

Новые горизонты исследований реликтового излучения Вселенной

Д.И. Новиков, А.Г. Дорошкевич, Т.И. Ларченкова, А.М. Малиновский,
А.О. Михальченко, А.М. Осипова, К.О. Парфёнов, С.В. Пилипенко

Несмотря на значительные успехи, достигнутые с начала нового столетия в области изучения реликтового излучения (РИ), остаются нерешёнными некоторые глобальные задачи, стоящие перед современной наблюдательной космологией. В их числе доказательство либо опровержение инфляционной теории эволюции Вселенной и её тепловая история в дорекомбинационный период. Остаётся также неизвестным спектр мощности начальных возмущений на мелких масштабах. Детальное изучение поляризации реликтового фона и его частотного спектра позволит пролить свет на эти актуальные вопросы, ответы на которые нельзя получить из каких-либо других наблюдений, кроме наблюдений особенностей реликтового излучения. Решение указанных задач также позволит попутно получить новую информацию о свойствах фоновых излучений (излучения пыли, инфракрасного фона, синхротронного излучения, свободно-свободных переходов, линий CO) и гравитационного линзирования. Эксперименты нового поколения нацелены на решение вышеперечисленных задач наблюдательной космологии.

Ключевые слова: реликтовое излучение, поляризация реликтового излучения, частотные искажения, отделение фонов, В-мода

PACS numbers: 07.87. + v, 98.70.Vc, 98.80.Es

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.08.040006>

Содержание

1. Введение (1047).
 2. Первичная В-мода поляризации (1048).
 - 2.1. Тест на гауссовость. 2.2. Извлечение гауссова сигнала из наблюдений.
 3. Спектральные искажения (1050).
 - 3.1. Разделение компонент сигнала. 3.2. Оптимальная температура оптики.
 4. Проблема фонового излучения (1052).
 - 4.1. Генерация мелкомасштабных карт интенсивности. 4.2. Анизотропия реликтового излучения. 4.3. Излучение пыли Галактики. 4.4. Синхротронное излучение. 4.5. Излучение свободно-свободных переходов. 4.6. Излучение далёких галактик в континууме. 4.7. Излучение далёких галактик в спектральных линиях. 4.8. Выбор оптимальной площадки для поиска спектральных искажений реликтового излучения.
 5. Заключение (1059).
- Список литературы (1060).

Д.И. Новиков^(1,a), А.Г. Дорошкевич^(1,b), Т.И. Ларченкова^(1,c),
А.М. Малиновский^(1,d), А.О. Михальченко^(1,e), А.М. Осипова^(1,2,f),
К.О. Парфёнов^(1,g), С.В. Пилипенко^(1,h)

⁽¹⁾ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Национальный исследовательский университет
"Высшая школа экономики",
ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(a) novikovdi@lebedev.ru, ^(b) dorr@asc.rssi.ru,

^(c) ltanya@asc.rssi.ru, ^(d) Ingirami@gmail.com,

^(e) mihalchenko.ao@asc.rssi.ru, ^(f) osipova@asc.rssi.ru,

^(g) k.o.parfenov@asc.rssi.ru, ^(h) s.pilipenko@asc.rssi.ru

Статья поступила 12 января 2025 г., после доработки 14 августа 2025 г.

1. Введение

Реликтовое излучение (РИ) является важнейшим источником информации о строении Вселенной и её эволюции на всех стадиях, включая инфляцию, дорекомбинационную эпоху, рекомбинацию, реионизацию и формирование крупномасштабной структуры. На протяжении последних десятилетий мировым научным сообществом были достигнуты огромные результаты в области изучения РИ. Наблюдения, осуществлённые недавними космическими миссиями WMAP [1] и Planck [2, 3], существенно расширили наши знания о свойствах анизотропии и поляризации РИ на масштабах вплоть до нескольких угловых минут, с хорошей точностью измерили угловой спектр и обнаружили крайне близкий к гауссову характер распределения флуктуаций температуры реликтового фона и особенностей его поляризации. Всё это приблизило к уточнению основных параметров Стандартной космологической модели и пониманию эволюции Вселенной [4].

Вместе с тем на сегодняшний день двумя основными нерешёнными задачами современной наблюдательной космологии остаются обнаружение первичной В-моды поляризации реликтового излучения и уточнение его частотного спектра.

• Начальная В-мода поляризации.

Обнаружение начальной (первичной) В-моды поляризации РИ станет непосредственным доказательством инфляционной теории эволюции Вселенной. Тем не менее крайне малое отношение r амплитуд тензорной моды возмущений к скалярной, наличие поляризованных фонов, гравитационное линзирование, утечка мощности из анизотропии в поляризацию при наблюдениях, а также

неизбежное перетекание мощности из E- в B-моду за счёт неполного покрытия неба в некоторых экспериментах и дискретного характера наблюдательных данных затрудняют обнаружение родившейся в процессе инфляции B-моды. Будущие эксперименты SO [5], LiteBIRD [6] и PIXIE [7] ставят перед собой задачу детектирования B-моды либо ограничение сверху её амплитуды вплоть до $r \sim 0,01, 0,001$. Очевидно, что помимо улучшения чувствительности экспериментов и увеличения частотных диапазонов наблюдений необходимо развивать современные методы обработки наблюдательных данных с целью преодоления упомянутых сложностей. Основными подходами здесь являются многочастотный [8, 9] и пространственно-статистический [10] анализы, позволяющие до известной степени разделить компоненты с разными частотными спектрами либо имеющие существенно разные корреляционные характеристики. Тщательное моделирование пространственно-корреляционных особенностей является также важным для очистки сигнала от искажений, вызванных гравитационным линзированием [11–14].

Необходимо отметить, что при ограниченной чувствительности экспериментов упомянутых подходов оказывается недостаточно для решения задачи надёжного обнаружения космологической B-моды. Крайне важным является подход к обработке наблюдательных данных, основанный на главной особенности инфляции — создании возмущений, соответствующих гауссовой статистике [15, 16]. Таким образом, основываясь на статистических свойствах сигнала, желательно уметь отделять гауссову часть наблюдательных данных от негауссовой. Кроме того, нужны методы тестирования на гауссовость случайных полей, которые чувствительны к присутствию специфических негауссовых поляризованных фонов.

• Спектральные искажения.

Обнаружение отклонений в спектре РИ от чернотельного распределения [17–19] открывает огромный пласт информации о тепловой истории Вселенной как в дорекомбинационную эпоху, так и на стадии формирования галактик. Более 30 лет назад эксперимент COBE/FIRAS [20, 21] с очень хорошей точностью установил, что частотный спектр РИ соответствует чернотельному распределению с температурой $T = 2,72548$ К. С тех пор в направлении уточнения особенностей этого спектра не было сделано сколь-нибудь значительных шагов. В то же время обнаружение отклонений спектра РИ от спектра чёрного тела рассматривается как одна из основных задач современной космологии. Наиболее интересным и многообещающим является исследование так называемых μ -отклонений спектра от чернотельного распределения. Такие особенности спектра возникают на ранней стадии эволюции в результате нарушения термодинамического равновесия между космической плазмой и излучением при красных смещениях в промежутке от $z \sim 2 \times 10^6$ до $z \sim 10^4$. Причиной такого изменения спектра может быть вброс энергии в плазму либо изменение числа фотонов в единице объёма. Результатом является возникновение спектра Бозе–Эйнштейна вместо планковского распределения с ненулевым химическим потенциалом μ порядка 10^{-8} . В силу однородности и изотропности Вселенной на больших масштабах можно ожидать, что искажение такого рода будет одинаковым во всех направлениях, как и само реликтовое излучение.

Таким образом, при наличии ненулевой монополярной составляющей μ -искажений спектр РИ определяется не одной константой — температурой T реликтового излучения (что и есть температура нашей Вселенной), а двумя константами T и μ , т.е. температурой и химическим потенциалом. Нахождение второй константы μ является крайне важной задачей для современной физики, так как эта константа представляет собой не что иное, как химический потенциал Вселенной.

Спектральные возмущения другого рода, так называемые u -возмущения спектра, также представляют большой интерес. Они рождаются в значительно более позднюю эпоху эволюции, при $z \leq 10$, за счёт комптоновского рассеяния фотонов на горячей плазме скопления галактик и содержат в себе информацию об их строении, температуре и плотности межгалактической среды.

Одним из планируемых проектов, который (учитывая его чувствительность и большое угловое разрешение) может внести весомый вклад в изучение спектральных особенностей РИ, является космическая обсерватория "Миллиметрон" [22, 23]. Кроме того, предлагаемые в настоящее время эксперименты, включая расположенные на поверхности Луны телескопы [7, 24–27], ставят своей задачей исследование различных типов искажений спектра РИ и могут потенциально предоставить важнейшую информацию о физике ранней Вселенной, недоступную для других наблюдений.

В дополнение стоит отметить, что одним из специфических видов искажений РИ является анизотропный эффект Сюняева–Зельдовича. Наблюдение этого эффекта, аналитически предсказанного в работах [28, 29], может помочь получить независимые оценки диполя, квадруполь и октуполь анизотропии реликтового излучения.

Дополнительным и крайне важным результатом решения обеих задач, т.е. исследования поляризации РИ и его частотных искажений, станет изучение эмиссии пыли и других фоновых источников в том же частотном диапазоне.

2. Первичная B-мода поляризации

Линейная поляризация представляет собой бесследовый тензор второго ранга, и в общем виде в сферических координатах параметры Стокса Q , U могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} Q(\mathbf{n}) + iU(\mathbf{n}) &= - \sum_{\ell, m} (a_{\ell, m}^E + i a_{\ell, m}^B) {}_2Y_{\ell m}(\mathbf{n}), \\ Q(\mathbf{n}) - iU(\mathbf{n}) &= - \sum_{\ell, m} (a_{\ell, m}^E - i a_{\ell, m}^B) {}_{-2}Y_{\ell m}(\mathbf{n}), \end{aligned} \quad (1)$$

где вектор единичной длины $\mathbf{n}$ выражается через сферические координаты $\mathbf{n} = (\theta, \varphi)$, а функции ${}_{\pm 2}Y_{\ell m}(\mathbf{n})$ являются спиново-взвешенными сферическими гармониками со спином ± 2 . Таким образом, аналогично векторному полю, которое может быть разделено на градиентную и вихревую составляющие, тензорное поле поляризации естественным образом разделяется на "электрическую" E и "магнитную" B составляющие.

На стадии инфляции рождаются как скалярные, так и тензорные возмущения. При этом тензорные возмущения метрики являются источником "магнитной" B-моды поляризации реликтового излучения. Таким образом,

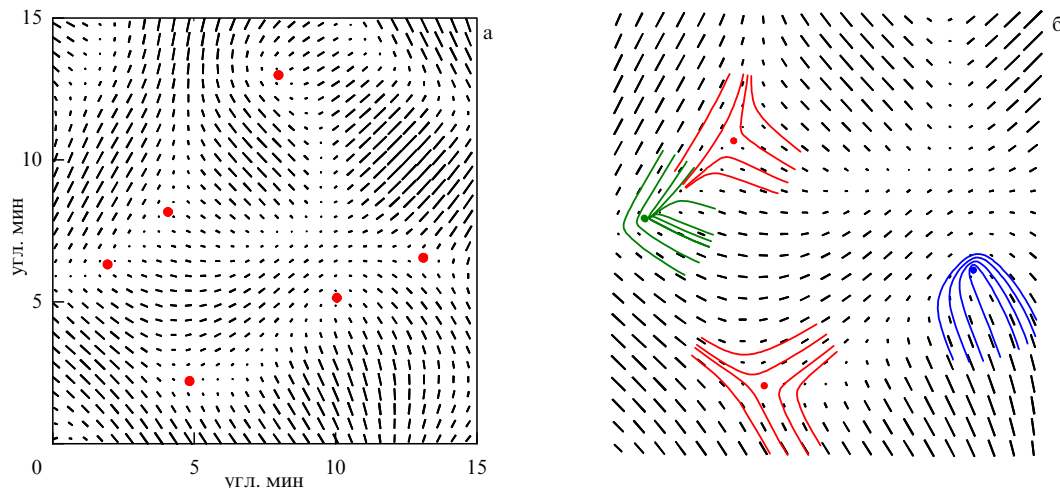


Рис. 1. (а) Поле поляризации реликтового излучения. Длины отрезков пропорциональны величине линейной поляризации $\sqrt{Q^2 + U^2}$. Их направления соответствуют направлению поляризации: $\tan(2\varphi) = U/Q$. Красные точки расположены в местах, где поляризация обращается в нуль. (б) Неполаризованные точки разных типов. Красным цветом обозначены "седла", синим — "кометы" и зелёным — "клювы". (Из работы [39].)

