УДК 524.822

© Моргунова А.В., Сажина О.С., 2020

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСООТВЕТСТВИЙ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ В КОСМОЛОГИИ НА ПРИМЕРЕ ПАРАМЕТРА ХАББЛА

Моргунова А. В.^{*a*,1}, Сажина О. С.^{*a*,2}

^а Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, 119234, Россия.

В работе рассматривается актуальная и к настоящему времени нерешенная проблема современной астрономии и космологии, связанная с определением величины современного значения параметра Хаббла H_0 , который характеризует темп расширения Вселенной. Существует необъясненное статистически значимое несоответствие в наблюдательных данных, относящихся к "ближней Вселенной" при малых красных смещениях, и к "дальней Вселенной" (поверхность последнего рассеяния). Во введении к работе дан большой обзор состояния проблемы (проблема "Hubble tension"). В работе введены и исследованы модификации уравнения состояния темной энергии, полученные путем введения нелинейной зависимости параметра уравнения состояния от времени, что обобщает современные подходы по объяснению расхождения величины H_0 . Исключен ряд моделей, что дает ограничения на вид параметра уравнения состояния ластояния состояния, что собобщает современные параметра уравнения состояния от времени.

Ключевые слова: наблюдательная космология, параметр Хаббла, ускоренное расширение Вселенной.

DISCREPANCIES IN OBSERVATIONAL DATA IN COSMOLOGY WITH HUBBLE PARAMETER AS AN EXAMPLE

Morgunova A. V.^{*a*,1}, Sazhina O. S.^{*a*,2}

^a Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119234, Russia.

The paper considers an actual and currently unsolved problem of modern astronomy and cosmology related to determining the value of the present Hubble parameter H_0 , which characterizes the expansion rate of the Universe. There is an unexplained statistically significant discrepancy in the observational data related to the "near Universe" at small redshifts, and to the "far Universe" (the surface of the last scattering). In the introduction to the paper, a large overview of the state of the problem is given (the so-called "Hubble tension" problem). In this paper, modifications of the dark energy equation of state are introduced and investigated, obtained by introducing a nonlinear dependence of the parameter of the equation of state on time, which generalizes modern approaches to explaining the discrepancy in the value of H_0 . A number of models are excluded, which gives restrictions on the type of the parameter of the equation of state.

Keywords: observational cosmology, Hubble parameter, accelerated expansion of the Universe.

PACS: 98.80.-k, 98.80.Es DOI: 10.17238/issn2226-8812.2020.4.23-49

Введение

Параметр Хаббла H = H(t) имеет смысл темпа расширения Вселенной. Его современное значение H_0 входит во многие космологические и астрофизические вычисления. Соотношение $1/H_0$ дает простой способ оценки возраста Вселенной t_0 , а также размера её наблюдаемой части $R_{obs} = c t_0$. Эти величины позволяют оценить полную плотность энергии во Вселенной. Геометрия пространства связана с полной плотностью энергии через квадрат параметра Хаббла. Кроме того,

¹E-mail: arina.morgunova@yandex.ru

²E-mail: cosmologia@yandex.ru

 H_0 определяет критическую плотность энергии во Вселенной, которая, в свою очередь, определяет эпоху эволюции, когда плотности материи и излучения были равны. Таким образом, формирование крупномасштабных структур также зависит от параметра Хаббла. Точное определение множества физических свойств галактик и квазаров (масса, светимость, плотность энергии и др.) невозможно без знания значения H_0 . Даже соотношение лёгких химических элементов, образовавшихся в первые три минуты после Большого взрыва, зависит от темпа расширения Вселенной. С момента первых предсказаний расширения Вселенной (работы А. А. Фридмана 1922–24 гг.) до последних наблюдений прошло уже около ста лет, однако, до сих пор нет точного ответа на вопрос, чему численно равно современное значение параметра Хаббла.

Величина *H* определяется как логарифмическая производная масштабного фактора по времени. Принятая размерность параметра Хаббла – это [км/с/Мпк]. Масштабный фактор есть безразмерная функция времени, относительно которой записываются космологические уравнения Фридмана и которая характеризует глобальную динамику Вселенной. Для определения современного значения параметра Хаббла используется шкала (лестница) космических расстояний. Каждая её «ступень» – расстояние характерного масштаба, определяемого физическими особенностями астрономического объекта, используемого в качестве индикатора расстояния. Величина *H*₀ выводится из наблюдаемых параметров с помощью Стандартной космологической модели путём сопоставления с данными по гравитационному линзированию, сверхновым типа SNe Ia, крупномасштабному распределению вещества и другим вспомогательным астрофизическим и космологическим наблюдениям.

Первой численной оценкой современного темпа расширения Вселенной можно считать величину $H_0 \approx 625 \ ({\rm km/c})/{\rm Mnk}$, полученную Ж. Леметром в 1927 году. Эдвин Хаббл при наблюдательном выводе своего закона получил $H_0 \approx 500 \ ({\rm km/c})/{\rm Mnk}$. Позднее, с появлением нового метода, основанного на анализе анизотропии реликтового излучения, интервал возможных значений H_0 сократился до $45 - 150 \ ({\rm km/c})/{\rm Mnk}$. С улучшением точности измерений уменьшалась ошибка в определении параметра Хаббла, однако, росло несоответствие значений, получаемых разными методами.

Современные данные по анализу анизотропии реликтового излучения дают величину $H_{0,CMB} \simeq 68 \ ({\rm km/c})/{\rm Mnk}$, измерения постоянной Хаббла по вспышкам сверхновых типа SNe Ia дают значение $H_{0,Ia} \simeq 72 \ ({\rm km/c})/{\rm Mnk}$. Другие независимые методы определения параметра Хаббла не могут разрешить это несоответствие. Найденные значения H_0 группируются вблизи $H_{0,CMB}$ и $H_{0,Ia}$. Одни и те же методы часто выдают результаты, противоречащие друг другу. Расхождение в $H_{0,CMB}$ и $H_{0,Ia}$ превышает 3σ , и это пока никак не объяснено.

Обозначенная проблема получила название "Hubble tension", что и будет предметом исследования настоящей работы.

Статья организованна следующим образом. В первом параграфе дан обзор существующих методов определения лестницы космических расстояний и параметра Хаббла. Во втором параграфе приведены последние результаты измерений H_0 с указанием на основные особенности применённых методов. В третьем параграфе дано понятие Стандартной космологической модели и свойств соответствующих уравнений Фридмана, что необходимо для понимания дальнейшей модификации, примененной авторами. В четвертом параграфе рассматривается предложенная авторами модификация Стандартной космологической модели, описывается новый оригинальный способ тестирования современных космологических моделей с зависящим от времени параметром уравнения состояния тёмной энергии. Поставленная задача рассматривается на основании гипотезы о том, что несоответствие наблюдательных данных при определении параметра Хаббла не является следствием неучтённых систематических ошибок и свидетельствует о неполноте общепринятой космологической модели.

1. Расстояния в космологии

В астрономии и космологии для определения расстояний до исследуемых объектов используются разные методы. Прежде всего, выбор того или иного способа измерения расстояния зависит от того, насколько удалён от наблюдателя объект исследования. Для определения постоянной Хаббла необходимо использовать совокупность методов, которые определяют космологическую шкалу расстояний, охватывающую масштабы всей наблюдаемой части Вселенной.

На малых масштабах эффективны кинематические методы, а именно метод тригонометрического параллакса и метод собственных движений. По измерениям годичного параллакса можно с хорошей точностью определить не только расстояния до звёзд, входящих в состав Млечного Пути, но и расстояния до компактных радиоисточников (мазеров, радиопульсаров) с помощью радиоинтерферометра со сверхдлинной базой (РСДБ). По собственным движениям можно определить расстояния до движущихся звёздных скоплений, до цефеид (по сопоставлению изменения физического и углового диаметра переменной звезды). Также этим методом можно определить расстояния до объекта, находящегося на орбите вокруг другого очень массивного объекта. Так, например, определяются расстояния до мазеров, движущихся на краю диска аккреции. Эффективен метод статистического параллакса, который основан на анализе проекций на небесную сферу скоростей звёзд, входящих в состав скопления.

Для определения расстояний, превышающих несколько Кпк, необходимо использовать фотометрические методы. В основе самого популярного в космологии метода определения расстояний – измерение видимой светимости объектов, чья абсолютная светимость известна ввиду хорошо изученной теоретической составляющей явления. Расстояние, определённое таким способом, называют фотометрическим расстоянием

$$D_{ph} = \left(\frac{L}{4\pi F}\right)^{1/2}.$$
(1.1)

Здесь L – абсолютная светимость или мощность источника излучения, называемого "стандартной свечой", F – поток излучения (энергия, приходящаяся на 1 см² площади приёмника за 1 с). В расширяющейся Вселенной, с увеличением расстояния от источника излучения до наблюдателя, темп прихода фотонов снижается в (1 + z) раз, а также энергия единичного фотона уменьшается в (1 + z) раз. Этим фактом нельзя пренебрегать при наблюдении внегалактических объектов. Поэтому, выражая расстояние между приёмником излучения и его источником в терминах метрики Фридмана (3.1), запишем определение потока F как

$$F = \frac{L}{4\pi a_0^2 r^2 (1+z)^2}.$$
(1.2)

Тогда фотометрическое расстояние можно переписать в виде

$$D_{ph} = a_0 r(1+z), (1.3)$$

где a_0 – значение масштабного фактора в момент приёма излучения, r – сопутствующая координата приёмника относительно источника.

Вид уравнения, связывающего фотометрическое расстояние с космологическими параметрами, зависит от космологической модели. Например, для рассматриваемой в данной работе модели D_{ph} можно записать как

$$D_{ph} = \frac{(1+z)}{H_0} \int_0^z \left(\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_{rad} (1+z)^4 + \Omega_{DE} f(z) \right)^{-1/2} dz \,. \tag{1.4}$$

В качестве стандартных свечей могут выступать несколько типов звёзд.

Определение расстояния с помощью стандартной свечи в виде звезды главной последовательности называется методом фотометрического параллакса. Звёзды главной последовательности демонстрируют характерное соотношение светимости и цвета, которое зависит от их массы. Калибровка формы главной последовательности осуществляется путём наблюдения большого числа звёзд, продолжающих сжигать водород, в скоплениях, расстояния до которых измеряются кинематическими методами. Откалибровав абсолютную светимость, можно рассчитать фотометрическое расстояние до любой галактики или звёздного скопления, где присутствуют звёзды главной последовательности.

