

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

# Космологические результаты космической миссии "Планк". Сравнение с данными экспериментов WMAP и VICEP2

О.В. Верходанов

*Описываются основные результаты космической миссии "Планк" Европейского космического агентства, имеющие первостепенное значение для объяснения происхождения и эволюции Вселенной. Рассмотрены этапы получения астрофизической и космологической информации из данных космических микроволновых обзоров неба. Проводится сравнение полученных результатов с данными обзоров космической миссии WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) Национального агентства по аэронавтике и исследованию космического пространства (США) и эксперимента VICEP2 (Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization 2).*

**Ключевые слова:** космическое микроволновое фоновое излучение, космология, анализ данных

PACS numbers: 95.75.-z, 98.70.Vc, 98.80.-k

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201601b.0003

## Содержание

1. Введение (3).
  2. Оборудование спутника "Планк" (4).
  3. Задачи и физика (6).
  4. Анализ данных (6).
    - 4.1. Разложение на гармоники. 4.2. Пикселизация и создание карты. 4.3. Разделение компонент. 4.4. Фоновые компоненты. 4.5. Маски.
  5. Астрофизика (18).
    - 5.1. Исследование Солнечной системы. 5.2. Исследование Галактики. 5.3. Галактики. 5.4. Скопления галактик.
  6. Космология (24).
    - 6.1. Пекулярные скорости скоплений галактик. 6.2. Анизотропия космического инфракрасного фона. 6.3. Угловой спектр мощности и определение космологических параметров. 6.4. Инфляция. 6.5. Поиск негауссовости. 6.6. Результаты VICEP2 и "Планк". 6.7. Геометрия и топология. 6.8. Вариации физических констант.
  7. Аномалии (39).
    - 7.1. Асимметрия север-юг мощности на картах космического микроволнового фона. 7.2. Ось Зла. 7.3. Холодное Пятно. 7.4. Нарушение чётности спектра. 7.5. Низкая амплитуда низких мультиполей. 7.6. Курьёз.
  8. Заключение (42).
- Список литературы (44).

О.В. Верходанов. Специальная астрофизическая обсерватория РАН, 369167 Нижний Архыз, Зеленчукский район, Карачаево-Черкесская Республика, Российская Федерация  
E-mail: vo@sed.sao.ru

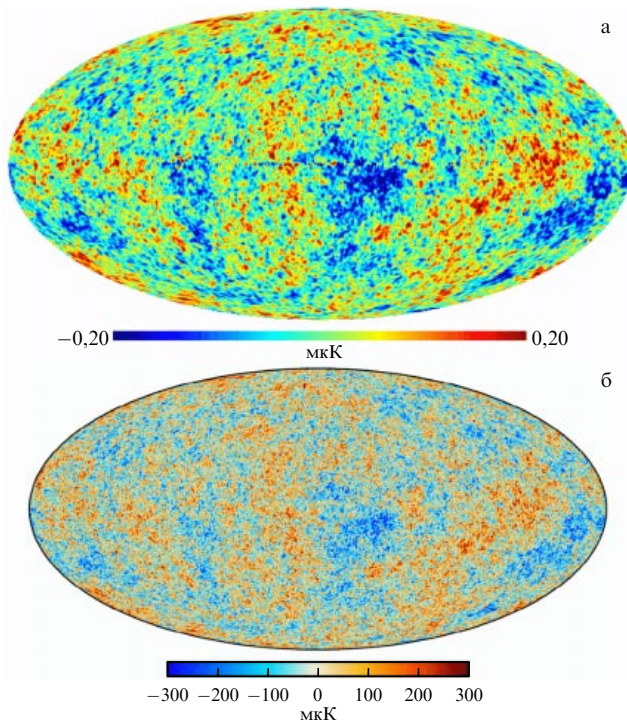
Статья поступила 1 августа 2015 г.,  
после доработки 21 августа 2015 г.

## 1. Введение

В последнее десятилетие получен целый ряд первостепенных по значимости астрофизических результатов. Большая часть из них связана с наблюдениями на космических телескопах в различных диапазонах электромагнитного спектра и на регистраторах космических частиц. К самым прорывным исследованиям можно отнести наблюдательные эксперименты, проведённые в космических обсерваториях WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) Национального агентства по аэронавтике и исследованию космического пространства (НАСА) (США) и "Планк" (Planck) Европейского космического агентства (ЕКА), в которых проводились измерения уровня флуктуаций космического микроволнового фона (Cosmic Microwave Background — CMB), или реликтового излучения (РИ). Оба спутника были запущены в квазистабильную точку Лагранжа L2 в системе двух тел Солнце–Земля на расстоянии 1,5 млн км от Земли в направлении от Солнца. В результате экспериментов, проведённых на этих обсерваториях, были установлены космологические параметры нашей Вселенной с недостижимой ранее на других инструментах точностью.

Наблюдения обсерватории WMAP<sup>1</sup> проводились с 2002 г. по 2011 г. в пяти частотных полосах: 23 ГГц (полоса K), 33 ГГц (полоса Ka), 41 ГГц (полоса Q), 61 ГГц (полоса V) и 94 ГГц (полоса W). Массивы данных по итогам 1, 3, 5, 7 и 9 лет работы миссии [1–7] размещались для свободного доступа на сайте, указанном в сноске 1. В результате анализа записанных временных рядов, включающего в себя построение карты (map-making) и пикселизацию неба, а также разделение компонент сигнала, получены данные о распределении анизо-

<sup>1</sup> <http://lambda.gsfc.nasa.gov>



**Рис. 1.** (В цвете онлайн.) (а) Карта СМВ WMAP9 (по данным 9 лет наблюдений) с разрешением  $1^\circ$ . (б) Карта СМВ Planck релиза данных 2015 г. с разрешением  $5'$  (в микрокельвинах указана термодинамическая температура СМВ).

тропии и поляризации СМВ, фоновых компонент (синхротронного и свободно-свободного излучений, излучения пыли) и рассчитаны их спектры мощности. Карта WMAP ILC (Internal Linear Combination — внутренняя линейная комбинация, построенная по данным, скомбинированным из разных наблюдательных каналов) сглаживалась диаграммой направленности гауссовой формы с разрешением  $1^\circ$ . Весь архив наблюдаемых и обработанных данных представлен на сайте WMAP для свободного доступа. По данным построения карты СМВ и восстановления спектра мощности были измерены все космологические параметры при хорошем согласии с их значениями, полученными в других наблюдательных экспериментах [8].

Независимо от проведения исследований обсерваторией WMAP Европейское космическое агентство подготовило и реализовало проект Planck<sup>2</sup>. Этот проект, направленный на решение схожих задач, тем не менее, является экспериментом нового поколения, превосходящим предыдущие подобные эксперименты по чувствительности, угловому разрешению и количеству наблюдательных частотных полос. На рисунке 1 приведены карты обзоров WMAP и Planck.

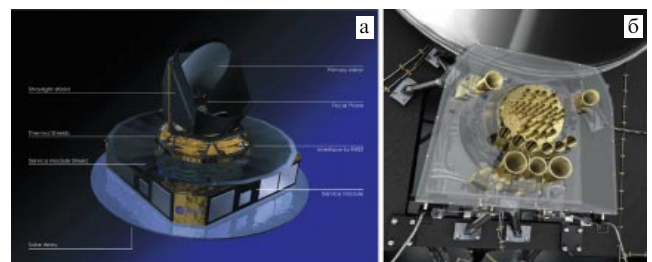
В настоящем обзоре мы рассмотрим этапы получения информации, включающие в себя анализ временных рядов наблюдений, построение карт, пикселизацию, разделение компонент, расчёт углового спектра мощности и определение космологических параметров, обсудим основные космологические результаты эксперимента Planck и сравним их с данными WMAP.

Основные результаты миссии "Планк" представлены на сайте [www.cosmos.esa.int/web/planck/publications](http://www.cosmos.esa.int/web/planck/publications) четырьмя группами статей, описывающих ранние (27 статей, 2011 г.) и промежуточные (38 статей, 2012–2015 гг.) результаты "Планка", а также результаты "Планка" за 2013 г. (31 статья) и за 2015 г. (28 статей к моменту написания настоящего обзора). Каждая из этих групп статей предваряется кратким обзором результатов за соответствующий период. На том же сайте опубликованы совместная статья коллабораций Planck и BICEP2 (Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization 2) о результатах наблюдения В-моды поляризации и 40 технических статей, посвящённых работе систем спутника "Планк". Отметим, что анализ данных проводится во всех указанных выше статьях, кроме того, теоретические вопросы анализа данных рассматриваются в 13 статьях, опубликованных до запуска спутника (Planck Pre-launch Papers).

## 2. Оборудование спутника "Планк"

Первоначально спутник "Планк" назывался COBRAS/SAMBA. Это название имеет историческое происхождение, так как идея космической миссии выросла из двух предложенных экспериментов по близкой тематике с соответствующими названиями COBRAS (COsmic Background Radiation Anisotropy Satellite — Спутник для исследования анизотропии космического фонового излучения) и SAMBA (SATellite for Measurement of Background Anisotropies — Спутник для измерения фоновой анизотропии). Оба эксперимента были объединены в одной миссии. Идея о её запуске рассматривалась в ЕКА в 1994 г., а в 1996 г. после улучшения проекта была включена в научную программу ЕКА "Горизонт 2000". После этого миссию переименовали в честь выдающегося немецкого физика Макса Планка (1858–1947). Спутник "Планк" (рис. 2) был построен в космическом центре Канны-Мандельё (Cannes Mandelieu).