надёжное обнаружение первичной В-моды означает доказательство гипотезы инфляции. Тем не менее проблема заключается в обнаружении именно первичной космологической В-моды, присутствие которой в наблюдаемом сигнале затенено наличием поляризованных фонов (в основном за счёт излучения пыли нашей Галактики).

Следует отметить, что наряду с тензорными возмущениями, рождёнными на инфляционной стадии, возможными источниками генерации В-моды поляризации реликтового излучения являются топологические дефекты — в первую очередь космические струны, также свою роль могут играть и ещё более экзотические механизмы [30–36]. Хотя, как было показано М. Хиндмаршем и другими исследователями, такие альтернативы не могут отвечать за генерацию всей В-моды поляризации реликтового излучения, их вклад может быть сравним по порядку величины с ожидаемым от гравитационных волн инфляционного происхождения. Пока наблюдательные методы не позволяют полностью исключить этот сценарий, и он продолжает рассматриваться как важное дополнение к стандартной инфляционной картине.

Для извлечения начальной моды необходимо отделить полезный сигнал от фоновых. Основную часть этих фоновых сигналов можно отделить с помощью многочастотных наблюдений. Однако в силу слабости искомого сигнала, как правило, остаются неубранные фоны, которые следует отделить с помощью специфических методов обработки данных, а также провести тест на гауссовость. Несмотря на то что некоторые модели инфляции изначально рождают малые отклонения от гауссовости [37, 38], тем не менее такие отклонения значительно меньше негауссова вклада в наблюдаемый сигнал от фонов. Таким образом, с целью выделения сигнала, рождаемого инфляцией, следует считать, что он подчиняется гауссовой статистике.

2.1. Тест на гауссовость

Для исследования природы наблюдаемого сигнала и установления его гауссовости либо негауссовости используются различные методы. Начиная с классических работ [40, 41] (BBKS) и [42] (BE) по статистике случайных полей были развиты весьма эффективные подходы для

скалярных и тензорных полей, такие как функционалы Минковского [43–52], корреляции высоких порядков [53–63], статистика локальных экстремумов [64, 65], кластеризация пиков [66–69], дивергенция Кульбака–Лейблера [70], перколяция [71] и изучение статистики с помощью нейронных сетей [72, 73].

Одним из наиболее чувствительных тестов на гауссовость в применении к поляризации реликтового излучения оказался метод, связанный с изучением статистики непolarизованных точек на небе [45, 74, 75], т.е. таких точек, где линейная поляризация исчезает полностью и параметры Стокса в них обращаются в нуль: $Q = U = 0$ (рис. 1). Было обнаружено, что существует три типа таких точек ("седла", "клювы" и "кометы" в зависимости от поведения направлений поляризации в их окрестностях) и при гауссовой статистике отношение чисел точек разных типов к полному числу непolarизованных точек не зависит от спектра мощности. Эта информация не относится к спектру мощности и говорит только о распределении фаз, т.е. о гауссовой либо негауссовой природе сигнала.

В то же время полное число таких точек на небе зависит от корреляционного масштаба. Поэтому при обработке карт поляризации можно варьировать используемое для построения карты максимальное число гармоник $_{\pm 2}Y_{\ell m}$ с $\ell \leq \ell_{\max}$. Таким способом можно исследовать природу сигнала на разных угловых масштабах. Действительно, при увеличении $\ell_{\max}$ уменьшается корреляционный масштаб, картина становится всё более мелкомасштабной и, соответственно, увеличивается полное число непolarизованных точек. Детальное исследование данных эксперимента Planck показало сильную негауссовость выделенного сигнала как для Е-моды, так и для В-моды поляризации практически на всех угловых масштабах [39]. Это означает, что в исследуемом сигнале присутствует поляризованный негауссов фон, не убранный из наблюдательных данных, либо карта сильно искажена гравитационным линзированием (рис. 2).

2.2. Извлечение гауссова сигнала из наблюдений

Помимо традиционных методов предварительного разделения компонент сигнала с использованием многоча-

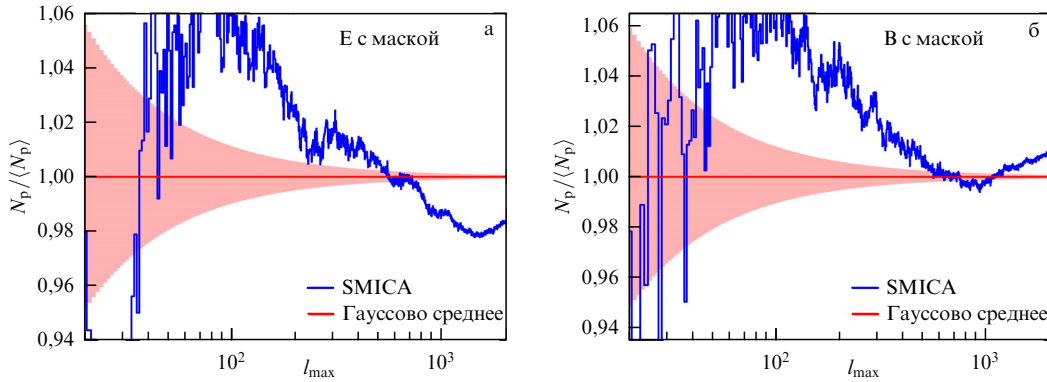


Рис. 2. Число неполяризованных точек на небесной сфере в зависимости от числа используемых для построения карты гармоник. Результаты нормированы на среднее число точек для гауссова случая. Красная линия показывает ожидаемое среднее число точек для гауссова поля. Красная зона означает 1σ отклонение от среднего. Синим цветом обозначен результат обработки данных Planck (SMICA) для E- (а) и B- (б) мод при наличии маски, закрывающей Галактику и некоторые сильные точечные фоновые источники поляризации. (Из работы [39].)

стотных карт и дальнейшего теста на гауссовость оставшегося чернотельного сигнала, необходимы достаточно тонкие методы дальнейшей очистки. Одним из таких методов является извлечение гауссовой компоненты сигнала [76]. Этот подход основан на естественной природе инфляции, рождающей гауссовы возмущения.

Наблюдаемая карта анизотропии или поляризации реликтового излучения содержит интересующий нас космологический гауссов сигнал $g(\mathbf{n})$ и фоны различного происхождения $f(\mathbf{n})$:

$$s(\mathbf{n}) = g(\mathbf{n}) + f(\mathbf{n}), \quad (2)$$

где s — полный наблюдаемый сигнал. Можно рассматривать сигнал s как скалярное значение T температуры РИ либо в качестве параметров Стокса Q или U . Двухточечные корреляции $x_r = s_1 s_2$ состоят из набора произведений двух наблюдаемых сигналов $s_1 = s(\mathbf{n}_1)$ и $s_2 = s(\mathbf{n}_2)$, разделённых фиксированным угловым расстоянием r , где $\cos r = \mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2$. Следовательно, можно записать:

$$x_r = s_1 s_2 = g_1 g_2 + g_1 f_2 + g_2 f_1 + f_1 f_2. \quad (3)$$

Только первое слагаемое в правой части данного уравнения соответствует гауссовым корреляциям. Распределение величины $g_1 g_2$ можно найти аналитически [76]:

$$P_{gg}(x_r) = \frac{1}{16\pi\sqrt{1-\gamma^2}} \int_1^\infty \exp\left[-\frac{(t-\gamma)x_r}{4(1-\gamma^2)}\right] \frac{dt}{\sqrt{t^2-1}}, \quad (4)$$

где $\gamma = \xi_r/\xi_0$ и $\xi_r = \langle x_r \rangle$ (рис. 3); чтобы отделить эти корреляции от негауссовой фоновой части, можно применить слепой метод внутренней линейной комбинации ILC (Internal Linear Combination) [77]. При наличии дополнительной информации о пространственной корреляции фонов (в основном о пыли) можно применять более эффективные методы, о которых будет упомянуто в разделе 3 в связи с проблемой разделения фонов в многочастотных наблюдениях.

Необходимо отметить, что описанный выше подход, в отличие от традиционных методов, не воспроизводит карту очищенного сигнала. Этот метод восстанавливает очищенную двухточечную корреляционную функцию или эквивалентный ей спектр мощности гауссовой части сигнала, т.е. сигнала, рождённого на стадии инфляции.

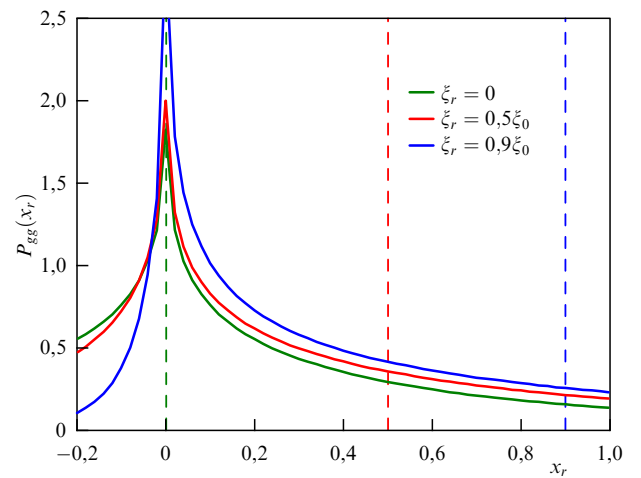


Рис. 3. Функции распределения величины двухточечных корреляций $x_r = g_1 g_2$ для гауссова сигнала g , нормированные на единицу для нулевого расстояния $r = 0$: $\langle x_0 \rangle = 1$. Вертикальные линии показывают среднее значение, т.е. значение двухточечной корреляционной функции $\langle x_r \rangle = \xi(r) = \int x_r P_{gg}(x_r) dx_r$. (Из работы [76].)