Звёзды, исчерпавшие в своих недрах водород, начинают использовать в качестве топлива гелий. Их эволюционный трек на диаграмме Герцшпрунга-Рассела переходит на ветвь красных гигантов. В определённый момент давление и температура в ядре красного гиганта достигают значений, при которых возможно начало тройной гелиевой реакции. Для звезды, чья масса $< 1.8 M_{\odot}$, этот процесс начинается вместе гелиевой вспышкой и звезда переходит в левую часть эволюционного трека красных гигантов. При этом такие звёзды имеют одинаковые абсолютные звёздные величины в І-инфракрасном диапазоне, равные -4.0 ± 0.1 , которые практически не зависят от содержания элементов тяжелее гелия и от массы звезды. Метод определения фотометрических расстояний с помощью вершины ветви красных гигантов получил название Tip Rad Gaiant Branch (TRGB). Такие звёзды можно использовать в качестве стандартных свеч.

Переменные звёзды типа RR Лиры с характерными периодами 0.2 — 0.8 дней в ряде случаев также могут быть выбраны на роль стандартных свеч [1]. Их абсолютные светимости хорошо откалиброваны с помощью кинематических методов определения расстояния: метода тригонометрического параллакса, метода движущихся скоплений и метода статистического параллакса.

При определении расстояний до ближайших к Млечному Пути галактик эффективен метод затменных двойных звёзд. В его основе – оценка собственной светимости звезды, которая с некоторой периодичностью затмевается второй звездой. Таким способом были измерены расстояния до Большого и Малого Магелланова Облака и галактики Андромеда.

Хорошо изученными стандартными свечами можно считать звёзды типа δ Цефея. Это пульсирующие переменные звёзды (жёлтые гиганты и сверхгиганты) период пульсации которых в среднем может варьироваться от 0.2 до 50 суток (однако есть и отклонения). Существует зависимость между светимостью цефеиды в видимой области спектра L_V и периодом её пульсации P. Чем ярче звезда в максимуме блеска, тем больше период. Справедливо экспериментально установленное соотношение:

$$\log_{10} \frac{L_V}{L_{\odot}} = 1.15 \cdot \log_{10} \frac{P}{P_1} + 2.34, \qquad (1.5)$$

где L_{\odot} – светимость Солнца, $P_1 = 1$ сутки. Измеряя период пульсаций и соотнося его с наблюдаемой звёздной величиной, можно получить значение L_V и рассчитать фотометрическое расстояние до звезды. Калибровку формулы (1.5), можно осуществить, например, наблюдая звёзды типа δ Цефея в галактике Большое Магелланово Облако, расстояние до которой определено с хорошей точностью другими независимыми методами.

Все описанные выше типы стандартных свечей можно использовать в качестве первичных индикаторов расстояний при построении внегалактической шкалы. Наиболее популярны классические цефеиды и цефеиды II типа. Также получил широкое применение метод TRGB.

Яркости описанных выше звёзд недостаточно для того, чтобы наблюдать их в галактиках, пекулярные скорости которых малы по сравнению со скоростью расширения Вселенной (z > 0.03). Поэтому вводятся вторичные индикаторы расстояний, параметры которых могут быть стандартизированы (откалиброваны) с помощью первичных индикаторов. (Это можно сделать, так как телескоп Хаббла может наблюдать те же цефеиды на расстояниях до 30 Мпк). Такими объектами могут быть галактики или сверхновые, чья яркость сопоставима с яркостью целой галактики. Для определения абсолютной светимости спиральных галактик L_W можно использовать соотношение Талли-Фишера, указывающее на связь допплеровского расширения W спектральной линии поглощения 21 см и максимальной скорости вращения галактики, которая зависит от её массы. Функцию $L_W(W)$ можно откалибровать на тех галактиках, в которых наблюдаются цефеиды. Построив график, связывающий расстояния до галактик с их красными смещениями, можно по формуле (3.31) определить параметр Хаббла.

Абсолютную светимость эллиптической галактики можно рассчитать с помощью соотношения Фабер-Джексона, которое выводится из теоремы вириала и связывает абсолютные значения случайных скоростей с массой галактики.

Расширением метода Фабер-Джексона является метод фундаментальной плоскости. Её можно задать с помощью соотношения поверхностной яркости галактики, распределения скоростей и эффективного радиуса. Оценив эти параметры, можно получить абсолютную светимость галактики.

Хорошо стандартизируемыми стандартными свечами можно назвать вспышки сверхновых звёзд. Их видно на расстояниях тысяч мегапарсек. Согласно теории, вспышка сверхновой звезды происходит тогда, когда в результате аккреции на белый карлик вещества со звезды-компаньона, масса белого карлика приближается к пределу Чандрасекара. Белый карлик переходит в неустойчивое состояние, так как давление вырожденных электронов более неспособно сдерживать возросшую массу звезды. Температура и плотность растут, кислород и углерод начинают преобразовываться в никель и происходит термоядерный взрыв. Из-за того, что массы взорвавшихся звёзд примерно одинаковы, их светимости в максимуме блеска имеют схожие значения. Кривые блеска сверхновых имеют характерный пик и спад. Выделяют два основных типа сверхновых: I тип – для него характерно отсутствие линий водорода в спектре вблизи максимума блеска, и II тип – есть чёткие линии водорода в максимуме блеска и во время спада. Из I типа выделяют тип SNe Ia для вспышек, в спектрах которых присутствует линия кремния. Такие сверхновые наиболее яркие, поэтому часто используются в качестве стандартных свеч. Однако, на практике, трудно найти две вспышки сверхновых, кривые блеска которых с точностью совпадали бы, поэтому существуют алгоритмы стандартизации. В частности, такие алгоритмы учитывают теоретическую зависимость абсолютной светимости вспышки в максимуме блеска от периода угасания. В случае сверхновых типа SNe Ia эта зависимость обусловлена тем, что форма кривой блеска в основном определяется массой никеля, который образовался в результате термоядерной реакции и после взрыва начинает распадаться. Известно также, что на абсолютную светимость вспышки может влиять металличность звезды-компаньона, вещество с которой аккрецирует на белый карлик. Ведутся работы по отбору кандидатов в подкласс "чистых сверхновых" типа SNe Ia [2]. Сверхновые этого типа могут стать самым эффективным инструментом в исследовании ускоренного расширения Вселенной в рамках существующего метода.

Расстояния до очень далёких объектов можно получить не только фотометрическими методами. Если мы наблюдаем какую либо крупномасштабную структуру известного размера R_1 , то расстояние до этой структуры определяется по формуле

$$D_A = \frac{R_1}{\theta}, \qquad (1.6)$$

где θ – угол, под котором видит объект наблюдатель. D_A называется расстоянием по угловому размеру.

В расширяющейся Вселенной

$$D_A = \frac{a_0 r}{(1+z)} = \frac{1}{(1+z)} \int_0^z \frac{dz}{H(z)} \,. \tag{1.7}$$

Уникальным тестом современных космологических моделей является анализ анизотропии реликтового излучения. Его источник – поверхность последнего рассеяния – самая дальняя "ступень" лестницы космологических расстояний.

В конце радиационно-доминированной стадии эволюции Вселенной, когда её возраст был $t_r \sim 380000$ лет, вещество, наполняющее Вселенную, остыло до температуры $T_r \sim 3000$ К. Произошла рекомбинация протонов и нейтронов с электронами с образованием водорода, и плазма стала прозрачной для излучения. Так как ранее вещество находилось в полном термодинамическом равновесии, спектр его излучения описывается спектром абсолютно чёрного тела с температурой

$$T(z) = T_0(1+z), (1.8)$$

где $T_0 \simeq 2.73$ К – температура реликтового излучения на настоящий момент времени. Значение красного смещения, соответствующее эпохе рекомбинации, составляет $z_r \simeq 1100$. Величина флуктуаций плотности вещества в период рекомбинации осциллирует как функция длины волны [3]. Период осцилляций определяется размером звукового горизонта r_s

$$r_s = \int_0^{t_r} \frac{v_s dt}{a(t)} \,, \tag{1.9}$$

где $v_s = \sqrt{dp/d\rho}$ – скорость звука. По положению и величине пиков в спектре мощности реликтового излучения (см. Рис. (1)) можно вычислить величину r_s . Наблюдаемый масштаб флуктуаций θ_s находится по положениям минимумов в спектре мощности. Из графика на Рис. (1) видно, что максимальные флуктуации наблюдаются при $\theta_s \simeq 2^\circ$. Используя эту информацию, получаем угломерное расстояние до сферы последнего рассеяния

$$D_A = \frac{r_s}{\theta_s}.\tag{1.10}$$

Далее с помощью формулы (1.7) можно найти значение параметра Хаббла $H(z_r)$ и получить ограничения на ряд космологических параметров, включая H_0 .



Рис. 1. Спектр мощности реликтового излучения, полученный по результатам миссии Planck.

В ранней Вселенной, вследствие давления фотонов в горячей плазме, состоящей преимущественно из фотонов и барионов, распространялись первичные звуковые волны, которые проявились

$$l_{BAO}(z) = \frac{1+z_r}{1+z} \, l_s(t_r),\tag{1.11}$$

где z_r и t_r – красное смещение и время, соответствующие эпохе рекомбинации, а $l_s(t_r)$ – размер звукового горизонта в эпоху рекомбинации [4]. Можно рассчитать значение $l_{BAO}(0)$, которое будет задавать нам «стандартную линейку». Проводя широкие обзоры неба, можно выделить особенности в кластеризации галактик, диаметр которых будет равен размеру нашей стандартной линейки. Измеряя красные смещения галактик в выделенном объёме, можно получить пространственное представление исследуемой флуктуации. Определяя угол, под которым видна эта особенность, можно получить расстояние по угловому диаметру $D_A(z)$. Сопоставив эти данные с красными смещениями галактик, удаётся получить значение параметра Хаббла H(z) и, в том числе, скорректировать значения космологических параметров в рамках используемой модели.

Расстояния до скоплений галактик можно определить благодаря эффекту Сюняева-Зельдовича [5]. Фотоны реликтового излучения рассеиваются на горячих электронах межзвёздного и межгалактического газа, что приводит к изменению интенсивности излучения в длинноволновой части спектра. Исследуя анизотропию реликтового излучения, можно определить относительное изменение температуры фотонов $\Delta T/T$, проходящих через облако газа. Светимость L_{χ} в рентгеновском диапазоне известна из наблюдений, остаётся измерить угол ϕ , под которым мы наблюдаем скопление. Тогда угломерное расстояние до скопления будет

$$D_A = \frac{(\Delta T/T)^2}{L_\chi \phi} \,. \tag{1.12}$$

Ещё один способ определения расстояний и, как следствие, параметра Хаббла, основан на анализе явления гравитационного линзирования. Если на пути распространения света от какоголибо далёкого объекта до наблюдателя присутствует массивный объект, то наблюдатель увидит несколько искажённых изображений более далёкого объекта с увеличенной яркостью. Это связано с тем, что фотоны распространяются по геодезическим линиям в искажённом массивным объектом пространстве. При этом, по разным оптическим путям фотон будет идти разное время. Если мы наблюдаем, например, линзирование квазара на какой-либо массивной галактике, то мы можем измерить задержку во времени для приходящего от квазара излучения. Измерив также угол между галактикой и линзированными изображениями квазара, можно восстановить оптические пути и получить оценку массы в линзе, а также определить расстояние до линзы и до квазара [6]. Сопоставив полученные значения с красными смещениями объектов, можно вычислить параметр Хаббла.

