

## Диффузионная трактовка квантовой теории и гравитации.

### 3. Космология диффузионной гравитации

Захид Закир<sup>1</sup>

#### Аннотация

Диффузионная трактовка квантовых и гравитационных явлений, изложенная в предыдущих двух статьях, основывалась на факте существования фонового поля, плотность энергии которого определяет темп квантовых флуктуаций, т.е. темп собственных времён, а гравитация оказывается локальным дефицитом этой плотности энергии. В космологии, из-за сохранения энергии фонового поля в ходе расширения пространства, плотность энергии этого поля снижается как в локальном, так и в глобальном масштабах. Изменение со временем распределения локального дефицита плотности энергии фонового поля ведёт к деформации гравитационного потенциала галактик и скоплений, что может объяснить плато в кривых вращения, а также связи масс со скоростями вращения и дисперсиями скоростей. Глобальное же снижение плотности энергии фонового поля в ходе расширения ведёт к космологии с замедляющимся временем. В более ранние эпохи флуктуации фонового поля были более быстрыми, а частоты фотонов были больше нынешних. В результате к двум механизмам смещения частот, эффекту Доплера и растяжению длин волн, добавляется ещё и третий - фиолетовое смещение при испускании в ранние эпохи. Это смещение компенсирует красное смещение из-за растяжения и в конечном итоге наблюдается лишь красное смещение от эффекта Доплера, а также релятивистская абберация для видимой светимости. Приведены основные соотношения модели релятивистской космологии с замедляющимся временем, включая соотношение «модуль расстояния - красное смещение». Показано, что модель решает основные космологические проблемы без новых гипотез и описывает наблюдения без тёмной материи и тёмной энергии. Обсуждаются некоторые изменения в картине эволюции в ранние эпохи, включая изменения в свойствах реликтового фона.

*Ключевые слова:* космологическое расширение, кривые вращения галактик, тёмная материя, модификация закона Ньютона, космологическое красное смещение, космологические модели

#### Содержание

|                                                                                                                 |           |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Введение.....</b>                                                                                            | <b>2</b>  |
| <b>1. Деформация поля галактик и их скоплений в ходе расширения .....</b>                                       | <b>3</b>  |
| 1.1. Кривые вращения галактик из деформации потенциала при расширении.....                                      | 3         |
| 1.2. Связи между массой и скоростью вращения галактик и скоплений.....                                          | 6         |
| <b>2. Три механизма космологического смещения частоты .....</b>                                                 | <b>8</b>  |
| 2.1. Два механизма красного смещения: эффект Доплера и растяжение .....                                         | 8         |
| 2.2. Третий механизм: фиолетовое смещение при испускании и наблюдаемое красное смещение как эффект Доплера..... | 10        |
| <b>3. Релятивистская абберация в космологии .....</b>                                                           | <b>13</b> |
| 3.1. Релятивистская абберация .....                                                                             | 13        |
| 3.2. Абберационное потускнение видимой светимости далёких объектов .....                                        | 14        |
| <b>4. Космология с замедляющимся временем.....</b>                                                              | <b>14</b> |
| 4.1. Основные соотношения модели .....                                                                          | 14        |
| 4.2. Ранняя вселенная .....                                                                                     | 16        |
| <b>5. Наблюдаемые следствия модели.....</b>                                                                     | <b>18</b> |
| 5.1. Соотношение «модуль расстояния - красное смещение» .....                                                   | 18        |
| 5.2. Изменения в свойствах реликтового фона .....                                                               | 21        |
| 5.3. Отсутствие в модели прежних космологических проблем .....                                                  | 23        |
| <b>Заключение .....</b>                                                                                         | <b>25</b> |
| <b>Литература .....</b>                                                                                         | <b>26</b> |

<sup>1</sup> Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент Узбекистан, [zzakir@qgph.uz](mailto:zzakir@qgph.uz)

## Введение

Диффузионная трактовка квантовой теории, сформулированная в первой из статей [1], привела к теории диффузионной гравитации, изложенной во второй из статей [1]. В данной статье будут изучены основные изменения в космологии, следующие из новой диффузионной трактовки гравитации.

Одним из основных следствий трактовки гравитации как локального дефицита энергии фонового поля является изменение со временем величины и распределения в пространстве этого дефицита в ходе расширения пространства. Это ведёт к деформации гравитационного потенциала галактик и их скоплений, чем и предлагается объяснить необычные кривые вращения, а также связи масс галактик со скоростями вращения или дисперсиями скоростей. Такие же связи для скоплений могут объясняться аналогично.

Космология имеет дело не только с локальным, но и с глобальным уменьшением плотности энергии фонового поля в ходе расширения пространства в целом. В более ранние эпохи, соответственно, эта плотность была больше и флуктуации должны были быть более интенсивными, а частоты фотонов должны были быть больше нынешних.

В результате в дополнение к двум известным механизмам космологического смещения частот, эффекту Доплера и растяжению, появляется ещё и третий механизм. Это - фиолетовое смещение частот фотонов при их испускании в более ранние эпохи. Это фиолетовое смещение затем компенсируется красным смещением из-за растяжения длин волн по пути и поэтому наблюдаемое смещение будет лишь красным смещением из-за эффекта Доплера. Для видимой светимости должна быть учтена и релятивистская абберация.

При более общем подходе диффузионная гравитация ведёт к космологии с замедляющимся в ходе расширения локальными собственными временами. Приведены основные соотношения соответствующей модели релятивистской космологии. Формула «модуль расстояния - красное смещение», учитывающая замедление локальных времён в более поздние эпохи, описывает наблюдения без гипотез о тёмной энергии и тёмной материи.

Показано, что новая модель естественным образом и без новых гипотез решает основные космологические проблемы, в частности проблемы горизонта, однородности, плоскостности, космологической постоянной, энтропии, тёмной материи и начальной сингулярности. Проблемы горизонта и однородность объясняются тем, что в ранние эпохи скорость света была намного выше, соответственно и радиус горизонта возрастал гораздо быстрее, чем при оценках с нынешним значением скорости света.

Более детальное изложение новой модели будет дано в книге [2].

В разделе 1 изучена деформация поля галактик и их скоплений в ходе расширения. В разделе 2 рассмотрены три механизма космологического смещения частоты. В разделе 3 показана необходимость учёта абберации в космологии. В разделе 4 формулируется модель космологии с замедляющимся временем. Наблюдаемые следствия модели, включая описание красных смещений и реликтового фона, а также решение космологических проблем рассмотрены в разделе 5.

## 1. Деформация поля галактик и их скоплений в ходе расширения

### 1.1. Кривые вращения галактик из деформации потенциала при расширении

Ньютоновский гравитационный потенциал до сих пор экстраполировался на галактики и их скопления. Для галактики с барионной массой  $M$  равновесие центростремительной и гравитационной сил тогда даёт кривую вращения:

$$\frac{v_c^2}{r} \simeq \frac{GM}{r^2}, \quad v_c^2(r) \simeq \frac{GM}{r}. \quad (1)$$

Наблюдения же показали, что для спиральных галактик характерно плато в их кривых вращения, в среднем близкое к постоянной скорости  $v_c(r) \sim const$ .

Для объяснения этого факта без отказа от ньютоновского потенциала была принята гипотеза о наличии в галактиках небарионной тёмной материи. Однако, эта гипотеза привела к ряду проблем [4].

Во-первых, доля тёмной материи в полной массе должна многократно превосходить долю обычной материи. Во-вторых, она должна гравитировать, но распределяться обратно тому, как должна распределяется гравитирующая материя, т.е. требуется искусственная зависимость  $M_{tot}(r) \sim M_0 r$ . В-третьих, тёмная материя до сих пор не проявилась ни в одном из множества экспериментов и наблюдений. В-четвёртых, внутри нашей галактике до сих пор не найдено даже следов этой тёмной материи. Всё это настолько странно, необъяснимо и даже иррационально, что делает эту гипотезу, основанную только на желании сохранить ньютоновский потенциал, фантастической.

В диффузионной гравитации такие кривые вращения галактик оказывается возникают естественным образом из-за деформации плотности энергии фонового поля в ходе космологического расширения пространства и нет нужды в тёмной материи.

Со времени образования звёзд и их скоплений в их окрестностях притяжение доминировало над космологическим расширением и поэтому их потенциалы оставались ньютоновскими.

Однако, для галактик и их скоплений это уже не так. В ранние эпохи, когда скорость расширения была гораздо выше нынешнего, радиус гравитационно-связанной области (ГСО)  $r_c$  был в несколько раз меньше нынешнего, так что окрестности галактик и их скоплений попадали в область расширения. В результате та часть их начального ньютоновского потенциала  $\varphi(r)$ , которая какое-то время находилась в области расширения, деформировалась из-за сохранения энергии фонового поля в каждом из расширяющихся слоёв.