3. Спектральные искажения

Как было отмечено во введении, одной из основных целей будущих экспериментов, связанных с изучением РИ, является наблюдение его спектральных искажений. Среди наблюдаемых искажений, связанных с природой самого РИ, можно выделить μ -искажения I_μ , тепловой эффект Сюняева–Зельдовича I_{y0} , первую и вторую релятивистские поправки к этому эффекту I_{y1} , I_{y2} , а также анизотропию РИ $I_{\text{СМВА}}$ (данный вид спектрального искажения представляет собой производную по температуре от излучения чёрного тела). Предполагается, что монополю РИ может быть легко удалён из наблюдательных данных. Все эти спектры имеют чётко определённые формы:

$$I_\mu(v) = I_0 \frac{x^4 \exp x}{(\exp x - 1)^2} \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{x} \right) \mu,$$

$$I_{y0}(v) = I_0 \frac{x^4 \exp x}{(\exp x - 1)^2} \left[x \coth\left(\frac{x}{2}\right) - 4 \right] y,$$

$$I_{y1}(v) = I_0 \frac{x^4 \exp x}{(\exp x - 1)^2} Y_1(x) \theta_{ey},$$

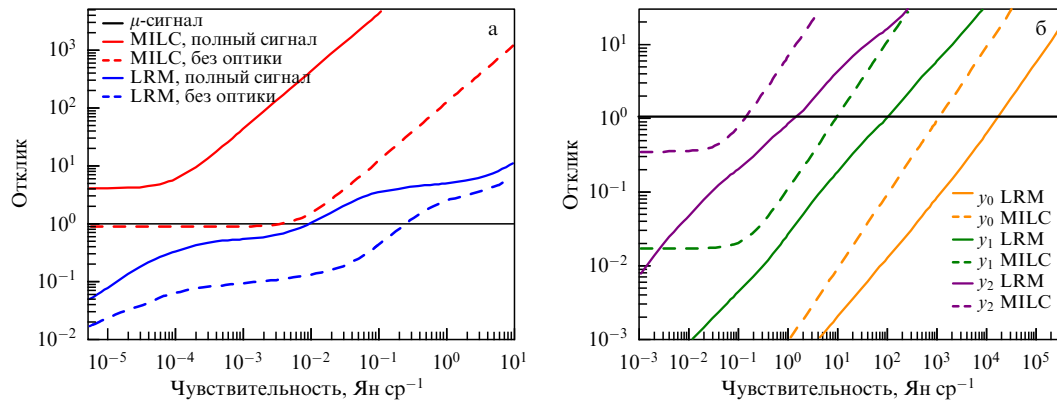


Рис. 4. Оценка необходимой чувствительности и сравнение методов MILC и LRM. (а) Суммарный отклик линейного метода обработки данных (MILC либо LRM) на фотонный шум + все фоны, включая оптику телескопа, в сравнении с единичным откликом на μ -сигнал как функцию от величины фотонного шума (или чувствительности эксперимента). Пересечение с горизонтальной линией фактически даёт оценку необходимой чувствительности для измерений монополярной части μ -возмущения (химического потенциала Вселенной). Штриховыми линиями показаны отклики на фон + шум без учёта оптики телескопа. Это демонстрирует тот факт, что создаваемый оптикой фон крайне сильно осложняет задачу. (б) Отклик на фон и шум в случае измерений y -возмущений. Расчёты производились для 384 частотных каналов, покрывающих диапазон от 15 ГГц до 4 ТГц. (Из работы [79].)

$$I_{y_2}(v) = I_0 \frac{x^4 \exp x}{(\exp x - 1)^2} Y_2(x) \theta_e^2 y,$$

$$I_{\text{СМВА}}(v) = \frac{2(k_B T_0)^3}{(hc)^2} \frac{x^4}{(\exp x - 1)^2} \frac{\Delta T}{T_0}, \quad (5)$$

где $x = hv/k_B T_{\text{СМВ}}$, температура монополя РИ $T_{\text{СМВ}} = 2,72548$ К [20, 21] и $\Delta T/T_{\text{СМВ}} < 10^{-4}$. Используются те же оценочные значения для констант b , I_0 , μ и y , что и в работе [25]: $I_0 = 270$ МЯн ср^{-1} , $b = 2,1923$, $\mu = 2 \times 10^{-8}$, $y = 1,77 \times 10^{-6}$ и $\theta_e = k_B T_{\text{SZ}}/m_e c^2 \sim 2,44 \times 10^{-3}$. Функции $Y_1(x)$ и $Y_2(x)$ для первой и второй поправок имеют довольно громоздкий вид, аналитические формулы для них можно найти в [78]. Значение для θ_e рассматривается здесь как среднее по небу. Для отдельных скоплений галактик оно, разумеется, значительно больше.

3.1. Разделение компонент сигнала

Для успешного выделения разных типов спектральных искажений их необходимо отделить, во-первых, друг от друга, во-вторых, от фонов космического и инструментального происхождения. Подробно эти фоны рассмотрены в разделах 3.2 и 4. Среди них излучение пыли, синхротронное излучение, инфракрасный (ИК) фон, свободно-свободные переходы, линии СО и излучение оптики телескопа.

При ограниченной чувствительности эксперимента необходимо использовать соответствующие эффективные методы разделения компонент сигнала. Основная проблема заключается не только в малой величине того или иного спектрального искажения, но и в недостатке информации о спектральной форме фонов. При известной спектральной форме сигнала в таких случаях часто успешно применяется метод внутренней линейной комбинации (ILC). Недостаток его заключается в том, что комбинация различных фонов может в известной степени имитировать искомый сигнал. Поэтому он был модифицирован методами cILC (constrained ILC) [80–82] и MILC (Moments ILC) [83–85], гарантирующими исключение из конечного результата отклика на некоторые определённые спектры. Однако при большом количестве фоновых сигналов, которые необходимо исклю-

чить, количество дополнительных накладываемых условий может стать слишком большим и естественным образом привести к сильному отклику на случайный фотонный шум. С целью смягчения данного эффекта был разработан метод наименьшего отклика LRM (Least Response Method) [79] (рис. 4). Он обеспечивает минимальный отклик на все фоны с плохо определёнными параметрами и на фотонный шум, сохраняя при этом единичный отклик на искомый сигнал.

3.2. Оптимальная температура оптики

Оптическая система телескопа обладает своими особенностями, а именно поглощающей способностью и температурой. Кроме того, разные компоненты оптики (панели зеркала, отражающие зеркала, щели между панелями) могут иметь свои температурные характеристики, которые меняются в течение полёта. Ориентация главного зеркала относительно Солнца также влияет на температурный режим. Особенности охлаждающей системы, как правило, таковы, что не могут обеспечить абсолютно одинаковую температуру для всех компонентов отражающей поверхности в течение времени наблюдений.

Таким образом, оптическая система создаёт две основные помехи для наблюдений: фотонный шум и фоновый сигнал, который меняется с течением времени. В случае изучения локального эффекта Сюняева–Зельдовича и поправок к нему можно проводить одновременные измерения сигналов с двух точек на небе. Разность этих сигналов избавляет от фона, создаваемого оптикой. Иная ситуация возникает при измерении монополярного μ -сигнала. В таком случае спектральные каналы должны быть откалиброваны на излучение чёрного тела, а фон, создаваемый оптикой, должен быть принят во внимание при обработке наблюдений. Метод наименьшего отклика справляется с данной задачей при условии правильного выбора температуры оптики. Важным здесь является тот факт, что оптика не должна быть переохлаждена. Чем ниже температура зеркала, тем меньший фотонный шум оно создаёт, что повышает чувствительность эксперимента. Вместе с тем при приближении температуры оптики к 2,73 К, т.е. к температуре РИ,

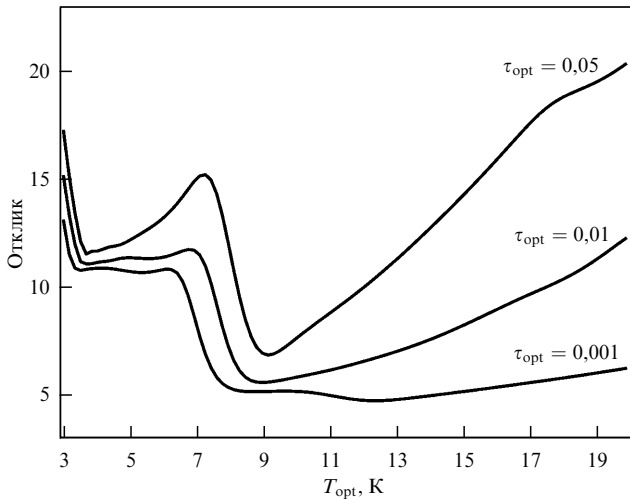


Рис. 5. Суммарный отклик на все фоны+шум в зависимости от средней температуры оптики телескопа при чувствительности 1 Ян ср^{-1} для разных величин поглощающей способности её поверхности τ . Минимальный отклик достигается при температуре $T_{\text{opt}} \sim 9 \text{ К}$. (Из работы [79].)

создаваемый зеркалом фон начинает имитировать спектральные искажения за счёт отклонений температуры разных его частей от средней.

На рисунке 5 изображена зависимость величины отклика на космические фоны и фон, создаваемый оптикой, в зависимости от её температуры для разных величин поглощающей способности. При температурах, близких к $T_{\text{СМВ}}$, этот отклик растёт взрывным образом. В то же время для больших температур отклик растёт за счёт увеличения фотонного шума. Оптимальной температурой для измерений μ -искажений является $T \sim 9 \text{ К}$ [79].

4. Проблема фонового излучения

Кроме реликтовых фотонов во Вселенной присутствует большое количество фотонов, созданных в ходе эволюции галактик и представляющих значительную проблему для поиска слабых сигналов космологического происхождения. В данном разделе суммируются современные знания о пространственной и частотной структуре этих фонов, которые могут быть использованы для их устранения из результатов наблюдений.

Важной характеристикой многих фонов являются их пространственные флуктуации. Во-первых, в некоторых частях неба фон оказывается слабее, чем в других, поэтому для проведения наблюдений РИ можно выбрать наиболее подходящие участки. Во-вторых, информацию о пространственных флуктуациях можно использовать для отделения фона от сигнала, который равномерно распределён по небу. Например, в случае поиска спектральных искажений с помощью обсерватории "Миллиметрон" необходимо знать, как фоны флуктуируют на пространственных масштабах, доступных для наблюдений этим телескопом в режиме одиночной антенны: от 6 угловых секунд (что соответствует угловому разрешению на частоте 1 ТГц) до единиц градусов (оценка максимальной площади обзора — несколько квадратных градусов).

Поскольку обсерватория "Миллиметрон" будет обладать уникальным угловым разрешением, ранее не до-

стигнутым предшествующими обсерваториями в некоторых участках спектрального диапазона, для многих видов фонов не существует достаточно детальных карт неба с требуемым разрешением. Для компенсации указанного недостатка необходимо добавлять случайные мелкомасштабные флуктуации фона, что несложно сделать, если известен их пространственный спектр. Это позволит для всех источников фона получить карты с разрешением обсерватории "Миллиметрон".

Для построения и анализа карт излучения фонов используется традиционная пикселизация неба HEAL-Pix [86]. Например, именно в этой пикселизации доступны результаты наблюдения космической обсерватории Planck.

4.1. Генерация мелкомасштабных карт интенсивности

Как было сказано выше, углового разрешения имеющихся данных может быть недостаточно для предсказания вида неба для обсерватории "Миллиметрон". Так, угловое разрешение обсерватории Planck примерно в семь раз хуже разрешения обсерватории "Миллиметрон". В финальных продуктах, предоставляемых командой обсерватории Planck, размер пикселя составляет $1,9 \times 1,9$ угловой минуты, что в 20 раз больше, чем требуемые 6 секунд дуги. Поэтому недостающая мелкомасштабная информация добавляется искусственным образом. Это несложно сделать для фонов, с хорошей точностью являющихся реализациями гауссова случайного процесса, например, для анизотропии реликтового излучения, которая как раз считается гауссовой [87]. Такие процессы полностью характеризуются своим спектром мощности. Для анизотропии температуры РИ вид спектра мощности хорошо известен и может быть смоделирован на всех необходимых масштабах с помощью кода CLASS [88].