Существуют и другие методы определения постоянной Хаббла. Не так давно удалось реализовать метод т.н. "стандартной сирены". Суть метода состоит в следующем. Слияние двух массивных объектов (например, двух нейтронных звёзд) порождает гравитационную волну, которую можно зарегистрировать с помощью наземных антенн (гравитационно-волновых интерферометров LIGO, Virgo). Спустя короткий промежуток времени об этом событии также просигнализирует вспышка килоновой, пронаблюдав которую, можно точно определить галактику, в которой произошло зарегистрированное событие. Если известно красное смещение галактики, то, проанализировав амплитуду гравитационной волны и картину изменения её частоты, можно получить фотометрическое расстояние до галактики и рассчитать значение постоянной Хаббла.

2. Измерение параметра Хаббла

Каждый из рассмотренных выше методов определения параметра Хаббла имеет свои преимущества и недостатки. Однако нельзя не отметить, что в последние годы был сделан большой прогресс в совершенствовании теоретического аппарата и измерительных приборов. Далее указаны значения H_0 , полученные в результате наземных и внеатмосферных наблюдений за последние 20 лет (в период с 2000 по 2021 год).

- 2000. H₀ = 72.0 ± 8.0. Метод вычисления. Финальные результаты ключевого проекта телескопа Хаббла по определению постоянной H₀. С помощью функции период-светимость цефеид были уточнены фотометрические расстояния до сверхновых типа SNe Ia и типа II. Для калибровки и определения расстояний до галактик также был использован метод Талли-Фишера [7].
- 2006. H₀ = 76.9 ± 10.7. Метод вычисления. Расстояния до 38 кластеров в пределах красных смещений 0.14 < z < 0.89 определены по данным рентгеновских наблюдений телескопа Чандра и проанализированы совместно с результатами исследования эффекта Сюняева-Зельдовича в радиодипазоне [8].
- 2013. H₀ = 69.32 ± 0.80. Memod вычисления. Результат анализа анизотропии реликтового излучения в рамках проекта WMAP. Ограничения на космологические параметры и, в частности h, получены из принципа наилучшего соответствия наблюдательных данных Стандартной космологической модели (простейшая модель ΛCDM с Ω_k = 0 и Ω_{rad} = 0 [9]).
- 2016. H₀ = 76.2 ± 3.4. Метод вычисления. В проекте Cosmicflows для определения расстояний до спиральных галактик используется эмпирическая зависимость Талли-Фишера для отношения светимости галактики и скорости её вращения. Для определения расстояний до эллиптических галактик использован метод фундаментальной плоскости. Полученные расстояния использованы для калибровки функций светимости цефеид и сверхновых типа SNe Ia [10].
- 2016. H₀ = 67.6 ± 0.7. Метод вычисления. H₀ получено в рамках спектроскопического обзора барионных акустических осцилляций (BOSS). Был проведён анализ анизотропии кластеризации галактик по исследованным радиальным направлениям. Результат был дополнен данными по сверхновым типа SNe Ia [11].
- 2017. H₀ = 71.9 ± 3.0. Метод вычисления. Параметр Хаббла и другие космологические параметры определены на основании анализа трёх изображений квазаров, испытавших множественное линзирование, а также в результате исследования временной задержки в кривых блеска при эффекте сильного гравитационного линзирования. Данные были получены в проекте COSMOGRAIL. Полученные кривые блеска являются результатом 13-летних наблюдений [12].
- 2017. H₀ = 70.0 ± 12.0. Метод вычисления. Был использован метод стандартной сирены, в качестве которой выступила гравитационная волна от двух слившихся нейтронных звёзд. На выходе было получено фотометрическое расстояние до исследованного объекта GW170817 и рассчитана постоянная Хаббла [13]. Позднее это значение было уточнено [14].
- 2018. H₀ = 73.24 ± 1.7. Метод вычисления. Были уточнены параллаксы цефеид Млечного Пути на основании данных Gaia и фотометрии, полученной телескопом Хаббла. Тем самым, удалось откалибровать светимости сверхновых типа SNe Ia и получить улучшенные фотометрические расстояния [15].
- 2018. H₀ = 68.9 ± 4.7. Метод вычисления. Радио-интерферометром VLBI был исследован объект GW170817, представляющий собой две сливающиеся нейтронные звезды. В роли стандартной свечи выступила гравитационная волна, зарегистрированная ранее детекторами LIGO и Virgo. В работе [16] был проведён анализ наблюдений джета, возникшего в результате слияния нейтронных звёзд, что позволило уточнить значение H₀. Авторы отмечают,

что разработанный подход поможет проанализировать данные по 15-ти похожим событиям, и есть вероятность, что проблему несоответствия значений параметра Хаббла удастся разрешить [14].

- 2018. H₀ = 67.66 ± 0.42. Метод вычисления. Финальные результаты обработки данных, полученных телескопом Planck в ходе четырёхлетней миссии. Параметр H₀, как и ряд других свободных космологических параметров, был определён в ходе анализа анизотропии реликтового излучения. Все значения получены в рамках модели ΛCDM [17].
- 2019. Н₀ = 74.3 ± 1.42. Метод вычисления. Результат получен на основании наблюдений телескопом Хаббла 70-ти долгопериодических цефеид в Большом Магеллановом Облаке, расстояние до которого хорошо было уточнено до 1.3% благодаря наблюдениям затменных двойных звёзд. Откалиброванное отношение период-светимость для этих цефеид позволило уточнить внегалактическую шкалу расстояний и откалибровать светимости сверхновых типа SNe Ia. Комбинация различных методов даёт оценку современного значения параметра Хаббла, группирующуюся вблизи значения 74 (км/с)/Мпк [18].
- 2019. H₀ = 68.0 ± 4.2. Метод вычисления. Независимый метод получения параметра Хаббла, основанный на анализе затухания γ-излучения в результате фотон-фотонного взаимодействия в межгалактической среде. Степень проявления этого эффекта вдоль луча зрения зависит от скорости расширения Вселенной и её состава. Наблюдения проводились на телескопе Черенкова и Fermi-LAT [19].
- 2019. H₀ = 67.8 ± 1.3. Метод вычисления. В работе использован метод инвертированной лестницы расстояний. Для калибровки светимостей сверхновых типа SNe Ia используются измерения абсолютных расстояний, полученные путём анализа барионных акустических осцилляций [20].
- 2019. *H*₀ = 69.8 ± 0.8. *Метод вычисления*. Расстояния до сверхновых типа SNe Ia были откалиброваны с помощью данных о фотометрии звёзд, расположенных на вершине ветви красных гигантов на диаграмме Герцшпрунга-Рассела (метод TRGB). Фотометрический нуль-пункт был скорректирован с помощью модуля расстояния до Большого Магелланова Облака, которое было получено из наблюдений двойных затменных систем и параллакса, измеренного HST. С новым релизом данных проекта Gaia возможно будет уточнить фотометрический нуль-пункт с помощью параллаксов, измеренных для красных гигантов, находящихся в нашей галактике [21].
- 2019. H₀ = 68.44 ± 1.41. Метод вычисления. В работе получены ограничения на параметры Λ_m и H₀ для шести космологических моделей в случаях с Ω_k = 0 и Ω_k ≠ 0. Для анализа применялись результаты 11-ти измерений ВАО, данные по угловым размерам 120-ти квазаров (QSO), а также результаты 31-го измерения H(z). Для сопоставления результатов применялись методы математической статистики. Представлено значение H₀ для плоской Вселенной (доверительный интервал 2σ) [22].
- 2019. H₀ = 70.3 ± 1.36. Метод вычисления. Комплексный подход к определению H₀ на основании анализа значений фотометрических расстояний до SNe Ia, барионных акустических осцилляций, задержки времени в эффекте сильного и слабого гравитационного линзирования, данных по измерению H₀ с помощью космических хронометров, а также исследования роста крупномасштабных структур в рамках нескольких космологических моделей (включая ACDM) [23].
- 2019. *H*₀ = 73.3 ± 1.8. *Метод вычисления*. Был применён метод, свободный от космологических параметров. Его основа анализ временных задержек при распространении света,

которые проявляются в результате сильного гравитационного линзирования 6-ти квазаров. Также были получены ограничения на космологические параметры для ряда космологических моделей. Значения H_0 для них варьируются в пределах 73 – 78 (км/с)/Мпк [24].

- 2019. H₀ = 73.5±1.4. Метод вычисления. Был усовершенствован метод определения расстояния до галактики NGC 4258 по угловому диаметру, что позволило откалибровать расстояния до цефеид, служащих индикаторами расстояний до сверхновых типа SNe Ia. Эти результаты совместно с данными о параллаксах цефеид в нашей галактике и данными наблюдений затменных двойных звёзд в Большом Магеллановом Облаке, позволили получить значение H₀ [25].
- 2020. H₀ = 73.9±3.0. Memod вычисления. Геометрическими методами были получены расстояния до галактик, содержащих мегамазеры. Эти расстояния не зависят от каких-либо индикаторов расстояний и от данных СМВ. Полученное значение H₀ зависит от углового размера наблюдаемых галактик, величины их красного смещения и пекулярных скоростей [26].
- 2020. $H_0 = 75.3 \pm 1.9$. Метод вычисления. Использована модель со свободными параметрами Ω_k и h. Значения параметров были найдены в результате анализа данных по временной задержке в эффекте сильного гравитационного линзиования и фотометрических расстояний до SNe Ia. Для допустимых в рамках применённой модели параметров $\Lambda_k = -0.01$ и $\Lambda_k = 0.05$ значения H_0 были идентичны значению, полученному для $\Lambda_k = 0$, но с большими погрешностями [27].
- 2020. H₀ = 75.8±5.1. Метод вычисления. Для определения фотометрических расстояний до галактик в качестве стандартизируемых стандартных свечей были приняты сверхновые типа II. Расстояния были откалиброваны с помощью цефеид и ветви красных гигантов. Также в работе были приведены аргументы в пользу того, что сверхновые типа SNe Ia не являются причиной "Hubble tension" [28].
- 2020. H₀ = 67.6 ± 4.3. Метод вычисления. Первое ограничение на Ω_m и H₀, полученное методом «стандартной сирены». Гравитационная волна, зарегистрированная в результате слияния двух чёрных дыр, дала возможность прямого измерения фотометрического расстояния до источника [29].
- 2020. H₀ = 69.6±1.8. Метод вычисления. Использованный метод не зависит от модели рекомбинации, так как размер звукового горизонта r_s принимается свободным параметром наравне с H₀. Обе величины получены при фиксированном Ω_mh² (найденном из анализа анизотропии реликтового излучения). В основе исследования – анализ барионных акустических осцилляций (данные Plank и eBOSS), дополненных данными по гравитационному линзированию и сверхновым типа SNe Ia [30].
- 2021. H₀ = 73.5±5.3. Метод вычисления. Альтернативный подход анализа анизотропии реликтового излучения, не учитывающий размер звукового горизонта r_s. Ограничения на Ω_m получены из анализа эффекта слабого гравитационного линзирования анизотропии реликтового излучения на галактиках совместно с данными по сверхновым типа SNe Ia. Ограничения на значение сопутствующего расстояния до поверхности последнего рассеяния r_{*}(Ω_m, h) и параметр Ω_mh², которые даёт анализ анизотропии реликтового излучения, позволяют естественным образом получить ограничения на h [31].
- 2021. H₀ = 71.8±3.9. Метод вычисления. Проведён анализ временной задержки при эффекте сильного квадрупольного гравитационного линзирования для 8-ми систем. Авторы статьи отмечают, что полученное значение H₀ не может рассматриваться как решение проблемы рассогласования значений H_{0,Ia} и H_{0,CMB} [32].