Далее оценим характер и степень этой деформации потенциала галактик [4]. Пусть в раннюю эпоху  $t_0$ , когда соседние галактики начали удаляться друг от друга, некий пространственный слой вокруг галактики с начальным радиусом  $r_0$  и толщиной  $\Delta r_0$  начал расширяться. В более позднее время  $t$  возрастут радиус  $r_0 \rightarrow r$  и толщина этого слоя  $\Delta r_0 \rightarrow \Delta r$ , притом приблизительно в одинаковой пропорции:

$$\frac{\Delta r}{\Delta r_0} \simeq \frac{r}{r_0}, \quad \Delta r \simeq \frac{r}{r_0} \Delta r_0. \quad (2)$$

Рассмотрим воздействие этого факта на гравитационный потенциал в данном слое.

Пусть в начальный момент дефицит плотности энергии фонового поля  $W(r)$  в слое  $\Delta r = r_2 - r_1$  был пропорционален разности значений потенциала  $\varphi(r)$ :

$$U(r_2, r_1) = - \int_{r_1}^{r_2} \frac{(\nabla \varphi)^2}{8\pi G} dV = [\varphi(r_1) - \varphi(r_2)]M / 2. \quad (3)$$

При расширении пространства полная энергия фонового поля в этом слое должна сохраняться несмотря на то, что слой удаляется от галактики, а толщина возрастает. Это означает, что уровни энергии в этом фоновом поле «понижаются» и соответствующий «дефицит энергии» возрастает. Но это, с другой стороны, означает углубление той потенциальной ямы, которая и образует гравитационный потенциал. Поэтому это ведёт к эффективному усилению гравитации источников при космологическом расширении.

Однако, такое понижение происходит везде, так как расширение глобальное, и поэтому более важным является то, как это повлияет на разность потенциалов на границах расширяющегося слоя. Поскольку значения гравитационного потенциала на этих границах снижаются в ходе расширения одинаково, то разность потенциалов между этими границами остаётся неизменной. Это означает, что значения потенциала будут *сопутствовать* расширению. Таким образом, в расширяющемся пространстве полям галактик соответствуют *сопутствующие потенциалы*  $\phi(r, r_0)$ . Поскольку согласно (3) разность потенциалов определяет энергию гравитационного поля в слое, то это означает также сохранение гравитационной энергии в ходе расширения этого слоя.

Скорость расширения  $H(t) = \dot{a} / a$ , где  $a(t)$  - масштабный фактор космологического расширения, уменьшается со временем, и так как радиус ГСО связан с  $H(t)$  как  $r_c(t) \sim H(t)^{-2/3}$ , то он увеличивается со временем  $r_c(t) > r_c(t_0)$ .

Скорость расширения уменьшается со временем, что увеличивает радиус гравитационно-связанной области  $r_c(t) > r_c(t_0)$ . В слое с начальной толщиной  $\Delta r_0$ , который расширился и стал толще, условия сохранения энергии гравитационного поля (3) и равенства разности потенциалов принимают вид:

$$U(r_0 + \Delta r_0, r_0) = U(r + \Delta r, r), \quad (4)$$

$$\varphi(r_0 + \Delta r_0) - \varphi(r_0) = \phi(r + \Delta r, r_0) - \phi(r, r_0). \quad (5)$$

Пусть вначале потенциал слоя  $r_0$  был ньютоновским с ускорением  $\sim 1/r_0^2$ , а после расширения стал сопутствующим потенциалом с изменившейся зависимостью ускорения от расстояния  $\sim 1/f(r)$ . Для нахождения  $f(r)$  условие (5) можем записать в виде:

$$-\frac{GM}{r_0^2} \Delta r_0 = -\frac{GM}{f(r)} \Delta r = -\frac{GM}{f(r)} \cdot \frac{r}{r_0} \Delta r_0, \quad (6)$$

что даёт  $f(r) = r_0 r$ . В результате находим модифицированное выражение для гравитационного ускорения  $w_g(r, r_0)$ :

$$w_c(r, r_0) = -\frac{GM}{f(r)} = -\frac{GM}{r_0 r}. \quad (7)$$

Итак, ньютоновский потенциал после растяжения в ходе расширения пространства переходит в сопутствующий потенциал  $\phi \rightarrow \phi$  и, соответственно, модифицируется гравитационное ускорение  $w_N(r) \rightarrow w_c(r, r_0)$ .

Результатом этого является тот факт, что при сопутствующем потенциале с ускорением  $w_c(r, r_0)$  баланс гравитационной и центробежной сил приводит к примерно постоянной скорости вращения спиральной галактики в области  $r > r_0$ :

$$\frac{v_0^2(r)}{r} = \frac{GM}{r_0 r}, \quad v_0^2(r) = \frac{GM}{r_0} \sim const. \quad (8)$$

При этом  $r_0$  порядка размера галактики, тогда как область изменения  $r(r_0)$  может быть существенно больше. Как видим, из (8) следует образование плато в кривых вращения галактик и  $r_0$  можно определить из масс и скоростей вращения  $r_0 = GM / v_0^2$ . В качестве эффективного значения  $r_0$  можно взять от одной трети до половины размера галактики в зависимости от степени концентрированности массы галактики в центральной области.

Для применения сопутствующего потенциала к эволюции поля галактики нужно учесть ещё существование эволюционирующего радиуса ГСО галактики  $r_c$ , внутри которого доминирует поле притяжения, которое становится почти статическим.

Этот радиус соответствует расстоянию, где потенциальная энергия частицы в гравитационном поле галактики компенсирует кинетическую энергию скорости разбегания  $v_H(r) = H r$ . Это условие даёт:

$$\frac{1}{2} H^2 r_c^2 = \frac{GM}{r_c}, \quad r_c(t) = \frac{(2GM)^{1/3}}{H^{2/3}(t)}. \quad (9)$$

Взяв  $H = h \times 100 \text{ км} \times c^{-1} \times \text{Mnc}$ , при современном значении  $h = h_0 = 0.7$  и массах  $M = (10^{10}; 10^{11}; 10^{12}; 10^{13}) M_\odot$ , имеем  $r_{c(0)} = (0.26; 0.56; 1.2; 2.6) \text{ Mnc}$ , тогда как в ранние эпохи с  $h = 10$  имеем  $r_{c(0)} = (0.044; 0.095; 0.20; 0.44) \text{ Mnc}$ . Таким образом, при образовании галактики  $r_c$  был порядка её размера и затем увеличивался со временем как  $r_c \sim H^{-2/3}$  из-за уменьшения  $H$  с ростом  $a(t)$ .

В переходной области, которая расширялась, а потом оказалась внутри радиуса ГСО  $r_c(t)$ , гравитационный потенциал так и останется деформированным. Но теперь это уже не сопутствующий потенциал, так как частицы уже не участвуют в расширении, а *растянутый потенциал* с зависимостью ускорения от  $r$  (7). Интегрирование (7) ведёт к

логарифмической зависимости для деформированной части потенциала. Добавив и остаток ньютоновского потенциала приходим к модельному растянутому потенциалу:

$$\phi \simeq -\frac{GM}{r} \left( p + q \frac{r}{r_0} \ln \frac{r}{r_0} \right), \quad r \geq r_0. \quad (10)$$

Здесь безразмерные коэффициенты  $p, q$  выражают специфику истории расширения каждой галактики и могут быть подобраны из наблюдений. Растянутый потенциал спадает с расстоянием медленнее ньютоновского и выражает эффективное усиление гравитации в слоях при понижении «уровня энергии» фонового поля в ходе расширения.

## 1.2. Связи между массой и скоростью вращения галактик и скоплений

Из (9) можем найти также соотношение между скоростью вращения и массой галактики [4]. Пусть при образовании галактик плотность барионной материи была порядка плотности барионной материи в нынешних галактиках  $\rho_0 \sim 10^{-24} \text{ г/см}^3$ .

Для однородного шара

$$\rho_0 = \frac{3M}{4\pi \bar{r}_0^3}, \quad r_0 \simeq \frac{1}{3} \bar{r}_0 = \left( \frac{M}{36\pi\rho_0} \right)^{1/3} \quad (11)$$

так что из (9) следует  $v_0^2 \simeq M^{2/3} \alpha_s^{-2/3}$  и для связи массы со скоростью вращения получаем:

$$M \simeq \alpha_s v_0^3, \quad \alpha_s = (36\pi\rho_0 G^3)^{-1/2}. \quad (12)$$

Для диска толщины  $d$  плотность и  $r_0$  имеют вид:

$$\rho_0 = \frac{M}{2\pi \bar{r}_0^2 d}, \quad r_0 \simeq \frac{1}{3} \bar{r}_0 = \left( \frac{M}{18\pi\rho_0 d} \right)^{1/2} \quad (13)$$

Тогда из (9) следует  $v_0^2 \simeq M^{1/2} \alpha_d^{-1/2}$  и:

$$M \simeq \alpha_d v_0^4, \quad \alpha_d = (18\pi G^2 \rho_0 d)^{-1}. \quad (14)$$

Соотношения (12) и (14) дают, в частности, новую оценку средней плотности галактик:

$$\rho_{0(s)} = \frac{3}{4\pi G^3 \alpha_s^2}, \quad \rho_{0(d)} = \frac{1}{2\pi G^2 \alpha_d d}. \quad (15)$$

Из наблюдений известно эмпирическое *барионное соотношение Талли-Фишера* (БТФ) для кривых вращения спиральных галактик:

$$M = \alpha v^\beta \quad (16)$$

где  $\alpha = \text{const.}$  и  $\beta \simeq 3 \div 4$  в разных оценках барионной массы  $M$ . Эти значения  $\beta$  согласуются с модельными оценками - для шара  $\beta_s = 3$  и диска  $\beta_d = 4$ .