Для построения случайной реализации коррелированного двумерного гауссова поля (например, анизотропии температуры РИ) мы используем хорошо известный в литературе метод, который применяется при создании начальных условий космологических симуляций [89]. В этом подходе сначала генерируется некоррелированное случайное поле (белый шум) F_W с нулевым средним и единичной амплитудой. Затем оно сворачивается с передаточной функцией, соответствующей заданному спектру мощности. Так получается случайное поле F_R .

Теперь необходимо соединить полученное случайное поле с наблюдаемой реализацией F_O , для чего наблюдаемая реализация сворачивается, например, с гауссовым ядром с шириной, соответствующей разрешению обсерватории Planck, а случайное поле сворачивается с complementary ядром, которое отсекает низкочастотные гармоники из F_R . Результаты свёртки складываются и получается искомая карта.

Описанный алгоритм получения карты удобно записать для фурье-образов карт. Получение случайной реализации двумерного гауссова процесса с заданным спектром мощности:

$$\tilde{F}_R = \tilde{F}_W \sqrt{P(k)}, \quad (6)$$

где $\tilde{F}_R, \tilde{F}_W$ — дискретные преобразования Фурье от карт искомого случайного поля и белого шума, $P(k)$ — спектр мощности генерируемого поля, рассчитанный для всех

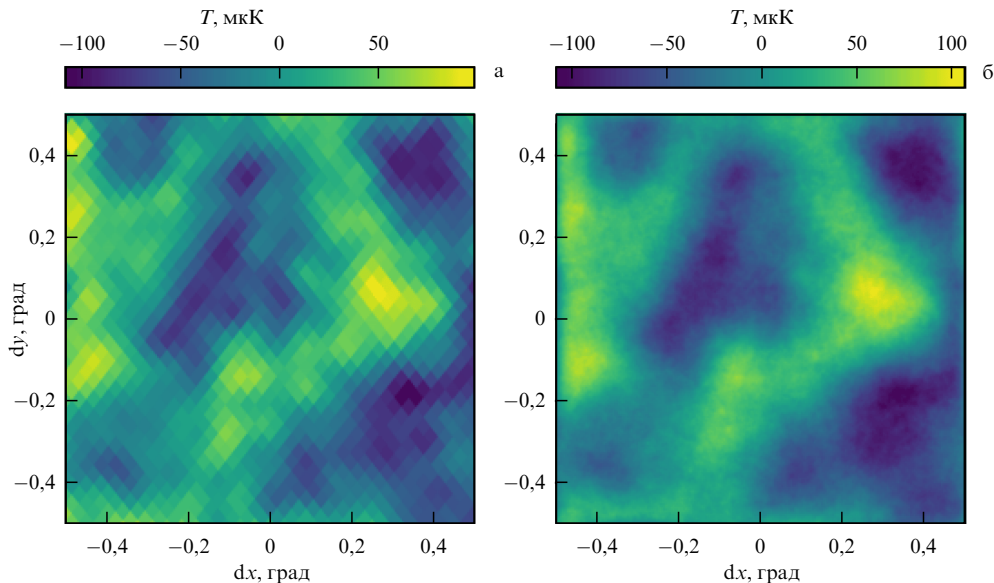


Рис. 6. Карта анизотропии температуры реликтового излучения в поле размером 1×1 градус, центрированном на точке с галактической долготой 45° и галактической широтой 80° . (а) Исходная карта Planck, видны отдельные пиксели. (б) Дополненная генерированной мелкомасштабной анизотропией карта обсерватории Planck.

дискретных частот k . Для итоговой карты $\tilde{F}_G$:

$$\tilde{F}_G = \tilde{F}_O G + \tilde{F}_R(1 - G), \quad G = \exp\left(-\frac{k^2}{2\sigma^2}\right). \quad (7)$$

Этот подход можно использовать также для карт параметров пыли в Галактике и карт синхротронного излучения, но не для карт внегалактического фона. Формирование последнего связано с нелинейной стадией роста крупномасштабной структуры Вселенной, и поэтому фон не описывается гауссовым процессом.

4.2. Анизотропия реликтового излучения

Наиболее мощным фоновым излучением на длинах волн около 1 мм является РИ. Оно представляет собой приближённо тепловое и почти изотропное излучение с температурой 2,73 К. Также имеются мелкомасштабные флуктуации температуры РИ (космологическая анизотропия) с амплитудой около 10^{-5} , вызванные неоднородностью Вселенной. В основном температура, а следовательно, и интенсивность РИ распределена по небу в виде диполя с амплитудой около 10^{-3} (что вызвано движением наблюдателя относительно выделенной системы отсчёта, в которой РИ покоится). Эта дипольная компонента полностью вычитается из карт реликтового излучения в виде вклада в анизотропию сферических гармоник с $\ell = 1$, $m = -1, 0, 1$. Следует также отметить, что космологический диполь может быть отделён от эффекта, связанного с движением наблюдателя относительно реликтового фона, с помощью измерения анизотропного эффекта Сюняева–Зельдовича от близких к нам скоплений галактик [28, 29].

Мы используем карты РИ и фонов, полученные космической обсерваторией Planck и представленные в третьем релизе данных [90]. Эти карты получены в результате обработки сырых данных обсерватории, включавших в себя преобразование данных в пикселизацию HEALPix, удаление помех и разделение карт интенсивности излучения на несколько диффузных компонент:

РИ, излучение пыли Галактики, синхротронное излучение, излучение свободно-свободных переходов, внегалактический фон. Кроме того, значимым этапом обработки является удаление вклада ярких внегалактических источников, представляющих собой неразрешённые источники на картах интенсивности и поляризации. Для исключения таких объектов применяются специальные маски, основанные на каталогах Planck [91] (COM_Mask_PointSrc — стандартная маска точечных источников, а также COM_Mask_GalPlane для вырезания галактической плоскости, поляризационная маска Polarization confidence mask). Их использование особенно важно при анализе флуктуаций и статистики поляризации (в том числе В-моды), поскольку даже единичный яркий источник может исказить спектры и вносить негауссовы артефакты. Разделению компонент посвящена статья [92]. Для цели разделения применялось несколько методов: COMMANDER, NILC, SEVEM и SMICA. Карты компонент опубликованы для всех указанных методов. Эти методы дают результаты, которые в большинстве своём сходятся в пределах своих ошибок. Поэтому в дальнейшем были использованы карты, полученные методом COMMANDER. Сами карты можно получить с веб-страницы архива обсерватории Planck¹, где также описан формат представления данных.

На рисунке 6 показан пример карты анизотропии РИ на участке размером 1×1 градус вблизи северного полюса Галактики. Представлена как исходная карта по данным Planck, так и карта, дополненная случайными мелкомасштабными возмущениями. Из-за затухания Силка спектр анизотропии РИ падает с уменьшением масштаба, что можно увидеть, сравнив рис. 6а и 6б: добавленные мелкомасштабные возмущения не меняют существенно картины распределения тёмных и светлых пятен, соответствующих положительным и отрицательным отклонениям температуры РИ. Тем не менее на

¹ https://wiki.cosmos.esa.int/planck-legacy-archive/index.php/CMB_maps.

рис. 6б видны детали с размерами меньше, чем пиксели на рис. 6а.

4.3. Излучение пыли Галактики

Другой важнейший фон — тепловое излучение пыли Галактики. Спектр излучения пыли является довольно сложным [93], но часто его форму можно описать с помощью модели серого тела со спектральным наклоном β [94]:

$$I(\nu) = \tau \frac{2h\nu^3}{c^2 [\exp(h\nu/(k_B T)) - 1]} \left(\frac{h\nu}{k_B T} \right)^\beta, \quad (8)$$

где τ — коэффициент излучения пыли.

Команда обсерватории Planck использовала вид спектра (8), поэтому в архиве данных обсерватории доступны карты распределения параметров τ , T и β по небу. Коллаборация Planck рекомендует использовать карты, полученные по данным 2015, а не 2018 г., так как в последних из-за другого подхода к анализу сырых данных хуже была вычтена линия молекулы CO, что сказалось на качестве восстановления параметров теплового излучения пыли. На рисунке 7 показано распределение коэффициента излучения пыли τ . Видно, что наибольшее количество пыли наблюдается в плоскости Галактики.

Для проекта "Миллиметрон" можно смоделировать карты параметров пыли с необходимым разрешением, применяя тот же подход, что и для анизотропии температуры РИ, а именно, используя данные обсерватории Planck на масштабах более 2 угловых минут и дополняя их искусственными данными на более мелких масштабах. Такое дополнение проводилось с помощью измеренных спектров мощности параметров пыли в диапазоне масштабов от 1 градуса до 2 угловых минут, которые были аппроксимированы степенными зависимостями и продолжены до масштаба 6 угловых секунд. Результирующие карты параметров пыли представлены на рис. 8. Как видно из рис. 8, коэффициент излучения пыли испытывает наиболее сильные мелкомасштабные колебания. Параметр наклона спектра β меняется только на больших масштабах, в связи с тем что данные обсерватории Planck не позволяют точно измерять этот параметр на малых угловых масштабах [95].

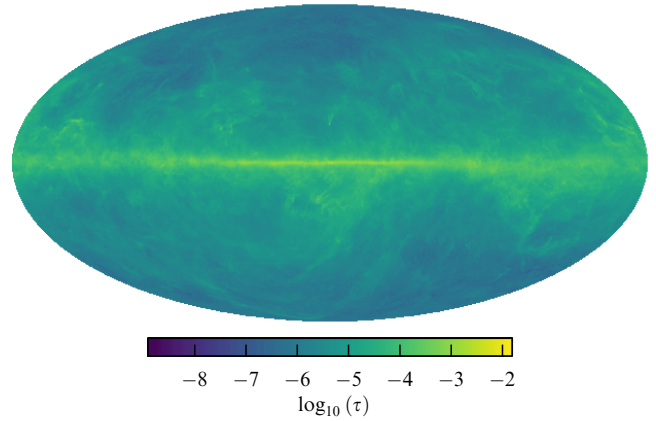


Рис. 7. Распределение коэффициента излучения пыли τ на небесной сфере по данным обсерватории Planck.

4.4. Синхротронное излучение

Интенсивность и спектр синхротронного излучения зависят от силы магнитного поля и энергетического распределения релятивистских частиц вдоль луча зрения. Спектр синхротронного излучения в широком диапазоне частот можно описать степенной функцией с плавно меняющимся в зависимости от частоты показателем степени [96]:

$$I_s = A_s \left(\frac{\nu}{\nu_s} \right)^{\beta_s + c_s \log(\nu/\nu_s)}, \quad (9)$$

где $\nu_s = 30$ ГГц — характеристическая частота, A_s — амплитуда, β_s — наклон спектра на характеристической частоте, c_s — скорости изменения наклона с частотой.

Параметры A_s , β_s , c_s меняются по небу, но спектральное покрытие приёмников обсерватории Planck оказывается недостаточным, чтобы измерить даже вариации наклона спектра [95]. Поэтому коллаборацией Planck было принято решение зафиксировать наклон, и в архиве данных обсерватории присутствуют только карты амплитуды синхротронного излучения. В случае же обсерватории WMAP [97] небесная сфера была разделена на 12 участков с различными наклонами спектра.