- 2021. H₀ = 72.1 ± 2.0. Метод вычисления. Светимость красных гигантов в методе TRGB была откалибрована с помощью геометрического параллакса, полученного телескопом Gaia для самого массивного в Млечном Пути шарового звёздного скопления ω Cen. Этот кластер содержит более ста красных гигантов требуемой светимости. Полученные результаты были применены для калибровки светимостей сверхновых типа SNe Ia [33].
- 2021. H₀ = 69.6 ± 1.8. Метод вычисления. Расстояния до сверхновых типа SNe Ia уточнены посредством калибровки расстояний до Цефеид. Для этого, совместно с результатами фотометрии, полученной телескопом Хаббла, были уточнены параллаксы 75-ти цефеид, входящих в состав Млечного Пути (Gaia). На выходе было получено улучшенное соотношение периода и светимости цефеид, благодаря которому и была откалибрована внегалактическая шкала расстояний [34].

3. Стандартная космологическая модель и её расширение

Современная теория строения и эволюции Вселенной от момента Большого взрыва до современного момента – это Стандартная космологическая модель, основанная на пяти наблюдательных тестах (расширение Вселенной, реликтовое излучение и его анизотропия, крупномасштабная структура и обилие легких химических элементов), дополненных понятиями темной материи и темной энергии.

Расширение Вселенной описывается решением Фридмана уравнений Эйнштейна для однородной и изотропной Вселенной. Стандартная космологическая модель ΛCDM описывает пространственно плоскую Вселенную с Λ -членом. Эта модель успешно предсказывает ускоренное расширение Вселенной, её крупномасштабную структуру и распределение галактик, а также существование поляризованной анизотропии реликтового излучения и барионных акустических осцилляций. Модель ΛCDM основана на некоторых гипотезах о фундаментальных свойствах пространствавремени, а также включает 6 свободных параметров. Величины этих параметров находятся по принципу наилучшего соответствия Стандартной космологической модели и наблюдательных данных. Все остальные космологические параметры, в том числе, относительный состав разных типов вещества во Вселенной (параметры плотности), современное значение параметра Хаббла, возраст Вселенной и др. выводятся из этих основных величин, в том числе, путем сопоставления с данными по гравитационному линзированию, по сверхновым SNe Ia, по крупномасштабному распределению вещества и др.

Большинство современных наблюдательных данных интерпретируется именно в рамках модели *ACDM*. В её основе – модель нестационарной Вселенной Фридмана.

Модель Фридмана основана на гипотезе о справедливости космологического принципа, согласно которому наша Вселенная пространственно однородна и изотропна. Изотропность позволяет существование множества эквивалентных эталонных систем координат [1], [35]. Однородность говорит о равноправии всех точек пространства, которые мы можем выбрать началом отсчёта для используемой эталонной системы координат.

Если космологический принцип справедлив, то два наблюдателя, находящиеся в различных областях пространства, в один и тот же момент времени увидят схожую картину и смогут сделать одинаковые выводы о составе и структуре Вселенной.

Однородность и изотропность пространства на сверхбольших масштабах подтверждаются современными наблюдениями. Так, в период с 1997 по 2002 год группой учёных из Австралийской астрономической обсерватории были измерены красные смещения боле 245000 галактик в областях Северного и Южного галактических полюсов (проект 2dF Galaxy Redshift Survey). Результатом проекта стала трёхмерная карта двух больших срезов Вселенной глубиной $z \sim 0, 2$.

На ней хорошо заметна ячеистая структура, которую образуют скопления галактик, а также видно, что на масштабах ~ 100 Гпк распределение вещества становится более однородным по исследованным радиальным направлениям.



Рис. 2. 2-мерное изображение крупномасштабной структуры Вселенной, полученное в проекте 2dFGRS. Общая площадь охвата неба более 1500 кв. градусов. Глубина обзора $z \sim 0.2$

Аналогичные результаты были получены в проекте по составлению наиболее крупного каталога галактик и квазаров SDSS (Sloan Digital Sky Survey), в который были внесены данные о спектрах более 675000 галактик, а также более 90000 квазаров (см. Рис. (2)). Данные обзоров 2dFGRS и SDSS хорошо согласуются с результатами проектов WMAP и Planck, где были проанализированы температурные флуктуации реликтового излучения и получен вывод об однородности микроволнового фона со средней температурой 2,73 К. Отклонения от этого значения составляют величины ~ 10^{-5} , поэтому можно утверждать, что с такой точностью во Вселенной отсутствуют выделенные направления.

Благодаря гипотезе о справедливости космологического принципа, появляется возможность сузить круг поиска математических моделей, описывающих эволюцию нашей Вселенной. Класс однородных и изотропных пространств описывается с помощью метрики Фридмана, общая форма которой вытекает из геометрических свойств указанных пространств. Для 4-мерного пространствавремени интервал между двумя событиями в метрике Фридмана можно записать в виде

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) dR^2, (3.1)$$

где с – скорость света (везде далее будем использовать естественную систему единиц, в которой c=1), a(t) – масштабный фактор, описывающий расстояние в нестационарном пространстве, dR есть не зависящий от времени трехмерный пространственный интервал.

В общем случае пространство не является плоским, т.е. его кривизна может быть отлична от нуля. Кривизна задаётся параметром k. Можно доказать, что для однородного изотропного пространства с параметром кривизны k = const единственными допустимыми значениями константы являются -1, 0 и +1 [1]. В случае, когда k = -1 пространство представляет собой трёхмерную гиперсферу, в случае с k = 1 – трёхмерную сферу, и, наконец, плоское пространство описывается параметром k = 0. С учётом параметра кривизны dR^2 можно записать в сферической системе координат как

$$dR^{2} = \frac{dr^{2}}{1 - kr^{2}} + r^{2}(\sin^{2}\theta d\phi^{2} + d\theta^{2}).$$
(3.2)

Стоит заметить, что в результате сопоставления данных по анализу барионных акустических осцилляций и анизотропии реликтового излучения был получен вывод о том, что с хорошей точностью видимая Вселенная пространственно плоская [17]. Это не обязательно означает, что k = 0. Это говорит о том, что если $k \neq 0$, то радиус пространственной кривизны Вселенной должен быть больше её наблюдаемой части.

Координаты (r, θ, ϕ) в выражении (3.2) являются сопутствующими. То есть вводится такая система координат, в которой изменяются не координаты объектов, которые движутся относительно наблюдателя в расширяющейся (или сжимающейся) Вселенной, но происходит растяжение (или сжатие) самой координатной шкалы за счёт изменения масштабного фактора a(t). При этом получается, что в сопутствующей системе координат наблюдаемый объект в любой момент времени покоится относительно наблюдателя.

Физическое расстояние l можно определить как l = a(t)R. Тогда скорость изменения физического расстояния от объекта до наблюдателя будет

$$v = \frac{dl}{dt} = \frac{da(t)R}{dt} = \frac{\dot{a}}{a} a R = H(t) l.$$
(3.3)

Таким образом, опираясь лишь на предположения об однородности и изотропности пространства, мы смогли получить для однородно сжимающейся (или расширяющейся) Вселенной соотношение, которое было получено на основании экспериментальных данных Эдвином Хабблом. Причём было достоверно установлено, что Вселенная в настоящий момент времени испытывает именно ускоренное расширение, поэтому функция H(t) также называется темпом расширения Вселенной. Параметр Хаббла определяется как

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \,. \tag{3.4}$$

Современное значение параметра Хаббла $H(t_0) = H_0$ принято называть постоянной Хаббла. Неопределённость в точной оценке значения H_0 представляет собой одну из центральных проблем современной наблюдательной космологии и астрономии. В англоязычной литературе эта проблема известна как "Hubble tension".

Закон эволюции масштабного фактора a(t) определяется уравнениями Эйнштейна, связывающими кривизну пространства-времени и тензор энергии-импульса материи $T_{\mu\nu}$:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi G T_{\mu\nu} \,. \tag{3.5}$$

Здесь $R_{\mu\nu}$ – тензор Ричи, $R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$ – скалярная кривизна, $g_{\mu\nu}$ – метрический тензор, определяющий интервал в 4-мерном пространстве-времени как

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \,,$$

где индексы μ и ν пробегают значения от 0 до 3, соответствующие трём пространственным (x^1, x^2, x^3) и одной временной (x^0) координатам.

В 1922-1924 годах А.А. Фридман нашёл вид уравнений Эйнштейна в случае однородной изотропной метрики, которые могут описать развитие Вселенной как целого. Первое уравнение Фридмана связывает темп расширения Вселенной (H(t)) с плотностью энергии вещества ρ , заполняющего такую Вселенную, и кривизной пространства k:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho - \frac{k}{a^2}.$$
(3.6)

Ещё одно уравнение было получено из ковариантного закона сохранения тензора энергииимпульса, который может быть записан в виде

$$D_{\mu}T_{\mu}^{\nu}=0.$$

Полученное уравнение также называют уравнением неразрывности:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + 3p) = 0.$$
(3.7)

Эти два уравнения содержат три неизвестные функции: a(t), $\rho(t)$ и p(t). Для того чтобы система уравнений была полной, необходимо задать ещё одно уравнение. Им может стать уравнение состояния, выражающее давление p как функцию плотности энергии вещества ρ :

$$p = p(\rho) \,. \tag{3.8}$$

Также А.А. Фридманом было найдено уравнение, выражающее ускорение при расширении через давление и плотность энергии вещества:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p).$$
(3.9)

Удобно ввести безразмерный параметр замедления

$$q = -\frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2}.$$
(3.10)

Ускоренному расширению пространства соответствует q < 0, если же пространство испытывает замедленное расширение, то q > 0 [5]. Этот параметр можно измерить экспериментально фотометрическими методами.

