

# Модификация способа измерения температуры реликтового излучения, основанного на эффекте Сюняева–Зельдовича

© И.А. Барышников,<sup>1,✉</sup> В.А. Шенявский,<sup>2</sup> В.В. Клименко,<sup>1</sup> А.В. Иванчик<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики,  
190121 Санкт-Петербург, Россия

✉ e-mail: baryshnikov.ia@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 3 мая 2024 г.

В окончательной редакции 4 августа 2024 г.

Принято к публикации 30 октября 2024 г.

Независимые измерения температуры реликтового излучения  $T_0$  в современную эпоху с использованием космологических данных чрезвычайно важны для верификации космологических моделей. Исследованы стандартная и новая процедуры измерения температуры реликтового излучения в методе, основанном на эффекте Сюняева–Зельдовича. Работа выполнена с помощью численного моделирования искусственного каталога измерений эффекта Сюняева–Зельдовича для скоплений. В результате было выяснено, что более точную оценку дает новая описанная в работе процедура. Также показано, что причиной расхождения в процедурах является неопределенность параметра пекулярной скорости  $\beta$ , входящего в эффект Сюняева–Зельдовича.

**Ключевые слова:** реликтовое излучение, космология, эффект Сюняева–Зельдовича.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59265.397-24

## Введение

Спектр Реликтового излучения „здесь“ и „сейчас“ с высокой точностью близок к спектру абсолютно черного тела с температурой  $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$  К [1]. Динамика температуры в процессе развития Вселенной описывается зависимостью этой величины от космологического красного смещения  $z$ . В стандартной космологической  $\Lambda$ CDM-модели эта зависимость выглядит

$$T_z = T_0(1 + z). \quad (1)$$

Однако она имеет другой вид в альтернативных космологических моделях, выходящих за рамки стандартной физики. Поэтому как можно более точные ее измерения чрезвычайно важны для исследования законов Вселенной.

На сегодняшний день известно и реализовано два метода измерения температуры реликтового излучения (РИ)  $T_z$  на  $z$ : один использует эффект Сюняева–Зельдовича (СЗ-эффект) [2,3], второй — анализ населенности энергетических уровней атомов и молекул в плотных межзвездных облаках [4].

В настоящей работе исследовались стандартная и предлагаемая ниже новая процедуры в методе по СЗ-эффекту с помощью численного моделирования искусственного каталога измерений СЗ-эффекта.

## 1. Метод исследования

В настоящей работе применялся следующий подход. Во-первых, численно моделировался искусственный каталог измерений СЗ-эффекта на скоплениях галактик,

параметры (необходимые для эффекта) которых генерировались случайным образом, при этом величине температуры РИ „здесь“ и „сейчас“ присваивалось значение  $T_0 = 2.7255$  К. Во-вторых, с помощью двух процедур оценивалось присвоенное значение. Сравнение полученных оценок с заданной при моделировании величиной температуры РИ позволило исследовать процедуры.

### 1.1. СЗ-эффект. Процедуры измерения

СЗ-эффект заключается в смещении спектра РИ от спектра абсолютно черного тела (АЧТ) при прохождении реликтовых фотонов через горячий электронный газ в скоплении галактик. Эффект может описываться как вариацией интенсивности РИ  $\Delta I_{SZ}(\nu)$  на частоте  $\nu$ , так и вариацией яркостной температуры РИ  $\Delta T_{SZ}(\nu)$ . Эффект зависит от частоты  $\nu$  и четырех параметров:  $T$  — температура РИ,  $\tau$  — оптическая толщина,  $\beta = \nu/c$  — пекулярная скорость скопления,  $\theta = kT_e/m_e c^2$  — температура электронного газа в единицах энергии покоя электрона.