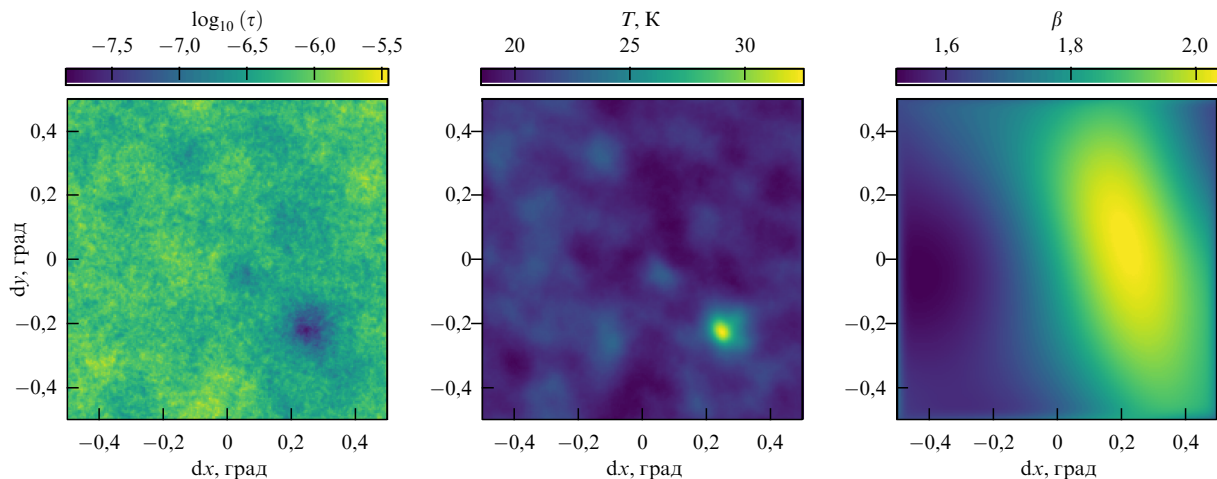


Рис. 8. Карты распределения трёх параметров пыли для модели излучения (8) в поле размером 1×1 градус, центрированном на точке с галактической долготой 45° и галактической широтой 80° .

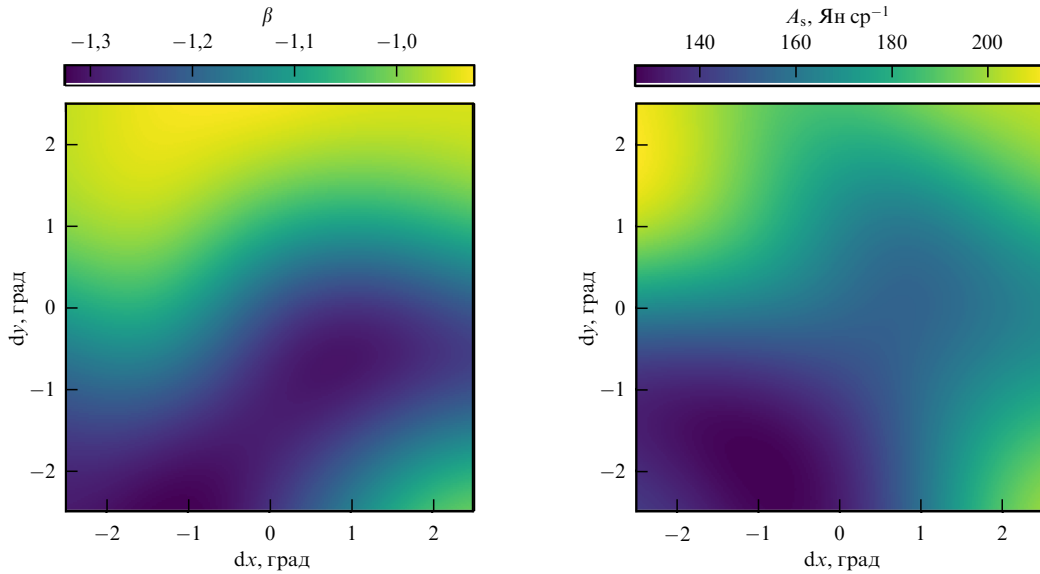


Рис. 9. Наклон спектра и амплитуда синхротронного излучения в площадке размером 5×5 градусов, центрированной на точке с галактической долготой 45° и галактической широтой 80° .

Наиболее детальную информацию о вариациях спектра синхротронного излучения по небу можно получить из результатов наземных проектов S-PASS [98] и QUIJOTE [96], проводивших измерения на частотах 2–40 ГГц, и дополнения этих данных результатами WMAP и Planck. Они показали существенные вариации спектрального индекса в разных частях неба. Согласно их результатам, β_s меняется в диапазоне от $-1,4$ до $-0,3$ ², c_s от $-0,4$ до $0,4$.

Результаты SPASS и QUIJOTE были получены для более чем половины неба, включая низкие галактические широты. Вблизи полюсов Галактики диапазоны β_s и c_s могут быть меньше согласно результатам [96], но для оценок влияния фона при поиске слабых спектральных искажений РИ используются наибольшие возможные диапазоны.

Карты параметров синхротронного спектра по результатам проекта QUIJOTE (версия 1) могут быть скачаны с сайта архива проекта: https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/quijote/quijote_mfi_data_get.html. Эти карты имеют невысокое разрешение, размер стороны пикселя примерно 1 градус. Поскольку вариации спектра синхротронного излучения не исследованы на малых масштабах, мы не дополняем эти данные случайными мелко-масштабными возмущениями, а только сглаживаем их, т.е. проводим интерполяцию. Примеры карт для параметров синхротронного излучения представлены на рис. 9.

4.5. Излучение свободно-свободных переходов

Ещё одна компонента галактического фона — излучение свободно-свободных переходов ионизованного водорода. Для описания частотного спектра этой компоненты в коллаборации Planck была принята следующая формула [95]:

$$I_{ff} = 3,51 \times 10^{-14} T_e (1 - \exp(-\tau)) v^2 \text{ [Ян ср}^{-1}\text{]}, \quad (10)$$

² Здесь принято, что I_s в (9) выражается в единицах интенсивности, Ян ср⁻¹. Если I_s выражать в единицах температуры, необходимо вычесть 2 из β_s .

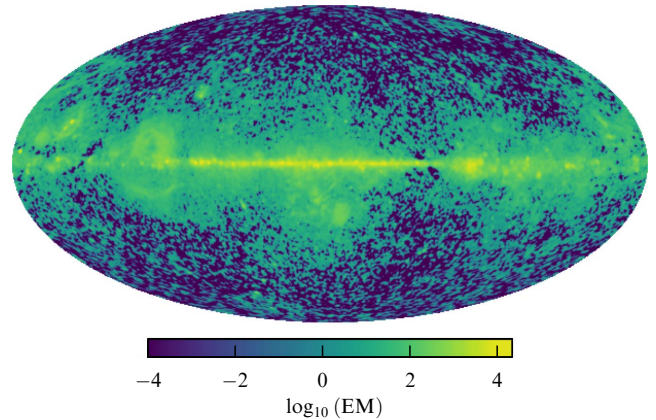


Рис. 10. Карта меры эмиссии излучения свободно-свободных переходов газа в Галактике по данным обсерватории Planck.

$$\tau = 0,05468 T_e^{-3/2} v_9^{-2} \text{ EM } g_{ff}, \quad (11)$$

$$g_{ff} = \log \left\{ \exp \left[5,960 - \sqrt{3}/\pi \log(v_9 T_4^{-3/2}) \right] + e \right\}, \quad (12)$$

где T_e — температура электронов, τ — оптическая толщина, EM — мера эмиссии. Для сокращения записи использованы также следующие обозначения: $T_4 = T_e/10^4$, $v_9 = v/10^9$. В данных, предоставленных коллаборацией Planck, температура электронов T_e варьируется в диапазоне 6990–7010 К, следовательно, спектр этого фона практически не испытывает флуктуаций на небе, меняется только его интенсивность, задаваемая мерой эмиссии. Карта распределения меры эмиссии представлена на рис. 10.

4.6. Излучение далёких галактик в континууме

Другие галактики, как и наша, также являются источниками излучения в дальнем ИК-диапазоне за счёт пыли, присутствующей в межзвёздной среде [99]. Однако ввиду их удалённости каждая галактика излучает лишь на небольшом участке небесной сферы. Максимальную светимость в дальнем ИК-диапазоне имеют галактики в

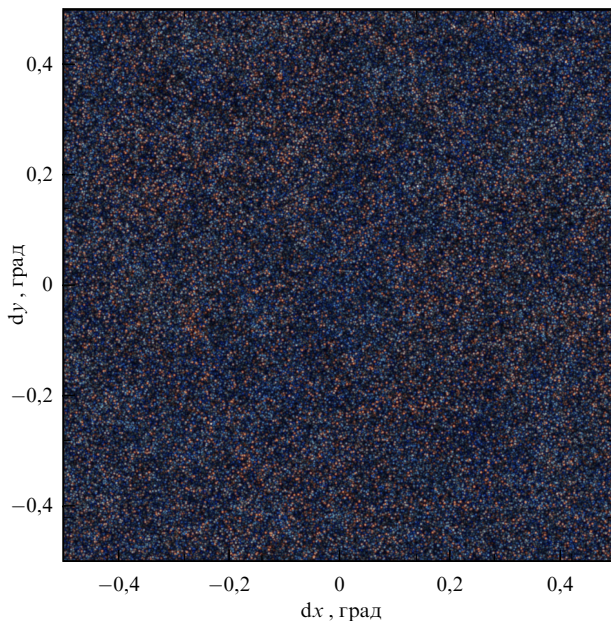


Рис. 11. Карта распределения интенсивности ИК-фона, созданного далёкими галактиками из модели [107], в условных цветах на частотах 300 ГГц (красный), 1 ТГц (зелёный), 3 ТГц (синий).

эпоху так называемого космического полдня, при возрасте Вселенной 1,5–7 млрд лет [100–103]. В эту эпоху в галактиках происходили наиболее мощные вспышки звездообразования, сопровождавшиеся производством большого количества пыли, которая поглощала и переизлучала значительную часть света звёзд, что привело к образованию космического ИК-фона (англ. Cosmic Infrared Background, CIB) [104, 105]. Поскольку такие галактики имеют красные смещения $z = 1–3$, наблюдаемый сейчас спектр фона имеет пик на длине волны около 200 мкм или частоте 1,5 ТГц, но для измерений спектра РИ этот фон необходимо учитывать и на более низких частотах начиная от 30 ГГц.

Пространственное распределение космического ИК-фона соответствует распределению галактик на небе, но при проведении наблюдений одиночными телескопами в дальнем ИК-диапазоне становится важным один существенный нюанс: углового разрешения даже 10-метрового телескопа на длине волны 200 мкм недостаточно, чтобы разрешить отдельные галактики, так как среднее угловое расстояние между галактиками оказывается меньше, чем дифракционный предел разрешения такого телескопа. Это приводит к появлению проблемы путаницы: невозможности отделить изображение точечного источника излучения от фона, поскольку фон тоже состоит из накладывающихся друг на друга таких же изображений [106]. Пример участка неба с ИК-фоном, как его увидит "Миллиметрон", показан на рис. 11, где представлено модельное изображение в условных цветах, полученное в работе [107].