Важной характеристикой эволюции Вселенной является величина, называемая критической плотностью энергии. Для современного момента времени она определяется соотношением

$$\rho_{cr,0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}.$$
(3.11)

Как видим, определение ρ_{cr} напрямую зависит от точности определения постоянной Хаббла H_0 . Физический смысл ρ_{cr} заключается в том, что это есть минимальное значение полной плотности энергии во Вселенной, необходимое для того, чтобы Вселенная была пространственно плоской.

Эволюция масштабного фактора a(t) напрямую зависит от того, каким веществом заполнена Вселенная. Современные наблюдения анизотропии реликтового излучения, исследования крупномасштабной структуры Вселенной, а также определение расстояний до внегалактических объектов по сверхновым типа SNe Ia свидетельствуют в пользу того, что общая плотность энергии во Вселенной определяется тремя типами вещества: обычным барионным веществом (b) и ультрарелятивистскими частицами (излучением – rad), холодной тёмной материей (CDM) и тёмной энергией (DE).

Существование тёмной материи было обнаружено в результате анализа кривых вращения галактик, а так же эффекта гравитационного линзирования на массивных эллиптических галактиках. Объяснение крупномасштабной структуры также невозможно без введения понятия темной материи, которая образовала кластеры раньше барионного вещества и таким образом послужила для последнего зародышами начальных флуктуаций плотности. CDM обнаруживает себя только посредством гравитационного воздействия, которое она оказывает на видимое нам вещество и имеет такое же уравнение состояния, как для барионного вещества:

$$p = 0, \qquad (3.12)$$

поэтому часто при решении уравнений (3.6) – (3.8) принято рассматривать общую плотность $\rho_m = \rho_b + \rho_{CDM}$.

Уравнение состояния для излучения имеет вид

$$p_{rad} = \frac{1}{3}\rho_{rad} \,. \tag{3.13}$$

Вклад ультрарелятивистского вещества значим только для ранних этапов эволюции Вселенной.

Тёмной энергией принято называть неизвестное состояние вещества, которое ответственно за ускоренное расширение Вселенной. Уравнение состояния тёмной энергии, вообще говоря, неизвестно. Наиболее вероятна линейная зависимость

$$p_{DE} = w\rho_{DE} \,, \tag{3.14}$$

где параметр уравнения состояния w близок по значению к -1, что соответствует физическому вакууму. В пользу такого вывода свидетельствуют результаты анализа анизотропии реликтового излучения. В модели $\Lambda CDM \ w = -1$ и первое уравнение Фридмана (3.6) записывается с Λ -членом:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3},$$
(3.15)

где $\Lambda = 8\pi G \rho_{vac}$. Значение плотности энергии вакуума ρ_{vac} , получаемое в лаборатории, на $10^{50} - 10^{100}$ порядков меньше значения, предсказываемого теоретически. Данная проблема космологической модели с Λ -членом до сих пор не разрешена. Это открывает путь другим моделям, в которых $w \neq -1$.

Таким образом, тёмная энергия может найти описание не только с помощью новой фундаментальной физической постоянной, которой является А-член, но и с помощью некоторой среды с определенным уравнением состояния.

Параметр уравнения состояния тёмной энергии может иметь функциональную зависимость от времени w = w(t). На практике введение в модель такой зависимости осуществляется за счёт предположения о существовании во Вселенной одного или нескольких неизвестных скалярных полей [1]. Такая зависимость эквивалентна зависимости w = w(a). Общий вид этой зависимости рассматривается в данной работе и призван объяснить расхождения в современных значениях параметра Хаббла. Сразу отметим, что частный случай такой зависимости представлен в модели WaCDM, где $w(a) = w_0 + (1 - a)w_a$. Ограничения на значения констант w_0 и w_a могут быть получены из наблюдений [17]. Заметим, что факт ускоренного расширения Вселенной в рамках модели WaCDM не объясняется.

Вклад пространственной кривизны в общую плотность энергии можно определить через параметр

$$\rho_k = -\frac{3}{8\pi G} \frac{k}{a^2} \tag{3.16}$$

Теперь можно переписать уравнение Фридмана (3.6) как

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G(\rho_m + \rho_{rad} + \rho_{DE} + \rho_k).$$
(3.17)

Чтобы найти зависимость a(t), необходимо знать, как именно изменяются плотности энергии различных видов материи с течением времени. С помощью уравнения неразрывности (3.7), уравнений состояния (3.12) – (3.14), а также определения (3.16) можно получить выражения, в которых ρ будет зависеть от масштабного фактора a и от параметров, которые мы можем получить из наблюдений. Эти параметры вводятся как отношение плотности энергии к критической плотности для настоящего момента времени (3.11):

$$\Omega_b = \frac{\rho_{m,0}}{\rho_{cr,0}}, \ \Omega_{rad} = \frac{\rho_{rad,0}}{\rho_{cr,0}}, \ \Omega_{DE} = \frac{\rho_{DE,0}}{\rho_{cr,0}}, \ \Omega_k = \frac{\rho_{k,0}}{\rho_{cr,0}}.$$
(3.18)

Прямым следствием из уравнения Фридмана (3.6) будет выражение

$$\Omega = 1 - \frac{k}{a^2 H^2} \,. \tag{3.19}$$

Как уже было отмечено ранее, согласно наблюдениям, Вселенная является пространственно плоской, поэтому полная средняя плотность энергии во Вселенной $\langle \rho \rangle = \rho_{cr}$ с точностью порядка 1%, что означает

$$\Omega = \Omega_m + \Omega_{rad} + \Omega_{DE} = 1, \qquad (3.20)$$

и $\Omega_k = 0$. Получим решение уравнения неразрывности (3.7) с учётом (3.18) в случае, когда уравнение состояния принимает вид

$$p = w(a)\rho. \tag{3.21}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{\rho + w(a)\rho} &= -3\frac{da}{a} \,,\\ \rho &\sim exp\bigg(-3\int \frac{1 + w(a)}{a}da\bigg) \,,\\ \rho_0 &\sim exp\bigg(-3\int \frac{1 + w(a_0)}{a_0}da\bigg) \end{aligned}$$

Тогда полное вырожение для плотности тёмной энергии в настоящий момент времени будет

$$\rho_{DE} = \Omega_{DE} \cdot \rho_{cr,0} \cdot exp\left(3\int \frac{1+w(a_0)}{a_0}da - 3\int \frac{1+w(a)}{a}da\right).$$
(3.22)

Аналогичные рассуждения приводят нас к зависимостям

$$\rho_m = \Omega_m \cdot \rho_{cr,0} \left(\frac{a_0}{a}\right)^3,\tag{3.23}$$

$$\rho_{rad} = \Omega_{rad} \cdot \rho_{cr,0} \left(\frac{a_0}{a}\right)^4,\tag{3.24}$$

$$\rho_k = \Omega_k \cdot \rho_{cr,0} \left(\frac{a_0}{a}\right)^2. \tag{3.25}$$

В итоге уравнение (3.17) преобразуется к виду

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left(\Omega_m \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + \Omega_{rad} \left(\frac{a_0}{a}\right)^4 + \Omega_k \left(\frac{a_0}{a}\right)^2 + \Omega_{DE} \tilde{f}(a)\right), \tag{3.26}$$

где

$$\tilde{f}(a) = exp\left(3\int_{a}^{a_{0}} \frac{1+w(a)}{a}da\right).$$
 (3.27)

В уравнении (3.27) мы можем перейти к реально наблюдаемым величинам через определение красного смещения

$$z \equiv \frac{a(t_0)}{a(t)} - 1.$$
 (3.28)

Здесь $a(t_0) = a_0 = 1$ – современное значение масштабного фактора, а t_0 – полное время существования Вселенной.

В терминах красного смещения z получим

$$H^{2}(z) = H_{0}^{2} \left(\Omega_{m}(z+1)^{3} + \Omega_{rad}(z+1)^{4} + \Omega_{k}(z+1)^{2} + \Omega_{DE}\tilde{f}(z) \right),$$
(3.29)

где итоговый вид функции f(z) зависит от того, как задано уравнение состояния тёмной энергии (4.1), а параметр Хаббла определяется как

$$H(z) = -\frac{1}{1+z}\frac{dz}{dt}.$$
(3.30)

$$H_0 = \Delta z \cdot \Delta t \,, \tag{3.31}$$

 Δz – относительное удлинение длины волны, $\Delta t = t_0 - t_1$ – разность времени приёма излучения и времени его испускания, которая при c = 1 есть собственное расстояние до исследуемого объекта.

4. Модификация уравнения состояния тёмной энергии

По результатам анализа анизотропии реликтового излучения было получено значение $H_{0,CMB}=67.66\pm0.42~({\rm km/c})/{\rm Mnk}$. Совокупность других методов определения постоянной Хаббла (анализ спектров сверхновых типа SNe Ia даёт другие значения для $H_{0,Ia}$. Значения постоянной Хаббла, измеренной разными способами, представлены в предыдущем параграфе.

Расхождение между двумя группами результатов составляет величину ~4%, что превышает интервал допустимых значений в рамках погрешностей измерений. Объяснений такому феномену может быть много, однако их можно разделить на две группы.

- Согласно первой точке зрения, неточность в определении постоянной Хаббла могла быть результатом присутствия в измерениях неучтённых систематических ошибок.
- Другое предположение состоит в том, что все измерения верны, но неверна космологическая модель, в рамках которой мы интерпретируем результаты.
- Третьим объяснением проблемы "Hubble tension" могла бы стать комбинация неточностей в измерениях и в модели.

Предположим, что экспериментальные данные, полученные группой Planck и коллаборацией SuperNova достоверны. Тогда следует найти модификацию существующей космологической модели, для которой расхождение в значениях постоянной Хаббла $H_{0,CMB}$ и $H_{0,Ia}$ будет скомпенсировано. Попробуем осуществить такую модификацию на базе модели Фридмана, описывающей однородную изотропную Вселенную с кривизной k = 0, путём введения зависимости от времени для параметра уравнения состояния тёмной энергии w. Ввиду эквивалентности подходов представим параметр w как функцию масштабного фактора a:

$$w = w_0 + \tilde{w}(a) \,. \tag{4.1}$$

Здесь w_0 – современное значение параметра уравнения состояния тёмной энергии, $\tilde{w}(a)$ – некоторая неизвестная функция масштабного фактора. Отметим, что такая модификация модели также должна с необходимостью предсказывать переход Вселенной к ускоренному расширению (q < 0 в уравнении (3.10) для современной эпохи), и для $a = a_0 = 1$ должно выполняться:

$$\tilde{w}(a_0) = 0.$$
 (4.2)

 $H_{0,Ia}$ получают независимо от космологических моделей фотометрическими методами, тогда как значение $H_{0,CMB}$ получено в предположении справедливости модели ΛCDM . При этом, экспериментально можно получить значения H(z) для красных смещений $z_r \simeq 10^3$.