Стандартная процедура измерения температуры РИ  $T_z$  на космологическом красном смещении  $z$  по СЗ-эффекту заключается в аппроксимации вариаций температуры РИ  $\Delta T_{SZ}$  на разных частотах с помощью формулы (2):

$$\begin{aligned} \Delta T_{SZ}(x) &= T_0 \cdot \tau [\theta f(x) - \beta + R(x, \theta, \beta)] \\ x &= h\nu_0(1+z)/kT_z, & \xrightarrow{\text{fitting}} & (T_z, \tau, \theta, \beta), \\ T_0 &= 2.7255 \text{ К} [1], \end{aligned} \quad (2)$$

где функции  $f(x)$  и  $R(x, \theta, \beta)$  описаны в работе [2]. В этой процедуре находится температура РИ  $T_z$  на космологическом красном смещении  $z$ . Такая процедура использовалась в работах [2,3]. В этих работах главной задачей являлось определение статистически значимого отклонения значений  $T_z(z)$  от  $\Lambda$ CDM-модели посредством аппроксимации функцией, отличающейся от стандартной (1). В работе [4] был предложен иной способ определения отклонения данных, а именно по нахождению оценки температуры РИ „здесь“ и „сейчас“  $T_0$  через аппроксимацию величин  $T_z$  функцией из стандартной модели (1) и сравнению ее с наилучшей на сегодняшний день оценкой в [1]. Таким образом, конечным итогом стандартной процедуры является оценка температуры РИ „здесь“ и „сейчас“  $T_0$ .

В настоящей работе предложена новая процедура, которая позволяет находить сразу значение температуры РИ  $T_0$  „здесь“ и „сейчас“. В этой процедуре аппроксимация вариаций температуры РИ  $\Delta T_{SZ}$  производится по формуле (3):

$$\Delta T_{SZ}(x) = T_0 \cdot \tau [\theta f(x) - \beta + R(x, \theta, \beta)] \xrightarrow{\text{fitting}} (T_0, \tau, \theta, \beta),$$

$$x = hv_0/kT_0, \quad (3)$$

где функции  $f(x)$  и  $R(x, \theta, \beta)$  те же, что и в формуле (2). Важное отличие новой процедуры от стандартной в том, что в новой процедуре перед оптической толщиной  $\tau$  стоит варьируемый параметр (искомая температура РИ „здесь“ и „сейчас“), а в стандартной стоит температура, приравненная среднему значению из работы [1].

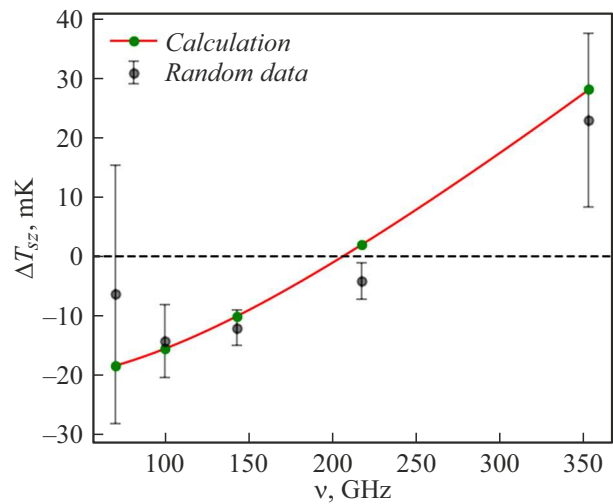
## 1.2. Численное моделирование искусственного каталога

Численное моделирование искусственного каталога измерений СЗ-эффекта для скоплений выполнялось следующим образом. Во-первых, фиксировалось значение температуры РИ  $T_0 = 2.7255$  К, которое необходимо было восстановить двумя описанными выше процедурами. Во-вторых, генерировались параметры скоплений  $(\tau, \theta, \beta, z)$  случайным образом из следующих распределений. Оптическая толщина  $\tau$  выбрана из равномерного распределения  $U[0.5, 2]$ . Температура электронного газа  $kT_e$ , определяющая параметр  $\theta$ , — из  $U[1, 10]$  keV. Пекулярная скорость  $\beta$  — из  $U[-0.5/300, +0.5/300]$ . Красное смещение  $z$  взято, как модуль  $|\xi|$ , где случайная величина  $\xi$  выбрана из нормального распределения  $N(0, 0.3^2)$ . В-третьих, по формуле (3) для каждого скопления высчитывались вариации температуры на пяти частотах: 70, 100, 143, 217, 353 GHz (как в работе [2]). В-четвертых, был произведен статистический анализ ошибок реальных данных из работ [2], в котором определялась корреляция между величиной ошибки вариации температуры и частотой (см. табл.). Наконец в каталог записывались значения, разбросанные вокруг рассчитанных вариаций температур по нормальному закону с

