

ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ЛИНИЯМ АТОМОВ СИ И МОЛЕКУЛ СО В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ РАННИХ ГАЛАКТИК

© 2020 г. В. В. Клименко^{1*}, А. В. Иванчик¹, П. Петижан², П. Нотердам², Р. Шриананд³

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

²Институт астрофизики Парижа, Париж, Франция

³Международный университет астрономии и астрофизики, Пуна, Индия

Поступила в редакцию 27.10.2020 г.

После доработки 27.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

Увеличение температуры реликтового излучения (РИ) с ростом космологического красного смещения $T_{\text{СМВ}} = T_0(1+z)$ предсказывается в рамках стандартной космологической Λ CDM модели. К настоящему времени имеется два метода, которые позволяют непосредственно проверить эту зависимость и, что не менее важно, получить независимую оценку температуры реликтового излучения T_0 в современную эпоху. Первый основан на эффекте Сюняева–Зельдовича для скопления галактик, однако этот метод ограничен красными смещениями $z \lesssim 1$, и с помощью него можно измерять лишь отклонения от стандартного закона. Второй метод основан на анализе населенностей энергетических уровней атомов и молекул, наблюдающихся в абсорбционных спектрах квазаров. Этот метод позволяет непосредственно измерять $T_{\text{СМВ}}(z)$. Получены новые оценки $T_{\text{СМВ}}(z_i)$ в интервале красных смещений $1.7 \leq z_i \leq 3.3$ на основе анализа населенностей вращательных уровней молекул СО и уровней тонкой структуры атомов нейтрального углерода СИ в 15 абсорбционных системах с учетом возбуждения столкновениями и радиативной накачки. Учет столкновительной накачки при анализе населенностей вращательных уровней молекул СО приводит к систематическому уменьшению ранее полученных оценок $T_{\text{СМВ}}(z_i)$ (для некоторых систем величина эффекта составляет $\sim 10\%$). Используя данные измерений $T_{\text{СМВ}}(z)$ в скоплениях галактик и абсорбционных системах СО и СИ в спектрах квазаров мы получили ограничение на параметр $\beta = +0.010 \pm 0.013$, характеризующий отклонение от стандартного закона эволюции температуры реликтового излучения: $T_{\text{СМВ}} = T_0(1+z)^{1-\beta}$, а также независимую оценку температуры реликтового излучения в современную эпоху $T_0 = 2.719 \pm 0.009$ К, которая хорошо согласуется с оценкой орбитальных измерений $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$ К.

Ключевые слова: космология, ранняя Вселенная, межзвездная среда, спектры квазаров.

DOI: 10.31857/S0320010820110030

ВВЕДЕНИЕ

Родившись в первые мгновения Большого Взрыва, реликтовое излучение (РИ) играет определяющую роль в постинфляционной динамике расширения Вселенной на раннем этапе ее эволюции. Через доли секунды после завершения инфляционной стадии Вселенная переходит на радиационно-доминированную стадию, во время которой темп ее расширения определяется релятивистским веществом (в основном это фотоны и

нейтрино), плотность энергии которого существенно превышает энергию всех других форм материи (барионное вещество, темная материя и темная энергия). Только приблизительно через 50 тыс. лет после Большого Взрыва (см., например, Горбунов, Рубаков, 2016) нерелятивистская материя (темная материя и барионы) начинает преобладать в плотности энергии и изменять темп расширения Вселенной, переводя его в стадию доминирования нерелятивистской материи.

Помимо динамики расширения Вселенной, реликтовое излучение играет определяющую роль еще в двух физических процессах, являющихся

*Электронный адрес: slava.klimenko@gmail.com

космологическими маркерами в эволюции Вселенной. Это первичный нуклеосинтез, начавшийся приблизительно через 180 с (3 мин) после Большого Взрыва и длившийся чуть более трех часов¹, а также процесс первичной рекомбинации водородно-гелиевой плазмы, протекавший через 380 тыс. лет после Большого Взрыва. Оба эти процесса протекают в существенно разные космологические эпохи, для их описания используется ядерная физика в первом случае и атомная во втором, для каждого из них имеются наблюдательные данные, позволяющие получать независимые оценки для ключевых космологических параметров.

Таким образом, исследование реликтового излучения и его влияния на различные физические процессы, протекающие в разные космологические эпохи, является мощным инструментом изучения Вселенной. В настоящее время три ключевых свойства реликтового излучения привлекают особое внимание, поскольку их изучение дает важную космологическую информацию. Это (i) непосредственно планковский спектр чернотельного излучения (Фиксен и др., 1996) и его возможные искажения, (ii) угловая анизотропия температуры реликтового излучения (Планк коллаборация, 2020), а также (iii) его поляризация, исследования которой могут привести к обнаружению первичных гравитационных волн. Еще одним немаловажным предсказанием стандартной космологической модели является зависимость температуры реликтового излучения от космологического красного смещения z :

$$T_{\text{СМВ}} = T_0(1 + z), \quad (1)$$

где $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$ К — современное значение температуры РИ (Фиксен, 2009). В такой форме этот закон выполняется с момента начала первичного нуклеосинтеза и до настоящего времени. Его справедливость косвенно подтверждается многочисленными согласующимися с теорией наблюдениями, имеющими отношение как к первичному нуклеосинтезу, так и к первичной рекомбинации, однако прямых наблюдений, подтверждающих этот закон для этих эпох, пока не существует. Кроме того, имеются различные варианты расширения стандартной космологической модели, в которых возможно отклонение зависимости температуры РИ от стандартного закона (формула (1)) (см., например, Фризе и др., 1987; Матиясек, 1995).

В настоящей работе мы фокусируем свое внимание на возможности проверки стандартного закона эволюции температуры РИ, а также на спо-

собах независимой оценки современного значения температуры реликтового излучения T_0 .

ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Наблюдательные проявления реликтового излучения были обнаружены задолго до предсказания Гамовым и его учениками Альфером и Херманом (1946, 1948) самого этого явления. Изучая молекулы CN в межзвездной среде нашей Галактики, МакКеллар в 1940 г. с обнаружил, что не все молекулы CN находятся в основном энергетическом состоянии (как это первоначально предполагалось для разряженной холодной среды), а часть молекул находится в возбужденном состоянии, как если бы они возбуждались тепловым излучением с температурой $T \sim 3$ К. Лишь много позже, когда Пензиас и Вилсон в 1965 г. открыли реликтовое излучение, стало ясно, что именно это излучение пронизывает все космическое пространство и возбуждает молекулы. В 1993 г. Рос и Меер выполнили более точные измерения возбуждения молекул CN в межзвездной среде нашей Галактики и получили оценку $T_0 = 2.729^{+0.023}_{-0.031}$ К, которая хорошо согласуется с самой точной на сегодняшний день оценкой, полученной с помощью космических экспериментов COBE/FIRAS и WMAP: $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$ К (Фиксен, 2009). Однако эти измерения температуры реликтового излучения выполнены “здесь” и “сейчас”, т.е. в Солнечной системе и в современную эпоху ($z = 0$). Для измерения закона эволюции температуры РИ $T_{\text{СМВ}} = T_0(1 + z)$ в настоящее время используются два независимых метода.