Если предположить, что модель ΛCDM может иметь модификацию, в рамках которой можно будет получить значения $H_0 = H_{0,Ia}$, то, используя уравнение (3.26), можно записать равенство

$$H_{0,CMB} \cdot \left(\Omega_m \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + \Omega_{rad} \left(\frac{a_0}{a}\right)^4 + \Omega_{DE} \left(\frac{a_0}{a}\right)^{(3(w+1))}\right)^{1/2} = H_{0,Ia} \cdot \left(\Omega_m \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + \Omega_{rad} \left(\frac{a_0}{a}\right)^4 + \Omega_{DE}\tilde{f}(a)\right)^{1/2}, \tag{4.3}$$

которое выполняется для $z \simeq z_{rec}$. Причём в первой части равенства параметр уравнения состояния $w = -1.006 \pm 0.045$.

Перепишем выражение (4.3) в терминах красного смещения, выразив функцию $f(z) = \tilde{f}(a)$:

$$f(z) = \left(\frac{H_{0,CMB}}{H_{0,Ia}}\right)^2 \frac{1}{\Omega_{DE}} \left(\left(\Omega_m (z+1)^3 + \Omega_{rad} (z+1)^4 + \Omega_{DE} (z+1)^{(3(w+1))}\right) - \Omega_m (z+1)^3 - \Omega_{rad} (z+1)^4 \right),$$
(4.4)

и построим график этой функции для $H_{0,Ia} = 73.2 \pm 1.3$ (км/с)/Мпк. Будем использовать значения космологических параметров Ω_m и Ω_{DE} , найденные в эксперименте Planck :

$$\Omega_m = 0.315, \ \Omega_{DE} = 0.685. \tag{4.5}$$

Будем также пренебрегать влиянием релятивистских частиц, так как $\Omega_{rad} \sim 0.0001 \ [35]$.



Рис. 3. Зависимость функции f(z) от параметра красного смещения. Три линии на графике соответствуют трём значениям отношения $H_{0,CMB}/H_{0,Ia}$, полученным с учётом погрешностей в определении $H_{0,CMB}$ и $H_{0,Ia}$. $p_{max} = 1.1065$, p = 1.0804, $p_{min} = 1.0546$. Интересна область $z \simeq z_{rec}$.

На графике (3) видно, что с ростом z функция f(z) падает, принимая на $z \simeq z_{rec}$ значения $\sim 10^{-7}$. Обратимся к виду функции f(z) в терминах масштабного фактора (3.27). Эта функция представляет собой экспоненту, а как мы знаем, экспонента в любой действительной степени не может давать отрицательное число.

И действительно, на графике (4) видно, что функция f(z) может принимать значения больше нуля только при $H_{0,CMB}/H_{0,Ia} \geq 1$.

Рассмотрим другую возможность. Вообще говоря, параметры Ω_m и Ω_{DE} в рамках нашей модели могут отличаться от тех, что были найдены в эксперименте Planck (4.5). На графике (5) представлена зависимость функции f от разных значений параметра Ω_m . Его связь с параметром Ω_{DE} задаётся соотношением

$$\Omega_{DE} = 1 - \Omega_m \,. \tag{4.6}$$

Как видим, при других соотношениях между Ω_{DE} и Ω_m уравнение (4.4) может быть разрешимо. При этом, для разных значений отношения $H_{0,CMB}/H_{0,Ia}$ должны выполняться условия:

$$\Omega_m(p_{min}) < 0.271 \,, \tag{4.7}$$



Рис. 4. График функции f(z) при разных значениях отношения $H_{0,CMB}/H_{0,Ia}$



Рис. 5. График функции f(z) при разных значениях Ω_m . Значение красного смещения зафиксировано на z = 1088. Учтены погрешности в определении $H_{0,CMB}/H_{0,Ia}$. $p_{max} = 1.1065$, p = 1.0804, $p_{min} = 1.0546$

$$\Omega_m(p) < 0.253,$$
(4.8)

$$\Omega_m(p_{max}) < 0.236. \tag{4.9}$$

На графике 6 представлены области возможных значений параметра Ω_m и современного значения параметра Хаббла H_0 . Как видим, полученные нами значения Ω_m не входят в соответствующий доверительный интервал, найденный в результате анализа анизотропии реликтового излучения в проекте Planck. Вклад тёмной энергии в общую плотность энергии во Вселенной должен быть больше в рамках модели с w = w(a). Тогда расхождение имеющееся в значениях параметров Хаббла, измеренного в «дальней Вселенной», по анализу анизотропии реликтового излучения $(H_{0,CMB})$ и в «ближней Вселенной», по анализу сверхновых $(H_{0,Ia})$ может быть объяснено.



Рис. 6. На графике представлены области возможных значений постоянной Хаббла H_0 и параметра Ω_m в рамках модели ΛCDM . Синий цвет соответствует результатам анализа спектра мощности реликтового излучения. Остальные цвета соответствуют результатам применения совокупности методов, включающих анализ барионных акустических осцилляций и эффекта линзирования реликтового излучения, измерение содержания первичного дейтерия, а также данные по анализу вспышек сверхновых типа SNe Ia [36]. Серая область – данные по локальным измерениям постоянной Хаббла [18].

Далее можно предложить следующий метод нахождения явного вида функции $w(a) = w_0 + \tilde{w}(a)$.

Допустим, что функцию $\tilde{w}(a)$ можно разложить в ряд Фурье общего вида на некотором отрезке значений масштабного фактора [0, a_0]. Тогда w(a) можно записать в виде

$$w(a) = w_0 + C + \sum_{n=1}^{N} \left(B_n \cos\left(\frac{2\pi na}{a_0}\right) + A_n \sin\left(\frac{2\pi na}{a_0}\right) \right),$$
(4.10)

где коэффициенты C, B_n A_n можно найти по формулам:

$$C = \frac{2}{a_0} \int_{0}^{a_0} \tilde{w}(a) \, da \,, \tag{4.11}$$

$$B_n = \frac{2}{a_0} \int_0^{a_0} \tilde{w}(a) \cos\left(\frac{2\pi na}{a_0}\right) da, \qquad (4.12)$$

$$A_{n} = \frac{2}{a_{0}} \int_{0}^{a_{0}} \tilde{w}(a) \sin\left(\frac{2\pi na}{a_{0}}\right) da, \qquad (4.13)$$

Прежде чем подставить разложение (4.10) в функцию (3.27), предварительно следует воспользоваться разложением в ряд Тейлора:

$$\sin(x) = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - \dots = \sum_{m=0}^{M} \frac{(-1)^{2m+1}}{(2m+1)!} x^{2m+1},$$

$$\cos(x) = 1 - \frac{x^2}{2!} + \frac{x^4}{4!} - \dots = \sum_{m=0}^{M} \frac{(-1)^{2m}}{(2m)!} x^{2m},$$

$$x = \frac{2\pi na}{a_0}.$$
(4.14)

Такое разложение возможно, так как мы сможем экспериментально получить значения функции f(z) вблизи $z_r \sim 1000$, где значения масштабного фактора достаточно малы ($a_{rec} \simeq 0.001$).

Теперь функция w(a) будет представлена в виде полинома того же порядка, что и порядок в разложении ряда Тейлора. Тогда интеграл в показателе экспоненты в (3.27) будет разрешим, и функция $\tilde{f}(a)$ станет также функцией свободных параметров C, $B_n A_n$. Обозначим её как $F = F(a, C, B_n, A_n)$. После взятия интеграла в показателе экспоненты эту функцию можно переписать в виде

$$F = \left(\frac{a}{a_0}\right)^{3(1+w_0+C)} \cdot exp\left(\sum_{n=0}^N 3B_n\left(\sum_{m=0}^M \frac{(-1)^{2m}}{(2m)! 2m} \left(\frac{2\pi na}{a_0}\right)^{2m}\right)\Big|_{a_0}^a + \sum_{n=0}^N 3A_n\left(\sum_{m=0}^M \frac{(-1)^{2m+1}}{(2m+1)! (2m+1)} \left(\frac{2\pi na}{a_0}\right)^{2m+1}\right)\Big|_{a_0}^a\right).$$
(4.15)

Используя выражение (4.4), можно по экспериментальным данным, полученным из анализа анизотропии реликтового излучения, получить значение функции f(z) для $z \sim z_{rec}$. По данным анализа барионных акустических осцилляций, определяются значения f(z) для z = 0.38, 0.51, 0.61. Затем методом наименьших квадратов находятся параметры C, $B_n A_n$ такие, чтобы функция Fаппроксимировала функцию f с требуемой точностью. При нахождении свободных параметров следует учесть граничное условие (4.2). Из представления функции $\tilde{w}(a)$ (4.10) видно, что она обратится в ноль для $a_0 = 1$, если будет выполнено равенство:

$$C = -\sum_{n=1}^{N} B_n \,. \tag{4.16}$$

Поставленная задача не самая тривиальная, однако, и она может быть решена численными методами.

Кроме того, необходимо учесть, что согласно наблюдательным данным (7), сейчас Вселенная находится на стадии ускоренного расширения. Данные анализа анизотропии реликтового излучения, опирающиеся на модель ΛCDM , дают значение красного смещения, при котором расширение стало ускоренным – $z \approx 0.6$. Поэтому обязательным тестом нашей модели должно стать исследование поведения параметра замедления (3.10) как функции красного смещения. Это можно будет сделать тогда, когда точные значения свободных параметров C, B_n A_n будут уже определены численными методами.

Необходимо также провести дополнительное исследование, включающее анализ спектра мощности реликтового излучения в случае, когда за основу взята модель с параметром уравнения состояния тёмной энергии, определяемым формулой (4.10). Тогда мы сможем понять, соответствуют ли значения параметров H_0 и Ω_m из нашей модели данным, получаемым из реально наблюдаемого спектра мощности реликтового излучения. Результатом такого исследования будут доверительные интервалы значений Ω_m и H_0 аналогичные тем, что мы видим на графике (6).