Результат статистического анализа данных из работы [2]

$\nu$ , GHz	70	100	143	217	353
$\delta = \text{ошибка/масштаб}$	0.5	0.14	0.07	0.06	0.3
$\sigma = \sqrt{D[\delta]}$	0.09	0.03	0.02	0.02	0.08

Примечание.  $D[\delta]$  — дисперсия величины  $\delta$ .



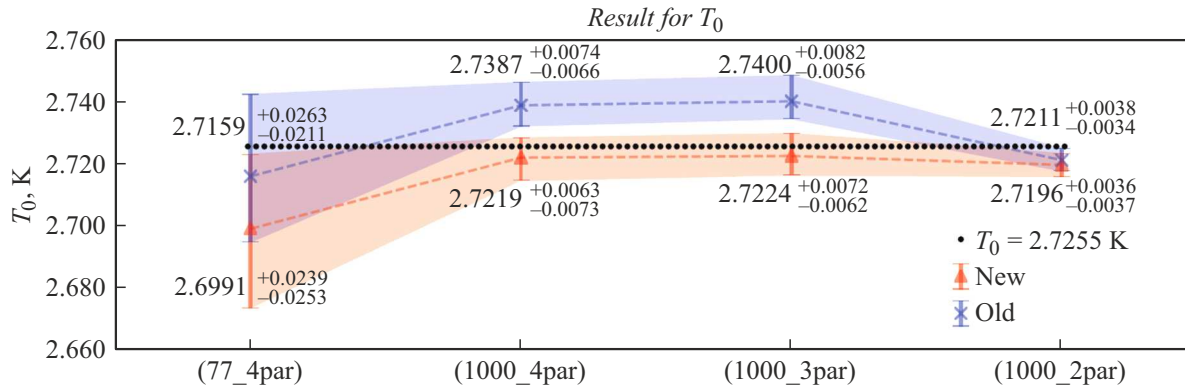
**Рис. 1.** График вариаций температуры для одного скопления с параметрами  $kT_e = 1.6$  keV,  $\beta = 6.2 \cdot 10^{-4}$ ,  $\tau = 1.4$  и  $z = 0.3804$ . С использованием этих параметров по формуле (3) высчитывались вариации температуры на частотах 70, 100, 143, 217, 353 GHz (зеленые точки на графике). Данные (черные точки с ошибками), записанные в искусственный каталог, генерировались из нормального распределения со средними значениями в зеленых точках и дисперсиями, полученными из статического анализа реальных ошибок в измерениях вариаций температуры в работе [2].

соответствующими статистическому анализу дисперсиями. Также в каталоге были записаны все параметры  $(\tau, \theta, \beta, z)$  для каждого скопления. Получение данных, записанных в искусственный каталог, дополнительно описано на рис. 1.

## 1.3. Анализ каталога

По искусственным данным (вариациям температуры) проводилась аппроксимация, согласно процедурам, описанным выше. В стандартной процедуре определялся набор значений температур  $T_z$  на разных космологических красных смещениях  $z$  для разных скоплений из каталога. Значение  $T_0$  находилось аппроксимацией этого набора по стандартному закону  $T_z = T_0(1 + z)$ . В новой процедуре получался набор значений температур  $T_0$ , который усреднялся.

Все аппроксимации и усреднения производились методом Монте-Карло по схеме Марковский цепей [5]). В данном методе используется теорема Байеса, для



**Рис. 2.** Оценки температуры реликтового излучения  $T_0$  разными процедурами и разными способами аппроксимации. Синему цвету соответствует стандартная процедура. Красному цвету — новая процедура. Точки с абсциссой „(77\_4par)“ — обработано 77 скоплений с четырьмя свободными, аппроксимирующими параметрами; точки с „(1000\_4par)“ — обработано 1000 скоплений с четырьмя свободными параметрами; с абсциссой „(1000\_3par)“ — обработано 1000 скоплений с тремя свободными параметрами (фиксирована температура электронного газа  $\theta$ ); „(1000\_2par)“ — обработано 1000 скоплений с двумя свободными параметрами (фиксированы  $\theta$  и пекулярная скорость  $\beta$ ). Черная точечная линия — значение температуры РИ излучения, которое необходимо было восстановить.