Система спутника оснащена внеосевым телескопом системы Грегори, имеющим два параболических зеркала (рис. 3). Размер главного зеркала  $1,9 \times 1,5$  м, вторичного —  $1,1 \times 1,0$  м. На спутнике были установлены 74 приёмных устройства, регистрирующих сигнал в частотном диапазоне 25–1000 ГГц (миллиметровые и субмиллиметровые волны). С помощью этих приёмников проводилось одновременное сканирование неба с угловым разрешением от  $30'$  на низких частотах и до  $5'$  на высоких. Двумерные формы диаграмм направленности (ДН) детекторов показаны на рис. 4 и 5. Приёмники



**Рис. 2.** (а) Зонд "Планк". (б) Положение рупоров радиометров (на частоты 30, 44, 70 ГГц) и болометров (на частоты 100, 143, 217, 353, 545 и 857 ГГц) в фокальной плоскости спутника. (Рисунок воспроизведён с сайта <http://www.rssd.esa.int/Planck/>)

<sup>2</sup> <http://www.esa.int/Planck>

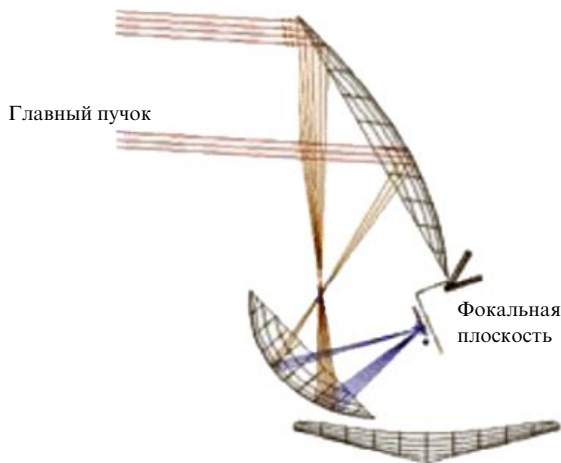


Рис. 3. Система Грегори на спутнике "Планк".

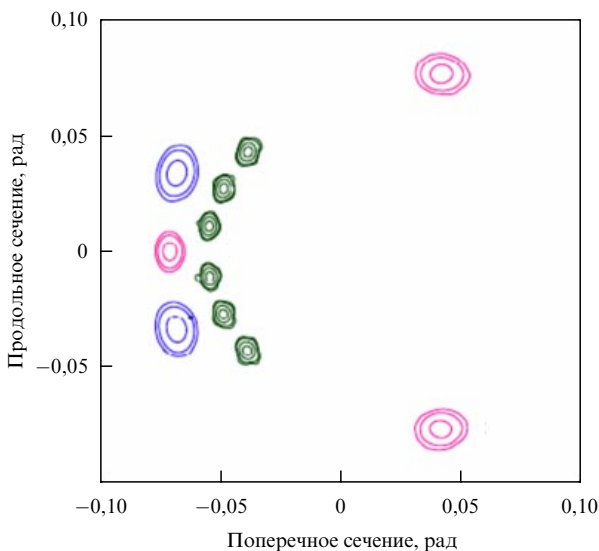


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Профили диаграмм направленности комплекса LFI Planck, восстановленные по первым четырём прохождением Юпитера. Диаграммы показаны контурами от максимума по уровням  $-3$ ,  $-10$ ,  $-20$  и  $-25$  дБ для частоты 70 ГГц (зелёные),  $-3$ ,  $-10$ ,  $-20$  для 30 ГГц (синие) и 44 ГГц (розовые). (Из работы [9].)

разделены на две группы, которые называются соответственно низкочастотным инструментом (Low Frequency Instrument — LFI), включающим в себя радиометры в полосах частот, центрированных на 30, 44, 70 ГГц, и высокочастотным инструментом (High Frequency Instrument — HFI), содержащим болометры, принимающие сигнал в полосах с центральными частотами 100, 143, 217, 353, 545 и 857 ГГц. LFI использует транзисторы с высокой электронной подвижностью, а HFI содержит 48 болометрических детекторов, созданных в Лаборатории реактивного движения (Jet Propulsion Laboratory — JPL) Калифорнийского технологического института (Калтеха), для регистрации фотонов. Приёмные устройства охлаждались до температуры 17 К специальной криогенной системой. Реализованные параметры LFI- и HFI-приёмников приведены соответственно в табл. 1 и 2 по данным коллаборации Planck 2015 г. [11].

Общая масса космического зонда 1950 кг. Конструкция спутника позволяет картографировать всё небо при-

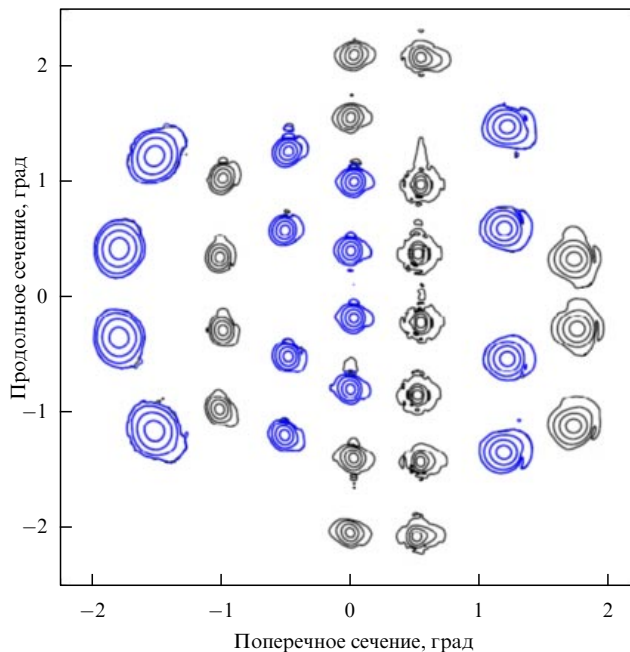


Рис. 5. Восстановленные профили диаграмм направленности комплекса HFI Planck по результатам прохождения Марса, Сатурна и Юпитера в первые три сезона наблюдений. Диаграммы показаны контурами от максимума по уровням  $-3$ ,  $-10$ ,  $-20$  и  $-30$  дБ. (Из работы [10].)

Таблица 1. Реализованные параметры LFI-приёмников на картах миссии "Планк"

Характеристика	Частотная полоса, ГГц		
	30	44	70
Центральная частота, ГГц	28,4	44,1	70,4
Эффективная полная ширина на половинной мощности (FWHM), минута дуги	32,29	27,00	13,21
Эффективная эллиптичность ДН	1,32	1,04	1,22
Температурный шум (после одноградусного сглаживания), мК	2,5	2,7	3,5
Поляризационный шум (после одноградусного сглаживания), мК	3,5	4,0	5,0
Общая ошибка калибровки, %	0,35	0,26	0,20
Систематическая ошибка измерения параметра Стокса $I$ , мК	0,19	0,39	0,40
Систематическая ошибка измерения параметра Стокса $Q$ , мК	0,20	0,23	0,45
Систематическая ошибка измерения параметра Стокса $U$ , мК	0,40	0,45	0,44

близительно дважды за год с рекордно высокими параметрами по чувствительности, угловому разрешению и частотному перекрытию, если рассматривать эти параметры в комбинации. Planck является проектом ЕКА со вкладом НАСА. Конструкция обсерватории включает в себя инструменты двух научных групп, профинансированные странами-членами ЕКА (лидеры проекта — Франция и Италия), и телескопы-рефлекторы, которые были изготовлены благодаря сотрудничеству ЕКА и возглавляемого Данией научного консорциума, профинансировавшего создание телескопов.

Запуск спутника был произведён на космодроме Куру 14 мая 2009 г. с борта ракеты "Ариан-5". Вместе с ним той

Таблица 2. Реализованные параметры HFI-приёмников на картах миссии "Планк"

Характеристика	Частотная полоса, ГГц					
	100	143	217	353	545	857
Число болометров	8	11	12	12	3	4
Эффективная FWHM, минута дуги	9,68	7,30	5,02	4,94	4,83	4,64
Эффективная эллиптичность ДН	1,186	1,040	1,169	1,166	1,137	1,336
Шум на телесный угол ДН, мкК	7,5	4,3	8,7	29,7	...	...
кЯн ср <sup>-1</sup>	...	...	...	...	9,1	8,8
Температурный шум, мкК град	1,29	0,55	0,78	2,56	...	...
кЯн ср <sup>-1</sup> град	...	...	...	...	0,78	0,72
Поляризационный шум, мкК град	1,96	1,17	1,75	7,31	...	...
Точность калибровки, %	0,09	0,07	0,16	0,078	1,1(+ 5 %)	1,4(+ 5 %)

же ракетой был запущен орбитальный инфракрасный телескоп "Гершель". 13 августа обсерватория "Планк" начала проводить обзор, обращаясь вокруг квазистабильной точки Лагранжа L2 в системе тел Солнце–Земля на расстоянии 1,5 млн км от Земли. Продолжительность миссии от момента запуска до выключения оборудования 23 октября 2013 г. составила 4 года 5 месяцев и 9 дней. За время полёта обсерватория провела пять обзоров, покрывающих полное небо, на обоих инструментах.

Основные преимущества обсерватории "Планк" перед предыдущей космической миссией WMAP, которые были реализованы по ряду параметров, следующие:

- более высокое (в три раза) разрешение, что позволило измерить мощность сигнала на меньших угловых масштабах (до 5');
- более высокая (в 10 раз) чувствительность;
- наличие девяти частотных полос, которые позволяют улучшить модель мешающих фоновых компонент нашей Галактики и выделить сигнал РИ.

### 3. Задачи и физика

Перед миссией Планк были поставлены следующие основные цели:

- измерение с высоким разрешением интенсивности и поляризации первичной анизотропии реликтового излучения;
- создание каталога скоплений галактик, в которых наблюдается эффект Сюняева–Зельдовича (СЗ);
- наблюдение гравитационного линзирования РИ, возникающего при прохождении излучения мимо скоплений материи и искажающего траекторию фотонов, и эффекта Сакса–Вольфа, связанного с изменением частоты фотона при пролёте сквозь формирующееся скопление галактик или растущую пустоту (войд) с переменным по времени гравитационным потенциалом;
- наблюдение ярких внегалактических источников, связанных с активными ядрами галактик, и инфракрасных источников — пылевых галактик;
- наблюдения нашей Галактики — Млечного Пути, в частности межзвёздной среды и распределённого синхротронного излучения, а также измерения магнитного поля Галактики;
- изучение Солнечной системы: планет, астероидов, комет и зодиакального света.

