)$$

В релятивистской космологии скорости удаления достаточно близких объектов на гиперповерхности $t = \text{const.}$ связаны релятивистским соотношением:

$$v(\chi + \delta \chi) = \frac{v(\chi) + H \delta r}{1 + v(\chi) \cdot H \delta r / c^2}, \quad (47)$$

которое из-за малости $\delta v / c$ можно записать как

$$v(\chi + \delta \chi) - v(\chi) \approx [1 - v^2(\chi) / c^2] H a \cdot \delta \chi. \quad (48)$$

Из этого, с учётом (43), получаем уравнение для определения локальных скоростей:

$$\frac{dv}{1 - v^2 / c^2} = H dr = H \frac{dr}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}, \quad (49)$$

что даёт зависимость локальной скорости удаления от расстояния:

$$r(t) \approx \frac{c}{H} \int_0^{v(t, \chi)} \frac{d(v / c)}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} = \frac{c}{H} \arcsin\left(\frac{v}{c}\right), \quad v = c \sin\left(\frac{Hr}{c}\right). \quad (50)$$

Фотоны от сопутствующих расширению источников прибывают к нам с тем же доплеровским красным смещением $(1 + z_D)$, которое было уже вначале их пути. Поэтому в (4) входит именно v , что позволяет найти формулу зависимости r от z_D :

$$r = \frac{c}{H_0} \frac{H_0}{H} \arcsin\left(\frac{z_D + z_D^2 / 2}{1 + z_D + z_D^2 / 2}\right). \quad (51)$$

Поскольку H пропорционален H_0 и зависит от фактора $a_0 / a = (1 + z_E)$, то:

$$\frac{H_0}{H} = \frac{\dot{a}_0}{\dot{a}} \frac{a}{a_0} = \frac{f}{(1+z_E)} = \frac{1}{(1+z_E)\sqrt{1+2q_0z_E}}, \quad (52)$$

где

$$f(z_E, b) = \frac{\dot{a}_0}{\dot{a}} = \sqrt{\frac{1-kb}{a_0/a - 1 + 1 - kb}} = \frac{1}{\sqrt{1+2q_0z_E}}. \quad (53)$$

На малых расстояниях $z_D, z_E \ll 1$ и формула (50) даёт линейный закон:

$$v \simeq H_0 r \simeq cz_D. \quad (54)$$

Видимая и абсолютная светимости l, L источников связаны с фотометрическим расстоянием d_p как $l = L / 4\pi d_p^2$. Через видимую и абсолютную звёздные величины m и M они выражаются как $l = 10^{-m/2.5} \cdot 2.52 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²сек и $L = 10^{-M/2.5} \cdot 3.02 \cdot 10^{35}$ эрг/сек. Расширение ведёт к уменьшению энергии и частоты прибытия фотонов на общую величину $(1+z_D)^2$, а релятивистская абберация уменьшает видимую светимость на тот же фактор $(1+z_D)^2$. В результате для видимой светимости получаем выражение:

$$l_F = \frac{L}{4\pi d_p^2} = \frac{L}{4\pi r^2} \cdot \frac{1}{(1+z_D)^4}. \quad (55)$$

Фотометрическое расстояние d_p , таким образом, равно:

$$d_{p,0} = (1+z_D)^2 r = 10^{-5+(m-M)/5} \text{ Mpc}, \quad (56)$$

откуда, учитывая определение модуля расстояния $\mu \equiv m - M = 5\lg(d_p) + 25$ и (51), следует соотношение «модуль расстояния–красное смещение» ($A \equiv 5 \cdot \lg(c / H_0) + 25$):

$$\mu = 5\lg\left(\frac{(1+z_D)^2}{(1+z_E)\sqrt{1+2q_0z_E}} \arcsin\left(\frac{z_D + z_D^2/2}{1+z_D + z_D^2/2}\right)\right) + A. \quad (57)$$

Величина $(1+z_E)$ пропорциональна расстоянию, а значит и скорости убегания объекта, тогда как $1+z_D$ зависит от скорости не только линейно, но и содержит квадратичную часть на больших расстояниях и поэтому $z_D > z_E$. Выражение z_E через z_D значительно усложнит вид (57), тогда как для оценки того, в какой мере КЗВ может быть в согласии с данными наблюдений, нам необходимо предельно упростить эту формулу. Для этого множитель перед $\arcsin$, аппроксимируем с помощью малого параметра α :

$$\frac{(1+z_D)^2}{(1+z_E)\sqrt{1+2q_0z_E}} \simeq (1+z_D)^{1+\alpha}. \quad (58)$$