Обсерваториями Planck и Herschel были получены карты ИК-фона с разрешением, соответствующим угловому разрешению этих обсерваторий. Поскольку в обоих случаях разрешение существенно хуже, чем у обсерватории "Миллиметрон", а наблюдаемые флуктуации фона сильно зависят от разрешения, необходимо моделирование. Модель из работы [107] и её дальнейшие улучшения [108, 109] основаны на космологических чис-

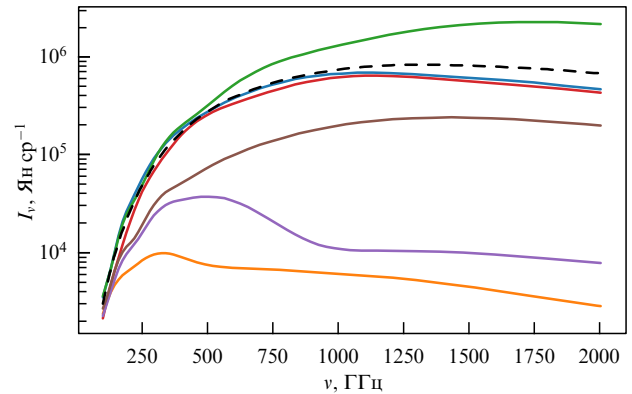


Рис. 12. Примеры спектров внегалактического ИК-фона, созданного далёкими галактиками, в различных направлениях в пределах области размером 1×1 градус (сплошные линии). Штриховой линией показан средний спектр внегалактического фона.

ленных моделях эволюции крупномасштабной структуры Вселенной. Образующимся в таких моделях сгусткам тёмной материи — гало — по определённым рецептам приписываются светимости и спектры излучения в ИК-диапазоне, чтобы удовлетворить разнообразным имеющимся наблюдательным данным. В частности, эти модели воспроизводят интегральный спектр фона, подсчёты источников в разных диапазонах, угловой спектр мощности флуктуаций интенсивности фона.

На рисунке 12 показан другой способ представления этого фона: так будут выглядеть спектры космического ИК-фона в случайно выбранных направлениях при наблюдении с помощью обсерватории "Миллиметрон". Каждый спектр представляет собой комбинацию спектров отдельных галактик с разными интенсивностями и разными красными смещениями, что делает форму таких спектров сложной.

Видно, что спектры в каждом пикселе существенно отличаются от среднего спектра и друг от друга. Различия максимально на высоких частотах и снижаются к низким частотам. Тем не менее эти спектры представляют собой некоторую комбинацию серых тел, поэтому методы фильтрации, способные убрать вклад серых тел с характерными температурами 10–30 К, несомненно, смогут отделить полезный сигнал от континуумной части внегалактического ИК-фона.

4.7. Излучение далёких галактик в спектральных линиях

Как было показано в работе [110], около 1 % всего ИК-фона, созданного далёкими галактиками, составляет излучение этих галактик в спектральных линиях, главным образом вращательных переходах молекулы CO. Таким образом, интенсивность фона в линиях CO должна составлять $10^2–10^4$ Ян ср^{-1} , что существенно выше интенсивности искомого сигнала спектрального искажения РИ. В отличие от континуумного излучения галактик, спектральные линии будут появляться в случайных местах спектра, поэтому вклад отдельных линий нельзя убрать методами линейной фильтрации. По указанной причине спектральные линии составляют серьёзную проблему для измерений спектра РИ. Помочь в её решении могут два подхода: выбор участков неба, наиболее свободных от галактик, и усреднение по таким участкам, что приведёт к формированию относительно

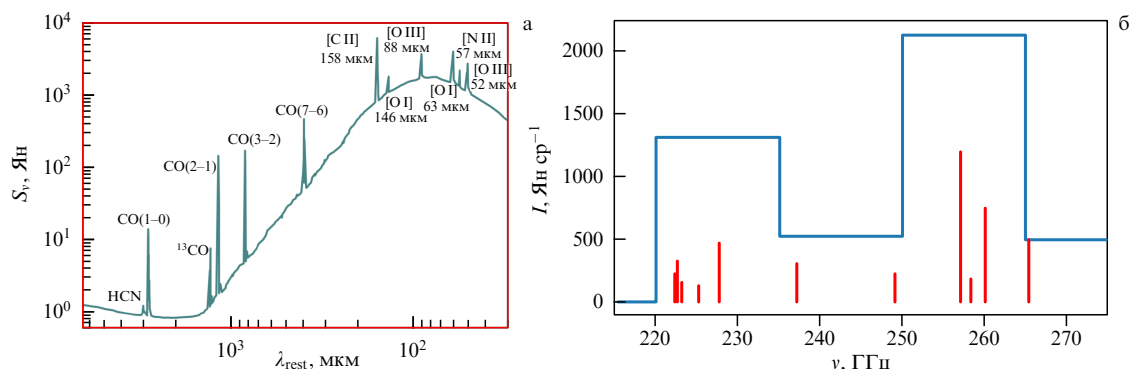


Рис. 13. (а) Спектр близкой галактики с активным звездообразованием M82 из работы [112]. (б) Спектральные линии CO, обнаруженные обзором APECS [111] (вертикальные линии) и оценка их вклада в интенсивность фона неба при использовании спектральных каналов шириной 15 ГГц (ступеньки).

гладкого фона, который затем можно будет отфильтровать. Полноценного исследования этих подходов до сих пор не проводилось, и мы приведём здесь лишь простые оценки, основанные на данных из литературы.

На рисунке 13а показан спектр типичной галактики с активным звездообразованием. На рисунке 13б показаны данные, полученные обсерваторией ALMA: линии молекулы CO, принадлежащие различным галактикам, найденным на площадке размером примерно 1×1 угловые минуты [111]. При наблюдении спектрометром с шириной канала 15 ГГц эти линии дадут вклад в интенсивность фона, который показан синей ступенчатой линией.

Вращательный спектр молекулы CO представляет собой набор линий с частотами, кратными 115 ГГц. Самая низкочастотная линия 115 ГГц соответствует переходу с первого возбуждённого вращательного состояния в основное и обозначается CO (1-0). Следующая линия CO (2-1) имеет частоту 230 ГГц и т.д. Поскольку квадрупольное излучение сильно подавлено по сравнению с дипольным, важны только переходы, в которых вращательное квантовое число J меняется на 1. Иногда вместо указания начального и конечного квантовых чисел (например, 1-0) указывается только верхнее число, (например, $J_{\text{up}} = 1$).

Наблюдение линий CO является важным инструментом для исследования галактик. Светимость в линиях с низким вращательным квантовым числом $J_{\text{up}} \leq 4$ практически не зависит от физического состояния молекулярного газа и определяется только его массой. Линии, соответствующие более высоким возбуждённым уровням, возникают в среде с достаточно высокой температурой и плотностью и являются индикаторами активного звездообразования, активности ядра и следствием распространения ударных волн в межзвёздной среде (см., например, [113]).

Астрофизиками давно разрабатываются модели, позволяющие рассчитать излучение галактик в линиях CO. В работе [114] используется численный код, рассчитывающий тепловое и химическое равновесное состояние облака газа с заданными параметрами (размеры, плотность, металличность). За стартовый набор параметров приняты параметры Туманности Ориона. Предполагается, что моделируемая галактика содержит 3×10^5 облаков, подобных Туманности Ориона. Получен модельный спектр галактики, сделаны выводы о возможности

наблюдения таких объектов даже на больших красных смещениях.

В работе [115] с помощью численной гидродинамической космологической модели выполнен расчёт образования и эволюции отдельной галактики. Модель учитывала радиационное остывание газа с помощью атомарных линий излучения, звездообразование и поступление энергии звёзд и сверхновых в межзвёздную среду. Далее на основании известных корреляций между производством молекулярного водорода и металличностью и давлением среды была построена трёхмерная модель распределения молекулярного водорода в галактике при красном смещении $z = 3,5$. Использовалось фиксированное соотношение между количеством молекулярного водорода и окиси углерода. С помощью модели Гольдрайха и Квана [116] были рассчитаны уровни населённости молекул CO и в результате построены модельные карты излучения галактики в линиях CO. Отношения яркости различных линий CO в интегральном спектре галактики оказалось в пределах разброса таких же отношений наблюдаемых галактик.

Две процитированные выше работы показывают некоторые успехи в создании моделей, но не подходят для наших оценок, поскольку в них моделируются единичные объекты. В работе [117] предложен более адекватный для данной задачи метод: сначала с помощью хорошо известного подхода [118] рассчитываются типичные истории роста массы гравитационно-связанных объектов во Вселенной (гало) в зависимости от красного смещения. Затем делается предположение, что скорость роста массы пропорциональна скорости звездообразования, а та, в свою очередь — светимости в линиях CO. Это предположение проверяется с помощью анализа наблюдений галактик, результат показан на рис. 14.

В работе [117] также получен интегральный спектр излучения линий CO от далёких галактик, подсчёты источников в линиях и угловой спектр мощности флуктуаций интенсивности фона, созданного этими линиями.

В работах [119, 120] проводилось моделирование интегрального спектра фона, созданного линиями CO далёких галактик, с целью определения возможного влияния такого фона на будущие измерения спектральных искажений РИ. Для этого по методу Гольдрайха и Квана [116] было смоделировано излучение отдельных облаков молекулярного газа с различными параметрами, затем построена модельная зависимость светимости в линиях

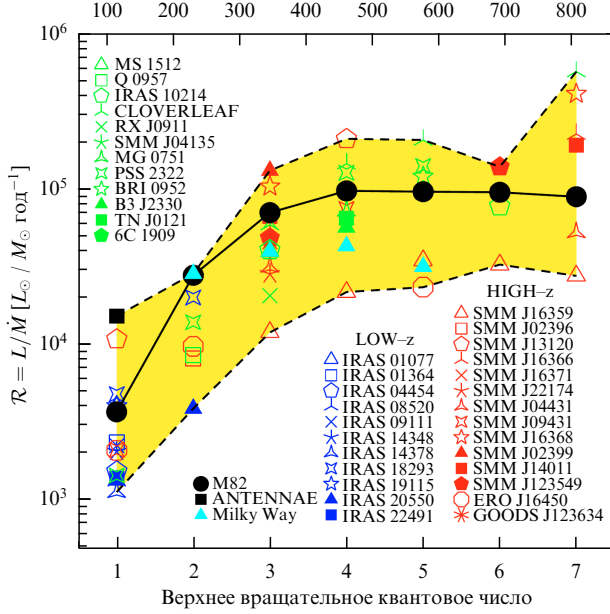


Рис. 14. Отношение $\mathcal{R}$ светимости в линиях СО к скорости звездообразования как функция верхнего вращательного квантового числа для переходов в молекуле СО из работы [117]. Символами показаны результаты наблюдений, жёлтая область — характерный диапазон значений $\mathcal{R}$ для каждой линии. На верхней шкале показана частота перехода в ГГц.

СО от скорости звездообразования. С помощью техники сопоставления подсчётов источников в наблюдениях и космологических численных моделях была построена зависимость скорости звездообразования от массы галактики, что позволило преобразовать теоретически полученную функцию масс галактик в интегральную светимость в линиях СО. Авторы сделали вывод о значительной амплитуде фона, созданного линиями СО (рис. 15).

В работе [121] исследовали возможность отделить спектр фона, полученный в [120], от сигнала μ -искажения РИ. Однако, ввиду того что инструмент PIXIE, для которого выполнялись оценки в работах [120, 121], имеет крайне низкое угловое разрешение, авторы рассматривали только интегральный фон и не интересовались участками неба с минимальным фоном.