Полученную таким способом функцию w(a) можно далее тестировать на предмет соответствия параметру уравнения состояния скалярного поля квинтэссенции $w(\phi)$ или фантомного поля, вид которых зависит от формы потенциала скалярного поля $V(\phi)$. Неполный список потенциалов



Рис. 7. График зависимости сопутствующего значения параметра Хаббла от красного смещения H(z)в рамках модели ΛCDM [36]. Серые кривые иллюстрируют доверительные интервалы значений H(z). Согласно данным Planck, H(z) может принимать значения в пределах светлой кривой с доверительной вероятностью 68%, и в пределах тёмной кривой с доверительной вероятностью 95%. Также на график нанесены результаты измерений H(z), полученные в рамках проектов по исследованию барионных акустических осцилляций. Данные были получены из анализа спектров квазаров, расположенных на разных z. В том числе было исследовано $Ly \alpha$ поглощение в спектрах далёких квазаров. Также на график нанесены результаты по локальному измерению параметра Хаббла [18].

квинтэссенции и фантомного скалярного поля можно найти в работе [37]. Есть шанс, что благодаря такому анализу будут получены дополнительные входные данные и удастся восстановить явный вид функции w(a) с помощью обратного преобразования Фурье.

Таким образом, развивая идею о том, что несоответствия наблюдательных данных при определении параметра Хаббла могут быть свидетельством проявления истинной физической природы расширения Вселенной, мы предложили новый метод проверки космологических моделей с зависящим от времени параметром уравнения состояния тёмной энергии.

Заключение

В настоящей работе был дан краткий обзор существующих методов определения расстояний до астрономических объектов и способов построения космологической шкалы расстояний. Также были указаны методы определения современного значения параметра Хаббла на основании наблюдательных данных. Кроме того, был проведён обзор результатов определения H_0 за последние 20 лет. На данный момент, в ходе независимых исследований так и не было установлено точное значение постоянной Хаббла.

Интересен подход в работе [38], где проблему "Hubble tension" предлагается решать путем т.н. обратной лестницы расстояний, калибруя сверхновые SNe Ia с помощью данных анизотропии реликтового излучения. Однако в обзоре [39] обсуждается ряд трудностей такого подхода, связанного, прежде всего, с тем, что абсолютная величина SNe Ia зависит от метода получения кривой блеска, от того, какие частоты при этом используются, и от других особенностей наблюдения в "ближней Вселенной".

Примечательно также, что новые подходы к исследованию вспышек сверхновых типа SNe Ia и анализу анизотропии реликтового излучения дают результаты, противоречащие более ранним исследованиям. Например, комбинированные результаты исследований BAO и вспышек SNe Ia дают значения, близкие к $H_{0,Ia} = 69.6 \pm 1.8 \text{ (км/c)/Mnk [30]}$. Альтернативный подход к анализу спектра мощности реликтового излучения дал значение $H_{0,CMB} = 73.5 \pm 5.3 \text{ (км/c)/Mnk [31]}$. Традиционные методы анализа вспышек сверхновых SNe Ia стабильно выдают значения $H_0 \approx 72 \text{ (км/c)/Mnk}$, а самое точное значение, полученное в рамках проекта Planck, по прежнему $H_0 = 67.66 \pm 0.42 \text{ (км/c)/Mnk}$. Третьему независимому методу, основанному на применении "стандартной сирены", всё ещё недостаёт статистики для разрешения полученного рассогласования. Пока что анализ гравитационных волн даёт значение $H_{0,GW} = 67.6 \pm 4.3 \text{ (км/с)/Mnk [29]}$. Таким образом, проблема "Hubble tension" всё ёщё остаётся открытой.

В предположении о том, что "Hubble tension" может быть результатом неполноты общепринятой космологической модели, была рассмотрена модификация модели ΛCDM с помощью зависящего от времени параметра уравнения состояния тёмной энергии. В представленной работе была рассмотрена модель с нелинейной зависимостью параметра плотности тёмной энергии от масштабного фактора w = w(a). Предложенную нелинейную модель можно рассматривать как обобщение рассмотренных ранее линейных моделей (в том числе WaCDM). Для этой модели были указаны допустимые значения Ω_m , при которых рассогласование значений $H_{0,Ia}$ и $H_{0,CMB}$ может быть объяснено.

Кроме того, был предложен способ нахождения явного вида функции w(a). Метод основан на том, что полиномиальный ряд, в виде которого представлена функция w(a), можно интерпретировать как ряд Фурье. Свободные коэффициенты этого ряда предлагается искать численными методами на основании данных по анализу анизотропии реликтового излучения. Также открывается возможность проведения новых исследований. Они могут быть направлены на изучение функции w(a) с целью выявления соответствия какой-либо известной функции $w_{\phi}(a)$, получаемой в рамках одной из существующих моделей скалярных полей.

Список литературы

1. Вайнберг С. Космология. Москва: УРСС, 2013. 608 с.

2. Pruzhinskaya M. V., Gorbovskoy E. S., Lipunov V. M. "Pure" supernovae and accelerated expansion of the Universe // Astronomy Letters. 2011. Vol. 37. P. 663–669.

3. Rubakov V. A., Vlasov A. D. What do we learn from the CMB observations? // Physics of Atomic Nuclei. 2012. Vol. 75. P. 1123–1141.

4. Blinnikov S. I., Dolgov A. D., Cosmological acceleration // Physics-Uspekhi. 2019. Vol. 62. P. 529-567.

5. Засов А.В., Постнов К.А. Общая астрофизика. Москва: Фрязино. 2006. 496 с.

6. Weinberg D. H., Mortonson M. J., Eisenstein D. J., et al. Observational probes of cosmic acceleration // Physics Reports. 2013. Vol. 530. № 2. P. 87–255.

7. Freedman W. L., Madore B. F., Gibson B. K., et al. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant // The Astrophysical Journal. 2001. Vol. 553. № 1. P. 47–72.

8. Bonamente M., Joy M. K., LaRoque S. J., et al. Determination of the Cosmic Distance Scale from Sunyaev-Zel'dovich Effect and Chandra X-Ray Measurements of High-Redshift Galaxy Clusters // The Astrophysical Journal. 2006. Vol. 647. P. 25–54.

9. Bennett C. L., Larson D., Weiland J. L., et al. NINE-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE (WMAP) OBSERVATIONS: FINAL MAPS AND RESULTS // The Astrophysical JournalSupplement Series. 2013. Vol. 208. № 20.

10. Tully R. B., Courtois H. M., Sorce J. G. COSMICFLOWS-3 // The Astronomical Journal. 2016. Vol. 152. № 2. P. 50.

11. Grieb J. N., Sanchez A. G., Salazar-Albornoz S., et al. The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological implications of the Fourier space wedges of the final sample // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2017. Vol. 467. No 2. P. 2085-2112.

12. Bonvin V., Courbin F., Suyu S. H., et al. H0LiCOW-V. New COSMOGRAIL Time Delays of HE 0435-1223: H_0 to 3.8 Percent Precision from Strong Lensing in a Flat ΛCDM Model // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2016. Vol. 465. P. 4914–4930.

13. The LIGO Scientific Collaboration et al. A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant // Nature. 2017. Vol. 551. P. 85–88.

14. Hotokezaka K., Nakar E., Gottlieb O., et al. A Hubble constant measurement from superluminal motion of the jet in GW170817. 2018. arXiv:1806.10596.

15. Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., et al. Milky Way Cepheid Standards for Measuring Cosmic Distances and Application to Gaia DR2: Implications for the Hubble Constant // The Astrophysical Journal. 2018. Vol. 861. N° 2. P. 126.

16. Mooley K. P., Deller A. T., Gottlieb O., et al. Superluminal motion of a relativistic jet in the neutron-star merger GW170817 // Nature. 2018. Vol. 561. P. 355-359.

17. Planck Collaboration, Aghanim N., Akrami Y., et al. Planck 2018 results VI. Cosmological parameter // Astronomy and Astrophysics. 2020. Vol. 641. 67 p.

18. Riess A. G., Casertano S., Yuan W., Macri L. M., Scolnic D. Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond ΛCDM // The Astrophysical Journal. 2019. Vol. 876. № 1. P. 85.

19. Domínguez A., Wojtak R., Finke J., et al. A New Measurement of the Hubble Constant and Matter Content of the Universe Using Extragalactic Background Light γ -Ray Attenuation // The Astrophysical Journal. 2019. Vol. 885. P. 137.

20. Macaulay E., Nichol R. C., Bacon D., et al. First cosmological results using Type Ia supernovae from the Dark Energy Survey: measurement of the Hubble constant // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2019. Vol. 486. № 2. P. 2184-2196.

 Freedman W. L., Madore B. F., Hatt D., et al. The Carnegie-Chicago Hubble Program. VIII. An Independent Determination of the Hubble Constant Based on the Tip of the Red Giant Branch // The Astrophysical Journal. 2019. Vol. 882. № 1. P. 34.

22. Ryan J., Chen Y., Ratra B. Baryon acoustic oscillation, Hubble parameter, and angular size measurement constraints on the Hubble constant, dark energy dynamics, and spatial curvature // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2019. Vol. 488. P. 3844-3856.

23. Dutta K., Roy A., Ruchika, Sen A. A., Sheikh-Jabbari M. M. COSMOLOGY WITH LOW-REDSHIFT OBSERVATIONS: NO SIGNAL FOR NEW PHYSICS // Physical Review D. 2019. Vol. 100. № 10. P. 103501.

24. Wong K. C., Suyu S. H., Chen G. C.-F., et al. H0LiCOW – XIII. A 2.4 per cent measurement of H0 from lensed quasars: 5.3σ tension between early- and late-Universe probes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2019. Vol. 498. No 1. P. 1420–1439.

25. Reid M. J., Pesce D. W., Riess A. G. An Improved Distance to NGC 4258 and Its Implications for the Hubble Constant // The Astrophysical Journal. 2019. Vol. 886. № 2. L27.

26. Pesce D. W., Braatz J. A., Reid M. J., et al. The Megamaser Cosmology Project. XIII. Combined Hubble Constant Constraints // The Astrophysical Journal Lett. 2020. Vol. 891. № 1.

27. Wei J.-J., Melia F. Cosmology-independent Estimate of the Hubble Constant and Spatial Curvature using Time-delay Lenses and Quasars // The Astrophysical Journal. 2020. Vol. 897. № 2. P. 127.

28. de Jaeger T., Stahl B. E., Zheng W., et al. A measurement of the Hubble constant from Type II supernovae. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2020. Vol. 496. P. 3402-3411.

29. Mukherjee S., Ghosh A., Graham M. J., et al. First measurement of the Hubble parameter from bright binary black hole GW190521. 2020. arXiv:2009.14199.

30. Pogosian L., Zhao G.-B., Jedamzik K. Recombination-independent Determination of the Sound Horizon and the Hubble Constant from BAO // The Astrophysical Journal. 2020. Vol. 904. № 2. L17.