Первый метод основан на эффекте Сюняева–Зельдовича (SZ-эффект) для скоплений галактик (Зельдович, Сюняев, 1969) и был предложен через 10 лет после предсказания SZ-эффекта в работах Фаббри и др. (1978) и Рефаели (1980). Не смотря на то, что скопление галактик находится на разных космологических красных смещениях z_i , искажение спектра реликтового излучения, вызванное взаимодействием фотонов РИ с горячим газом электронов, в рамках стандартной космологической модели является z -независимым. Это происходит по тому, что зависимость от частоты ν как планковского спектра, так и его искажения, вызванного SZ-эффектом, определяется через безразмерный параметр x :

$$x = \frac{h\nu(z_i)}{kT(z_i)} = \frac{h\nu_0(1 + z_i)}{kT_0(1 + z_i)} = \frac{h\nu_0}{kT_0}, \quad (2)$$

который является z -независимым в рамках стандартной космологической модели, где изменение частоты фотона и температуры РИ пропорционально одному и тому же фактору $(1 + z)$. Однако в

¹ Процессы, определившие начальные условия для первичного нуклеосинтеза, — отщепление нейтрино, электрон-позитронная аннигиляция, уменьшение относительной концентрации нейтронов — протекали немного раньше с 0.1 с после Большого Взрыва.

рамках нестандартных космологических сценариев SZ-искажения планковского спектра могут стать z -зависимыми. Рассмотрим отклонения эволюции температуры РИ от стандартного закона (1), которые могут быть параметризованы в виде, предложенном Лима и др. (2000):

$$T(z) = T_0(1+z)^{1-\beta}, \quad (3)$$

при том, что зависимость частоты, являющаяся более общим свойством, определяемым Общей Теорией Относительности, $\nu(z) = \nu_0(1+z)$ сохраняется. Это приводит к z -зависимости спектральной формы SZ-искажения вследствие $x(z)$ -зависимости:

$$x = \frac{h\nu_0(1+z_i)}{kT_0(1+z_i)^{1-\beta}} = \frac{h\nu_0}{kT_0}(1+z)^\beta. \quad (4)$$

На этом основан метод поиска возможных отклонений от стандартного закона (1). Более того, как в рамках стандартного закона, так и его возможных отклонений, SZ-эффект позволяет (как это было отмечено в работах Фаббри и др., 1978, и Рефаели, 1980) независимо оценивать современное значение температуры РИ T_0 , благодаря спектральным особенностям SZ-искажения. В частности, существует критическое значение безразмерного параметра $x_0 = 3.830$, для которого искажение планковского спектра равно нулю. Таким образом, если при наблюдении скопления галактик удастся измерить длину волны λ_0 , на которой нет искажения, это позволяет измерить и значение $T_0 = hc/(3.830k\lambda_0)$ (Фаббри и др., 1978).

В последнее время в связи с увеличением наблюдательной статистики по скоплениям галактик выполняется много работ по проверке стандартного закона (1) эволюции температуры РИ (см., например, Баттистелли и др., 2002; Луззи и др., 2009; Хуриер и др., 2014; Луззи и др., 2015; Августидис и др., 2016). В нашей работе мы также будем использовать данные по SZ-эффекту.

Второй метод основан на анализе населенностей энергетических уровней атомов и молекул, наблюдающихся в абсорбционных спектрах квазаров, и был предложен еще раньше, чем первый в 1968 г. Бакаллом и Вольфом. Этот метод позволяет непосредственно измерять $T_{\text{СМВ}}(z)$ (см., например, Шриананд и др., 2000). Наиболее удобными элементами в этом методе являются энергетические уровни тонкой структуры атомарного С I и вращательные уровни молекул СО (Сильва, Вегас, 2002; Шриананд и др., 2008; Нотердам и др., 2011).

Каждый из описанных методов обладает своими преимуществами и недостатками. Измерения $T_{\text{СМВ}}(z)$ в скоплениях галактик имеют высокую статистику числа систем, однако ограничены диапазоном красных смещений $z \leq 1$, для которого

отклонение $T_{\text{СМВ}}(z)$ от стандартного закона невелико. Напротив, измерения $T_{\text{СМВ}}(z)$ с помощью анализа линий поглощения атомов и молекул в спектрах квазаров соответствуют красным смещениям $z \sim 2-3$, на которых возможное отклонение от стандартного закона может быть более существенным. Однако вероятность обнаружить молекулярные системы в спектрах квазаров оказывается довольно невысокой $\sim 4\%$ (Балашев, Нотердам, 2018) вследствие компактности молекулярных облаков (например, в сравнении с атомарными абсорбционными облаками). При этом для анализа таких систем необходимы спектры с хорошим отношением сигнала к шуму, полученные на спектрографах с высоким разрешением. В настоящий момент линии поглощения молекул СО с $z \sim 2$ обнаружены в шести спектрах квазаров (Нотердам и др., 2011, 2018). Линии поглощения С I в спектрах квазаров высокого разрешения обнаружены в 20 абсорбционных системах с большим красным смещением. Трудность в оценке $T_{\text{СМВ}}(z)$ представляет учет систематических эффектов, связанных с неопределенностью физических условий в абсорбционных системах, которые часто не удается хорошо измерить. Поэтому для большинства абсорбционных систем С I были поставлены только верхние пределы на значение $T_{\text{СМВ}}(z)$. В работе Клименко и Балашева (2020) было показано, что согласованный анализ возбуждения уровней тонкой структуры С I и вращательных уровней молекул Н₂ позволяет более надежно определять физические условия (интенсивность УФ-фона, концентрацию газа, кинетическую температуру) в абсорбционных системах.

В завершение этого раздела еще раз обратим внимание на то обстоятельство, что оба этих метода позволяют независимым способом получать оценку современного значения температуры реликтового излучения T_0 , на что обращалось внимание в ранних работах и иногда упускается из виду в более поздних. Это можно сделать, экстраполируя зависимость $T(z)$ к нулевому красному смещению ($z = 0$), т.е. рассматривая T_0 в качестве свободного параметра при подгонке данных с помощью закона $T(z) = T_0(1+z)^{1-\beta}$ (для $\beta = 0$ и $\beta \neq 0$).

Увеличение статистики по скоплениям галактик и абсорбционным системам потенциально позволит определять T_0 с точностью, сравнимой или даже лучше, чем это делается “здесь” и “сейчас”.

В этой работе мы представляем новые измерения $T_{\text{СМВ}}(z)$ в абсорбционных системах С I и СО с $z > 1.7$, полученные с учетом поправки на столкновительную (для С I и СО) и радиативную накачку межзвездным УФ-излучением (для С I), а также независимую оценку современного значения температуры реликтового излучения T_0 .