Несомненно, основные задачи миссии "Планк" были связаны с измерениями анизотропии температуры и поляризации СВВ, которые требовались для проверки

стандартной космологической модели и уточнения её параметров.

### 4. Анализ данных

Стандартная технологическая цепочка (pipeline) анализа данных РИ может быть условно разделена на несколько этапов.

1. Регистрация данных в виде временных рядов (Time Ordered Data — TOD) как зависимости измеряемой температуры от времени наблюдения или небесных координат,  $T(t) = T(l, b)$ ; первичная обработка данных.

2. Построение карты, включающее в себя восстановление сигнала на сфере из TOD и усреднение данных в пикселах (процедура пикселизации).

3. Разделение компонент микроволнового фона: выделение реликтового излучения, компонент галактического фона, а также внегалактических источников.

4. Разложение карты на сферические гармоники (мультиполи) и восстановление карты из сферических гармоник.

5. Анализ статистики сигнала на карте.

6. Анализ спектра мощности и определение космологических параметров.

Как правило, каждый этап включает в себя несколько тысяч реализаций моделирования эксперимента для выполняемых процедур.

Отметим некоторые наиболее важные процедуры, которые потребуются далее при описании результатов миссии "Планк".

#### 4.1. Разложение на гармоники

Анализ данных реликтового излучения проводят, как правило, в двух равноправных параметрических пространствах: в вещественном пространстве пикселов, в котором представлены карты на небесной сфере, и в пространстве гармоник, в случае сферы — сферических гармоник, или мультиполей. Анализ данных, разделение сигнала на компоненты, построение углового спектра мощности можно выполнять как в одном, так и в другом параметрических пространствах с помощью различных методов и получить при этом одинаковые результаты (но число вычислительных операций будет различным). Часто применяются комбинированные подходы, позволяющие выделять заданные угловые масштабы в гармоническом пространстве и затем проводить для соответствующих восстановленных карт анализ в пиксельной области. Такие подходы используются и при анализе данных Planck.

Разложение карты неба на сферические функции (мультиполи), обозначаемые  $Y_{\ell,m}(\theta, \phi)$ , представляется следующим выражением:

$$\Delta T(\theta, \phi) = \sum_{\ell=2}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{m=\ell} a_{\ell m} Y_{\ell,m}(\theta, \phi). \quad (1)$$

Функции  $Y_{\ell,m}$ , которые обычно выражаются в полярной системе координат, зависят от двух аргументов: полярного угла  $\theta$ , который связан с широтой  $b$  как  $\theta = 90^\circ - b$ , и долготы  $\phi$ . Индекс  $\ell$  у функции  $Y_{\ell,m}$  — это номер сферической гармоники (мультиполя), соответствующий размеру горячих и холодных пятен данной гармоники на небесной сфере (например, в случае диполя, когда  $\ell = 1$ , на сфере наблюдается два пятна, а в случае квадруполья —  $\ell = 2$  — четыре и т.д.),  $m$  — номер моды мультиполя  $\ell$ , мода отражает, как пятна данного размера располагаются на сфере. Сумма всех сферических гармоник, взятых с определёнными коэффициентами  $a_{\ell,m}$ , отражающими величину вклада каждой из них, даёт нам карту неоднородностей РИ.

Вклад каждой гармоники в карту, а именно коэффициент разложения  $a_{\ell m}$ , для непрерывной вещественной функции  $\Delta T(x, \phi)$ , описывающей анизотропию температуры, вычисляется следующим образом:

$$a_{\ell m} = \int_{-1}^1 dx \int_0^{2\pi} d\phi \Delta T(x, \phi) Y_{\ell m}^*(x, \phi), \quad (2)$$

где  $Y_{\ell m}^*$  — комплексно сопряжённая к  $Y_{\ell m}$  функция,  $x = \cos \theta$ , где  $\theta$  — полярный угол. Обычно при анализе рассматриваются только мультиполи, в которых есть космологическая информация, т.е.  $\ell \geq 2$ . Напомним, что монополь ( $\ell = 0$ ) показывает среднюю температуру фона, а диполь ( $\ell = 1$ ) — направление суммарного вектора движения Земли. Разложение приходящего сигнала на небе по сферическим гармоникам является ортогональным, что отличает его от обычной аппроксимации полиномами: если мы, например, вычитаем из

карты определённую гармонику, соответствующую выбранному угловому размеру, то сигнал на других масштабах сохраняется без изменения.

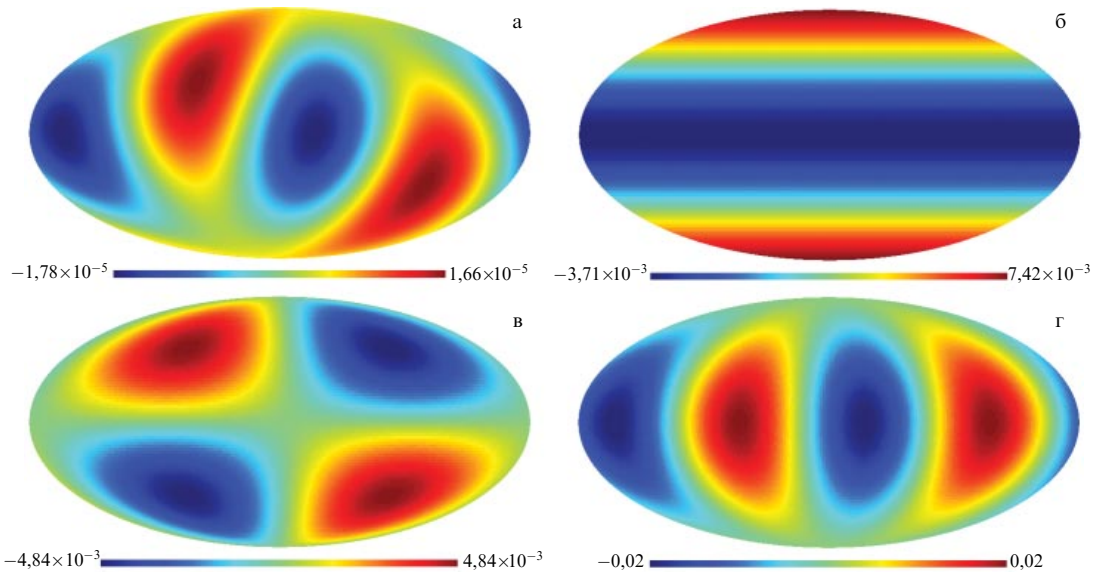
Примеры разложения сигнала СМВ Planck на мультиполи с представлением стандартных мод квадруполья ( $\ell = 2, m = 0, 1, 2$ ) и октуполья ( $\ell = 3, m = 0, 1, 2, 3$ ) показаны на рис. 6–8.

#### 4.2. Пикселизация и создание карты

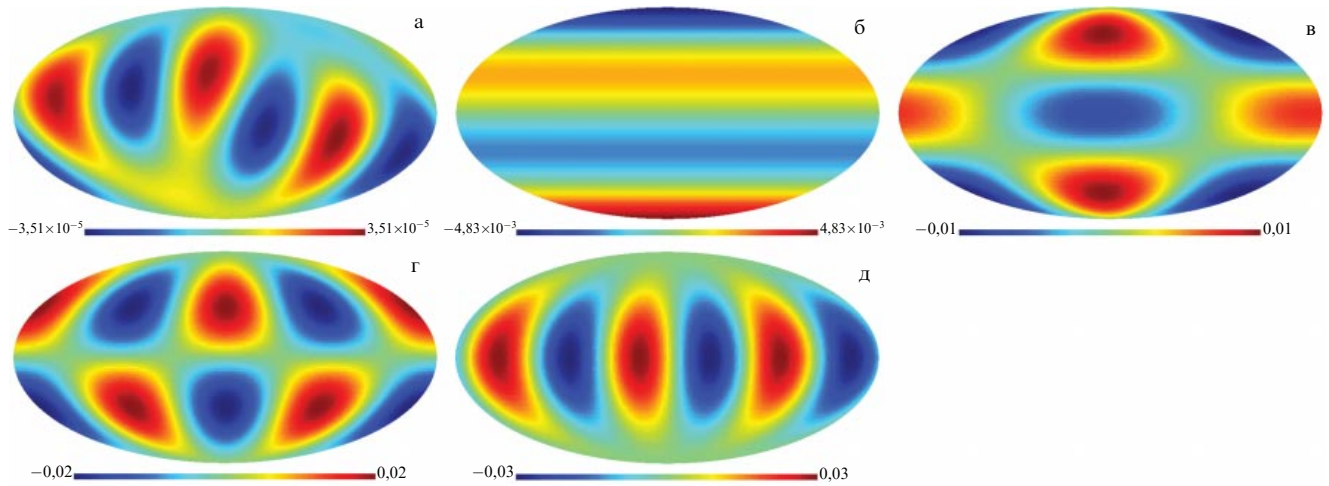
Записанные ряды измерений температуры ещё не являются картой микроволнового фона. Для того чтобы построить карту фона, необходимо установить, какой именно исходный сигнал привёл к зарегистрированному отклику с учётом многократного прохождения луча телескопа через данную площадку неба, а также учесть влияние шумов регистрирующей аппаратуры. Эта задача сводится к системе линейных уравнений, учитывающих правило разбиения сферы на площадки (пикселизацию), свойства радиантенны, а именно диаграмму направленности антенны — телесный угол, в котором антенна может принимать радиосигнал, и свойства случайного шума. После накопления многократных наблюдений излучения в выбранных площадках для заданной пикселизации неба создаётся карта принимаемого сигнала. Карты зарегистрированного излучения приёмниками спутника Planck на разных частотах показаны на рис. 9.

Карты неба были получены в результате обработки и соответствующей комбинации данных, приходящих с работающих детекторов каждого частотного канала в течение работы миссии. Первичная обработка включала в себя учёт систематических эффектов, в том числе диполя, связанного с движением Солнечной системы через СМВ, и движением спутника Planck в Солнечной системе. Учитывались также вклад излучения зодиакального света и рассеяние, вызванное далёкими лепестками диаграммы направленности антенны.