которого необходимо задать априорные функции распределения для каждого аппроксимирующего параметра. Если о каком-то аппроксимирующем параметре нет никакой информации, то за априорную функцию для этого параметра берется однородная функция распределения  $U[a, b]$  (см. [6]). В настоящей работе считалось, что априорная информация об аппроксимирующих параметрах  $\tau$ ,  $\beta$ ,  $T_0$  отсутствовала, в отличие от параметра  $\theta$ . В работе [2] использовались для параметра  $\theta$  дополнительные измерения из других работ и другие оценки. В нашей работе априорная функция распределения этого параметра являлась нормальной функцией распределения  $N(\theta_0, (0.01\theta_0)^2)$ , где  $\theta_0$  — действительное значение температуры электронного газа, которое заранее известно при моделировании каталога.

Метод Монте-Карло по схеме Марковский цепей реализован на языке программирования Python с использованием библиотек emcee и chainconsumer.

## 2. Результаты

В результате был создан каталог из 1000 скоплений: сгенерированно 1000 наборов параметров ( $\tau$ ,  $\theta$ ,  $\beta$ ,  $z$ ). Из этого каталога двумя процедурами были сначала обработаны 77 скоплений (как в работе [2]). При таком объеме выборки процедуры дают статистически неразличимые оценки температуры РИ (рис. 2), первая пара красно-синих точек). При обработке всего каталога процедуры дают систематический сдвиг в оценке температуры РИ более чем на  $2\sigma$ , причем новая процедура восстанавливает значение  $T_0 = 2.7255$  К в пределах  $2\sigma$ , а стандартная процедура — нет.

Для выяснения причины расхождения в оценках температуры РИ, полученных разными процедурами, обработка всего каталога повторялась для меньшего количества аппроксимирующих параметров. Сначала при

повторной обработке всего каталога для каждого скопления параметру  $\theta = kT_e/m_e c^2$  присваивалось значение, записанное в каталоге, что уменьшало количество свободных параметров. Результат приведен на рис. 2 (третья пара красно-синих точек). Это не уменьшило сдвиг в оценках температуры РИ. Затем каталог был обработан еще раз, но в добавок был фиксирован параметр  $\beta$  — пекулярная скорость скопления (см. рис. 2, четвертая пара красно-синих точек). Статистически значимое расхождение в оценках температуры РИ было устранено. Следовательно, можно заключить, что систематический сдвиг возникает из-за отсутствия априорной информации о параметре  $\beta$ .

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

## Список литературы

- [1] D.J. Fixsen, *ApJ*, **707** (2), 916 (2009). DOI: 10.1088/0004-637X/707/2/916
- [2] G. Luzzi, R.T. Génova-Santos, C.J.A.P. Martins, M. De Petris, L. Lamagna. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **2015** (9), 011 (2015). DOI: 10.1088/1475-7516/2015/09/011
- [3] G. Hurier, N. Aghanim, M. Douspis, E. Pointecouteau. *A&A*, **561** (A143), 12 (2014). DOI: 10.1051/0004-6361/201322632
- [4] В.В. Клименко, А.В. Иванчик, П. Петижан, П. Нотердам, Р. Шриананд. Письма в АЖ, **46** (11), 763 (2020). [V.V. Klimenko, A.V. Ivanchik, P. Petitjean, P. Noterdaeme, R. Srianand. *Astron. Lett.* **46** (11), 715 (2020). DOI:10.1134/S1063773720110031]
- [5] D. Foreman-Mackey, D.W. Hogg, D. Lang, J. Goodman, *PASP*, **125** (925), 306 (2013). DOI: 10.1086/670067
- [6] Д. Худсон. *Статистика для физиков*, лекции по теории вероятностей и элементарной статистики, пер. с англ. (Изд-во Мир, М., 1970), изд. 2-е доп., 295 с.