Подставив это в (57) получаем искомую упрощённую версию соотношения «модуль расстояния – красное смещение» в КЗВ:

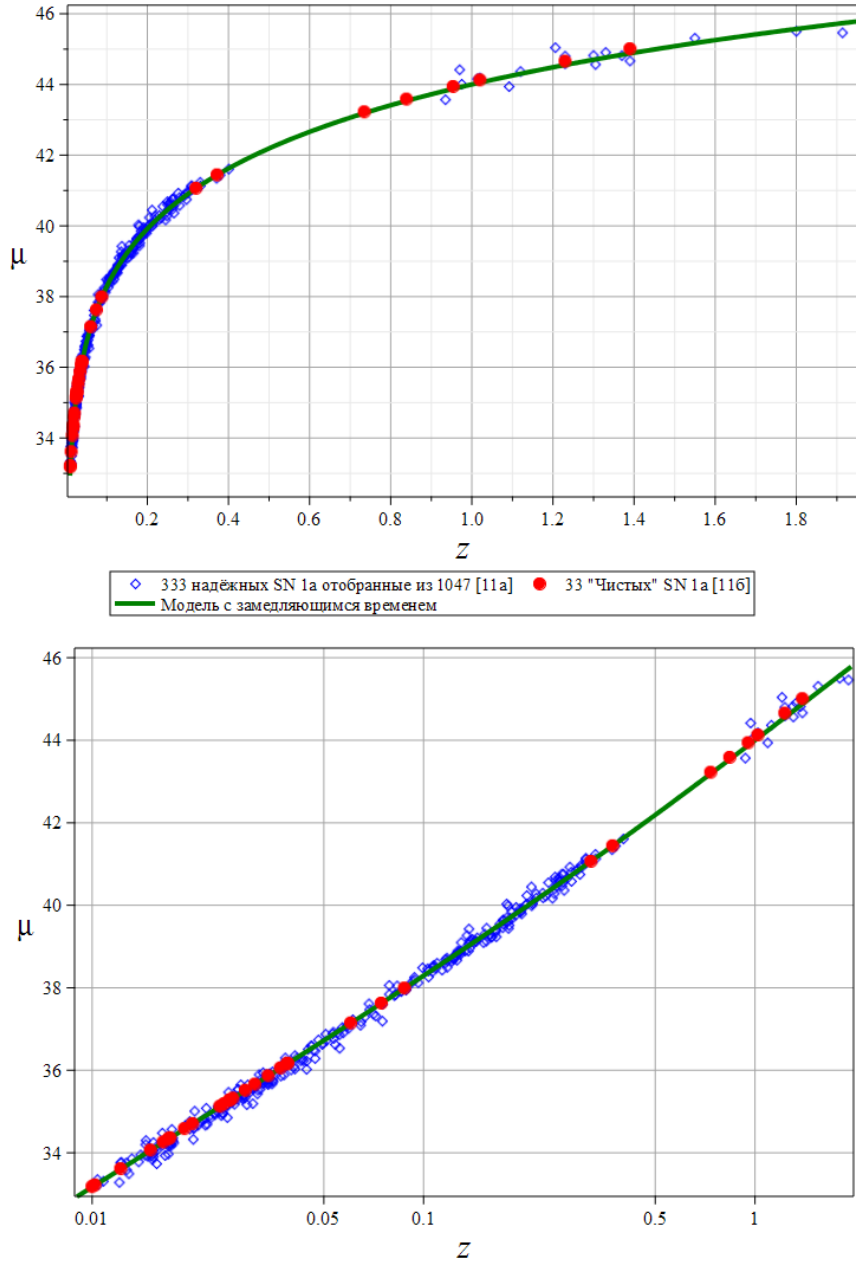


Рис. 2. Соотношение «модуль расстояния – красное смещение» для сверхновых типа Ia в обычной (верхний график) и логарифмической шкале (нижний график). Синие точки – 333 отборные (с малыми искажениями) данные из ряда компиляций [10a], а красные точки – 33 «чистые» сверхновые вне или на границе галактик [106]. Зелёная линия – теоретическая кривая $\mu - z$ в КЗВ согласно (59) с $\alpha = 0.2$.

$$\mu = 5 \lg \left((1 + z_D)^{1+\alpha} \arcsin \left(\frac{z_D + z_D^2 / 2}{1 + z_D + z_D^2 / 2} \right) \right) + A. \quad (59)$$