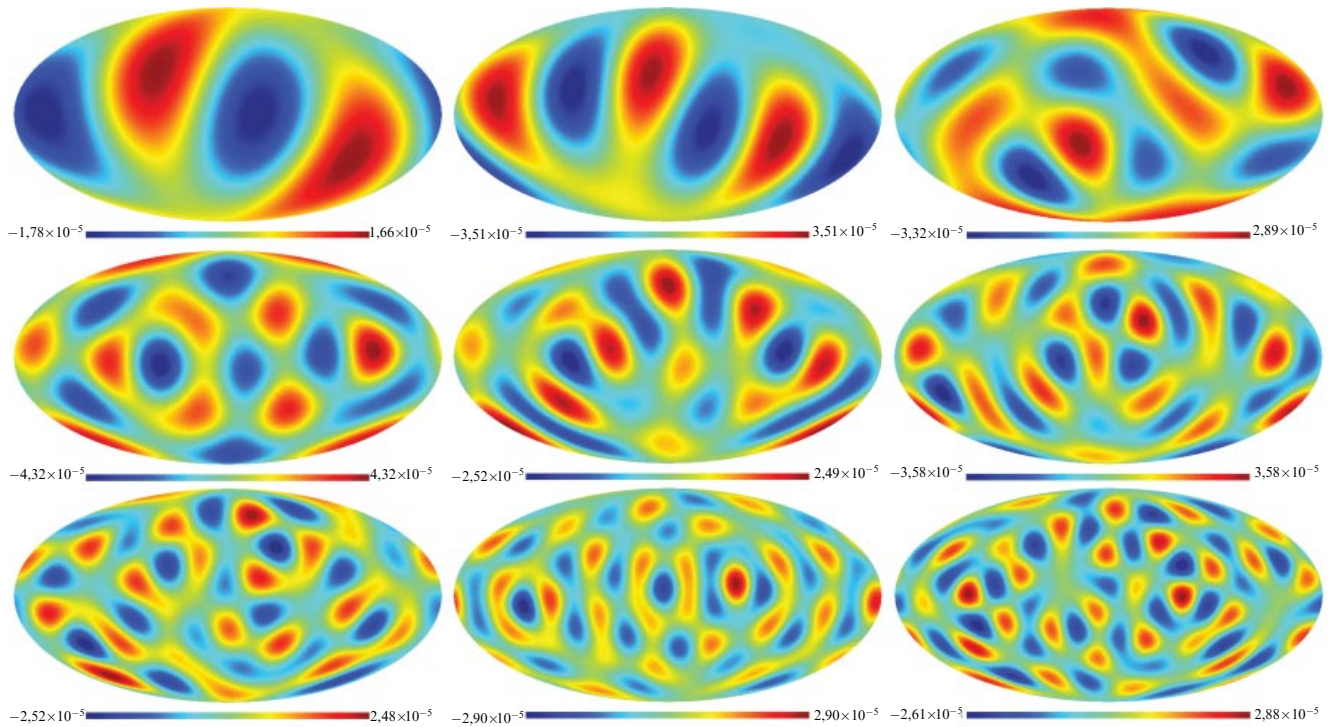
Так как приёмные комплексы LFI и HFI принципиально отличаются по типу детекторов (радиометры в



**Рис. 6.** Квадруполь ( $\ell = 2$ ) карты РИ (а) и его моды  $Y_{20}$  (коэффициент на карте СМВ SMICA (Spectral Matching Independent Component Analyses) Planck  $a_{20} = (8,361 \times 10^{-6}, 0)$ ) (б),  $Y_{21}$  ( $a_{21} = (-3,638 \times 10^{-6}, 8,0101 \times 10^{-6})$ ) (в) и  $Y_{22}$  ( $a_{22} = (-1,265 \times 10^{-5}, -1,493 \times 10^{-5})$ ) (г). Коэффициенты приведены для температуры СМВ карты SMICA Planck, выраженной в кельвинах.



**Рис. 7.** Окутполь ( $\ell = 3$ ) карты РИ Planck (2-й релиз данных 2015 года) (а) и его моды: (б)  $Y_{30}$  (коэффициент на карте СМВ  $a_{30} = (-6,261 \times 10^{-6}, 0)$ ), (в)  $Y_{31}$  ( $a_{31} = (-8,912 \times 10^{-6}, 8,715 \times 10^{-7})$ ), (г)  $Y_{32}$  ( $a_{32} = (2,172 \times 10^{-5}, 1,196 \times 10^{-6})$ ), (д)  $Y_{33}$  ( $a_{33} = (-1,401 \times 10^{-5}, 3,048 \times 10^{-5})$ ). Коэффициенты приведены для температуры СМВ карты SMICA Planck, выраженной в кельвинах.



**Рис. 8.** Мультиполи ( $\ell = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ ) карты СМВ Planck (SMICA).

одном случае и болометры в другом), методы регистрации сигнала и анализа шума для них различаются. В описании результатов Planck анализу данных LFI и HFI посвящено несколько работ, для каждого комплекса отдельно. Немного различаются и обозначения параметров, описывающих систематические неопределённости. Мы будем придерживаться подходов, принятых в работах коллаборации Planck, с соответствующими комментариями. Используемая при получении карт технологическая цепочка анализа временных рядов включает в себя ряд описанных в сопровождающих статьях процедур, которым присвоены собственные имена (имена исполняемых программ). Последние тоже будут упоминаться в обзоре, поскольку они являются в основном свободно

распространяемыми кодами и могут быть использованы сторонними пользователями для решения схожих задач.

**4.2.1. Особенности обработки данных LFI.** Первые стандартные шаги обработки входных временных рядов включают в себя удаление диполя, свёрнутого с диаграммой направленности антенны по углу  $4\pi$ , и рассеянного света Галактики, полученного свёрткой по  $4\pi$  далёких лепестков ДН с моделью Галактики [12]. При построении карт LFI использовался специализированный программный код Madam [13], в котором реализован алгоритм дестрайпинга (destriping technique) [14]. Алгоритм предназначен для решения проблемы, связанной с коррелированным шумом, наблюдаемым в исходных данных

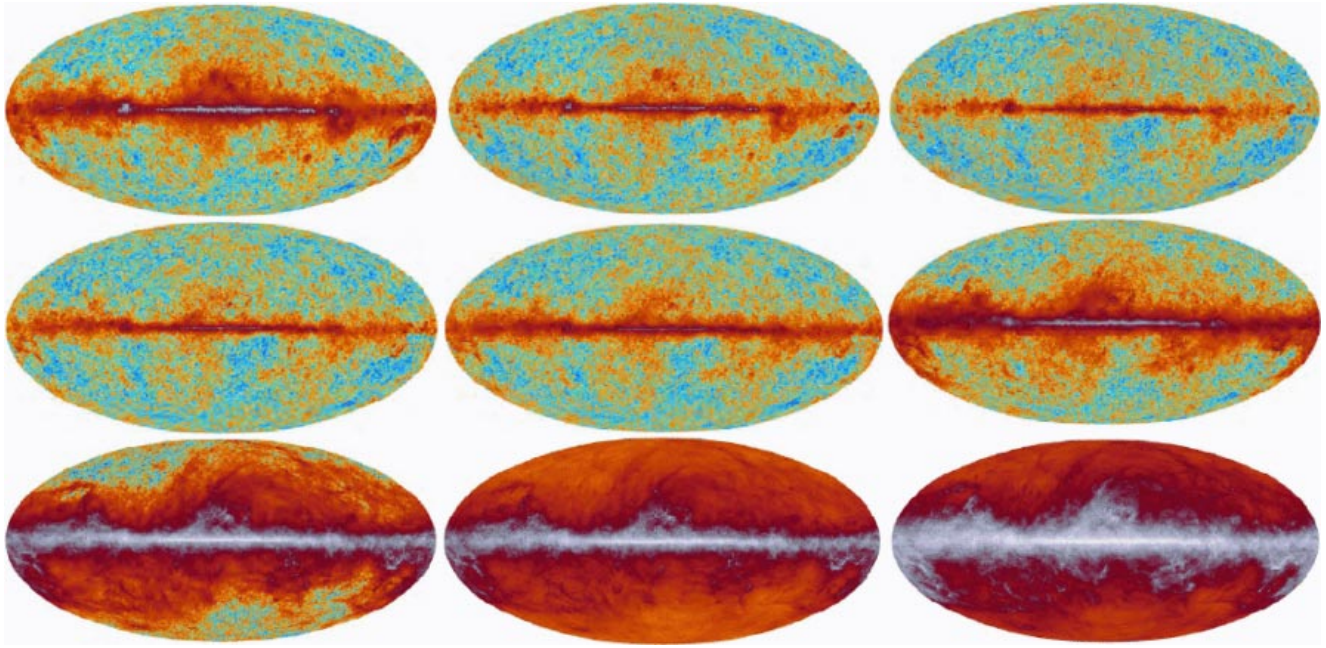


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Карты неба на частотах 30, 44, 70, 100, 143, 217, 353, 545 и 857 ГГц (слева направо сверху вниз) по результатам наблюдений миссии "Планк".

Planck. При сканировании неба в каждом круговом цикле наблюдений, определяемом вращением спутника вокруг своей оси приблизительно за 1 мин и подобным наблюдением одного участка неба в течение около 44 мин до перевода на новое направление, в записях остаётся шум вида  $1/f$ , связанный с нестабильностью усилителя НЕМР (High Electron Mobility Transistor). После усреднения круговых записей, проходящих по одним участкам неба до перевода спутника на новое направление и очищенных от небольших отклонений от среднего значения, в усреднённых данных остаётся  $1/f$ -шум за весь период наблюдений. Причём после первичной обработки "выживают" только низкочастотные компоненты этого шума, которые проявляются как полосы (stripes) на финальных картах, отражающих скан-стратегию Planck.