При средней плотности спиральных галактик  $\rho_0 \sim 10^{-24} \text{ г/см}^3$ , их толщине  $d \sim 10 \text{ кпс}$  и наблюдаемых средних значениях скорости вращения  $v \sim 200 \text{ км} \times \text{с}^{-1}$

соотношения (12) - (14) дают оценки для параметра  $\alpha_s \simeq 13$ ,  $\alpha_d \simeq 65$  (в единицах  $M_\odot \times \text{км}^{-4} \times \text{с}^4$ ), что близко к наблюдаемому среднему значению  $\alpha \sim 50$ .

Для эллиптических галактик, которые не вращаются, имеет место эмпирическое соотношение Фабера-Джексона  $M = \alpha v_d^4$  для дисперсии скоростей  $v_d^2$ . Это соотношение также согласуется с растянутым потенциалом.

Далее результаты для поля отдельной галактики можем применить к группам и скоплениям галактик. Плато на кривых вращения имеет место также и у системы из двух галактик с полной массой  $M_1 + M_2$ , которую можно свести к движению вокруг центра масс объекта с приведённой массой  $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ . Поэтому растяжение потенциала также может быть проверено путём наблюдения динамики двойных систем, в которых скорости вращения, зависящие от полной массы, должны быть практически независимыми от радиуса системы.

Если размер двойной системы галактик близок к размеру каждого из них, то часть вещества падает в центр масс системы, формируя балдж. Кроме того, центр масс каждой из прежних галактик с растянутыми потенциалами, будет вращаться с прежней скоростью, будучи прототипом волн плотности, преобразовывающихся позже в два или более спиральные рукава.

Подобный сценарий может быть реализован и в системе из трёх галактик, где одна из галактик может иметь прямую или противоположную скорость, и система позже может преобразоваться в спиральную галактику с тремя или более спиральными рукавами. Таким образом, при растянутом потенциале системы эллиптических или нерегулярных галактик могут образовать со временем спиральные галактики. При этом постоянство кривых вращения и большие угловые моменты спиральных галактик следуют из большого углового момента начальной двойной или тройной системы галактик.

Наконец, рассматривая в рамках новой трактовки группы и скопления галактик, мы находим, что дисперсия скоростей в них будет определяться также растянутыми потенциалами и соотношениями (12) - (14). Так как скопления формируются позже, чем эпоха, когда сформировался потенциал галактик, растянутый из-за сопутствия расширению, то для барионной массы скопления (12) - (14) дают соотношение:

$$\frac{M_{cl}}{M_{gal}} \simeq \frac{v_{c(cl)}^{3+4}}{v_{c(gal)}^{3+4}}. \quad (17)$$

При  $v_{c(gal)} \sim 200 \text{ км} \times \text{с}^{-1}$  для  $M_{gal} \sim 10^{11} M_\odot$ , в скоплении с дисперсией скоростей  $v_{c(cl)} \sim 1000 \text{ км} \times \text{с}^{-1}$  формула даёт  $M_{cl} \sim 10^{14} M_\odot$ , что согласуется с оценками из наблюдений.

Таким образом сопутствующий потенциал, перешедший в растянутый потенциал, спадает с расстоянием медленнее чем ньютоновский и позволяет объяснить основные необычные эффекты астрофизики галактик, приписываемые тёмной материи, и может быть взят в качестве базовой модели при исследованиях структурообразования.

## 2. Три механизма космологического смещения частоты

### 2.1. Два механизма красного смещения: эффект Доплера и растяжение

В стандартной формулировке релятивистской космологии в общей теории относительности (ОТО) в качестве причины красного смещения в спектрах объектов в расширяющейся вселенной указывался, в зависимости от предпочтения авторов, один из двух механизмов – либо эффект Доплера, либо растяжение длины волны при распространении. Основанием для такой двойственности было то, что оба объяснения смещения считались двумя эквивалентными способами описания одного и того же явления и поэтому при учёте одного из них полностью игнорировался другой.

В действительности же, как будет показано ниже, это - два *независимых* механизма возникновения космологического красного смещения и должны быть учтены совместно. Ограничение же только одним из эффектов было связано не с логическими аргументами, а желанием избежать удвоения предсказываемых красных смещений, что привело бы к катастрофическому расхождению теории с наблюдениями.

Далее будет показано, что диффузионная гравитация добавляет ещё и третий механизм, который компенсирует вклад одного из двух прежних, оставляя вклад только одного из них, что и приводит к согласию теории с наблюдениями.

В плоском *статическом* пространстве фотоны от источника, удаляющегося со скоростью  $v(r) = H_0 r$ , где  $H_0$  - константа, придут к наблюдателю в  $r = 0$  с красным смещением  $z_D$  из-за продольного эффекта Доплера. Наблюдаемая длина волны  $\lambda_D$  в результате будет связана с начальной длиной волны  $\lambda_0$  формулой:

$$\frac{\lambda_D}{\lambda_0} = 1 + z_D = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} = \sqrt{\frac{1 + H_0 r/c}{1 - H_0 r/c}}. \quad (18)$$

Расстояние до источника тогда выразится через  $z_D$  в виде:

$$r = \frac{c}{H_0} \cdot \frac{z_D + z_D^2/2}{1 + z_D + z_D^2/2}. \quad (19)$$

В первом приближении (18) даёт линейный рост  $z_D$  с расстоянием  $z_D \simeq H_0 r / c$ .

Здесь важен тот факт, что это красное смещение имелось уже *вначале*, в момент испускания фотона, и далее фотон распространялся с этой неизменной длиной волны.

Пусть теперь *пространство расширяется*, а *система отсчёта статическая*, т.е. *не сопутствует* расширению. Расстояние от центра до любого объекта в момент  $t$  равно  $r = a(t)\chi$ , где  $a(t)$  - масштабный фактор, а  $v = H_0 r$  - скорость расширения, где  $H_0 = \dot{a}_0 / a_0 = \text{const.}$  Если источник, покоящийся в этой статической системе отсчёта в точке  $r = \text{const.}$ , излучит фотон, то мировая линия этого фотона даётся выражением:

$$c^2 dt^2 - a^2 d\chi^2 = 0, \quad c dt = a \cdot d\chi. \quad (20)$$

В ходе распространения фотона начальная длина волны  $\lambda_0$  растёт пропорционально росту масштабного фактора  $a_0 / a$  и станет равной  $\lambda_E$ , связанной с  $\lambda_0$  как:

$$\frac{\lambda_E}{\lambda_0} = \frac{a_0}{a} = 1 + z_E. \quad (21)$$

Таким образом, фотон придёт в центр с красным смещением  $z_E$  из-за расширения пространства между источником и детектором. В первом приближении

$$a \approx a_0 \cdot (1 + H_0 \Delta t) = a_0 \cdot \left(1 + \frac{H_0 r}{c}\right), \quad z_E \approx \frac{H_0}{c} r \approx \frac{v}{c}, \quad (22)$$

т.е. происходит линейный рост с расстоянием как скорости, так и  $z_E$ , что аналогично рассмотренному выше продольному эффекту Доплера.

При этом источник имеет скорость  $-H_0 r$  по отношению к сопутствующим расширению пространства телам в его окрестности. Красное смещение сразу после излучения фотона отсутствует, так как источник покоится относительно центра и поэтому нет эффекта Доплера, но в дальнейшем происходит растяжение длины волны из-за расширения и красное смещение накапливается в ходе распространения фотона.

Итак, мы рассмотрели два механизма появления красного смещения в ОТО, когда каждый из них проявляется в чистом виде, а второй отсутствует. Если в статическом пространстве источник покоится в расширяющейся системе отсчёта, то наблюдается только продольный эффект Доплера, возникающий в момент излучения. Если же наоборот, расширяется пространство, а источник покоится в статической системе отсчёта, то наблюдается лишь растяжение длины волны в ходе распространения.

Рассмотрим теперь третий случай, являющийся комбинацией двух предыдущих, и где поэтому оба механизма красного смещения будут проявляться вместе. Это случай, когда *пространство расширяется*, но наряду со статической системой отсчёта имеется также и *сопутствующая система отсчёта*, расширяющаяся вместе с пространством.