На Рис. 2 приведено сравнение (59) с наблюдательными данными по сверхновым Типа Ia (в обычной и логарифмической шкале по оси z), где $H_0 = 0.70h$ взят из

линейной части и $\alpha = 0.2$. Это значение α означает $(1 + z_E)\sqrt{1 + 2q_0 z_E} \approx (1 + z_D)^{0.8}$, что вполне реалистично. При малых расстояниях это означает $z_E \approx z_D \cdot 0.8 / (1 + q_0)$. Как видим, соотношение КЗВ (59), где есть только один свободный параметр α , вполне согласуется с данными наблюдений.

3. Ранняя вселенная и космологические проблемы

3.1. Ранняя вселенная

Рассмотрим основные изменения в космологии ранних эпох в рамках КЗВ. Тензор энергии-импульса излучения и ультрарелятивистского вещества с локальной плотностью энергии ρ и давлением $p = \rho / 3$:

$$\begin{aligned} T^{ik} &= \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds} (\rho + p) - pg^{ik} = \frac{4}{3} \rho \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds} - \frac{1}{3} \rho g^{ik}, \\ T^{00} &= \rho \frac{a^2}{a_0^2}, \quad T_0^0 = T^{00} g_{00} = \rho, \quad T_{00} = \rho g_{00} = \rho \frac{a_0^2}{a^2} \end{aligned} \quad (60)$$

подставляем в условие сохранения энергии-импульса:

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^0} (T_0^0 \sqrt{-g}) - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^0} T^{kl} = 0, \quad (61)$$

и получаем соотношения ($\dot{a} = da / dt$):

$$\frac{1}{a^2} \frac{\partial}{\partial t} (\rho a^2) + 2\rho \frac{\dot{a}}{a} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho a^4) = 0, \quad \rho a^4 = \rho_0 a_0^4. \quad (62)$$

Уравнение эволюции (28) тогда переходит в:

$$\frac{a^2}{a_0^2} \frac{\dot{a}^2}{c^2} + k = \frac{8\pi G \rho a^4}{3c^4} \frac{1}{a^2} = \frac{a_m a_0}{a^2}, \quad (63)$$

и даёт:

$$\dot{a}^2 = c^2 \frac{a_0^2}{a^2} \left(\frac{a_m a_0}{a^2} - k \right), \quad \dot{a} = \pm c \frac{a_0}{a} \sqrt{\frac{a_m a_0}{a^2} - k}. \quad (64)$$

Из сравнения с уравнением Фридмана:

$$\left(\frac{da}{d\tau} \right)^2 = c^2 \left(\frac{a_m a_0}{a^2} - k \right), \quad \frac{da}{d\tau} = \pm c \sqrt{\frac{a_m a_0}{a^2} - k}, \quad (65)$$

видим, что скорость расширения и здесь содержит фактор a_0 / a , ведущий к более быстрой скорости расширения в ранние эпохи в терминах времени нашей эпохи.

Для собственного времени τ имеют место прежние выражения:

$$c\tau = \int_0^{a(\tau)} \frac{ada}{\sqrt{a_m a_0 - ka^2}} = \begin{cases} \sqrt{a_m a_0} \left(1 - \sqrt{1 - a^2 / a_m a_0}\right), & k = 1 \\ \frac{a^2}{2\sqrt{a_m a_0}}, & k = 0 \\ \sqrt{a_m a_0} \left(\sqrt{1 + a^2 / a_m a_0} - 1\right), & k = -1 \end{cases} \quad (66)$$

Для времени t , соответствующей $a(t)$, уравнение эволюции (64) даёт:

$$ct = \frac{1}{a_0} \int_0^{a(t)} \frac{a^2 da}{\sqrt{a_m a_0 - ka^2}} = \begin{cases} \frac{a_m}{2} \arcsin\left(\frac{a}{\sqrt{a_m a_0}}\right) - \frac{a}{2a_0} \sqrt{a_m a_0 - a^2}, & k = 1, \\ \frac{a^3}{3\sqrt{a_0^3 a_m}}, & k = 0, \\ \frac{a}{2a_0} \sqrt{a_m a_0 + a^2} - \frac{a_m}{2} \operatorname{arcsinh}\left(\frac{a}{\sqrt{a_m a_0}}\right), & k = -1 \end{cases} \quad (67)$$

3.2. Изменения в свойствах реликтового фона

Наблюдаемый реликтовый поток, возникший в очень ранней вселенной, позволяет изучать и более близкие эпохи, в частности, период рекомбинации, когда излучение оторвалось от вещества. Здесь отметим некоторые изменения в описании реликтового фона, которые следуют из основных отличий КЗВ от прежних моделей.