Для удаления таких полос был разработан метод дестрайпинга. В основе алгоритма лежит механизм удаления коррелированного шума на участках постоянной длины, называемых базами (baselines) (рис. 10). На заданных длинах баз строится фильтр для выделения шума. Для низких частот использовались базы длительностью 0,25 и 1 с. Сигнал от радиометров комбинировался с учётом равных весов для каждого рупора радиометра, для того чтобы минимизировать систематические ошибки. Эти веса использовались в процедуре построения карты (map-making). Детальное описание этой процедуры приведено в [13, 15, 16].

Отметим основные этапы первичной обработки данных временных рядов LFI:

- построение модели инструмента LFI;
- удаление нелинейных помех аналого-цифрового конвертера и одногигагерцевых спайков (от англ. spike — острый выступ);
- вычисление и применение модуляционного усиления, чтобы минимизировать  $1/f$ -шум;
- комбинирование сигнала от диодов;

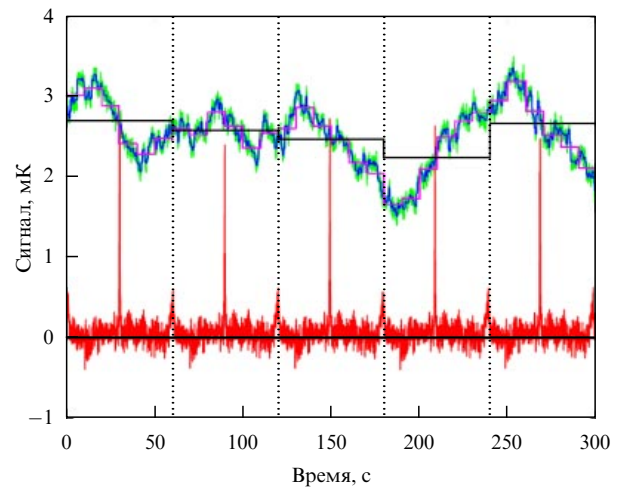


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Пример действия алгоритма дестрайпинга. На пятиминутной записи с моделированным шумом вида  $1/f$  построены базы длиной 1 мин, 10 с и 0,625 с (соответственно чёрный, фиолетовый и синий цвет). Приведён также модельный сигнал (красного цвета) временного ряда. Вертикальные пунктирные линии отмечают период сканирования длительностью 1 мин. Сильные пики соответствуют отклику от Галактики, регистрируемому при сканировании. (Из работы [14].)

- вычисление соответствующего места наведения на небе для каждого детектора на основе дополнительных данных и информации о ДН антенны (информация включает в себя значения текущего расстояния до Солнца и температуры электроники в блоке радиометров);

- калибровка измеряемого сигнала и перевод в физическую величину (термодинамическую температуру СМВ в кельвинах), вычисление (подгонки) полного диполя СМВ, свёрнутого с ДН антенны по углу  $4\pi$ , и учёт особенностей галактического рассеяния;

- удаление сигналов солнечного и орбитального диполей, свёрнутых с ДН по 4л, излучения Галактики, свёрнутого с боковыми лепестками ДН;

- комбинирование информации из временных рядов и включение её в суммарный продукт, содержащий карты на каждой частоте.

**4.2.2. Особенности обработки данных HFI.** Процедура построения карты и калибровка данных HFI детально описаны в работах [16, 17]. Отметим наиболее важные шаги первичной обработки данных.

Телеметрические данные преобразовывались в ряды временной информации, содержащей измерения в переданном сигнале для каждого из 52 обычных болометров, а также двух тёмных болометров, 16 термоболометров и двух устройств (сопротивление и ёмкость), входящих в состав детекторов HFI. Данные временных рядов (TOI — Time Ordered Information) корректировались при обнаружении и удалении помех (например, таких как столкновение с частицами), а также после удаления записей с нестабильным сигналом в течение одного цикла наблюдений (периода наведения), называемого кольцом. При записи кольца применялась процедура бинирования (сглаживания в заданном окне — бине) в рамках разбиения неба на пиксели HEALPix [18] (см. раздел 4.2.4). Каждое кольцо соответствовало скомбинированным данным за один период наблюдений.

Калибровка данных на разных частотах проводилась по различным стандартам. На частотах 100–353 ГГц калибровочные коэффициенты определялись в результате корреляции сигнала с орбитальным диполем, который вычислялся очень точно по данным параметров орбиты спутника "Планк" из динамики полёта. Отсюда были получены соответствующие калибровочные коэффициенты для каждого болометра. На частотах 545 и 857 ГГц калибровка проводилась по данным наблюдений Урана и Нептуна (Юпитер был исключён ввиду его слишком большой яркости) и с использованием моделей их излучения, рассчитанных специально для миссии. Для всех колец на этих частотах применялся единый калибровочный коэффициент.

Для того чтобы удалить низкочастотный шум, смещение в кольце определялось минимизацией различия сигнала между кольцами (в пикселизации HEALPix) на их пересечении, затем в процедуре дестрайпинга определялся и вычитался соответствующий шумовой сигнал. С использованием модели зодиакального света вычислялась поправка на соответствующее излучение, которая учитывалась в TOI прокалиброванных колец. Полученные ряды TOI преобразовывались в карты пикселизации HEALPix, где данным от болометров присваивались веса, обратные величине вариации шума детектора.

Отметим также некоторые шаги в подготовке карт для разделения компонент. Этап подготовки включал в себя:

- 1) определение поправки, учитывающей просачивание излучения пыли, с использованием наземных данных;

- 2) коррекцию калибровки сигнала в далёких лепестках ДН — сигнал в частотных каналах 100, 143 и 217 ГГц домножался на коэффициенты 1,00087, 1,00046 и 1,00043 соответственно, чтобы компенсировать неудаляемые далёкие лепестки. Подобным образом корректировались и соответствующие ковариационные карты — домножением на квадрат этих коэффициентов;

- 3) заполнение пропущенных пикселей, которым присваивалось среднее значение для неиспорченных пикселей внутри области с заданным радиусом; для полных карт в частотном канале этот радиус выбирался равным  $1^\circ$ .

**4.2.3. Процедура map-making.** Преобразование временных рядов, получаемых в результате регистрации и первичной обработки, в карту на небесной сфере называется построением карты (map-making). Процедура независимо выполняется для каждого наблюдательного канала температуры и поляризации. Методы создания карты для данных комплексов LFI и HFI немного различаются, причём не только потому, что у них разные диаграммы направленности, в которых смешаны компоненты и шум с различных приёмных устройств, но и потому, что анализ исходных данных проводили разные группы внутри коллаборации Planck. Мы будем придерживаться обозначений, используемых в соответствующих публикациях миссии.

Процедуру map-making для данных комплекса LFI можно описать системой матричных уравнений [12, 13, 15, 16]. Полный поток данных в виде временных рядов с комплекса LFI может быть представлен как

$$\mathbf{y} = P\mathbf{m} + F\mathbf{a} + \mathbf{n}. \quad (3)$$

Здесь вектор  $\mathbf{a}$  описывает набор баз, применяемых в алгоритме дестрайпинга,  $F$  — матрица, которая раскладывает базы в TOD, вектор  $\mathbf{n}$  представляет собой белый шум,  $P$  — матрица наведения, которая собирает поток TOD с неба, имеющего распределённый сигнал, описываемый  $\mathbf{m}$ . Уравнение (3) применимо при построении карты для трёх регистрируемых параметров Стокса:  $I$ ,  $Q$  и  $U$ . Априорный шум описывается ожидаемой корреляцией между амплитудами баз  $\mathbf{a}$ :

$$C_a = \langle \mathbf{a}\mathbf{a}^T \rangle, \quad (4)$$

где  $T$  — знак транспонирования. Предварительные параметры получаются из оценок свойств шума (частоты, дисперсии белого шума и спектрального наклона). Характеристики априорного шума позволяют применять алгоритм дестрайпинга к очень малым длинам баз и более аккуратно удалять шум. Окончательная карта может быть представлена как

$$\mathbf{m} = (P^T C_w^{-1} P)^{-1} P^T C_w^{-1} (\mathbf{y} - F\mathbf{a}), \quad (5)$$

где  $C_w$  — диагональная весовая матрица.

Процедура дестрайпинга конструирует финальную карту с помощью решения уравнений для различных баз. Затем посредством бинирования (сглаживания в пиксельном окне) строит окончательную карту, удаляя используемые ранее базы. Такая двухшаговая процедура позволяет в какой-то степени уменьшить влияние систематических ошибок. Процедура контролируется применением специальной маски на стадии дестрайпинга, и качество карты оценивается ошибкой, вычисляемой при определении базы в виде невязки между реальным и модельным сигналами  $P\mathbf{m}$ . Основные источники ошибки сигнала — его вариации внутри пикселя, различие в откликах одночастотных радиометров (частотное несоответствие) и несоответствие между модельной и реальной диаграммами направленности. Ошибка возрастает в основном в области низких галактических широт, где градиент сигнала наиболее высок. Программа Madam, в которой реализована процедура дестрайпинга, выводит



карты в формате HEALPix [18]. Для большинства низкочастотных карт параметр разрешения  $N_{\text{side}} = 1024$  (параметр описывает число пикселей на сфере  $N_{\text{tot}} = 12N_{\text{side}}^2$  (см. раздел 4.2.4)). Для частоты 70 ГГц построены также карты с  $N_{\text{side}} = 2048$ .