Таблица 1. Измерения населенностей уровней тонкой структуры C I и вращательных уровней CO в абсорбционных системах в спектрах квазаров J0857+1855, J1047+2057, J1705+3543

Параметр	J0857+1855	J1047+2057	J1705+3543
z	1.7293	1.7738	2.0377
$\log N(\text{C I})$	$13.90^{+0.10}_{-0.10}$		$14.57^{+0.06}_{-0.06}$
$\log N(\text{C I}^*)$	$13.67^{+0.08}_{-0.08}$		$14.49^{+0.05}_{-0.05}$
$\log N(\text{C I}^{**})$	$13.23^{+0.07}_{-0.07}$		$13.98^{+0.05}_{-0.05}$
$\log N(\text{CO}, J = 0)$	$13.08^{+0.08}_{-0.08}$	$14.53^{+0.21}_{-0.21}$	$13.46^{+0.06}_{-0.06}$
$\log N(\text{CO}, J = 1)$	$13.01^{+0.08}_{-0.08}$	$13.63^{+0.18}_{-0.18}$	$13.75^{+0.09}_{-0.09}$
$\log N(\text{CO}, J = 2)$	$12.91^{+0.08}_{-0.08}$	$14.19^{+0.10}_{-0.09}$	$13.37^{+0.10}_{-0.10}$
$\log N(\text{CO}, J = 3)$	$12.30^{+0.22}_{-0.54}$	$13.23^{+0.11}_{-0.11}$	$13.36^{+0.16}_{-0.16}$

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для измерений температуры реликтового излучения мы выбрали 15 абсорбционных демпфированных Лайман α систем (DLAs) с большими красными смещениями $z > 1.7$, которые имеют высокие лучевые концентрации молекулярного водорода ($\log N(\text{H}_2) > 18$) и ассоциированные линии поглощения C I. В шести DLA системах были линии поглощения молекул CO (Нотердам и др., 2011, 2018). Список систем представлен ниже в табл. 2 и 3. Наблюдения были выполнены с помощью спектрографов высокого разрешения UVES (Деккер и др., 2000) на телескопе ESO VLT-UT2 в Чили и HIRES (Вогт и др., 1994) на телескопе Кекс в Гавайях. Параметры наблюдений и первичный анализ спектров описаны в работах Нотердам и др. (2018) (J 0000+0048), Клименко и др. (2015) (B 0528–2508), Балашев и др. (2010) (для J 0812+3208, Кекс), Гуимарес и др. (2012) (J 0816+1446), Балашев и др. (2017) (J 0843+0221), Нотердам и др. (2011) (J 0857+1855, J 1047+2057, J 1705+3543), Балашев и др. (2011) (J 1232+0815), Нотердам и др. (2010) (J 1237+ B10647), Шриананд и др. (2008) (J 1439+1118), Леду и др. (2003) (B 1444+0126), Ранжан и др. (2018) (J 1513+0352), Йоргенсон и др. (2010) (J 2100–0641, Кекс), Нотердам и др. (2015) (J 2140–0321). Для большинства DLA систем мы используем измеренные населенности вращательных уровней молекул H_2 и CO и уровней тонкой структуры C I. Дополнительно мы определили параметры абсорбционных систем C I и CO в DLA системах J 0857+1855, J 1047+2057, J 1705+3543. Результаты измерений

представлены в табл. 1. Для анализа абсорбционных систем мы используем стандартную процедуру сравнения наблюдаемого и синтетического спектров, описанную в наших предыдущих работах (см., например, Балашев и др., 2019; Клименко и др., 2020).

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

Известно, что нейтральный углерод и молекулярный водород являются индикаторами холодного газа в диффузной фазе межзвездной среды (см., например, Шриананд и др., 2005; Балашев и др., 2019). Наблюдения показывают, что C I был обнаружен только в абсорбционных системах, где присутствует молекулярный водород (H_2), т.е. переход C II/C I происходит в области, где водород уже преимущественно в молекулярной фазе. Физически это может быть вызвано поглощением молекулами H_2 ионизирующих C I фотонов с энергией < 13.6 эВ (ионизационный потенциал C I 11.26 эВ) в линиях переходов лаймановской и вернеровской серий, и также повышенной концентрацией газа в молекулярном облаке H_2 . Поэтому мы считаем, что H_2 и C I пространственно связаны, а населенности их энергетических уровней соответствуют одним и тем же физическими условиями в МЗС.

В молекулярных облаках с лучевой концентрацией $\log N(\text{H}_2) > 18$ нижние вращательные уровни H_2 $J = 0, 1, 2$, как правило, термализованы ($T_{0-2}^{\text{exc}}(\text{H}_2) \simeq T_{\text{kin}}$), и их населенности определяются тепловым балансом МЗС, который, в основном, зависит от значения интенсивности УФ-фона и концентрации газа. Однако для моделирования населенностей уровней H_2 необходимо рассчитывать перенос УФ-излучения в линиях и согласованно решать уравнения теплового и химического балансов. Для этого мы используем сетку численных моделей молекулярных облаков, рассчитанную в работе Клименко и Балашев (2020) с применением кода PDR Meudon (Ле Пети и др., 2006). Пример расчета показан на рис. 1. Оказывается, что возбуждение уровней тонкой структуры C I имеет почти ортогональную зависимость от параметров среды (интенсивности УФ-фона и концентрации) по сравнению с зависимостью для нижних вращательных уровней H_2 . Совместный анализ населенностей H_2 и C I снимает вырождение по параметрам, что позволяет надежно определить концентрацию газа и УФ-фон в молекулярном облаке. Для оценки кинетической температуры мы используем температуру возбуждения H_2 , рассчитанную для первых трех вращательных уровней. Анализ моделей PDR Meudon показывает хорошее согласие этих параметров в экранированной от УФ-излучения части молекулярного облака.