Пусть фотон испущен источником, покоящимся в *сопутствующей* системе, что означает, что этот источник движется со скоростью  $H_0 r$  относительно статической системы отсчёта. Тогда после испускания этот фотон будет иметь длину волны  $\lambda_D$  с красным смещением  $z_D$  из (18) из-за продольного эффекта Доплера по отношению к фотонам, испущенным другим источником покоящимся в статической системе.

Длина волны фотона, испущенного в статической системе  $\lambda_0$  и фотона испущенного из сопутствующей системы  $\lambda_D$  далее растягиваются в ходе их распространения пропорционально  $a$ . При поступлении же к наблюдателю в центре длина волны первого фотона станет равной  $\lambda_E$  из (21), тогда как второй фотон с начальной длиной волны в статической системе  $\lambda_D$  испытает точно такое же растяжение и в центре будет иметь длину волны  $\lambda_{DE}$ , которое также найдём из (21):

$$\frac{\lambda_{DE}}{\lambda_D} = \frac{a}{a_0} = 1 + z_E. \quad (23)$$

Учитывая, что в соответствие с (18) уже вначале было  $\lambda_D = \lambda_0(1 + z_D)$ , находим наблюдаемое красное смещение  $z$  как комбинированное красное смещение, выражаемое через  $z_D$  и  $z_E$  в виде:

$$\frac{\lambda_{DE}}{\lambda_0} = \frac{\lambda_{DE}}{\lambda_D} \frac{\lambda_D}{\lambda_0} = (1 + z_E)(1 + z_D) = 1 + z. \quad (24)$$

В первом приближении это даёт:

$$z \simeq z_E + z_D \simeq 2r \cdot H_0 / c \simeq 2v / c \quad (25)$$

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 должно было бы наблюдаться *удвоенное красное смещение*, чем при одном из эффектов.

Поскольку же в действительности *наблюдается однократный эффект*, то в прежней формулировке релятивистской космологии имело место катастрофическое расхождение теории с наблюдательными данными. Это - парадокс удвоения космологического красного смещения.

По этой причине одна группа авторов приписывала наблюдаемое красное смещение эффекту Доплера, а другая группа - растяжению длины волны при расширении пространства. При этом обе группы утверждали, что это – два способа описания одного и того же явления и что никакого противоречия нет. Ошибочность этих интуитивных утверждений показывают рассмотренные выше мысленные эксперименты. Поэтому перейдём к тому, что добавляет в эту ситуацию диффузионный механизм гравитации.

## 2.2. Третий механизм: фиолетовое смещение при испускании и наблюдаемое красное смещение как эффект Доплера

Итак, в ОТО два вида космологического красного смещения, из-за эффекта Доплера и растяжения, должны быть учтены совместно. Но тогда они дают вклады в общее смещение по отдельности и предсказываемые красные смещения станут вдвое больше, чем наблюдается, что становится очень серьёзной проблемой.

Если продолжать ОТО считать правильной в космологических масштабах, то тогда теория видимо была дополнена неким нереалистичным предположением, которое допускается, но не требуется теорией.

В рамках самой ОТО, являющейся излишне общей формально-математической конструкцией, трудно найти такое скрытое предположение в стандартной формулировке релятивистской космологии, что и показал весь предыдущий опыт применений теории.

Диффузионная гравитация же, будучи более физической трактовкой, не оставляет места для нереалистичных предположений и позволяет найти их.

Космология с точки зрения диффузионной гравитации имеет дело с глобальным уменьшением плотности энергии фонового поля в ходе расширения пространства. Это означает, что в более ранние эпохи, когда плотность энергии фонового поля была выше, флуктуации частиц в этом более плотном состоянии фонового поля должны были быть более интенсивными, а частоты фотонов соответственно были больше нынешних.

В результате к двум известным механизмам космологического смещения длин волн, эффекту Доплера и растяжению, добавляется ещё и третий механизм - *фиолетовое смещение* при испускании фотонов в более ранние эпохи. Это фиолетовое смещение

затем компенсирует красное смещение из-за растяжения длин волн в пути. В итоге наблюдаемое смещение оказывается лишь доплеровским красным смещением.

Возвращаясь к вышеупомянутому скрытому предположению, видим, что оно состояло в том, что в прежней формулировке 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 длина волны фотона при его испускании в более раннюю эпоху должна совпадать с длиной волны такого же фотона в месте регистрации только *в ту же самую раннюю эпоху*. 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. Это следует из космологического принципа, основанного на наблюдаемой крупномасштабной однородности пространства и распределения материи в одинаковые эпохи, т.е. является не интуитивным утверждением, а прямым следствием базового принципа теории.

После того, как сравнение длины волны фотона на месте его испускания и на месте наблюдения проведено корректно, а именно, в терминах длины волны такого же фотона около наблюдателя в ту же самую эпоху, встаёт другая задача – как длина волны фотона у наблюдателя в ту эпоху связана с длиной волны этого же фотона в нашу эпоху.

ОТО допускает два противоположных ответа на этот вопрос, один из которых, формально простейший, и был выбран чисто интуитивно. Этот ответ состоит в том, что здесь у нас длины волн одинаковых фотонов *были одними и теми же во все эпохи*. В сопутствующей расширению системе отсчёта в качестве временной координаты поэтому было выбрано собственное время  $\tau$ , локальный темп которого остаётся неизменным.

Однако, если сравнивать два фотона, один из которых пришёл издалека, и его длина волны растянулась, а второй циркулировал столько же времени у нас здесь, то отсутствие растяжения у «местного» фотона выглядит странно. Ведь космологический принцип требует одинаковости космологических эффектов везде, а значит и растяжение должно действовать на все фотоны одинаково, где бы они не распространялись.

В качестве оправдания прежнего выбора можно привести аргумент, что пришедший фотон родился давно, а местный, с которым сравнивается его длина волны, обычно рождается в нашу эпоху. В связи с этим следует обратить внимание на то, что дело не в самих фотонах, а в уровнях энергии тех атомов, которые их излучают. А эти уровни же зависят от локального темпа протекания собственного времени. Поэтому для местных фотонов вопрос об их длине волны в разные эпохи сводится к вопросу о том, одинаково ли протекает локальное собственное время атомов в разные эпохи.

Если, как это до сих пор считалось, предположить темп протекания одинаковым во все эпохи, то указанная выше проблема удвоения красных смещений остаётся не решённой. Поэтому это простейшее из предположений о неизменности локальных собственных времён опровергается космологическими наблюдениями.

В то же время второе предположение, также допустимое в рамках ОТО, что собственное время в разные эпохи протекает по-разному, оставляет простор для новых эффектов, которые и могут решить указанную проблему.

При этом надо выяснить, убыстряется или замедляется в ходе расширения темп собственного времени. Поскольку теперь собственное время считается переменным, то

надо выбрать чем-то выделенную эпоху, время которой будет эталоном и играет роль временной координаты. Для нас, как наблюдателей, такой выделенной является наша эпоха, так как сигналы от всех прежних эпох сравниваем с сигналами в нашу эпоху. Тогда собственные времена  $\tau$  удобно выразить в терминах нашего локального собственного времени  $t$ :

$$d\tau^2 = g_{00}[a(t)]dt^2. \quad (26)$$

В рамках ОТО 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:  $g_{00}[a(t)] > 1$ .

В диффузионной гравитации же выбор оказывается однозначным – в ходе космологического расширения темп собственного времени везде замедляется. Это следует из того факта, что в ходе расширения пространства энергия фонового поля сохраняется и поэтому её плотность уменьшается во всём пространстве. В результате интенсивность квантовых флуктуаций частиц снижается везде, а значит замедляется и темп протекания процессов, т.е. собственные времена замедляются. Характер этой зависимости, естественно, такой же, как и у энергий, т.е. замедление пропорционально масштабному фактору. Для собственных времён поэтому имеем:

$$d\tau = \frac{a_0}{a} dt. \quad (27)$$

Для метрики в (26) 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 и в каждой точке 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 (23). Поэтому если длина волны фотона при испускании должна была быть равной  $\lambda_D$  только при учёте эффекта Доплера, то на самом деле длина волны была короче из-за начального фиолетового смещения. Обозначив эту длину волны как  $\lambda_{CD}$ , её можем найти из соотношения:

$$\frac{\lambda_{CD}}{\lambda_D} = \frac{a}{a_0} = \frac{1}{1+z_E}. \quad (28)$$

Тогда начальное фиолетовое смещение из-за убыстрения времени в (28) и дальнейшее красное смещение из-за растяжения из (23) должны взаимно компенсировать друг друга и в итоге наблюдаемое красное смещение должно сводиться к эффекту Доплера из (18). Наблюдаемая длина волны  $\lambda_{CDE}$ , включающая вклад трёх этих эффектов, тогда вычисляется как результат цепочки соотношений:

$$1+z = \frac{\lambda_{CDE}}{\lambda_0} = \frac{\lambda_{CDE}}{\lambda_{DE}} \frac{\lambda_{DE}}{\lambda_0} = \frac{\lambda_{CDE}}{\lambda_{DE}} \frac{\lambda_{DE}}{\lambda_D} \frac{\lambda_D}{\lambda_0} = \frac{a}{a_0} \frac{a_0}{a} \frac{\lambda_D}{\lambda_0} = \frac{\lambda_D}{\lambda_0} = 1+z_D. \quad (29)$$

Таким образом, действительно получаем точные соотношения:

$$1+z = \frac{\lambda_{CDE}}{\lambda_0} = \frac{\lambda_D}{\lambda_0} = 1+z_D, \quad \lambda_{CDE} = \lambda_D, \quad z = z_D. \quad (30)$$

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

$$z = z_D \simeq r \cdot H_0 / c \simeq v / c. \quad (31)$$

Итак, парадокс удвоения космологического красного смещения даже в линейном участке, вызванный совместным действием эффекта Доплера и растяжения в ходе расширения, в диффузионной гравитации решается естественно, так как начальное фиолетовое смещение компенсирует красное смещение от растяжения, оставляя в итоге только вклад эффекта Доплера.