Более быстрый темп собственных времён в ранней вселенной объясняет ряд фактов, для которых ранее приходилось выдвигать радикальные гипотезы. В частности, если масштабный фактор был в 10^3 раза меньше, то и скорость света была настолько же быстрее в терминах нашего времени $\tilde{c} \sim 10^3 c$, что объясняет однородность и изотропность реликтового фона намного более быстрым смешиванием потока фотонов, что практически снимает проблему горизонта.

Более того, поскольку в очень ранней вселенной частицы вещества были ультрарелятивистскими, то и они тогда двигались на несколько порядков быстрее, чем фотоны в нашу эпоху, что объясняет также и крупномасштабную однородность и изотропность всего вещества.

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 прежней фридмановской модели красное смещение приписывалось растяжению длин волн и поэтому отношение длин волн давалось отношением масштабных факторов a_0 / a , т.е. зависело от z_E , что давало уравнение для $T(a)$:

$$\frac{T_e}{T_r} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = \frac{a_0}{a} = 1 + z_E, \quad \frac{dT}{T} = -\frac{da}{a}. \quad (68)$$

В КЗВ же все красные смещения излучения определяются эффектом Доплера и поэтому отношение температур теперь зависит от $v(a)$ и z_D :

$$\frac{T_e}{T_r} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}} = 1 + z_D. \quad (69)$$

В результате связь красных смещений z_D с a теперь оказывается более сложным, так как надо знать зависимость $v(a)$.

Но сам факт, что вместо z_E фигурирует z_D , уже позволяет выявить ряд существенных изменений. В отличие от линейного растяжения длин волн, эффект Доплера имеет квадратичную часть (см. (5)), которая доминирует при больших z_D , а значит реликтовый фон практически полностью описывается этой частью эффекта. При одном и том же a имеем $z_D > z_E$, и поэтому ре-интерпретация наблюдаемого красного смещения как доплеровского $z_E \rightarrow z_D$ без изменения его величины означает, что оно относится теперь к более поздним a и позднему времени t , чем считалось ранее.

Большее значение a в более позднее время t , когда реликтовый фон оторвался от вещества, означают, что плотности вещества и излучения в ту эпоху были гораздо более высокими, чем считалось ранее. При $z_D \sim 1500$ и $v \simeq c - \delta v$, $\delta v \ll c$, (69) можем записать как:

$$\frac{T_e}{T_r} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = \sqrt{\frac{2c}{\delta v}} \simeq z_D, \quad \frac{\delta v}{c} \simeq \frac{2}{z_D^2} \simeq 9 \cdot 10^{-7}, \quad (70)$$

так что неоднородности в эпоху рекомбинации, через которые проходил реликтовый поток, выглядели бы для нас сплюснутыми из-за релятивистского сокращения.

Несмотря на более позднее время и больший масштабный фактор, чем в фридмановской модели, процессы в эпоху рекомбинации шли быстрее.

И, наконец, ещё одно изменение касается уже измерений характеристик реликтового фона в наше время, из которых определяется величина [11]:

$$\Omega_m h_0^3 \simeq 0.096. \quad (71)$$

Из этой величины, предполагая $\Omega_m \simeq 0.315$, затем фиксировалось значение $h \simeq 0.67$, что значительно отличалось от $h \simeq 0.73$, определяемого из красных смещений и видимых светимостей сверхновых типа Ia. В КЗВ же наоборот, красные смещения сверхновых фиксируют значение $h \simeq 0.70$ (или $h \simeq 0.73$), а Ω_m тогда можно определить из эмпирического соотношения по реликтовому фону (71), что даёт $\Omega_m \simeq 0.28$ (или $\Omega_m \simeq 0.25$). Эти более низкие значения подтверждаются и другими независимыми наблюдениями распределения галактик, которые дают $\Omega_m \simeq 0.26$. Таким образом, в КЗВ нет противоречия между данными по сверхновым и реликтовому фону, наоборот они лишь дополняют друг друга.