Для данных HFI в процедуру дестрайпинга [16, 17] был также включён учёт диполей, модулированных орбитальным движением и движением Солнечной системы. Орбитальный диполь с учётом релятивистских поправок использовался и для калибровки данных. Орбитальный диполь даёт модуляцию длительностью один год. Эти вариации включены в процедуру построения карты  $\mathbf{P}_t$  по данным HFI (в обозначениях группы HFI [17]):

$$\mathbf{P}_t = G \times (A_{tp} \mathbf{T}_p + \mathbf{t}_{\text{orb}} + \Gamma_{tr} \mathbf{o}_r) + \mathbf{n}_t, \quad (6)$$

где  $A_{tp}$  — матрица наведения антенны,  $\mathbf{t}_{\text{orb}}$  — зависящий от времени сигнал орбитального диполя,  $\mathbf{T}_p$  — измеренный в  $p$ -ом пикселе сигнал с неба, содержащий информацию о солнечном диполе и параметрах Стокса  $I, Q, U$ ;  $\Gamma_{tr}$  — матрица наведения по кольцам наблюдений, которая связывает набор данных  $\mathbf{t}$  с номером кольца  $r$ ,  $G$  — калибровочный коэффициент,  $\mathbf{o}_r$  — смещение уровня для  $r$ -го кольца,  $\mathbf{n}_t$  — шумовая компонента. Неизвестными здесь являются  $G, \mathbf{o}_r$  и  $\mathbf{T}_p$ . Из-за вырождения между средним смещением и нулевым уровнем карты  $\langle \mathbf{o}_r \rangle = 0$ . Нулевой уровень карт HFI определялся по данным других наблюдений из уровня галактического фонового излучения и космического инфракрасного фона. Величина, полученная в результате процедуры map-making, для каждого пикселя выглядит следующим образом [17]:

$$\mathbf{T}_p = (A^T N^{-1} A)^{-1} A^T N^{-1} \mathbf{d}, \quad (7)$$

где  $\mathbf{d}$  — калиброванные очищенные данные в кольцах с удалёнными смещениями и орбитальным диполем,  $\mathbf{d}_i = (\mathbf{P}_i - \Gamma_{tr} \mathbf{o}_r) / G - \mathbf{t}_{\text{orb}}$ ,  $N$  — ковариационная шумовая матрица ( $N = \langle \mathbf{n}^T \mathbf{n} \rangle$ ). Для построения карт HFI применялась программа `rolcarix`, в которой реализована процедура дестрайпинга. Выходные карты HFI на шести частотах (100, 143, 217, 353, 545, 857 ГГц) представлены в пикселизации HEALPix [18] с параметром разрешения  $N_{\text{side}} = 2048$ .

**4.2.4. Пикселизация.** Построение карты (map-making) проводится в рамках выбранной сетки пикселизации на сфере. С использованием этой сетки проводится дальнейший анализ данных СМВ, включающий в себя гармоническое разложение и обратное восстановление карты, процедуру разделения компонент, исследование статистики сигнала. Выбор пикселизации является чисто математической задачей разбиения сферы на площадки. Отметим, что существует несколько методов разбиения сферы, разработанных для анализа СМВ (см. обзор [19]). Среди них — пикселизация Иглу [20], пикселизация на основе икосаэдра [21], иерархическая сетка с равными площадями и положениями пикселей одного ряда на одной широте HEALPix<sup>3</sup> (Hierarchical Equal Area iso-Latitude Pixelization) [18], пикселизация GLESP<sup>4</sup> (Gauss–Legendre Sky Pixelization) [22, 23]. В последнем разбиении центры пикселей совпадают с узлами в квадратуре

Гаусса–Лежандра. Пиксели GLESP имеют квазиравные площади и гармоническое разложение, требующее вычисления интеграла (см. уравнение (2)). Благодаря квадратуре Гаусса, использующей выбранные узлы, точность вычисления очень высока. Для сеток HEALPix и GLESP имеется развитое программное обеспечение для работы с картами и гармониками. Первая из них является иерархической, вторая — неиерархической, предназначенной в основном для работы со сферическими функциями и их фазами. Сравнение и описание всех предложенных методов пикселизации можно найти в обзоре [19].

В эксперименте Planck применялась пикселизация HEALPix. HEALPix стал первым программным пакетом (одноимённым с системой разбиения сферы), в котором были реализованы процедуры гармонического разложения карт до высоких ( $\ell > 100$ ) гармоник, вычисления углового спектра мощности, визуализация карт на сфере. Пикселизация была применена для представления данных в эксперименте WMAP [1] и других экспериментах по исследованию СМВ [24–27].

Авторы [18] определили три основных требования к математической структуре дискретной сетки на полном небе.

1. *Иерархическая структура базы данных.* Такое требование является необходимым для очень больших баз данных и также постулировалось для квадрилатерализованного сферического куба. Простой аргумент в пользу этого требования заключается в том, что все элементы данных из прилежащего многомерного пространства (здесь это поверхность сферы) являются также соседними в древовидной структуре базы данных. Это свойство облегчает применение различных топологических методов при анализе и позволяет легко конструировать вейвлет-преобразования на треугольных и квадратных сетках с быстрым выбором соседних пикселей.

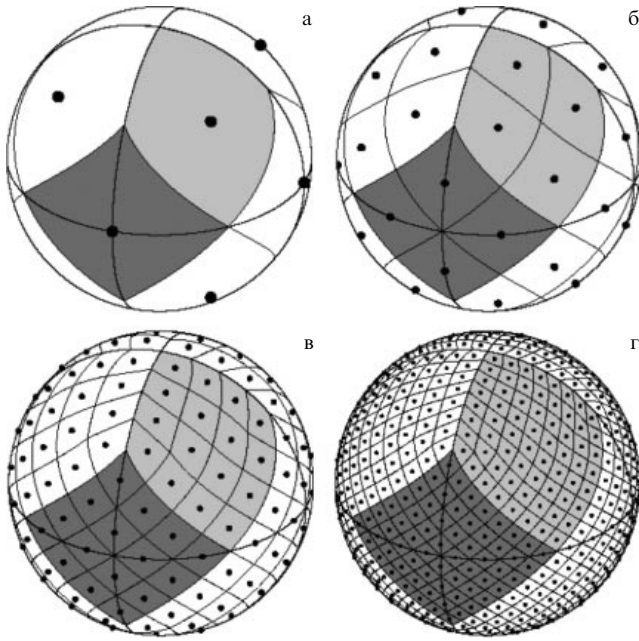
2. *Равные площади дискретных элементов разбиения.* Это требование является очень полезным, так как белый шум на выборочной частоте инструмента при интегрировании точно приводит к белому шуму в пиксельном пространстве, а регистрируемый сигнал записывается вне зависимости от размера пикселя. Здесь, конечно, серьёзное внимание необходимо уделить выбору пикселей достаточно малого размера по сравнению с исходным инструментальным разрешением, чтобы избежать чрезмерного сглаживания сигнала и зависимости от формы пикселя.

3. *Распределение пикселей одного ряда на сфере вдоль одной широты.* Такое распределение пикселей существенно для получения высокой скорости вычислений во всех операциях расчёта сферических гармоник. Так как присоединённые полиномы Лежандра рассчитываются посредством медленных рекурсий, отклонение узлов сетки от одной широты приведёт в результате к большим потерям времени при возрастании числа обрабатываемых точек.

Базовое разрешение в HEALPix задаётся 12 пикселями (или гранями) на трёх кольцах вокруг полюсов и экватора. Следующий уровень иерархии формируется из предыдущего разбиением каждого пикселя предыдущего уровня на четыре равных пикселя. Таким образом, разрешение определяется параметром  $N_{\text{side}}$  (рис. 11), который задаёт число разбиений базового пикселя. Этот параметр применяется для выбора требуемого разре-

<sup>3</sup> <http://healpix.jpl.nasa.gov>

<sup>4</sup> <http://www.glesp.nbi.dk>



**Рис. 11.** Ортографический вид разбиения HEALPix на сфере. Наложенные экваторы и меридианы иллюстрируют восьмигранную симметрию HEALPix. Самое низкое разрешение соответствует 12 базовым пикселям (а). Сфера иерархически мозаично разбита на криволинейные четырёхугольники. Светло-серым цветом отмечен один из восьми (по четыре на юге и севере) идентичных полярных базовых пикселей. Тёмно-серым цветом показан один из четырёх одинаковых экваториальных базовых пикселей. Разрешение мозаики возрастает при делении каждого пикселя на четыре новых. Разрешение увеличивается от базового уровня за три шага. Разрешение характеризуется параметром  $N_{\text{side}}$  (здесь равным 1, 2, 4, 8), который определяет полное число пикселей  $N_{\text{pix}} = 12N_{\text{side}}^2$ , т.е. сфера в данном примере разбивается соответственно на 12 (а), 48 (б), 192 (в) и 768 (г) пикселей. Площади всех пикселей с выбранным разрешением одинаковы. Пиксели расположены на линиях постоянной широты, что важно для гармонического анализа с вычислением сферических гармоник. (Рисунок воспроизведён из работы [18].)

шения карты, обусловленного, например, диаграммой направленности антенны. Все кольца одинаковой широты расположены между верхними и нижними углами экваториальных граней (т.е.  $-2/3 < \cos \theta_* < 2/3$ ) или в экваториальной зоне. После деления на одинаковое число пикселей получаем  $N_{\text{eq}} = 4N_{\text{side}}$ . Оставшиеся кольца, расположенные внутри областей полярных шапок ( $|\cos \theta_*| > 2/3$ ), содержат переменное число пикселей, возрастающее от кольца к кольцу с увеличением расстояния от полюса на один пиксел в каждом квадрате. Таким образом, карта с пикселизацией HEALPix имеет  $N_{\text{pix}} = 12N_{\text{side}}^2$  пикселей с одинаковой площадью  $\Omega_{\text{pix}} = \pi/(3N_{\text{side}}^2)$ .

### 4.3. Разделение компонент

Следующий этап после построения карты — выделение сигнала реликтового излучения. Измеряемый в эксперименте сигнал содержит, помимо РИ, вклады диффузного излучения Солнечной системы, галактических фоновых компонент, а также галактических и внегалактических радиоисточников. Один из стандартных методов построения полной карты температуры СМВ представляет собой комбинацию наблюдательных данных на разных частотах с домножением на некоторые коэффициенты, позволяющие в результате удалить галактиче-

ский сигнал и тем самым выделить РИ. Такой способ разделения компонент излучения применялся коллаборацией WMAP [4] (см. также [28]). В основе подхода лежит идея о том, что спектры излучения компонент галактического фона (а именно синхротронного, свободно-свободного излучений и излучения пыли) отличаются от спектра СМВ. Так как комбинация каналов в миссии WMAP применялась без привлечения наблюдений в других экспериментах, метод стали называть "внутренней линейной комбинацией" (Internal Linear Combination — ILC), и полученная этим методом карта соответственно называется картой ILC. Коэффициенты можно определить минимизацией дисперсии в результирующей карте, приравняв их сумму единице, для того чтобы сохранить общую нормировку сигнала СМВ. Отметим, что существует много различных методов разделения компонент (см., например, [29–36]), которые в целом дают близкие результаты.