### 3. Релятивистская абберация в космологии

#### 3.1. Релятивистская абберация

В классической физике имеет место лишь продольный эффект Доплера, который линейно зависит от скорости. Специальная теория относительности добавляет к классическому эффекту ещё квадратичный по скорости релятивистский эффект, не зависящий от направления скорости источника. Поэтому релятивистский эффект в чистом виде проявляется при поперечном движении источника, как поперечный эффект Доплера, отсутствующий в классической физике.

Аналогично, в классической физике имеет место лишь линейная по скорости абберация потока света. Теория относительности и сюда добавляет квадратичный по скорости релятивистский эффект, не зависящий от направления скорости источника.

Здесь важен тот факт, что как релятивистский квадратичный эффект Доплера, так и релятивистская абберация, связаны с одним и тем же релятивистским фактором  $(1 - v^2 / c^2)^{1/2}$ . Поэтому если имеет место квадратичный эффект Доплера для длины волны фотонов, то будет иметь место и релятивистская абберация для их потока.

В релятивистской кинематике 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  $\cos \theta'$ :

$$d(\cos \theta) = \frac{1 - v^2}{(1 + v \cos \theta')^2} d(\cos \theta'). \quad (32)$$

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

$$d(\cos \theta) = \frac{1 + v}{1 - v} d(\cos \theta') = (1 + z_D)^2 d(\cos \theta'), \quad (33)$$

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

Как видим, изменение телесного угла зависит от того же фактора  $(1 + z_D)$ , который определяет продольный 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 релятивистское уменьшение плотности светового потока, приходящего от удаляющихся объектов обязательно надо учесть в космологии, имеющей дело с расширяющейся вселенной.

### 3.2. Аберрационное потускнение видимой светимости далёких объектов

Наблюдательная космология имеет дело с потоками фотонов от далёких источников, которые из-за космологического расширения удаляются от наблюдателя с тем большей скоростью  $v(r)$ , чем больше расстояние. Поэтому необходим учёт релятивистской аберрации для видимых светимостей таких источников.

Пренебрежение аберрацией в прежних моделях релятивистской космологии было связано с рассмотренным выше заблуждением, что космологическое красное смещение якобы вызвано лишь растяжением длины волны фотона. При такой точке зрения эффект Доплера считался лишь наглядной аналогией чисто для иллюстрации чисто геометрического эффекта. Если эффекта Доплера по существу нет, то не должно быть и аберрации. Это объяснялось на геометрическом языке тем, что в расширяющемся пространстве телесные углы в световых потоках сохраняются.

Как было показано в предыдущем разделе, в глобальной статической системе отсчёта, где покоится наблюдатель, эффект Доплера имеет место уже вначале, сразу же после испускания потока фотонов источником, удаляющимся в этой системе. Поэтому там же изначально должна быть и релятивистская аберрация, т.е. искажение телесного угла потока и далее этот поток распространяется в расширяющемся пространстве уже без изменения длины волны, а также 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 аберрации 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 аберрация не учтена:

$$\tilde{l} = \frac{l}{(1+z_D)^2} = \frac{L}{4\pi\tilde{d}_p^2}, \quad \tilde{d}_p = (1+z_D)d_p. \quad (34)$$

Подставив определение  $d_p$ , для закрытой модели получаем:

$$\tilde{d}_p = (1+z_D)^2 a_0 \sin \chi, \quad (35)$$

для плоской модели  $\sin \chi$  заменяется на  $\chi$ , а для открытой – на  $\sinh \chi$ .

## 4. Космология с замедляющимся временем

### 4.1. Основные соотношения модели

Рассмотренные выше космологические эффекты диффузионной гравитации показывают, что можно ожидать нетривиальных изменений и в космологических моделях. Здесь рассмотрим минимально необходимые изменения в фридмановской модели.

Решение парадокса удвоения красных смещений показало, что первое отличие состоит в замедлении локальных собственных времён в ходе расширения. Поэтому в первую очередь изучим последствия этого изменения, т.е. рассмотрим *космологию с замедляющимся собственным временем*.

Из трёх моделей постоянной кривизны, открытой, плоской и закрытой, выберем для определённости последнюю, закрытую. Только в ней объём вселенной конечен в каждый момент времени и поэтому как Большой Взрыв, так и сохранение полной энергии фонового поля во всём пространстве имеют прямой физический смысл.

Линейный элемент фридмановской закрытой модели в сопутствующей системе отсчёта, где роль временной координаты играет собственное время  $\tau$ , имеет вид:

$$ds^2 \simeq c^2 d\tau^2 - a^2(\tau)(d\chi^2 + S_\chi^2 \cdot d\Omega_{(2)}^2), \quad (36)$$

где  $d\Omega_{(2)}^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta \cdot d\varphi^2$ . В космологии с замедляющимся временем  $\tau$  выразим в терминах времени нашей эпохи  $t$  как  $d\tau = dt \cdot a_0 / a$  и (36) запишем в виде:

$$ds^2 = \frac{a_0^2}{a^2(t)} c^2 dt^2 - a^2(t)[d\chi^2 + \sin^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]. \quad (37)$$

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

$$g_{00}(t) = \frac{a_0^2}{a^2}, \quad \sqrt{-g} = a_0 a^2 \sin^2 \chi |\sin \theta|. \quad (38)$$

Тензор энергии-импульса однородной пыли с локальной плотностью энергии  $\rho$  имеет вид:

$$T^{ik} = \rho \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds}, \quad T^{00} = \rho \frac{a^2}{a_0^2}, \quad T_0^0 = T^{00} g_{00} = \rho, \quad T_{00} = \rho g_{00} = \rho \frac{a_0^2}{a^2} \quad (39)$$

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

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^k} (T_i^k \sqrt{-g}) - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^i} T^{kl} = 0, \quad (40)$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial t} (T_0^0 \sqrt{-g}) - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{00}}{\partial t} T^{00} = 0, \quad (41)$$

$$\frac{1}{a^2} \frac{\partial}{\partial t} (\rho a^2) + \rho \frac{\dot{a}}{a} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho a^3) = 0, \quad \rho a^3 = \rho_0 a_0^3. \quad (42)$$

Уравнения Эйнштейна

$$G_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (43)$$

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

$$\frac{3}{a^4} \left( a^2 \frac{\dot{a}^2}{c^2} + a_0^2 \right) = \frac{8\pi G}{c^4} \rho \frac{a_0^2}{a^2}. \quad (44)$$

Произведя упрощения с помощью (42):

$$\frac{a^2}{a_0^2} \frac{\dot{a}^2}{c^2} + 1 = \frac{8\pi G \rho a^3}{3c^4} \frac{1}{a} = \frac{a_m}{a}, \quad a_m \equiv \frac{8\pi G \rho_0 a_0^3}{3c^4}, \quad (45)$$

получаем уравнение эволюции:

$$\dot{a}^2 = c^2 \frac{a_0^2}{a^2} \left( \frac{a_m}{a} - 1 \right), \quad \dot{a} = \pm c \frac{a_0}{a} \sqrt{\frac{a_m}{a} - 1}. \quad (46)$$

Как видим из сравнения с уравнением Фридмана:

$$\left( \frac{da}{d\tau} \right)^2 = c^2 \left( \frac{a_m}{a} - 1 \right), \quad \frac{da}{d\tau} = \pm c \sqrt{\frac{a_m}{a} - 1}, \quad (47)$$

скорость расширения в (46) содержит дополнительный фактор  $a_0 / a$ , показывающий более быструю скорость расширения в прежние эпохи в терминах времени нашей эпохи. Более быстрой была и скорость света  $\tilde{c}$ :

$$\frac{a_0^2}{a^2} c^2 dt^2 - a^2 d\chi^2 = 0, \quad \tilde{c}^2 dt^2 - a^2 d\chi^2 = 0, \quad \tilde{c} = \frac{a_0}{a} c. \quad (48)$$