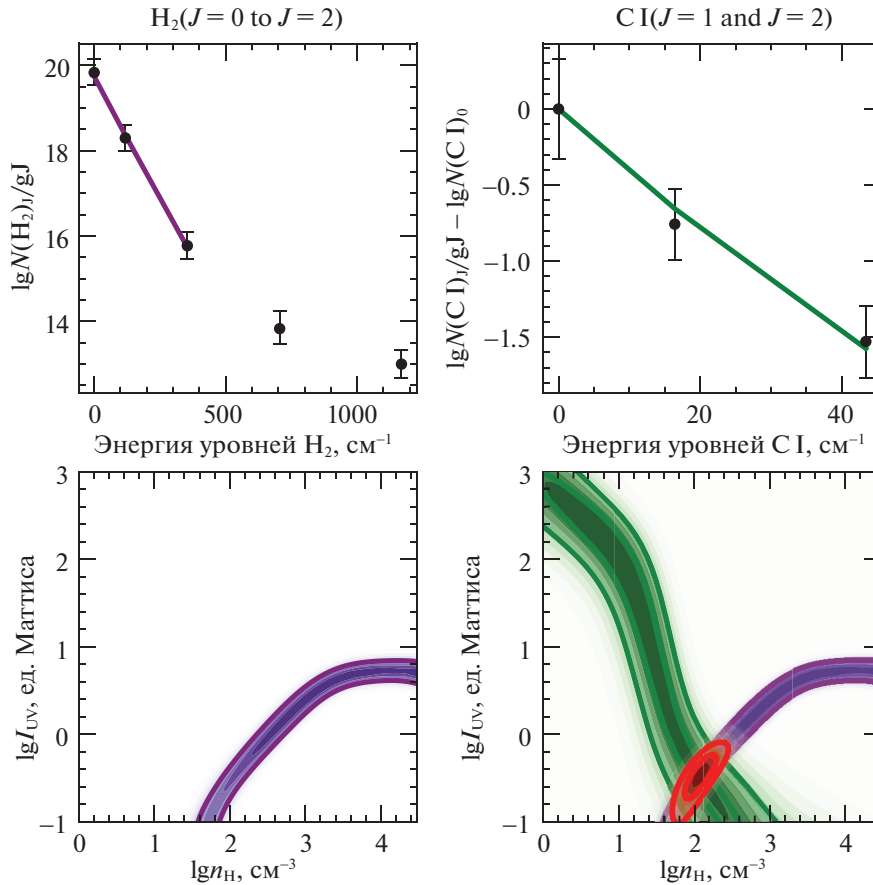


Рис. 1. Иллюстрация метода определения физических условий в молекулярном облаке H_2 с $z = 2.626443$ в спектре QSO J 0812+3208 на основе анализа населенностей вращательных уровней молекул H_2 и уровней тонкой структуры атомов C I . На верхних панелях кружками показаны наблюдаемые населенности уровней H_2 (левая панель) и C I (правая панель). Фиолетовой и зеленой линиями показаны модельные населенности уровней для H_2 и C I , соответственно. На нижних панелях фиолетовым и зеленым контурами показаны ограничения на интенсивность УФ-фона и концентрацию газа, полученные из анализа населенностей уровней H_2 и C I . Красным контуром на правой нижней панели показано итоговое ограничение физических условий с помощью совместного анализа населенностей уровней H_2 и C I .

В исследовании физических условий с помощью численного моделирования (Клименко, Балашев, 2020) сложно аккуратно учесть зависимость населенностей уровней C I от температуры реликтового излучения, и мы использовали некоторое среднее значение температуры реликтового излучения для исследуемой выборки. Поскольку возбуждение реликтовым излучением в плотной межзвездной среде ($n_{\text{H}} \sim 100 \text{ cm}^{-3}$) не является главным механизмом возбуждения уровней C I (см., например, Сильва, Вегас, 2002), такое приближение дает хорошую оценку физических условий. Предполагая, что молекулы CO находятся в той же области, что и атомы C I , мы можем использовать значения концентрации газа и температуры, полученные в работе Клименко и Балашева (2020), в качестве априорных распределений для оценки столкновительной накачки вращательных уровней молекул CO .

Населенности уровней тонкой структуры C I зависят как от концентрации газа и интенсивности УФ-фона, так и от температуры реликтового излучения. Поэтому для определения $T_{\text{СМВ}}$ мы выполнили независимый расчет населенностей уровней C I с учетом вариации всех трех параметров.

НАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АТОМОВ C I

Модель, описывающая возбуждение уровней C I , имеет пять свободных параметров: концентрация газа, кинетическая температура, интенсивность УФ-излучения, температура реликтового излучения и населенность основного уровня C I ($J = 0$). Мы используем модель однородного облака, в котором атомы C I сталкиваются с H , H_2 и He , облучаются направленным УФ- и изотропным реликтовым излучениями. Столкновительные коэффициенты для C I взяты из работ Шредер и др.

Таблица 2. Список абсорбционных систем H_2/CI с большими красными смещениями в спектрах квазаров, для которых был выполнен анализ физических условий и измерения температуры реликтового излучения

QSO	z_{abs}	$T_{02}(H_2)$, К	$\log n_H$, cm^{-3}	$\log I_{UV}$, поля Матиса	$T_{CMB}(CI)$, К
J0000+0048	2.5255	97_{-4}^{+4}	$1.49_{-0.70}^{+0.25}$	<1	$11.1_{-6.6}^{+1.5}$
B0528–2505	2.8111	166_{-8}^{+8}	$2.49_{-0.11}^{+0.07}$	$1.15_{-0.15}^{+0.15}$	<20
J0812+3208	2.6264	52_{-3}^{+3}	$2.55_{-0.18}^{+0.16}$	$0.04_{-0.23}^{+0.21}$	<20
	2.6263	110_{-5}^{+5}	$1.79_{-0.49}^{+0.24}$	$-0.13_{-0.30}^{+0.26}$	$10.8_{-3.3}^{+1.4}$
J0816+1446	3.2874	80_{-5}^{+6}	$1.77_{-0.80}^{+0.45}$	$-0.08_{-0.50}^{+0.39}$	$15.2_{-4.2}^{+1.0}$
J0843+0221	2.7866	123_{-8}^{+8}	$1.94_{-0.10}^{+0.12}$	$1.83_{-0.13}^{+0.12}$	<16
J1232+0815	2.3377	64_{-4}^{+4}	$2.03_{-0.18}^{+0.17}$	$-0.13_{-0.37}^{+0.40}$	<9.4
J1237+0647	2.6896	178_{-50}^{+102}	$1.19_{-0.17}^{+0.18}$	$0.87_{-0.15}^{+0.18}$	<13.8
J1439+1118	2.4184	117_{-17}^{+15}	$0.98_{-0.25}^{+0.20}$	$0.68_{-0.24}^{+0.20}$	<13.7
B1444+0126	2.0870	172_{-23}^{+32}	$2.16_{-0.26}^{+0.27}$	$0.59_{-0.25}^{+0.25}$	<10.5
J1513+0352	2.4636	89_{-4}^{+4}	$1.95_{-0.36}^{+0.16}$	$0.40_{-0.69}^{+0.40}$	$8.0_{-4.0}^{+4.0}$
J2100–0641	3.0915	84_{-3}^{+3}	$2.02_{-0.93}^{+0.15}$	<–0.10	$12.9_{-4.5}^{+3.3}$
J2140–0321	2.3399	83_{-4}^{+5}	$2.93_{-0.18}^{+0.23}$	$1.54_{-0.21}^{+0.20}$	<20

Примечание. В столбцах слева направо приведены координаты квазара, значения красного смещения абсорбционной системы, температура возбуждения H_2 , концентрация газа, интенсивность ультрафиолетового межзвездного фона, температура реликтового излучения, определенная с помощью анализа населенностей уровней тонкой структуры CI .

(1991), Стаемлеор, Фловер (1991) и Абрахамсон и др. (2005). Мы также пренебрегаем учетом эффекта самоэкранирования УФ-излучения в линиях CI , которые обычно оптически тонкие. Анализ населенностей вращательных уровней H_2 дает независимое ограничение кинетической температуры, концентрации газа и интенсивности УФ-излучения (рис. 1). Поэтому мы используем ограничения, полученные на основе анализа населенностей уровней H_2 в работе Клименко и Балашев (2020), в качестве априорных распределений для концентрации газа, кинетической температуры и интенсивности УФ-излучения. Значения параметров и их статистические неопределенности определялись методом Монте-Карло по схеме марковских цепей. Результаты анализа систем CI приведены в табл. 2. Для девяти систем температура реликтового излучения определяется с неопределенностью около 2–4 К, в трех системах можно поставить только верхние пределы. В абсорбционных системах J 1439+1118 и B 1444+0126 измеренные населенности уровней CI не описываются нашей моделью, по-

этому они не используются для дальнейшей оценки зависимости T_{CMB} от красного смещения.

Дополнительно мы проверили, что анализ населенностей уровней H_2 и CI в абсорбционных системах в нашей галактике дает оценку температуры реликтового излучения $T_{CMB}^0 = 1–4$ К с неопределенностью 2–3 К. Согласие с оценкой $T_{CMB}^0 = 2.7255$ К (Фиксен, 2009) и небольшое значение статистической ошибки подтверждают надежность нашего метода.