В эксперименте Planck использовались четыре метода, реализованные разными группами внутри коллаборации: Commander-Ruler (C-R) для данных 2013 года [37], трансформированный в расширенный метод Commander для данных 2015 года [38], внутренняя линейная комбинация при разложении в пространстве особых сферических вейвлетов — нидлетов (NILC), подгонка шаблонами (template fitting) с использованием данных на нескольких частотах для оценки спектра мощности СМВ алгоритмом максимизации ожидания (Spectral Estimation Via Expectation Maximization — SEVEM) и реализованный в пространстве сферических гармоник метод подгонки амплитуд и спектральных параметров СМВ и фоновых компонент (Spectral Matching Independent Component Analysis — SMICA). Эти четыре метода можно разбить на две группы. К первой относятся NILC и SEVEM, в которых предполагается, что фоновым компонентам соответствуют спектральные шаблоны, а СМВ является компонентой с чернотельным спектром, и ищется минимум вариации СМВ. Методы второй группы (Commander и SMICA) основаны на параметрическом моделировании фоновых компонент.

В подходе Commander применяется байесовское разделение компонент в пространстве пикселей посредством подбора параметрической модели к данным на основе апостериорного распределения модельных параметров фона. Фитирование проводится в двухэтапной процедуре. На первом этапе как амплитуды фоновых компонент, так и спектральные параметры ищутся на картах с низким разрешением методом Монте-Карло для марковских цепей (Markov Chain Monte Carlo — MCMC) с применением алгоритма Гиббса [39, 40]. На втором этапе амплитуды пересчитываются для карт с высоким разрешением с помощью решения соответствующей системы уравнений обобщённым методом наименьших квадратов (Generalized Least Squares System — GLSS) для каждого пикселя со спектральными параметрами, зафиксированными в решении для низкочастотного сигнала на первом этапе. Модель данных  $\mathbf{d}_\nu$  на частоте  $\nu$  выражается линейной комбинацией  $N_c$  астрофизических компонент с добавлением инструментального шума:

$$\mathbf{d}_\nu = \sum_{i=1}^{N_c} F_\nu^i(\theta) \mathbf{A}^i + \mathbf{n}_\nu, \quad (8)$$

где  $\mathbf{A}^i$  — описывающий карту неба вектор данных, содержащий амплитуду  $i$ -й фоновой компоненты, приве-

дённой к наблюдательной частоте,  $F_v^i(\theta^i)$  — диагональная матрица, описывающая спектральный закон излучения для  $i$ -й компоненты как функции частоты, зависящая от небольшого набора спектральных параметров  $\theta$ . Сигнал СМВ включён в сумму компонент, и он может быть представлен в гармоническом или пиксельном пространствах. Это зависит от того, что является целью исследования: анализ спектра мощности СМВ или разделение компонент [37]. Теорема Байеса определяет апостериорное распределение для модельных параметров:

$$P(\mathbf{A}^i, \theta | \mathbf{d}) \propto \mathcal{L}(\mathbf{A}^i, \theta) P(\mathbf{A}^i, \theta), \quad (9)$$

где  $\mathcal{L}(\mathbf{A}^i, \theta)$  — гауссова функция правдоподобия, а априорная функция  $P(\mathbf{A}^i, \theta)$  зависит от способа учёта фоновых компонент. Результат применения данного подхода — набор данных, полученных из апостериорного распределения, что отличается от прямой оценки амплитуды каждой компоненты или соответствующих спектральных параметров. Следует отметить, что при обработке процедурой Commander используются данные, полученные от одного детектора или от набора детекторов, а не полные карты неба на заданной частоте. Также исключается часть исходных данных от детекторов, в которых обнаружены значимые систематические ошибки. Кроме того, в анализ также включены данные WMAP девятого года наблюдений [7] и карты на частоте 408 МГц [41]. Таким образом, набор входных данных у процедуры Commander отличается от используемых другими тремя методами.

NILC [37] представляет собой метод извлечения из первичной карты сигнала СМВ (или другой компоненты с известным спектральным поведением) на основе техники внутренней линейной комбинации, применённой к многочастотным наблюдениям в пространстве особых сферических вейвлетов — нидлетов. Нидлеты берутся с весами, которые можно варьировать по всему небу (в зависимости от координат) и по всему диапазону мультиполей (в зависимости от углового масштаба). Возможность линейной комбинации входных карт, варьируемых по небу и мультиполям, называется локализацией. В пространстве нидлетов гармоническая локализация осуществляется определением областей неба для каждого масштаба. Гармоническая локализация в реализованной процедуре использует спектральные полосы, покрывающие диапазон мультиполей до  $\ell = 3200$ .

Пространственная локализация зависит от масштаба. На больших масштабах, которые включают в себя низкие мультиполи, использовалась только одна зона локализации, в то время как на малых масштабах (высокие мультиполи) небо разбивалось на 20 зон. Метод NILC вычисляет линейную комбинацию в каждой зоне для каждого масштаба, позволяя весам ИЛС подстраиваться естественным образом к переменной мощности других компонент как функции положения и мультиполя.

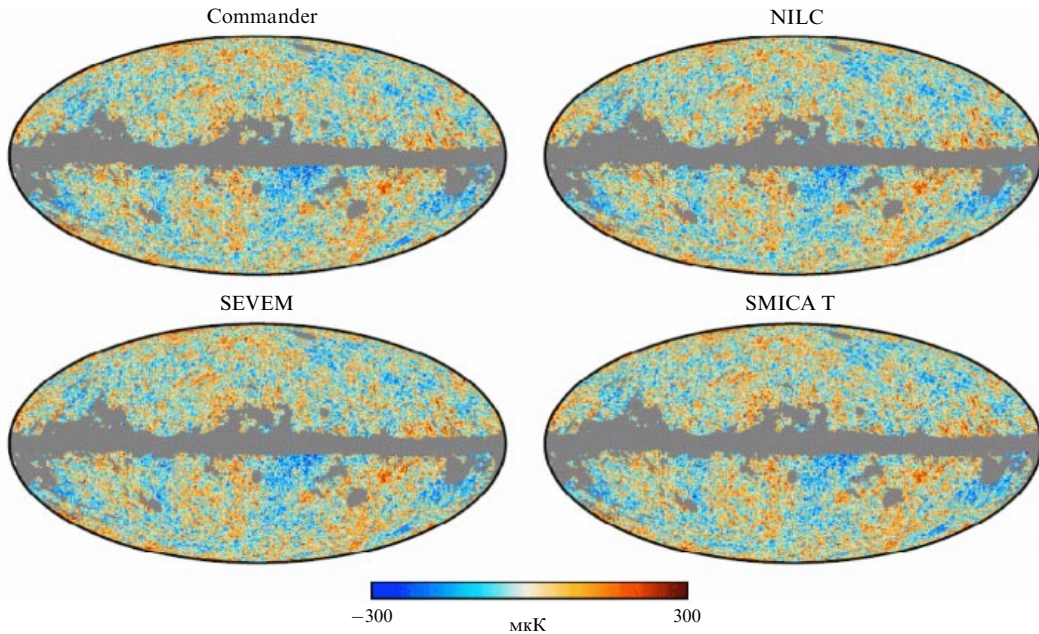
Детальное описание метода NILC можно найти в [42]. В использованной реализации метода имеется отличие от описанного в [42] при обработке больших масштабов. Так как для низких мультиполей фильтр NILC не локализован, простая карта NILC эквивалентна карте ИЛС в пиксельном пространстве для всех мультиполей этого диапазона. Такая процедура очень восприимчива к смещению в оценке сигнала (байесовскому смещению) в ИЛС,

обусловленному случайными корреляциями между СМВ и фоновыми компонентами. Чтобы смягчить этот эффект, ковариационная матрица, определяющая коэффициенты ИЛС на больших масштабах, рассчитывается не в пиксельном пространстве, а оценивается в гармоническом пространстве как среднее коэффициентов при сферических гармониках с использованием весов, уравнивающих мощность мод СМВ. Это позволяет уменьшить ошибки на больших масштабах.

Другой алгоритм — SEVEM — позволяет получать карты СМВ на нескольких частотах с помощью подгонки шаблонами фоновых компонент. Подход использует оценку спектра мощности очищенных карт СМВ и данных на нескольких частотах посредством алгоритма максимизации ожидания (Expectation Maximization algorithm), который применяется в математической статистике для нахождения оценок максимального правдоподобия параметров вероятностных моделей в случае, когда модель зависит от некоторых скрытых переменных [43]. На основе спектра мощности СМВ с помощью многочастотного фильтра Винера готовилась карта СМВ. Реализованный метод использовал подход, связанный с построением карт СМВ по данным сгруппированных каналов на разных частотах. Из комбинации этих карт, построенных в каждой группе, была получена финальная карта. Для чистки использовались внутренние шаблоны, т.е. построенные по данным Planck без привлечения других наблюдательных данных, которые обычно усложняют анализ и могут привести к несовместимости. При чистке не было необходимости в предположениях о виде фоновых компонент и шума, так как техника выделения сигнала СМВ очень устойчива [37]. Шаблоны были построены вычитанием двух карт на близких частотах "Планка", сглаживанием их до равного разрешения и проверкой того, что сигнал СМВ удалён правильно. Линейная комбинация шаблонов  $t_j$  вычиталась из входной карты  $d$ , чтобы получить карту СМВ на выбранной частоте. Это может быть проведено как в пространстве пикселей, так и в пространстве вейвлетов (масштаб за масштабом) для каждого положения на небе:

$$T_c(x, v) = d(x, v) - \sum_{j=1}^{n_t} \alpha_j t_j(x), \quad (10)$$

где  $n_t$  — число шаблонов. Если чистка карт проводится в пространстве пикселей, то коэффициенты  $\alpha_j$  вычисляются посредством минимизации вариации на чистой карте  $T_c$  вне области, закрытой маской. При работе в пространстве вейвлетов чистка проводится таким же образом, но для каждого масштаба независимо, т.е. линейные коэффициенты зависят от разрешения карты. Хотя загрязнённые области карты исключаются из процедуры при минимизации вариации, они, тем не менее, используются при вычислении разности, и таким образом карта покрывает всё небо. При этом остаточный сигнал от фоновых компонент может наблюдаться в исключаемых областях. Так как метод линейный, он может легко передать свойства шума в окончательную карту СМВ. Метод реализован в быстром вычислительном алгоритме, позволяющем проводить несколько тысяч симуляций для исследования статистических свойств, в частности, для космологических приложений.