Для современной эпохи и постоянной  $H_0$  (46) даёт обычные выражения:

$$\dot{a}_0 = \pm c \frac{\sqrt{1 - a_0 / a_m}}{\sqrt{a_0 / a_m}} = \pm c \frac{\sqrt{1 - b}}{\sqrt{b}}, \quad b \equiv \frac{a_0}{a_m}, \quad (49)$$

$$H_0 = \frac{\dot{a}_0}{a_0} = \pm \frac{c}{a_0} \frac{\sqrt{1 - b}}{\sqrt{b}}. \quad (50)$$

Для времени  $t$ , соответствующей  $a(t)$ , уравнение эволюции (46) даёт:

$$\begin{aligned} ct &= \frac{1}{a_0} \int_0^{a(t)} \frac{a^{3/2} da}{\sqrt{a_m - a}} = \\ &= \frac{3a_m}{4a_0} \left[ a_m \arcsin \left( \frac{2a}{a_m} - 1 \right) - \frac{3\pi a_m}{2} - \left( 1 + \frac{2a}{3a_m} \right) \sqrt{a(a_m - a)} \right]. \end{aligned} \quad (51)$$

Для собственного времени  $\tau$  получаем из (47):

$$c\tau = \int_0^{a(t)} \frac{a^{1/2} da}{\sqrt{a_m - a}} = \frac{a_m}{2} \arcsin \left( \frac{2a}{a_m} - 1 \right) - \frac{3\pi a_m}{4} - \sqrt{a(a_m - a)}. \quad (52)$$

#### 4.2. Ранняя вселенная

Более быстрый темп собственных времён в более ранние эпохи объясняет ряд фактов, для которых ранее приходилось выдвигать радикальные гипотезы. В частности, если масштабный фактор был в  $10^3$  раз 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.

Кратко обсудим основные изменения в космологии ранних эпох. Тензор энергии-импульса излучения с локальной плотностью энергии  $\rho$  и давлением  $p = \rho/3$ :

$$\begin{aligned} T^{ik} &= \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds} (\rho + p) - pg^{ik} = \frac{4}{3} \rho \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds} - \frac{1}{3} \rho g^{ik}, \\ T^{00} &= \rho \frac{a^2}{a_0^2}, \quad T_0^0 = T^{00} g_{00} = \rho, \quad T_{00} = \rho g_{00} = \rho \frac{a_0^2}{a^2} \end{aligned} \quad (53)$$

подставляем в условие сохранения энергии-импульса:

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^0} (T_0^0 \sqrt{-g}) - \frac{1}{2} \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^0} T^{kl} = 0, \quad (54)$$

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

$$\frac{1}{a^2} \frac{\partial}{\partial t} (\rho a^2) + 2\rho \frac{\dot{a}}{a} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho a^4) = 0, \quad \rho a^4 = \rho_0 a_0^4. \quad (55)$$

Уравнение эволюции (44) тогда переходит в:

$$\frac{a^2}{a_0^2} \frac{\dot{a}^2}{c^2} + 1 = \frac{8\pi G \rho a^4}{3c^4} \frac{1}{a^2} = \frac{a_m a_0}{a^2}, \quad (56)$$

и:

$$\dot{a}^2 = c^2 \frac{a_0^2}{a^2} \left( \frac{a_m a_0}{a^2} - 1 \right), \quad \dot{a} = \pm c \frac{a_0}{a} \sqrt{\frac{a_m a_0}{a^2} - 1}. \quad (57)$$

Из сравнения с уравнением Фридмана:

$$\left( \frac{da}{d\tau} \right)^2 = c^2 \left( \frac{a_m a_0}{a^2} - 1 \right), \quad \frac{da}{d\tau} = \pm c \sqrt{\frac{a_m a_0}{a^2} - 1}, \quad (58)$$

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 времени  $t$ , соответствующей  $a(t)$ , уравнение эволюции (57) даёт:

$$ct = \frac{1}{a_0} \int_{a(t)}^0 \frac{a^2 da}{\sqrt{a_m a_0 - a^2}} = \frac{a}{2a_0} \sqrt{a_m a_0 - a^2} - \frac{a_m}{2} \arcsin \left( \frac{a}{\sqrt{a_m a_0}} \right). \quad (59)$$

Для собственного времени  $\tau$  получаем:

$$c\tau = \int_{a(t)}^0 \frac{ada}{\sqrt{a_m a_0 - a^2}} = \frac{1}{2} \sqrt{a_m a_0} \left( 1 - \sqrt{1 - a^2 / a_m a_0} \right). \quad (60)$$

## 5. Наблюдаемые следствия модели

### 5.1. Соотношение «модуль расстояния - красное смещение»

Для мировой линии фотонов от удалённых источников имеем:

$$\frac{a_0^2}{a^2} c^2 dt^2 - a^2 d\chi^2 = 0, \quad cdt = \pm \frac{a^2}{a_0} d\chi. \quad (61)$$

Вместе с (46) это позволяет найти величину пройденного фотоном угла  $\chi$ :

$$\chi = \pm c \int_t^{t_0} \frac{a_0}{a^2} dt = c \int_a^{a_0} \frac{a_0}{a^2} \frac{1}{a_0} \frac{a^{3/2} da}{\sqrt{a_m - a}} = c \int_a^{a_0} \frac{da}{\sqrt{a(a_m - a)}}. \quad (62)$$

Интегрирование даёт:

$$\sin \chi = \frac{c}{H_0 a_0} \frac{a}{a_0} \cdot 2(1-b) \left[ \frac{a_0}{a} - 1 + (1-2b) \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{a_0/a - 1}{1-b}} \right) \right]. \quad (63)$$

Если бы речь шла о растяжении длин волн, то имело бы место соотношение:

$$\frac{a_0}{a} = 1 + z_E \quad (64)$$

и из (63) следовала бы известная формула Маттига. Но в нашем случае наблюдаемое красное смещение  $z$  связано с эффектом Доплера как в (18)  $z = z_D$  и далее вычислим его вклад.

В отличие от плоского статического пространства, где был простой закон разбегания  $v = H_0 r$ , 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  $H(\tau) = a^{-1} da / d\tau$ . Поэтому имеет место лишь локальный закон для разности скоростей удаления  $\delta v$  двух близких объектов, физическое расстояние между которыми в момент  $t$  равно  $\delta r$ . Из определения этого расстояния

$$\delta r(t, \chi) = r(t, \chi + \delta\chi) - r(t, \chi) = a(t)\delta\chi \quad (65)$$

находим скорость расширения этого пространственного участка в виде:

$$\delta v(t, \chi) = \frac{\partial}{\partial \tau} \delta r(t, \chi) = H \cdot a \delta\chi, \quad (66)$$

что и даёт искомый локальный закон разбегания:

$$\delta v(t, \chi) = H \cdot \delta r(t, \chi). \quad (67)$$

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

$$v(\chi + \delta\chi) = \frac{v(\chi) + H \delta r}{1 + v(\chi) \cdot H \delta r / c^2}, \quad (68)$$

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

$$v(\chi + \delta\chi) - v(\chi) \approx [1 - v^2(\chi) / c^2] H a \cdot \delta\chi. \quad (69)$$

Из этого получаем дифференциальное уравнение для определения скоростей:

$$H a \cdot d\chi = \frac{dv}{1 - v^2 / c^2}, \quad (70)$$

решение которого при условии  $t = \text{const.}$  даёт зависимость скорости удаления от физического расстояния:

$$r(t) \approx \frac{c}{H} \int_0^{v(t,\chi)} \frac{d(v/c)}{1 - v^2 / c^2} r = \frac{c}{H} \text{arctanh}(v/c) = \frac{c}{H} \ln \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}}. \quad (71)$$

Как видим, выражение под логарифмом есть фактор красного смещения  $(1 + z_D)$  при продольном Доплер эффекте. Это даёт простую формулу, выражающую  $r$  через  $z$ :

$$Hr = c \ln(1 + z_D). \quad (72)$$

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

$$\frac{Hr}{H_0 r_0} = \frac{\dot{a}}{\dot{a}_0} \frac{a_0}{a} \frac{r}{r_0} = \frac{\dot{a}}{\dot{a}_0} = f, \quad Hr = H_0 r_0 f, \quad (73)$$

$$f(z_E, b) = \sqrt{\frac{a_0 / a - b}{1 - b}} = \sqrt{1 + \frac{z_E}{1 - b}} \quad (74)$$

Далее сделаем аппроксимацию

$$f r_0 = r_0 \sqrt{1 + \frac{z_E}{1 - b}} \approx r_0 \cdot (1 + z_E), \quad (75)$$