НАСЕЛЕННОСТИ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ CO

В абсорбционных системах с большим красным смещением $z \sim 2$ прямое возбуждение вращательных уровней молекул CO фотонами реликтового излучения значительно выше темпа столкновительной накачки, поэтому температура возбуждения нижних вращательных уровней $T_{exc}(CO)$ близка к температуре реликтового излучения T_{CMB} (Шриананд и др., 2008) и может быть использована для оценки $T_{CMB}(z)$ (Нотердам и др., 2011).

Таблица 3. Список абсорбционных систем CO с большим красным смещением

Имя	z	$T_{0-J}^{\text{exc}}(\text{CO}), \text{K}$	$T_{\text{СМВ}}(z), \text{K}$	$\log n_{\text{H}}, \text{cm}^{-3}$	$T_{0_2}(\text{H}_2), \text{K}$	$T_{\text{СМВ}}(\text{CO}), \text{K}$
J0000+0048	2.5244	$9.85^{+0.71}_{-0.56}$	9.6	$1.31^{+0.24}_{-0.42}$	97^{+4}_{-4}	$9.81^{+0.67}_{-0.61}$
J0857+1855	1.7294	$8.9^{+1.5}_{-1.2}$	7.4	$2.31^{+0.70}_{-0.20}$	100	$7.9^{+1.7}_{-1.4}$
J1047+2057	1.7738	$6.87^{+0.70}_{-0.70}$	7.5	<2.5	100	$6.6^{+1.2}_{-1.1}$
J1237+0647	2.6896	$10.5^{+0.81}_{-0.62}$	10.1	$1.27^{+0.14}_{-0.10}$	178^{+102}_{-57}	$10.35^{+0.78}_{-0.65}$
J1439+1118	2.4184	$9.09^{+0.85}_{-0.69}$	9.3	$0.90^{+0.15}_{-0.18}$	107^{+33}_{-20}	$9.04^{+0.86}_{-0.70}$
J1705+3543	2.0377	$9.1^{+1.8}_{-1.4}$	8.3	$2.21^{+0.17}_{-0.68}$	100	$8.6^{+1.9}_{-1.4}$

Примечание. Слева направо приведены значения красного смещения абсорбционной системы, температура возбуждения CO, температура реликтового излучения, концентрация газа, температура возбуждения H₂, оценка температуры реликтового излучения с помощью анализа населенностей вращательных уровней молекул CO с учетом столкновительной накачки.

Однако мы показали, что учет столкновительной накачки может приводить к небольшому, но систематическому увеличению $T_{\text{exc}}(\text{CO})$ по сравнению с $T_{\text{СМВ}}(z)$ (Соболев и др., 2015), что важно учитывать при измерении отклонения температуры реликтового излучения от стандартного закона на больших красных смещениях ($T_{\text{СМВ}}^0 \times (1+z)$).

Мы используем метод Монте-Карло по схеме марковских цепей, в котором оценки n_{H} и T_{kin} из работы Клименко и Балашев (2020) учитываются в качестве априорных распределений. Наша модель имеет четыре свободных параметра: концентрацию газа, кинетическую температуру, температуру реликтового излучения и населенность основного уровня CO ($J = 0$). Модель предполагает однородное распределение молекул по облаку и учитывает два механизма возбуждения вращательных уровней молекул CO: столкновениями с H, H₂, He и прямым возбуждением фотонами реликтового излучения. Значения столкновительных коэффициентов CO взяты из работ Волкер и др. (2015), Янг и др. (2016), Цеччи-Пестеллини и др. (2002). Мы выполнили измерения $T_{\text{СМВ}}(z)$ в шести известных абсорбционных системах CO с большим красным смещением. Результаты представлены в табл. 3.

В системах J 0857+1855, J 1047+2057 и J 1705+3543 красное смещение $z \leq 2$, поэтому линии поглощения H₂ не попадают в диапазон длин волн спектрографов VLT/UVES. Для оценки физических условий в этих системах мы использовали анализ населенностей уровней CI. Кинетическая температура полагалась равной характерной температуре в холодной диффузной среде (100 K). Полученные оценки концентрации газа n_{H} приведены в табл. 3. На рис. 2 мы сравниваем температуру возбуждения молекул CO и оценку

температуры реликтового излучения, измеренную с учетом поправки на возбуждение уровней CO столкновительной накачкой. Отличие $T_{\text{СМВ}}(\text{CO})$ от $T_{\text{exc}}(\text{CO})$ оказывается существенным и для J 0857+1855 и J 1705+3543 составляет $\sim 10\%$. С учетом коррекции новые значения $T_{\text{СМВ}}(\text{CO})$ показывают лучшее согласие с предсказанием стандартной модели.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения температуры реликтового излучения в абсорбционных системах CI и CO с большим красным смещением приведены в табл. 4. На рис. 3 показаны эти измерения в зависимости от красного смещения вместе с другими оценками, полученными с помощью анализа эффекта Сюняева–Зельдовича для скоплений галактик (Баттистелли и др., 2002; Луззи и др., 2009; Хуриер и др., 2014) и анализа линий поглощения молекул в линзирующей галактике с $z = 0.89$ в спектре квазара PKS 1830-211 (Мюллер и др., 2013).

Прямые измерения $T_{\text{СМВ}}(z)$ в абсорбционных системах CO и CI хорошо согласуются с предсказанием стандартной космологической модели. Оценки с помощью анализа населенностей уровней тонкой структуры CI имеют большую статистическую неопределенность, чем оценки с помощью анализа населенностей вращательных уровней молекул CO. Это связано с более слабой зависимостью населенностью уровней CI от температуры реликтового излучения.

Используя выражение $T_{\text{СМВ}}(z) = T_0(1+z)^{1-\beta}$ (с $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$, Фиксен, 2009), мы определяем значение параметра β для разных выборок данных. Результаты представлены в табл. 5. Измерения по CI и CO на большом красном смещении