3.3. Отсутствие в модели прежних космологических проблем

а) Отсутствие проблем плоскостности и тонкой настройки

В фридмановской модели в ранние периоды пространство становится плоским с большой точностью. Действительно, уравнение эволюции (65) можно записать в виде:

$$\rho_c \frac{a^2}{a_0^2} = \rho - k \frac{A}{a^2}, \quad \rho_c = \frac{3c^2 H^2}{8\pi G}, \quad A = \frac{3c^4}{8\pi G} \quad (72)$$

которое в терминах параметра кривизны $\Omega = \rho / \rho_c$ принимает вид:

$$\Omega^{-1} - 1 = -\frac{kA}{\rho a^2}. \quad (73)$$

Тогда при доминировании вещества или излучения имеем:

$$\frac{\Omega_0^{-1} - 1}{\Omega^{-1} - 1} = \frac{\rho a^3}{\rho_0 a_0^3} \frac{a_0}{a} = \frac{a_0}{a}, \quad \rho a^3 = \text{const}. \quad (74)$$

$$\frac{\Omega_0^{-1} - 1}{\Omega^{-1} - 1} = \frac{\rho a^4}{\rho_0 a_0^4} \frac{a_0^2}{a^2} = \frac{a_0^2}{a^2}, \quad \rho a^4 = \text{const}. \quad (75)$$

и в обоих случаях Ω при $a \rightarrow 0$ стремится к плоскому значению $\Omega \rightarrow 1$, т.е. к $k = 0$.

В КЗВ проблемы плоскостности нет, так как параметр кривизны Ω в ранние эпохи уменьшается. Уравнение эволюции (64), записанное в виде:

$$\rho_c \frac{a^2}{a_0^2} = \rho - k \frac{A}{a^2}, \quad (76)$$

представим в виде, аналогичном (73):

$$\frac{a^2}{\Omega a_0^2} - 1 = -\frac{kA}{\rho a^2}. \quad (77)$$

Затем получаем:

$$\frac{\Omega_0^{-1} - 1}{a^2 / (\Omega a_0^2) - 1} = \frac{a_0}{a} \frac{\rho a^3}{\rho a_0^3} = \frac{a_0}{a}, \quad (78)$$

$$\frac{\Omega_0^{-1} - 1}{a^2 / (\Omega a_0^2) - 1} = \frac{a_0^2}{a^2} \frac{\rho a^4}{\rho a_0^4} = \frac{a_0^2}{a^2}. \quad (79)$$

Как видим, в обоих случаях при $a \rightarrow 0$ параметр Ω стремится к нулю как a^2 :

$$\Omega = \frac{a^2}{a_0^2} \cdot \frac{1}{1 + (\Omega_0^{-1} - 1)a / a_0} \rightarrow \frac{a^2}{a_0^2}. \quad (80)$$

Итак, в терминах времени нашей эпохи нет проблемы плоскостности и нет нужды в тонкой настройке, вызывавшей проблемы в прежних моделях.

б) Однородность и изотропность как результаты более быстрой эволюции

Крупномасштабная однородность и изотропность распределения материи в модели являются следствиями причинной связи разных областей в условиях более быстрой скорости света и более быстрой эволюции.

На протяжении радиационно-доминированной эпохи и эпохи рекомбинации частицы вещества диффундируют как небольшая примесь в высокотемпературном газе фотонов. При этом и сами частицы являются практически ультрарелятивистскими. Поэтому такая диффузия со значениями скорости света в те эпохи выравнивает любую заметную неоднородность в распределении вещества и излучения в причинно-связанных областях.

в) Отсутствие проблемы горизонта

Проблема горизонта фридмановской модели состояла в том, что, с одной стороны, при расширении вселенной размер причинно-связанной области (горизонта) растёт как $r_{hor} \approx t$, тогда как масштабный фактор растёт медленнее - как $a \approx t^{1/2}$ в ранние периоды и позже как $a \approx t^{2/3}$. С другой стороны, считалось, что реликтовый

поток перестал взаимодействовать с веществом после эпохи рекомбинации и плотности излучения в причинно-несвязанных областях никак не могли быть выровнены, но из них поступают к нам в среднем изотропные и однородные потоки.

В КЗВ радиус кривизны вселенной и размер причинно-связанной области возрастали в ранние эпохи гораздо быстрее, чем предполагалось в фридмановской модели. Скорость света также была быстрее в терминах времени нашей эпохи. Поэтому в КЗВ проблемы горизонта нет.