обоснованность которой оценим позднее. Подставив это в (72) получаем:

$$r(z_D, z_E) \approx \frac{c}{H_0} \frac{\ln(1 + z_D)}{1 + z_E}. \quad (76)$$

На малых расстояниях  $z_D, z_E \ll 1$  и формула (76) переходит в линейный закон:

$$v \approx H_0 r \approx c z_D. \quad (77)$$

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/см<sup>2</sup>сек 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:

$$l_F = \frac{L}{4\pi d_p^2} = \frac{L}{4\pi r^2} \cdot \frac{1}{(1 + z_D)^4}. \quad (78)$$

Фотометрическое расстояние  $d_p$ , таким образом, равно:

$$d_{p,0} = (1 + z_D)^2 r = 10^{-5+(m-M)/5} \text{ Mpc}, \quad (79)$$

откуда для модуля расстояния  $\mu \equiv m - M = 5 \lg(d_p) + 25$ , после подставки (76) в (80), следует соотношение «модуль расстояния – красное смещение» ( $A \equiv 5 \cdot \lg(c / H_0) + 25$ ):

$$\mu = 5 \lg[(1 + z_D)^2 r] + 25 = 5 \lg \left[ \frac{(1 + z_D)^2}{1 + z_E} \ln(1 + z_D) \right] + A. \quad (80)$$

Величина  $1 + z_E$  пропорциональна расстоянию, а значит и скорости убегания объекта, тогда как  $1 + z_D$  на больших расстояниях содержит также и квадратичную зависимость от скорости. Таким образом,  $z_D$  больше  $z_E$  и отличие в квадратичной части. Связь между ними на близких расстояниях  $v \ll c$  имеет вид ( $\beta = v / c$ ):

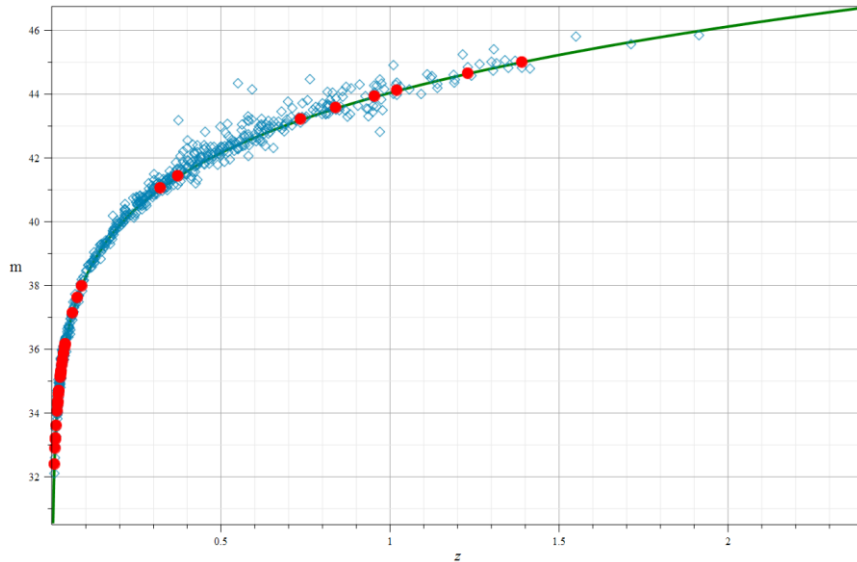
$$z_E \simeq \beta, \quad z_D \simeq \beta + \frac{1}{2} \beta^2, \quad 1 + z_E \simeq \sqrt{1 + 2 z_D} \simeq 1 + z_D - \frac{1}{2} z_D^2. \quad (81)$$

Для оценок в общем случае  $z_E$  выразим через  $z_D$  с помощью малого параметра  $\varepsilon$ :

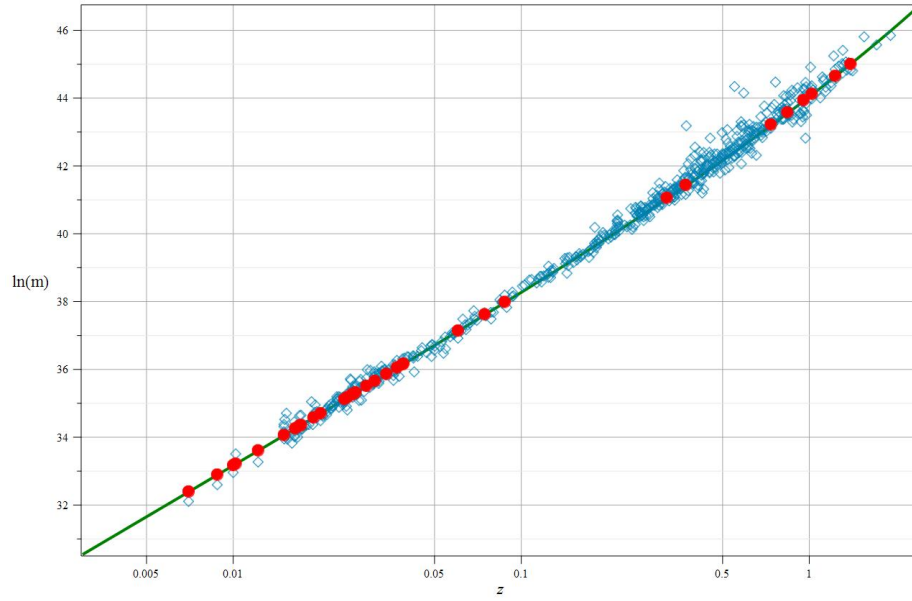
$$1 + z_E \simeq (1 + z_D)(1 - \varepsilon z_D), \quad \varepsilon \ll 1. \quad (82)$$

В таком «базовом» представлении (80) упрощается и принимает вид:

$$\mu = 5 \lg \left[ \frac{1 + z_D}{1 - \varepsilon z_D} \ln(1 + z_D) \right] + A. \quad (83)$$



а)



б)

**Рис. 1.** Графики «видимая звездная величина – красное смещение» для сверхновых 1a (зелёная кривая), а) в обычной и б) в логарифмической шкале. Синие точки - около 600 сверхновых из ряда компиляций, а красные точки – 33 «чистые» сверхновые из [6] вне или на границе галактик.

На Рис. 1 приведено сравнение (80) с наблюдательными данными по сверхновым Типа 1a, где  $H_0 = 0.70h$  взят из линейной части. Как видим, теоретическая кривая согласуется с наблюдениями при  $\varepsilon \approx 0.08$ . Дальнейшие уточнения приближений и обработки данных позволят получить ещё более реалистичные кривые.

## 5.2. 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 новой модели от прежней.

Отношение температуры реликтового излучения в более раннюю эпоху  $T_e$  к её наблюдаемой температуре  $T_r$  определяется отношением наблюдаемой длины волны  $\lambda_r$  к длине волны в ту эпоху  $\lambda_e$ .

В прежней фридмановской модели красное смещение приписывалось растяжению и поэтому отношение длин волн давалось отношением масштабных факторов  $a_0 / a$ , а значит зависело от  $z_E$ , а также давало уравнение для  $T(a)$ :

$$\frac{T_e}{T_r} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = \frac{a_0}{a} = 1 + z_E, \quad \frac{dT}{T} = -\frac{da}{a}. \quad (84)$$

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

$$\frac{T_e}{T_r} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}} = 1 + z_D. \quad (85)$$

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

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. (19)), 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 пере-интерпретация измеренного красного смещения как доплеровского  $z_E \rightarrow z_D$  без изменения его величины означает, что оно относится теперь к  $a$  существенно большему, чем считалось ранее, т.е. к гораздо более позднему времени  $t$ .

Большее значение  $a$  и более позднее время  $t$ , когда реликтовый фон оторвался от вещества, означают, что плотности вещества и излучения в ту эпоху, когда было  $a = a_0 / z_D$ , были гораздо более высокими.

Также отметим, что при  $z_D \sim 1500$  будет  $v \simeq c - \delta v$ ,  $\delta v \ll c$  и (85) принимает вид:

$$\frac{T_e}{T_r} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} \simeq \sqrt{\frac{2c}{\delta v}} \simeq z_D, \quad \frac{\delta v}{c} \simeq \frac{2}{z_D^2} \simeq 9 \cdot 10^{-7}, \quad (86)$$

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, а температуры были выше в  $a_0 / a = 1 + z_E$  раз.

И, наконец, ещё одно изменение касается уже измерений характеристик реликтового фона в наше время, из которых определяется величина [7]:

$$\Omega_m h_0^3 \simeq 0.096. \quad (87)$$

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 новой модели же наоборот, красные смещения сверхновых фиксируют значение  $h \simeq 0.70$  (или  $h \simeq 0.73$ ), а  $\Omega_m$  тогда можно определить из эмпирического соотношения по реликтовому фону (87), 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 новой модели нет противоречия между данными по сверхновым и наблюдений реликтового фона, наоборот они лишь дополняют друг друга.