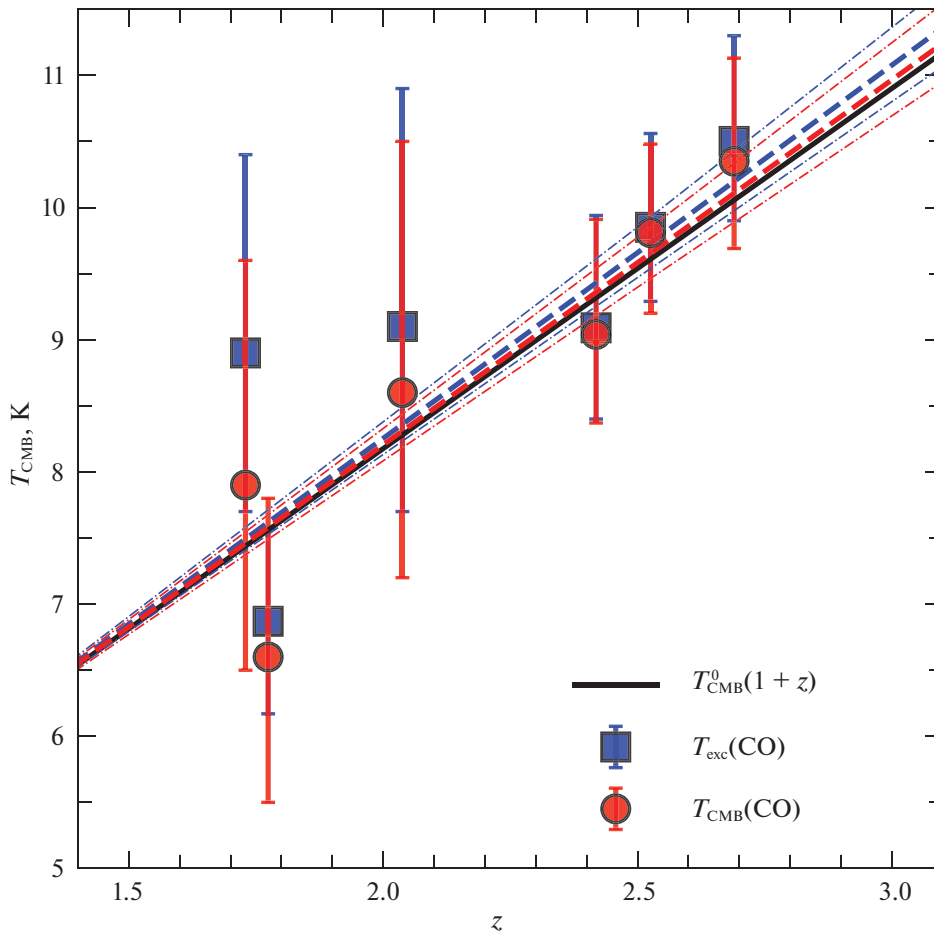


Рис. 2. Сравнение температуры возбуждения молекул CO ($T_{\text{exc}}(\text{CO})$, синие квадратики) и нашей оценки температуры реликтового излучения ($T_{\text{CMB}}(\text{CO})$, красные кружки), вычисленной с помощью анализа населенностей вращательных уровней CO с учетом столкновительного возбуждения. Сплошной черной линией показан линейный закон роста температуры реликтового излучения согласно стандартной космологической ΛCDM модели. Синей и красной пунктирными линиями показаны зависимости $T_{\text{CMB}}(z) = T_0(1+z)^{1-\beta}$ для нестандартных космологических моделей, построенные по данным анализа измерений $T_{\text{exc}}(\text{CO})$, $\beta = -0.019 \pm 0.028$ (синяя кривая), и $T_{\text{CMB}}(\text{CO})$, $\beta = -0.007 \pm 0.030$ (красная кривая).

согласуются со стандартным законом в пределах погрешности измерения $\beta = -0.015_{-0.028}^{+0.030}$. Измерения $T_{\text{CMB}}(z)$ по скоплениям галактик дают положительное значение $\beta = 0.013 \pm 0.017$. Совместная оценка с помощью измерений двумя методами дает ограничение $\beta = 0.010 \pm 0.013$. Наша оценка чуть выше оценки, $\beta = 0.006 \pm 0.013$, полученной в работе Хуриер и др. (2014), что связано с разницей в данных по молекулам CO. Систематический эффект, связанный с учетом столкновительного возбуждения молекул CO, имеет величину сравнимую со статистической неопределенностью оценки β : $\beta = -0.007_{-0.031}^{+0.030}$ против $\beta = -0.019_{-0.029}^{+0.028}$ для данных по молекулам CO с учетом коррекции без ее учета. Это приводит к эффективному увеличению

новой оценки β по сравнению с оценкой Хуриер и др. (2014).

Независимая оценка T_{CMB} для $z = 0$

Экстраполируя зависимость $T(z)$ к нулевому красному смещению ($z = 0$), т.е. рассматривая T_0 в качестве свободного параметра при подгонке данных с помощью стандартного закона $T(z) = T_0(1+z)$, мы получили независимую оценку температуры реликтового излучения в современную эпоху: $T_0 = 2.719 \pm 0.009$ К, которая хорошо согласуется с самой точной на сегодняшний день оценкой, полученной с использованием спутниковых наблюдений $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$ К (Фиксен, 2009). Результаты представлены в табл. 6.

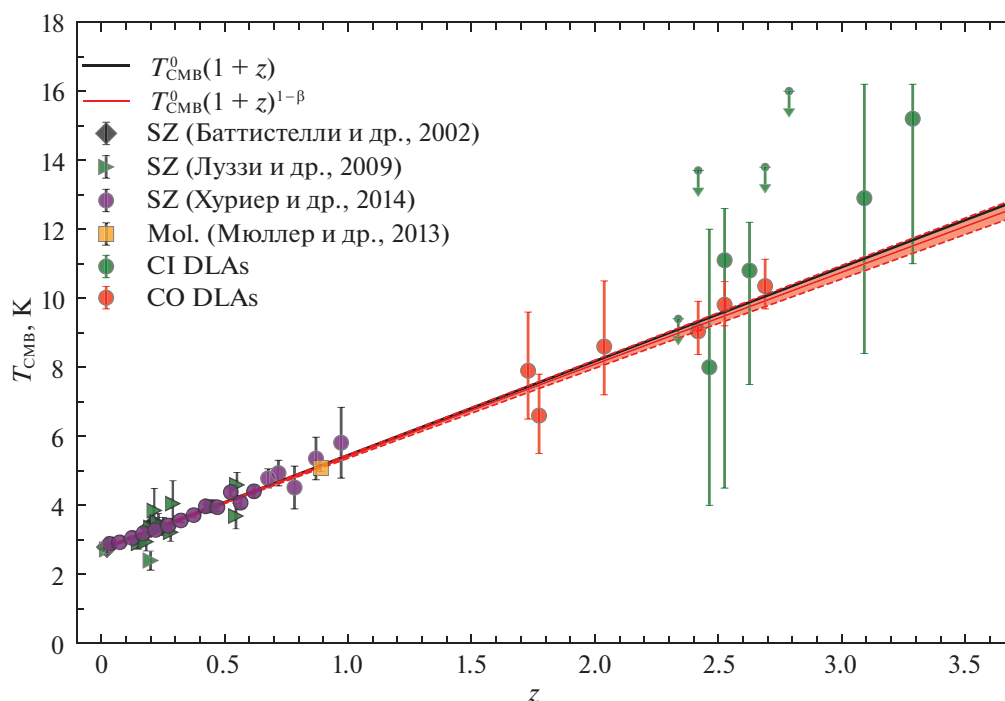


Рис. 3. Измерения температуры реликтового излучения в зависимости от красного смещения. Зеленые треугольники, фиолетовые кружки и черные ромбики показывают измерения на основе анализа эффекта Сюняева–Зельдовича для скоплений галактик (Луззи и др., 2009; Хуриер и др., 2014; Баттистелли и др., 2002). Оранжевая точка — измерения по молекулам в галактике на $z=0.89$ (Мюллер и др., 2013). Зеленые и красные кружки — измерения в абсорбционных системах CI и CO в спектрах квазаров (эта работа). Черная сплошная линия показывает изменение температуры реликтового излучения, согласно стандартной Λ CDM модели. Красной пунктирной линией и затемненной областью показано изменение $T_{\text{CMB}}(z)$ от z для альтернативной космологической модели $T_0(1+z)^{1-\beta}$ для параметра $\beta = 0.010 \pm 0.013$.