31. Baxter E. J., Sherwin B. D. Determining the Hubble constant without the sound horizon scale: measurements from CMB lensing // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2020. Vol. 501. P. 1823–1835.

32. Denzel P., Coles J. P., Saha P., Williams L. L. R. The Hubble constant from eight time-delay galaxy lenses // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2020. Vol. 501. P. 784-801.

33. Soltis J., Casertano S., Riess A. G. The Parallax of ω Centauri Measured from Gaia EDR3 and a Direct, Geometric Calibration of the Tip of the Red Giant Branch and the Hubble Constant // The Astrophysical Journal. 2021. Vol. 908. No 1. L5.

34. Riess A. G., Casertano S., Yuan W., et al. Cosmic Distances Calibrated to 1% Precision with Gaia EDR3 Parallaxes and Hubble Space Telescope Photometry of 75 Milky Way Cepheids Confirm Tension with ΛCDM // The Astrophysical Journal. 2021. Vol. 908. Nº 1. L6.

35. Горбунов Д. С., Рубаков В. А. Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого Взрыва. Москва: ЛКИ. 2008. 464 с.

36. Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M., et al. Planck 2018 results VI. Cosmological parameters // Astronomy and Astrophysics. 2020. Vol. 641. № A6.

37. Avsajanishvili O. Cosmological models of dark energy: theory and observations. 2019. arXiv:1909.00366

38. Efstathiou G. To H_0 or not to H_0 ? 2021. arXiv:2103.08723v3

39. Di Valentino E., Mena O., Pan S. et al. In the Realm of the Hubble tension a Review of Solutions. 2021. arXiv:2103.01183v2

References

1. Weinberg S. Cosmology, Moscow: URSS, 2013, 608 p.

2. Pruzhinskaya M. V., Gorbovskoy E. S., Lipunov V. M. "Pure" supernovae and accelerated expansion of the Universe Astronomy Letters, 2011, vol. 37, pp. 663–669.

3. Rubakov V. A., Vlasov A. D. What do we learn from the CMB observations? *Physics of Atomic Nuclei*, 2012, vol. 75, pp. 1123-1141.

4. Blinnikov S. I., Dolgov A. D., Cosmological acceleration, *Physics-Uspekhi*, 2019, vol. 62, pp. 529–567.

5. Zasov A.V., Postnov K.A. General astrophysics, Moscow: Fryazino, 2006, 496 p.

6. Weinberg D. H., Mortonson M. J., Eisenstein D. J., et al. Observational probes of cosmic acceleration, *Physics Reports*, 2013, vol. 530, no. 2, pp. 87–255.

7. Freedman W. L., Madore B. F., Gibson B. K., et al. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant, *The Astrophysical Journal*, 2001, vol. 553, no. 1, pp. 47–72.

8. Bonamente M., Joy M. K., LaRoque S. J., et al. Determination of the Cosmic Distance Scale from Sunyaev-Zel'dovich Effect and Chandra X-Ray Measurements of High-Redshift Galaxy Clusters, *The Astrophysical Journal*, 2006, vol. 647, pp. 25–54.

9. Bennett C. L., Larson D., Weiland J. L., et al. NINE-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE (WMAP) OBSERVATIONS: FINAL MAPS AND RESULTS, *The Astrophysical JournalSupplement Series*, 2013, vol. 208, no. 20.

10. Tully R. B., Courtois H. M., Sorce J. G. COSMICFLOWS-3, *The Astronomical Journal*, 2016, vol. 152, no. 2, p. 50.

11. Grieb J. N., Sanchez A. G., Salazar-Albornoz S., et al. The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological implications of the Fourier space wedges of the final sample, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2017, vol. 467, no. 2, pp. 2085–2112.

12. Bonvin V., Courbin F., Suyu S. H., et al. H0LiCOW-V. New COSMOGRAIL Time Delays of HE 0435-1223: H_0 to 3.8 Percent Precision from Strong Lensing in a Flat ΛCDM Model, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2016, vol. 465, pp. 4914-4930.

13. The LIGO Scientific Collaboration et al. A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant, *Nature*, 2017, vol. 551, pp. 85–88.

14. Hotokezaka K., Nakar E., Gottlieb O., et al. A Hubble constant measurement from superluminal motion of the jet in GW170817, 2018, arXiv:1806.10596.

15. Riess A. G., Casertano S., Yuan W., et al. Milky Way Cepheid Standards for Measuring Cosmic Distances and Application to Gaia DR2: Implications for the Hubble Constant *The Astrophysical Journal*, 2018, vol. 861, no. 2, p. 126.

16. Mooley K. P., Deller A. T., Gottlieb O., et al. Superluminal motion of a relativistic jet in the neutron-star merger GW170817, *Nature*, 2018, vol. 561, pp. 355–359.

17. Planck Collaboration, Aghanim N., Akrami Y., et al. Planck 2018 results VI. Cosmological parameters, Astronomy and Astrophysics, 2020, vol. 641, 67 p.

18. Riess A. G., Casertano S., Yuan W., Macri L. M., Scolnic D. Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond ΛCDM The Astrophysical Journal, 2019, vol. 876, no. 1, p. 85.

19. Domínguez A., Wojtak R., Finke J., et al. A New Measurement of the Hubble Constant and Matter Content of the Universe Using Extragalactic Background Light γ -Ray Attenuation, *The Astrophysical Journal*, 2019, vol. 885, no. 137.

20. Macaulay E., Nichol R. C., Bacon D., et al. First cosmological results using Type Ia supernovae from the Dark Energy Survey: measurement of the Hubble constant, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2019, vol. 486, no. 2, pp. 2184–2196.

21. Freedman W. L., Madore B. F., Hatt D., et al. The Carnegie-Chicago Hubble Program. VIII. An Independent Determination of the Hubble Constant Based on the Tip of the Red Giant Branch, *The Astrophysical Journal*, 2019, vol. 882, no.1, p. 34.

22. Ryan J., Chen Y., Ratra B. Baryon acoustic oscillation, Hubble parameter, and angular size measurement constraints on the Hubble constant, dark energy dynamics, and spatial curvature, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2019, vol. 488, pp. 3844–3856.

23. Dutta K., Roy A., Ruchika, Sen A. A., Sheikh-Jabbari M. M. COSMOLOGY WITH LOW-REDSHIFT OBSERVATIONS: NO SIGNAL FOR NEW PHYSICS *Physical Review D*, 2019, vol. 100., no. 10, pp. 103501.

24. Wong K. C., Suyu S. H., Chen G. C.-F., et al. H0LiCOW – XIII. A 2.4 per cent measurement of H_0 from lensed quasars: 5.3σ tension between early- and late-Universe probes, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2019, vol. 498, no. 1, pp. 1420–1439.

25. Reid M. J., Pesce D. W., Riess A. G. An Improved Distance to NGC 4258 and Its Implications for the Hubble Constant *The Astrophysical Journal*, 2019, vol. 886, no. 2, L27.

26. Pesce D. W., Braatz J. A., Reid M. J., et al. The Megamaser Cosmology Project. XIII. Combined Hubble Constant Constraints, *The Astrophysical Journal Lett.*, 2020, vol. 891, no. 1.

27. Wei J.-J., Melia F. Cosmology-independent Estimate of the Hubble Constant and Spatial Curvature using Time-delay Lenses and Quasars, *The Astrophysical Journal*, 2020, vol. 897, no. 2, p. 127.

28. de Jaeger T., Stahl B. E., Zheng W., et al. A measurement of the Hubble constant from Type II supernovae, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2020, vol. 496, pp. 3402-3411.

29. Mukherjee S., Ghosh A., Graham M. J., et al. First measurement of the Hubble parameter from bright binary black hole GW190521, 2020, arXiv:2009.14199.

30. Pogosian L., Zhao G.-B., Jedamzik K. Recombination-independent Determination of the Sound Horizon and the Hubble Constant from BAO, *The Astrophysical Journal*, 2020, vol. 904, no. 2, L17.

31. Baxter E. J., Sherwin B. D. Determining the Hubble constant without the sound horizon scale: measurements from CMB lensing, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2020, vol. 501, pp. 1823–1835.

32. Denzel P., Coles J. P., Saha P., Williams L. L. R. The Hubble constant from eight time-delay galaxy lenses, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2020, vol. 501, pp. 784–801.

33. Soltis J., Casertano S., Riess A. G. The Parallax of ω Centauri Measured from Gaia EDR3 and a Direct, Geometric Calibration of the Tip of the Red Giant Branch and the Hubble Constant *The Astrophysical Journal*, 2021, vol. 908, no. 1, L5.

34. Riess A. G., Casertano S., Yuan W., et al. Cosmic Distances Calibrated to 1% Precision with Gaia EDR3 Parallaxes and Hubble Space Telescope Photometry of 75 Milky Way Cepheids Confirm Tension with ΛCDM , *The Astrophysical Journal*, 2021, vol. 908, no. 1, L6.

35. Gorbunov D. S., Rubakov V. A. 2008, Introduction to the theory of the early Universe. The Hot Big Bang Theory, Moscow: LKI, 2008, 464 p.

36. Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M., et al. Planck 2018 results VI. Cosmological parameters, it Astronomy and Astrophysics, 2020, vol. 641, no. A6.

37. Avsajanishvili O. Cosmological models of dark energy: theory and observations, 2019, arXiv:1909.00366

38. Efstathiou G. To H_0 or not to H_0 ? 2021, arXiv:2103.08723v3

39. Di Valentino E., Mena O., Pan S. et al. In the Realm of the Hubble tension a Review of Solutions, 2021, arXiv:2103.01183v2

Авторы

Моргунова Арина Владимировна, специалист, выпускница кафедры небесной механики, астрометрии и гравиметрии, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Университетский пр-т, 13, г. Москва, 119234, Россия.

E-mail: arina.morgunova@yandex.ru

Сажина Ольга Сергеевна, д. ф.-м. н., внс отдела релятивистской астрофизики, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Университетский пр-т, 13, г. Москва, 119234, Россия. E-mail: cosmologia@yandex.ru

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Моргунова А. В., Сажина О. С. Исследование несоответствий наблюдательных данных в космологии на примере параметра Хаббла. Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2020. № 4. С. 23—49.

Authors

Morgunova Arina Vladimirovna, graduate specialist, Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Universitetskiy pr-t, 13, Moscow, 119234, Russia. E-mail: arina.morgunova@yandex.ru

Sazhina Olga Sergeevna, Doctor of Physics and Mathematics, Assistant Professor, Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Universitetskiy pr-t, 13, Moscow, 119234, Russia.

E-mail: cosmologia@yandex.ru

Please cite this article in English as:

Morgunova A. V., Sazhina O. S. Discrepancies in observational data in cosmology with Hubble parameter as an example. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2020, no. 4, pp. 23–49.