### 5.3. 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, запишем уравнение эволюции (58) в общем случае плоского, закрытого и открытого миров с  $k = 0, \pm 1$  как:

$$\rho_c \frac{a^2}{a_0^2} = \rho - k \frac{A}{a^2}, \quad \rho_c = \frac{3c^2 H^2}{8\pi G}, \quad A = \frac{3c^4}{8\pi G} \quad (88)$$

или через параметр кривизны  $\Omega = \rho / \rho_c$  как:

$$\Omega^{-1} - 1 = -\frac{kA}{\rho a^2}. \quad (89)$$

Тогда при доминировании вещества или излучения имеем:

$$\frac{\Omega_0^{-1} - 1}{\Omega^{-1} - 1} = \frac{\rho a^3}{\rho_0 a_0^3} \frac{a_0}{a} = \frac{a_0}{a}, \quad \rho a^3 = \text{const}. \quad (90)$$

$$\frac{\Omega_0^{-1} - 1}{\Omega^{-1} - 1} = \frac{\rho a^4}{\rho_0 a_0^4} \frac{a_0^2}{a^2} = \frac{a_0^2}{a^2}, \quad \rho a^4 = \text{const}. \quad (91)$$

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

В модели с замедляющимся временем проблемы плоскостности нет, так как параметр кривизны  $\Omega$  в ранние эпохи уменьшается. Уравнение эволюции (57), которое в общем случае  $k = 0, \pm 1$  имеет вид:

$$\rho_c \frac{a^2}{a_0^2} = \rho - k \frac{A}{a^2}, \quad (92)$$

представим в виде, аналогичном (89):

$$\frac{a^2}{\Omega a_0^2} - 1 = -\frac{kA}{\rho a^2}. \quad (93)$$

Теперь получаем:

$$\frac{\Omega_0^{-1} - 1}{a^2 / (\Omega a_0^2) - 1} = \frac{a_0}{a} \frac{\rho a^3}{\rho_0 a_0^3} = \frac{a_0}{a}, \quad (94)$$

$$\frac{\Omega_0^{-1} - 1}{a^2 / (\Omega a_0^2) - 1} = \frac{a_0^2}{a^2} \frac{\rho a^4}{\rho_0 a_0^4} = \frac{a_0^2}{a^2}. \quad (95)$$

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

$$\Omega = \frac{a^2}{a_0^2} \cdot \frac{1}{1 + (\Omega_0^{-1} - 1)a / a_0} \rightarrow \frac{a^2}{a_0^2}. \quad (96)$$

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

Аналогично моделям сферических звёзд, 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 выравнивает любые существенные неоднородности в распределении вещества и излучения в причинно-связанных областях со значениями скорости света в те эпохи.

*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 как  $a \approx t^{2/3}$  в поздние эпохи. 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, а на деле из них поступают к нам в среднем изотропные и однородные потоки.

В новой модели 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.

Таким образом, в данной модели проблемы горизонта нет.

*г) Отсутствие проблемы начальной сингулярности*

В прежней стандартной космологии до сих пор рассматривалось сжатие всей вселенной до планковского объёма  $V_{pl}$ . Однако каждая из отдельных элементарных частиц есть «внешний наблюдатель» для любой другой частицы. В результате, при сближении до  $l_{pl}$  собственные времена частиц оказываются замедленными относительно мирового времени центра инерции данной системы частиц [5].

Поэтому в действительности в ОТО следует рассматривать сжатие *каждого* из  $N_0$  нынешних частиц и образовавшихся  $\Delta N$  квантов до объёма  $V_{pl}$ , после чего длина волны этих частиц перестаёт уменьшаться. В результате предельно малый объём вселенной  $V_{min}$ , до которого в принципе может продолжиться сжатие, есть сумма этих элементарных объёмов  $V_{pl}$  каждой из частиц и этот объём в единицах планковского объёма всегда будет больше нынешнего числа частиц во вселенной:

$$V_{min} > N_0 V_{pl} \sim 10^{88} V_{pl}. \quad (97)$$

При достижении этого наименьшего объёма  $V_{min}$  частицы окажутся застывшими из-за собственных сильных гравитационных полей и сжатие вселенной остановится в терминах космологического собственного времени  $\tau$  тоже. Это ограничение со стороны ОТО имеет фундаментальный и модельно-независимый характер, так как следует из классической (неквантуемой) компоненты гравитационного поля.

*д) Отсутствие проблемы энтропии*

Проблема большой величины энтропии ранее возникала также из-за того, что предполагалось сжатие вселенной до объёма одного  $V_{pl}$ .

В новой модели сжатие продолжается лишь до предельно малого объёма  $V_{min}$  с сохранением числа частиц не менее нынешнего и здесь нет проблемы большой величины энтропии. В данной модели полная энергия вселенной отлична от нуля и сохраняется. Большое число элементарных объёмов при предельном сжатии и соответствующее

«число ячеек» как раз и характеризуют энтропию вселенной, которая далее сохраняется также, как в целом сохраняется остаточное среднее число частиц в более поздние периоды расширения.

*е) Отсутствие проблемы космологической постоянной*

Прежняя широко принятая парадигма космологии в основном базировалась на введении космологической константы  $\Lambda$ . 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 рамках прежних парадигм 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 [5]. Это значит, что космология может быть в согласии с физикой частиц только при отсутствии космологической константы  $\Lambda = 0$ .

В новой модели космологическая константа отсутствует, а уравнения Эйнштейна только с плотностью энергии материи вполне достаточны для описания наблюдений. Это означает достижение согласия между космологией и физикой частиц в проблеме энергии вакуума.

*ж) Отсутствие проблемы космологической тёмной материи*

Космологические модели устанавливают пределы для плотности небарионной тёмной материи. В модели с замедляющимся временем 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 новой модели нет проблемы тёмной материи.

*з) Зарядовая асимметрия как начальное условие*

Отсутствие античастиц (позитронов, антипротонов и антинейтронов) в наблюдаемой вселенной формально следует из факта нарушения  $CP$ -симметрии в горячей фазе, что ведёт к превышению числа частиц над античастицами порядка  $10^{-8} \div 10^{-9}$ , чего достаточно для образования нынешнего соотношения чисел фермионов и фотонов.

В отличие от прежних подходов, в новой модели предпочтительнее выглядят составные модели, в которых зарядовая симметрия может восстановиться на уровне субчастиц.

## Заключение

Итак, до сих пор использовавшаяся фридмановская модель космологии, даже с включением тёмной материи и тёмной энергии, приводила к парадоксу удвоения красных смещений из-за необходимости учёта в ОТО как эффекта Доплера, так и растяжения длин волн фотонов в ходе расширения пространства. Этот парадокс означал противоречие модели Фридмана с наблюдениями, и поэтому стандартная модель релятивистской космологии, исходившая из неё, фактически была несостоятельной.

Однако этот парадокс снимается, если учесть, что космологический принцип в действительности требует одинаковости локальных частот фотонов в разных местах лишь в одну и ту же эпоху. А в разные эпохи частоты излучения атомов могут отличаться даже в одном и том же месте, если локальные собственные времена либо замедляются, либо убыстряются в ходе расширения, что вполне допускается ОТО.

Из этих двух возможностей диффузионная гравитация однозначно выбирает первую, так как плотность энергии фонового поля падает в ходе расширения, что уменьшает интенсивность квантовых флуктуаций, а значит и темп собственных времён. Сформулированная в статье модель космологии с замедляющимися локальными собственными временами естественным образом снимает парадокс удвоения красных смещений. В этой модели в более ранние эпохи фотоны излучаются с фиолетовым смещением, которое компенсируется в ходе распространения фотона красным смещением из-за растяжения. В результате длины волн фотонов при регистрации содержат лишь вклад релятивистского эффекта Доплера.

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

Новое соотношение «модуль расстояния – красное смещение» согласуется с данными по сверхновым типа 1a. Новая, более сложная зависимость красных смещений от скорости и масштабного фактора позволяет согласовать величину  $H_0$  из данных по реликтовому фону и сверхновым.

Новая модель приводит к ряду нетривиальных следствий для ранней вселенной и позволяет естественным образом решить известные космологические проблемы прежней фридмановской модели.

Более детальное изложение космологии с замедляющимся временем, следующей из диффузионной гравитации, приводится в книге [2].

### Литература

1. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:003-7129**; **1:004-7129**.
2. Закир З. (2020) *Диффузионная квант. мех. и диффузионная гравитация*. ЦТФА, Т.
3. Закир З. (2014) *ТФАк*, **9**, 75.
4. Hofmeister A. M., Criss R. E. (2020) *Galaxies*. **8**, 47.
5. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:001-7128**; **1:002-7128**.
6. Pruzhinskaya M. V. et al. (2011) *Astr. L.* **37**, 663.
7. Planck 2018 results. VI. *Cosmological parameters*. [arXiv:1807.06209](https://arxiv.org/abs/1807.06209).
8. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:006-7130**; **1:007-7130**.