Ограничение на уравнение состояния темной энергии

В рамках альтернативной космологической модели отклонение зависимости температуры реликтового излучения с красным смещением от линейного закона может быть вызвано образованием и разрушением фотонов при распаде темной энергии (см., например, Лима, 2011). Жезер и др. (2011) применили эту феноменологическую модель для описания измерений температуры реликтового излучения и получили оценку на параметр эффективного уравнения состояния темной энергии $p = w_{\text{eff}}\rho$, $\omega_{\text{eff}} = -0.97 \pm 0.03$. Используя выражение (22) из работы Жезер и др. (2011) и новые данные измерений температуры реликтового излучения в скоплениях и абсорбционных системах, получено ограничение $\omega_{\text{eff}} = -0.991^{+0.014}_{-0.012}$. Дополнительно использовано предположение, что адиабатический индекс равен каноническому значению $\gamma = 4/3$, и ограничения на параметры $T_0 = 2.72548 \pm 0.00057$ (Фиксен, 2009) $\Omega_{\text{m}0} = 0.315 \pm 0.007$ (Планк коллаборация, 2020). Наша оценка согласуется с другими оценками $\omega_{\text{eff}} = -0.996 \pm 0.025$ (Нотердам и др., 2011) и 0.995 ± 0.011 (Хуриер и др., 2014).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены измерения температуры реликтового излучения в абсорбционных системах CO и CI с большими красными смещениями в спектрах квазаров. В сравнении с предыдущими измерениями нами учтен эффект столкновительной накачки вращательных уровней CO. Показано, что температура возбуждения молекул CO систематически превышает температуру реликтового излучения, для некоторых систем разница достигает 1 К. Учет эффекта дает лучшее согласие измерений температуры реликтового излучения со стандартной космологической моделью (параметр отклонения $\beta = -0.004^{+0.049}_{-0.059}$). Для систем атомарного углерода CI измерены температуры реликтового излучения с учетом влияния столкновительной и радиативной накачек. Показано, что согласованный анализ населенностей уровней тонкой структуры CI и вращательных уровней молекул H_2 хорошо определяет физические условия в межзвездной среде: концентрацию газа, температуру и интенсивность УФ-фона, что позволяет аккуратно учесть вклады столкновительной и радиативной

Таблица 4. Измерения температуры реликтового излучения $T_{\text{СМВ}}$ в абсорбционных системах CI и CO с большим красным смещением

QSO	z_{abs}	$T_{\text{СМВ}}(\text{CI}), \text{K}$	$T_{\text{СМВ}}(\text{CO}), \text{K}$
J0857+1855	1.7293		$9.8^{+0.7}_{-0.6}$
J1047+2057	1.7738		$6.6^{+1.2}_{-1.1}$
J1705+3543	2.0377		$8.6^{+1.9}_{-1.4}$
J1232+0815	2.3377	<9.4	
J2140-0321	2.3399	<20	
J1439+1117	2.4184	<13.7	$9.04^{+0.9}_{-0.7}$
J1513+0352	2.4636	$8.0^{+4.0}_{-4.0}$	
J0000+0048	2.5255	$11.1^{+1.5}_{-6.6}$	$9.8^{+0.7}_{-0.6}$
J0812+3208	2.6264	<20	
	2.6263	$10.8^{+1.4}_{-3.3}$	
J1237+0647	2.6896	<13.8	$10.4^{+0.7}_{-0.7}$
J0843+0221	2.7866	<16	
B0528-2505	2.8111	<20	
J2100-0641	3.0915	$12.9^{+3.3}_{-4.5}$	
J0816+1446	3.2874	$15.2^{+1.0}_{-4.2}$	

накачек уровней тонкой структуры CI. Статистическая неопределенность оценки $T_{\text{СМВ}}(z)$ этим методом оказывается в 2–3 раза выше, чем для оценок с помощью анализа населенностей вращательных уровней CO. В то же время число известных абсорбционных систем CI на больших красных смещениях значительно выше числа известных систем CO.

Используя данные измерений $T_{\text{СМВ}}(z)$ в системах CI и CO в спектрах квазаров и данные измерений в скоплениях галактик на $z < 1$ для закона эволюции температуры реликтового излучения $T_{\text{СМВ}}(z) = T_0(1+z)^{1-\beta}$, получено ограничение на $\beta = +0.010 \pm 0.013$. Данная оценка позволяет получить строгое ограничение на параметр эффективного уравнения состояния распадающейся темной материи ($\omega_{\text{eff}} = -0.991^{+0.014}_{-0.012}$). В предположении стандартного закона $T(z) = T_0(1+z)$ получена независимая оценка температуры реликтового излучения в современную эпоху: $T_0 = 2.719 \pm 0.009 \text{ K}$.

Таблица 5. Ограничения на параметр β , характеризующий отклонение температуры реликтового излучения от стандартного закона эволюции температуры $T_{\text{СМВ}} = (2.7255 \pm 0.0006) \times (1+z)^{1-\beta}$

Данные	β	Ссылка
CO	$-0.007^{+0.030}_{-0.031}$	[a]
CI	$-0.077^{+0.130}_{-0.075}$	[a]
CI + CO	$-0.015^{+0.030}_{-0.028}$	[a]
SZ	$0.013^{+0.017}_{-0.017}$	[b, c, d]
Mol	$0.023^{+0.031}_{-0.032}$	[e]
Mol + SZ + CI	$0.014^{+0.014}_{-0.015}$	[a, b, c, d, e]
Mol + SZ+CO	$0.011^{+0.014}_{-0.013}$	[a, b, c, d, e]
Mol + SZ + CI+CO	$0.010^{+0.013}_{-0.013}$	[a, b, c, d, e]

Примечание. Обозначения: [a] — эта работа, [b] — Батистелли и др. (2002), [c] — Луззи и др. (2009), [d] — Хуриер и др. (2014), [e] — Мюллер и др. (2013).

Таблица 6. Результаты измерений локальной температуры реликтового излучения на $z = 0$ с помощью данных обсерватории COBE/FIRAS (Фиксен, 1996, 2009) и независимая оценка $T_{\text{СМВ}}^0$ по измерениям $T_{\text{СМВ}}(z)$ в скоплениях галактик и абсорбционных системах в спектрах квазаров в предположении стандартного закона эволюции $T_{\text{СМВ}}(z)$

Данные	$T_{\text{СМВ}}(z = 0), \text{K}$	β
Фиксен (1996)	2.728 ± 0.004	
Фиксен (2009)	2.7255 ± 0.0006	
Mol + SZ + CI + CO	2.719 ± 0.009	0
Mol + SZ + CI + CO + Фиксен (2009)	2.7255 ± 0.0006	0.010 ± 0.013

Примечание. В нижней строке приведена итоговая оценка параметров закона эволюции $T_{\text{СМВ}}(z)$ с учетом всех данных измерений температуры реликтового излучения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 18-12-00301).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абгралл и др. (H. Abgrall, E. Roueff, and Y. Viala), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **50**, 505 (1982).
2. Абрахамсон и др. (E. Abrahamsson, R.V. Krems, and A. Dalgarno), *Astrophys. J.* **654**, 1172 (2007).
3. Августидис и др. (A. Avgoustidis, R.T. Génova-Santos, G. Luzzi, et al.), *Phys. Rev. D* **93**, 043521 (2016).
4. Альфер, Херман (R.A. Alpher and R.C. Herman), *Phys. Rev.* **74**, 1737 (1948).
5. Бакалл, Вольф (J.N. Bahcall and R.A. Wolf), *Astrophys. J.* **152**, 701 (1968).