з) Отсутствие проблемы космологической постоянной

Прежняя стандартная парадигма космологии базировалась на космологической константе Λ или тёмной энергии. Однако, её величина получалась настолько малой, что не могла быть объяснена не только Стандартной Моделью физики частиц, но и её гипотетическими обобщениями. Это и есть проблема космологической постоянной, которая оказалась практически неразрешимой в прежних парадигмах как в космологии, так и в физике частиц.

В действительности физика частиц не даёт никаких, ни теоретических, ни наблюдательных оснований для введения нулевой энергии вакуума [12]. Это значит, что космология может быть в согласии с физикой частиц только при отсутствии космологической константы $\Lambda = 0$.

В КЗВ космологическая константа отсутствует, а уравнения Эйнштейна с плотностью энергии материи вполне достаточны для описания наблюдений. Этим достигается согласие между космологией и физикой частиц в проблеме энергии вакуума.

д) Отсутствие проблемы космологической тёмной материи

Космологические модели устанавливают пределы для плотности небарионной тёмной материи. В КЗВ нет такой необходимости, хотя и в принципе незначительная примесь такой материи не исключается.

В любом случае как практическое отсутствие, так и наличие в небольших объёмах такой тёмной материи не проблема и поэтому в КЗВ нет проблемы тёмной материи.

Заключение

Стандартная модель релятивистской космологии, даже с включением гипотетических тёмной материи и тёмной энергии, приводит к удвоению красных смещений из-за необходимости учёта в ОТО как эффекта Доплера (из-за движения источника в системе покоя наблюдателя), так и растяжения длин волн фотонов в ходе распространения (из-за расширения пространства). Так как наблюдается лишь однократное красное смещение, то имеет место парадокс двойного красного смещения. Этот парадокс означает катастрофическое расхождение теории с наблюдениями и несостоятельность прежних моделей релятивистской космологии.

Дело в том, что в моделях с фридмановской метрикой, к которым относится и стандартная модель космологии, сохранилась гипотеза статической модели о постоянном темпе собственных времён в ходе расширения пространства. Однако, в релятивистских теориях переменна геометрия пространства-времени и обычно переменность геометрии пространства ведёт и к переменности темпа времени, тогда как постоянство временной компоненты метрики допустимо лишь в короткие времена.

Сформулированная в [5] статья модель КЗВ с замедляющимися локальными собственными временами, естественным образом решает парадокс двойного красного смещения. В КЗВ в более ранние эпохи фотоны были излучены с фиолетовым смещением, которое компенсировалось в ходе их распространения красным смещением

из-за растяжения. В результате при регистрации длины волн содержат лишь вклад релятивистского эффекта Доплера.

Но там, где есть эффект Доплера, там есть и абберация, которая приводит к дополнительному потускнению источников из-за уменьшения числа фотонов в единице телесного угла. Поэтому КЗВ отличается от фридмановской также и учётом абберации.

Новое соотношение «модуль расстояния – красное смещение», следующее из КЗВ, согласуется с данными по сверхновым типа Ia. КЗВ приводит к ряду нетривиальных следствий для ранней вселенной и позволяет естественным образом решить космологические проблемы прежних моделей. Более сложная зависимость красных смещений от скорости и масштабного фактора позволяет согласовать величину H_0 из данных по реликтовому фону и сверхновым.

Более детально КЗВ и её следствия рассматриваются в книге [6].

Литература

1. Einstein A. (1917) *Sitz. Preuss. Akad. Wiss.*, 142.
2. Friedmann A. (1922). *Z. Phys.*, **10**, 377.
3. Lemaître G. (1927) *Ann. Soc. Sci. Bruxel.*, **A47**, 49.
4. Hubble E. (1929) *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **15**, 168.
5. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:005-7130**.
6. Закир З. (2020) *Диффузионная квант. мех. и диффузионная гравитация*. ЦТФА, Т.
7. Milne E.A. (1934) *Q. J. Math. Oxf.* **5**, 64; Farley F.J.M. (2010) *P. R. Soc. A.*, **466**:3089.
8. Mattig W. (1957) *Astron. Nachr.*, **284**, 109.
9. Wold P.I. (1935) *Phys. Rev.*, **47**, 217; Troitskii V.S. (1987) *Ap. & Sp. Sci.* **139**, 389.
10. Pruzhinskaya M.V. et al. (2020) arXiv:2006.09433 astro-ph; (2011) *Astron. Lett.*, **37**, 663.
11. Planck 2018 results. VI. *Cosmological parameters*. [arXiv:1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209).
12. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:001-7128**; **1:002-7128**.