Результаты работы [117] были существенно уточнены в работе [122], где на основании наблюдений большого числа галактик для каждой линии СО до перехода СО(13-12) были построены корреляции светимости в линии со светимостью в дальнем ИК-диапазоне L_{FIR} , от 50 до 300 мкм:

$$\log L_{\text{FIR}} = \alpha \log L'_{\text{CO}} + \beta, \quad (13)$$

где L'_{CO} — светимость в линии СО в единицах $\text{K km s}^{-1} \text{pk}^2$, которая связана со светимостью в солнечных единицах следующим соотношением:

$$L'_{\text{CO}} = 3,8 \times 10^{-11} L_{\odot} \left(\frac{v}{\text{ГГц}} \right)^3 \frac{L_{\text{CO}}}{\text{K km s}^{-1} \text{pk}^2}. \quad (14)$$

Для каждой спектральной линии в [122] приводятся параметры степенной функции α , β , аппроксимирующей связь между светимостью в линии и континууме, а также величина разброса s светимостей относительно такой аппроксимации. Мы применили результаты [122]

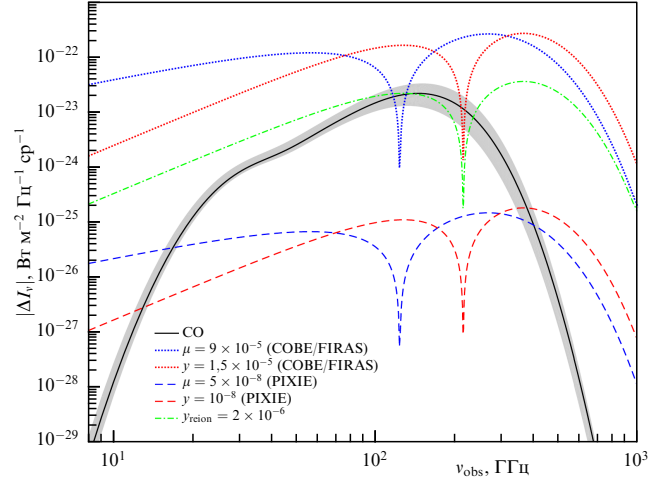


Рис. 15. Средний по небу спектр фона, созданного линиями СО в далёких галактиках, по версии модели [120]. Для сравнения показаны ограничения на μ - и ν -искажения спектра РИ по данным COBE/FIRAS (пунктирные линии) и ожидаемая точность PIXIE (штриховые линии).

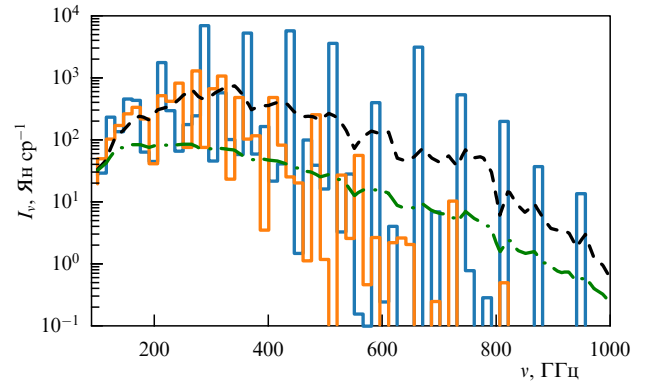


Рис. 16. Примеры спектров фона, создаваемого линиями СО от далёких галактик. Сплошными ступенчатыми линиями показаны спектры, которые будут видны в двух различных направлениях обсерваторией "Миллиметрон". Штриховая линия показывает спектр, усреднённый по участку неба размером 1×1 градус. Штрих-пунктирная линия — спектр после вырезания всех пятен ярче 100 Ян sr^{-1} .

к нашей модели субмиллиметровых галактик [107]. Линиям СО при этом была присвоена одинаковая ширина 300 km s^{-1} . В результате получился модельный куб данных для фона, созданного линиями СО.

Примеры спектров показаны на рис. 16. Очевидно, в силу случайности фона в каждом отдельном направлении методы линейной фильтрации не могут удалить такой фон для каждого направления наблюдений. Однако, как видно из штриховой линии на рис. 16, усреднение по участку неба существенно сглаживает спектр. Так, для площадки размером 1×1 градус в наиболее важном диапазоне частот 100–300 ГГц флуктуации фона линий СО уже не превышают 10 Ян sr^{-1} .

Также можно использовать пространственную неоднородность фона линий СО, которая демонстрируется на рис. 17. Если на картах фона вырезать все пики ярче 100 Ян sr^{-1} , то усреднённая по оставшимся пикселям карта покажет существенно пониженный по сравнению со средним уровень фона, показанный на рис. 16 зелёной

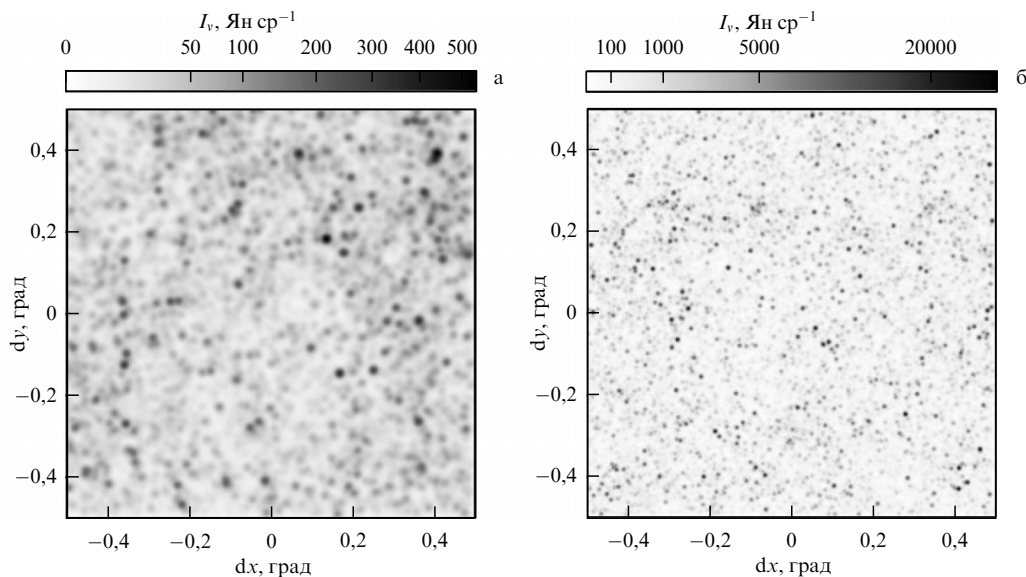


Рис. 17. Примеры модельных карт неба в линиях СО в спектральных каналах шириной 15 ГГц на частоте 100 ГГц (а) и 250 ГГц (б).

штрихпунктирной линией. Другим методом борьбы со спектральными линиями может быть повышение спектрального разрешения, что позволит выделять отдельные яркие линии, дающие наибольший вклад в фон.

4.8. Выбор оптимальной площадки для поиска спектральных искажений реликтового излучения

Разработанная нами модель фона неба позволяет создавать карты интенсивности излучения в диапазоне длин волн 30–2000 ГГц для участков неба размером до 1×1 градуса. При этом для следующих компонентов фона неба используются доступные из наблюдений данные: РИ, излучение пыли Галактики, синхротронное излучение, излучение свободно-свободных переходов. Для внегалактического фона карты являются полностью случайными, поэтому они не используются для определения наиболее подходящих площадок.

Исходя из ожидаемых возможностей обсерватории "Миллиметрон", а также выявленных выше особенностей фона, созданного линиями СО от далёких галактик, следует, что минимальный размер площадки для исследования частотного спектра РИ составляет 1×1 градус. Были получены модельные карты такого размера для участков неба с галактической широтой выше 30 градусов (по модулю), чтобы избежать основного вклада фонов Галактики. Центры карт выбирались как центры пикселей по схеме HEALPix с $N_{\text{side}} = 128$, что соответствует шагу (расстоянию между центрами ближайших пикселей) примерно в 0,5 градуса. Этот выбор обеспечивает полное покрытие интересующей области галактических широт модельными картами с перекрытием. Для каждой карты методом LRM был исследован отклик на усреднённый по карте фон. В результате выяснилось, что минимальный отклик достигается для карты с центром в галактических координатах $\ell = 13,7^\circ$, $b = -74^\circ$.

5. Заключение

Эксперименты нового поколения, как те, что уже начали накопление информации, так и планируемые в будущем, могут внести существенный вклад в наше понимание

физики реликтового излучения и ранней Вселенной. Среди них — наземные телескопы, космические миссии и проекты обсерваторий на поверхности Луны.

На данный момент наши знания о реликтовом излучении ограничены информацией об угловом спектре мощности анизотропии $\Delta T/T$ и приблизительном спектре Е-моды поляризации. Кроме того, приблизительно установлено, что случайное поле анизотропии более или менее соответствует гауссовой статистике. В эпоху космологии высокой точности это помогает оценить важнейшие параметры Стандартной космологической модели.

Тем не менее многие проблемы остаются нерешёнными. Как известно, мы ограничены так называемым "cosmic variance", т.е. тем фактом, что можем наблюдать только одну поверхность последнего рассеяния и вместе с ней только одну реализацию случайного процесса. Это накладывает ограничения на наши знания о флуктуациях температуры на больших угловых масштабах. Кроме того, наличие крупномасштабных аномалий на наблюдаемой карте анизотропии, соосность квадруполь и октополя требуют альтернативных источников информации, не затронутых шумами нашей Галактики. Решению указанной проблемы может помочь наблюдение анизотропного эффекта Сюняева–Зельдовича на соседних с нами и далёких скоплениях галактик.

С другой стороны, остаётся неизвестным спектр мощности начальных возмущений на малых масштабах. Такой информации нет ни в крупномасштабной структуре Вселенной (за счёт сильной нелинейности гравитационных процессов), ни в анизотропии РИ (за счёт силковской диссипации). Тем не менее след от мелкомасштабных возмущений остаётся в искажениях частотного спектра реликтового излучения. Это ценнейшая информация об инфляционной стадии эволюции.

Также неизвестна тепловая история в дорекомбинационную эпоху. Единственным источником информации о ней могут служить μ -искажения. Вместе с тем u -искажения и релятивистские поправки к ним дадут возможность узнать многое о строении и физических свойствах скоплений галактик и истории реионизации.

Наконец, до сих пор не установлено существование первичной В-моды поляризации, надёжное обнаружение которой может служить доказательством гипотезы инфляции.

Для решения данных проблем необходимы не только эксперименты нового поколения с большей чувствительностью, чем доступна сейчас, выбор наименее загрязнённых участков неба, но и соответствующие подходы к обработке наблюдательных данных. Несмотря на то что такие методы очистки искомого сигнала, как "метод наименьшего отклика" (LRM), дают принципиальную возможность избавления от многих фонов, представляется важным правильное моделирование их спектров и пространственно-корреляционных особенностей. Выявление характерных свойств таких компонент наблюдаемого в миллиметровом диапазоне сигнала, как тепловое излучение пыли Галактики, синхротронное излучение, излучение свободно-свободных переходов, космический инфракрасный фон от далёких галактик, фон от спектральных линий молекул CO, не только может помочь избавиться от их вклада при наблюдении поляризации и спектральных искажений РИ, но и имеет отдельную научную ценность для изучения физических свойств объектов, порождающих эти фоновые излучения.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 24-22-00230, <https://rscf.ru/project/24-22-00230/>.