6. Балашев С.А., Иванчик А.В., Варшалович Д.А., Письма в Астрон. журн. **36**, 803 (2010) [S.A. Balashev, A.V. Ivanchik, D.A. Varshalovich, Astron. Lett. **36**, 761 (2010)].
7. Балашев и др. (S.A. Balashev, P. Petitjean, A.V. Ivanchik, et al.), MNRAS **418**, 357 (2011).
8. Балашев и др. (S.A. Balashev, P. Noterdaeme, H. Rahmani, et al.), MNRAS **470**, 2890 (2017).
9. Балашев, Нотердам (S.A. Balashev and P. Noterdaeme), MNRAS, **478**, 7 (2018).
10. Балашев и др. (S.A. Balashev, V.V. Klimenko, P. Noterdaeme, et al.), MNRAS **490**, 2668 (2019).
11. Баттистелли и др. (E.S. Battistelli, M. De Petris, L. Lamagna, et al.), Astrophys. J. **580**, L101 (2002).
12. Волкер и др. (K.M. Walker, L. Song, B.H. Yang, et al.), Astrophys. J. **811**, 27 (2015).
13. Ворт и др. (S.S. Vogt, S.L. Allen, B.C. Bigelow, et al.), Proc. SPIE **2198**, 362 (1994).
14. Гамов (G. Gamow), Phys. Rev. **70**, 572 (1946).
15. Горбунов Д.С., Рубаков В.А., *Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва* (М.: ЛЕНАНД, 2016).
16. Гуимарес и др. (R. Guimar+res, P. Noterdaeme, P. Petitjean, et al.), Astrophys. J. **143**, 147 (2012).
17. Деккер и др. (H. Dekker, S. D'Odorico, A. Kaufer, et al.), Soc. Photo-Optic. Instrumentat. Eng. (SPIE) Conf. Ser. **4008**, 534 (2000).
18. Жезер и др. (P. Jetzer, D. Puy, M. Signore, et al.), Gener. Relat. Gravitat. **43**, 1083 (2011).
19. Зельдович, Сюняев (Ya.B. Zeldovich and R.A. Sunyaev), Astrophys. Space Sci. **4**, 301 (1969).
20. Йоргенсен и др. (R.A. Jorgenson, A.M. Wolfe, and J.X. Prochaska), Astrophys. J. **722**, 460 (2010).
21. Клименко и др. (V.V. Klimenko, S.A. Balashev, A.V. Ivanchik, et al.), MNRAS **448**, 280 (2015).
22. Клименко, Балашев (V.V. Klimenko and S.A. Balashev), MNRAS **498**, 1531 (2020).
23. Клименко и др. (V.V. Klimenko, P. Petitjean, and A.V. Ivanchik), MNRAS **493**, 5743 (2020).
24. Леду и др. (C. Ledoux, P. Petitjean, and R. Srianand), MNRAS **346**, 209 (2003).
25. Ле Пети и др. (F. Le Petit, C. Nehme, J. Le Bourlot, and E. Roueff), Astrophys. J. Suppl. Ser. **164**, 506 (2016).
26. Лима и др. (J.A.S. Lima, A.I. Silva, and S.M. Viegas), MNRAS **312**, 747 (2000).
27. Луззи и др. (G. Luzzi, M. Shimon, L. Lamagna, et al.), Astrophys. J. **705**, 1122 (2009).
28. Луззи и др. (G. Luzzi, D. Génova-Santos, C.J.A.P. Martins, et al.), J. Cosmol. Astropart. Phys. **09**, 011 (2015).
29. МакКеллар (A. McKellar), Publ. Astron. Soc. Pacific **52**, 187 (1940).
30. Матиясек (J. Matyjasek), Phys. Rev. D **51**, 4154 (1995).
31. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, P. Petitjean, C. Ledoux, et al.), Astron. Astrophys. **523**, 17 (2010).
32. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, P. Petitjean, R. Srianand, et al.), Astron. Astrophys. **526**, L7 (2011).
33. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, R. Srianand, H. Rahmani, et al.), Astron. Astrophys. **577**, 24 (2015).
34. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, J.K. Krogager, S.A. Balashev, et al.), Astron. Astrophys. **597**, 82 (2018).
35. Пензиас, Вилсон (A.A. Penzias and R.W. Wilson), Astrophys. J. **142**, 419 (1965).
36. Планк коллаборация и др. (Planck Collaboration, et al.), Astron. Astrophys. **641**, A6 (2020).
37. Ранжан и др. (A. Ranjan, P. Noterdaeme, J.K. Krogager, et al.), Astron. Astrophys. **618**, 184 (2018).
38. Рефаели (Y. Rephaeli), Astrophys. J. **241**, 858 (1980).
39. Рос, Мееп (K.C. Roth and D.M. Meyer), Astrophys. J. **413**, L67 (1993).
40. Сильва, Вегас (A.I. Silva and S.M. Viegas), MNRAS **329**, 135 (2002).
41. Стэмлер, Фловер (V. Staemmler and D.R. Flower), J. Phys. B: At.Mol. Opt. Phys. **24**, 2343 (1991).
42. Соболев и др. (A.I. Sobolev, A.V. Ivanchik, D.A. Varshalovich, et al.), J. Phys.: Conf. Ser. **661**, 012013 (2015).
43. Фаббри и др. (R. Fabbri, F. Melchiorri, and V. Natale), Astrophys. Space Sci. **59**, 223 (1968).
44. Фиксен и др. (D.J. Fixsen, E.S. Cheng, J.M. Gales, et al.), Astrophys. J. **473**, 576 (1996).
45. Фиксен (D.J. Fixsen), Astrophys. J. **707**, 916 (2009).
46. Фризе и др. (K. Freese, F.C. Adams, J.A. Frieman, et al.), Nucl. Phys. B **287**, 797 (1987).
47. Хуриер и др. (G. Hurier, N. Aghanim, M. Douspis, et al.), Astron. Astrophys. **561**, 12 (2014).
48. Цеччи-Пестеллини и др. (C. Cecchi-Pestellini, E. Bodo, and N. Balakrishnan), Astrophys. J. **571**, 1015 (2002).
49. Шредер и др. (K. Schroder, V. Staemmler, M.D. Smith, et al.), J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **24**, 2487 (1991).
50. Шриананд и др. (R. Srianand, P. Petitjean, and C. Ledoux), Nature **408**, 931 (2000).
51. Шриананд и др. (R. Srianand, P. Petitjean, C. Ledoux, et al.), MNRAS **362**, 549 (2005).
52. Шриананд и др. (R. Srianand, P. Noterdaeme, C. Ledoux, and P. Petitjean), Astron. Astrophys. **482**, L39 (2008).
53. Янг и др. (B. Yang, N. Balakrishnan, P. Zhang, et al.), J. Chemic. Phys. **145**, 034308 (2016).