Список литературы

- Bennett C L et al. *Astrophys. J. Suppl.* **208** 20 (2013)
- Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A15 (2014)
- Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A1 (2011)
- Верходанов О В *УФН* **186** 3 (2016); Verkhodanov O V *Phys. Usp.* **59** 3 (2016)
- Abazajian K et al. (CMB-S4 Collab.) *Astrophys. J.* **926** 54 (2022)
- Allys E et al. (LiteBIRD Collab.) *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2023** 042F01 (2023) DOI: 10.1093/ptep/ptac150
- Kogut A et al. *JCAP* **2011** (07) 025 (2011)
- Tegmark M, Efstathiou G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **281** 1297 (1996)
- Sudevan V et al. *Astrophys. J.* **842** 62 (2017)
- Sazhin M V, Sironi G, Khovanskaya O S *New Astron.* **9** 83 (2004)
- Hertig E et al. (Simons Observatory Collab.) *Phys. Rev. D* **110** 043532 (2024)
- Yu B, Hill J C, Sherwin B D *Phys. Rev. D* **96** 123511 (2017)
- BICEP/Keck Collab. Ade P A R et al. (BICEP/Keck Collab., SPTpol Collab.) *Phys. Rev. D* **103** 022004 (2021)
- Namikawa T et al. *Phys. Rev. D* **105** 023511 (2022)
- Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **117** 175 (1982)
- Matacz A *Phys. Rev. D* **56** R1836 (1997)
- Desjacques V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451** 4460 (2015)
- Chluba J, arXiv:1405.6938
- Курт В Г, Шахворостова Н Н *УФН* **184** 423 (2014); Kurt V G, Shakhvorostova N N *Phys. Usp.* **57** 389 (2014)
- Mather J C et al. *Astrophys. J. Lett.* **354** L37 (1990)
- Fixsen D J *Astrophys. J.* **707** 916 (2009)
- Новиков И Д и др. *УФН* **191** 404 (2021); Novikov I D et al. *Phys. Usp.* **64** 386 (2021)
- Лихачёв С Ф, Ларченкова Т И *УФН* **194** 814 (2024); Likhachev S F, Larchenkova T I *Phys. Usp.* **67** 768 (2024)
- Kogut A et al., in *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Optical, Infrared, and Millimeter Wave* (Proc. SPIE, Vol. 9904, Eds H A MacEwen et al.) (Bellingham, WA: SPIE, 2016) p. 99040W, DOI: 10.1117/12.2231090
- Abitbol M H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **471** 1126 (2017)
- Kogut A et al. *JCAP* **2023** (07) 057 (2023)
- Maillard J-P *Philos. Trans. R. Soc. A* **379** 20200212 (2021)
- Edigaryev I G, Novikov D I, Pilipenko S V *Phys. Rev. D* **98** 123513 (2018)
- Novikov D I et al. *Phys. Rev. D* **101** 123510 (2020)
- Bevis N et al. *Phys. Rev. D* **76** 043005 (2007)
- Bevis N et al. *Phys. Rev. D* **82** 065004 (2010)
- Lizarraga J et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 171301 (2014)
- Lizarraga J et al. *Phys. Rev. D* **90** 103504 (2014)
- Durrer R, Figueroa D G, Kunz M *JCAP* **2014** (08) 029 (2014)
- Moss A, Pogosian L *Phys. Rev. Lett.* **112** 171302 (2014)
- Bonvin C, Durrer R, Maartens R *Phys. Rev. Lett.* **112** 191303 (2014)
- Ortolan A, Lucchin F, Matarrese S *Phys. Rev. D* **38** 465 (1988)
- Linde A, Mukhanov V *Phys. Rev. D* **56** R535 (1997)
- Novikov D I, Parfenov K O, arXiv:2411.15959
- Дорошкевич А Г *Астрофизика* **6** 581 (1970); Doroshkevich A G *Astrophysics* **6** 320 (1970)
- Bardeen J M et al. *Astrophys. J.* **304** 15 (1986)
- Bond J R, Efstathiou G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **226** 655 (1987)
- Gott J R (III) et al. *Astrophys. J.* **352** 1 (1990)
- Schmalzing J, Gorski K M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **297** 355 (1998)
- Naselsky P D, Novikov D I *Astrophys. J.* **507** 31 (1998)
- Zhao W *Res. Astron. Astrophys.* **14** 625 (2014)
- Ganesan V et al. *JCAP* **2015** (02) 028 (2015)
- Santos L, Wang K, Zhao W *JCAP* **2016** (07) 029 (2016)
- Chingangbam P et al. *Phys. Lett. B* **771** 67 (2017)
- Joby P K et al. *JCAP* **2019** (01) 009 (2019)
- Kochappan J P et al. *Phys. Rev. D* **103** 123523 (2021)
- Carones A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **527** 756 (2024)
- Luo X, Schramm D N *Phys. Rev. Lett.* **71** 1124 (1993)
- Luo X *Astrophys. J. Lett.* **427** L71 (1994)
- Akrami Y et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **641** A9 (2020)
- Komatsu E, Spergel D N *Phys. Rev. D* **63** 063002 (2001)
- Greco A, Bartolo N, Gruppiso A *JCAP* **2022** (03) 050 (2022)
- Duijvenvoorden A J, Meerburg P D, Freese K *Phys. Rev. D* **102** 023521 (2020)
- Shiraishi M *Phys. Rev. D* **94** 083503 (2016)
- Meerburg P D et al. *Phys. Rev. D* **93** 123511 (2016)
- Bucher M, Racine B, van Tent B *JCAP* **2016** (05) 055 (2016)
- Bartolo N, Liguori M, Shiraishi M *JCAP* **2016** (03) 029 (2016)
- Luo X, Schramm D N *Astrophys. J.* **408** 33 (1993)
- Khan M I, Saha R *JCAP* **2022** (06) 006 (2022)
- Верходанов О В *УФН* **182** 1177 (2012); Verkhodanov O V *Phys. Usp.* **55** 1098 (2012)
- Novikov D, Feldman H A, Shandarin S F *Int. J. Mod. Phys. D* **8** 291 (1999)
- Barreiro R B et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **296** 693 (1998)
- Kotok E et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **10** 501 (2001)
- Vafaei Sadr A, Movahed S M S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **503** 815 (2021)
- Ben-David A, Liu H, Jackson A D *JCAP* **2015** (06) 051 (2015)
- Naselsky P D, Novikov D I *Astrophys. J. Lett.* **444** L1 (1995)
- Novaes C P et al. *JCAP* **2015** (09) 064 (2015)
- Novaes C P et al. *JCAP* **2014** (01) 018 (2014)
- Dolgov A D et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **8** 189 (1999)
- Dolgov A D et al. *Astron. Astrophys. Trans.* **19** 213 (2000)
- Novikov D I, Parfenov K O *Phys. Rev. D* **111** 063536 (2025)
- Rybicki G B, Press W H *Astrophys. J.* **398** 169 (1992)
- Challinor A D, Ford M T, Lasenby A N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **312** 159 (2000)
- Maillard J-P et al. *Phys. Rev. D* **109** 023523 (2024)
- Remazeilles M, Delabrouille J, Cardoso J-F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **418** 467 (2011)
- Remazeilles M, Chluba J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **494** 5734 (2020)
- Hill J C, Pajer E *Phys. Rev. D* **88** 063526 (2013)
- Stolyarov V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357** 145 (2005)
- Chluba J, Hill J C, Abitbol M H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **472** 1195 (2017)
- Rotti A, Chluba J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **500** 976 (2021)
- Górski K M et al. *Astrophys. J.* **622** 759 (2005)
- Akrami Y et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **641** A7 (2020)
- Blas D, Lesgourgues J, Tram T *JCAP* **2011** (07) 034 (2011)
- Pen U-L *Astrophys. J.* **490** L127 (1997)
- Aghanim N et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **641** A1 (2020)
- Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A28 (2014)

92. Akrami Y et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **641** A4 (2020)
93. Draine B T, Lee H M *Astrophys. J.* **285** 89 (1984)
94. Désert F-X *Astron. Astrophys.* **659** A70 (2022)
95. Adam R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **594** A10 (2016)
96. de la Hoz E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **519** 3504 (2023)
97. Fuskeland U et al. *Astrophys. J.* **790** 104 (2014)
98. Carretti E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **489** 2330 (2019)
99. Шекинов Ю А и др. *УФН* **187** 1033 (2017); Shchekinov Yu A et al. *Phys. Usp.* **60** 961 (2017)
100. Lilly S J et al. *Astrophys. J. Lett.* **460** L1 (1996) DOI: 10.1086/309975
101. Franceschini A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **310** L5 (1999)
102. Madau P, Dickinson M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **52** 415 (2014)
103. Rowan-Robinson M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **461** 1100 (2016)
104. Hauser M G, Dwek E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **39** 249 (2001)
105. Lagache G, Puget J-L, Dole H *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **43** 727 (2005)
106. Dole H, Lagache G, Puget J-L *Astrophys. J.* **585** 617 (2003)
107. Пилипенко С В и др. *Письма в Астрон. журн.* **43** 715 (2017); Pilipenko S V et al. *Astron. Lett.* **43** 644 (2017)
108. Ермаш А А, Пилипенко С В, Лукаш В Н *Письма в Астрон. журн.* **46** 317 (2020); Ermash A A, Pilipenko S V, Lukash V N *Astron. Lett.* **46** 298 (2020)
109. Ермаш А А и др. *Астрон. журн.* **98** 980 (2021); Ermash A A et al. *Astron. Rep.* **65** 1194 (2021)
110. De Zotti G et al. *JCAP* **2016** (03) 047 (2016)
111. Decarli R et al. *Astrophys. J.* **902** 110 (2020)
112. Bernal J L, Kovetz E D *Astron. Astrophys. Rev.* **30** 5 (2022)
113. Carilli C L, Walter F *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **51** 105 (2013)
114. Silk J, Spaans M *Astrophys. J. Lett.* **488** L79 (1997)
115. Greve T R, Sommer-Larsen J *Astron. Astrophys.* **480** 335 (2008)
116. Goldreich P, Kwan J *Astrophys. J.* **189** 441 (1974)
117. Righi M, Hernández-Monteagudo C, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **489** 489 (2008)
118. Lacey C, Cole S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **262** 627 (1993)
119. Mashian N, Sternberg A, Loeb A *JCAP* **2015** (11) 028 (2015)
120. Mashian N, Loeb A, Sternberg A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **458** L99 (2016)
121. Abitbol M H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **471** 1126 (2017)
122. Greve T R et al. *Astrophys. J.* **794** 142 (2014)

New horizons for research on cosmic microwave background

D.I. Novikov^(1,a), A.G. Doroshkevich^(1,b), T.I. Larchenkova^(1,c), A.M. Malinovsky^(1,d),
A.O. Mihalchenko^(1,e), A.M. Osipova^(1,2,f), K.O. Parfenov^(1,g), S.V. Pilipenko^(1,h)

⁽¹⁾ Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ HSE University, ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a)novikovdi@lebedev.ru, ^(b)dorr@asc.rssi.ru, ^(c)ltanya@asc.rssi.ru, ^(d)ingirami@gmail.com,

^(e)mihalchenko.ao@asc.rssi.ru, ^(f)osipova@asc.rssi.ru, ^(g)k.o.parfenov@asc.rssi.ru, ^(h)s.pilipenko@asc.rssi.ru

Despite the significant progress achieved since the turn of the century in the study of the cosmic microwave background (CMB), several major problems facing modern observational cosmology remain unsolved. They include proving or disproving the inflationary theory of the evolution of the Universe and its thermal history in the pre-recombination period. The power spectrum of the initial perturbations on small scales also remains unknown. A detailed study of the CMB polarization and frequency spectrum will shed light on these pressing questions, which cannot be answered based on any observations other than those of the CMB. Resolving these problems, as a by-product, will provide new information on the properties of foreground radiation (dust radiation, infrared foreground, synchrotron radiation, free-free transitions, and CO lines) and gravitational lensing. Next-generation experiments aim to address the above-mentioned problems in observational cosmology.

Keywords: cosmic microwave background, CMB polarization, spectral distortions, foreground separation, B-mode

PACS numbers: **07.87.+v**, 98.70.Vc, 98.80.Es

Bibliography — 122 references

Received 12 January 2025, revised 14 August 2025

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (10) 1047–1061 (2025)

Physics – Uspekhi **68** (10) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.08.040006>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.08.040006>