**Рис. 12.** (В цвете онлайн.) Карты СМВ, восстановленные разными методами по программе миссии "Планк": Commander, NILC, SEVEM, SMICA. Разрешение FWHM = 5',  $N_{\text{side}} = 2048$ . На карты наложена маска. (Из работы [38].)

Метод спектрального подбора SMICA (Spectral Matching Independent Component Analysis) восстанавливает карту СМВ с помощью линейной комбинации в гармоническом пространстве из  $N_{\text{chan}}$  разночастотных карт с весами, зависящими от номера мультиполя  $\ell$ . При заданном наборе из  $N_{\text{chan}} \times x_{\ell m}$  коэффициентов сферических гармоник для входящих карт коэффициенты  $\hat{s}_{\ell m}$  карт СМВ вычисляются как

$$\hat{s}_{\ell m} = \mathbf{w}_{\ell}^{\text{T}} \mathbf{x}_{\ell m}, \quad (11)$$

где вектор  $\mathbf{w}_{\ell}$  с числом компонент  $N_{\text{chan}}$ , содержащий зависящие от номера мультиполя веса, выбирается посредством минимизации вариации СМВ:

$$\mathbf{w}_{\ell} = \frac{C_{\ell}^{-1} \mathbf{a}}{\mathbf{a}^{\text{T}} C_{\ell}^{-1} \mathbf{a}}. \quad (12)$$

Здесь вектор  $\mathbf{a}$  — спектр СМВ, рассчитанный в каждом канале, а  $C_{\ell}$  — матрица спектральной ковариации размером  $N_{\text{c}} \times N_{\text{chan}}$  для  $\mathbf{x}_{\ell m}$ . Принимая  $C_{\ell}$  в виде простой ковариационной матрицы наблюдений  $\hat{C}_{\ell}$ ,

$$\hat{C}_{\ell} = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_m \mathbf{x}_{\ell m} \mathbf{x}_{\ell m}^{\text{T}}, \quad (13)$$

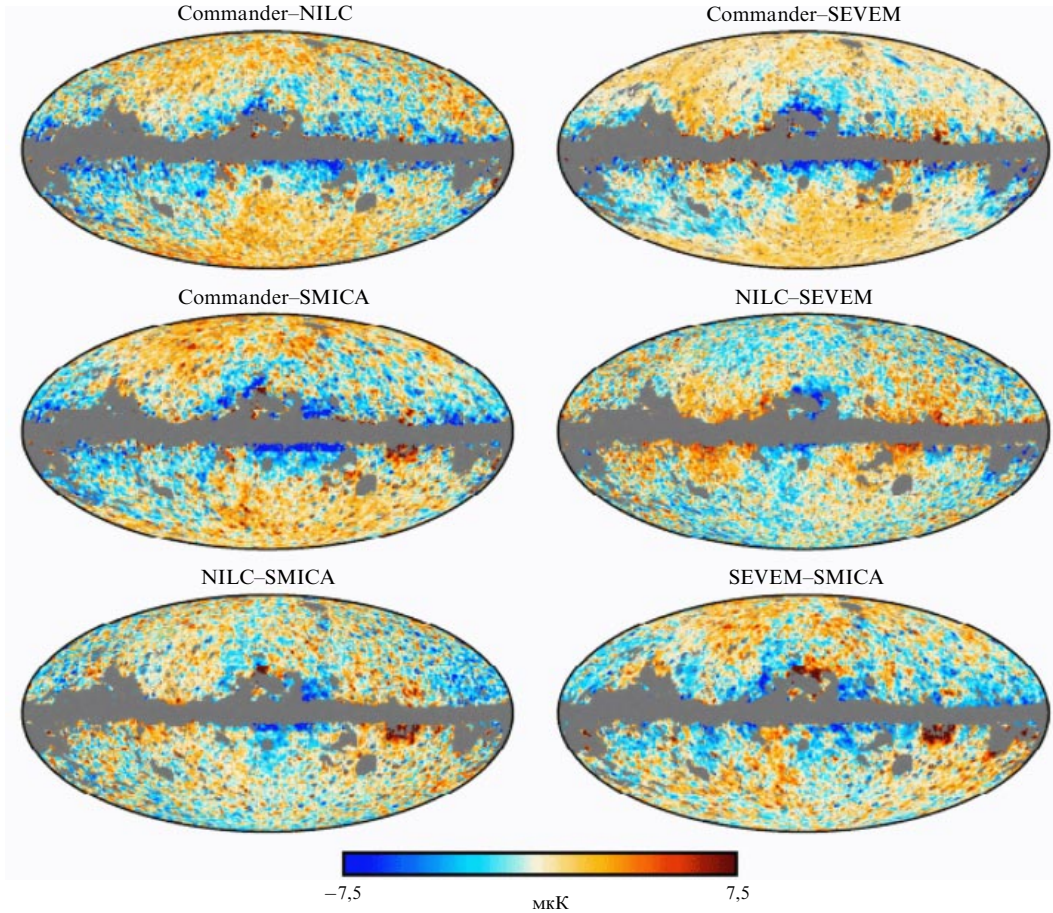
можно получить карту ILC, аналогичную восстановленной Тегмарком и др. [30]. Данные в методе моделируются как суперпозиция СМВ, шума и фоновых компонент. Последние моделируются не параметрически, а представляются в виде полного излучения фоновых компонент  $d$  шаблонами с произвольными частотными спектрами, угловыми спектрами и корреляциями. В спектральной области это эквивалентно ковариационным матрицам

$$\hat{C}_{\ell} = \mathbf{a}^{\text{T}} \mathbf{a} C_{\ell} + A P_{\ell} A^{\text{T}} + N_{\ell}, \quad (14)$$

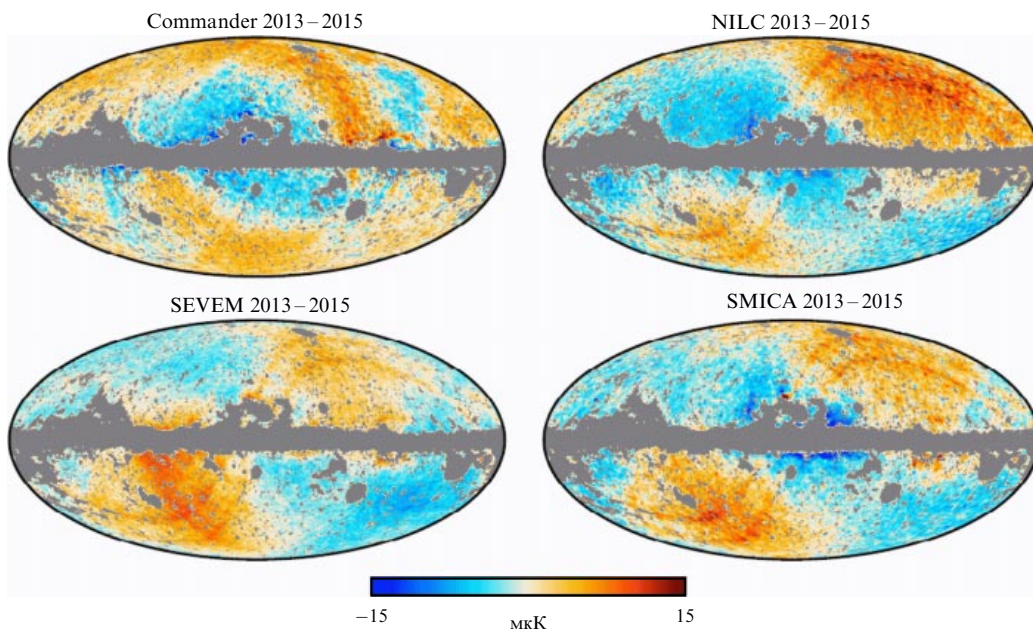
где  $C_{\ell}$  — угловой спектр мощности СМВ,  $A$  — матрица размером  $N_{\text{chan}} \times d$ ,  $P_{\ell}$  — положительно определённая матрица размером  $d \times d$ ,  $N_{\ell}$  — диагональная матрица, представляющая спектры мощности шума в наблюдаемых данных.

Карты распределения флуктуаций СМВ, полученные четырьмя методами, представлены на рис. 12. Существенных различий между картами за пределами наложенной маски на первый взгляд не видно. Разница между восстановленными картами показана на рис. 13.

Различие между картами 2013 года и 2015 года показано на рис. 14. Большинство из наблюдаемых различий в картах разности объясняется невязками, связанными с систематическими ошибками при восстановлении сигнала СМВ [37]. Для метода Commander наиболее выделяющимися особенностями являются крупномасштабные области с амплитудами шума (peak to peak amplitudes) порядка 10 мкК, наличие таких областей фактически отражает скан-стратегию миссии "Планк". Разность карт, построенная методом Commander по данным за разные годы, показывает избыточный шумовой сигнал, удалённый в данных 2015 года. Здесь проявляются два эффекта: ошибки дестрайпинга из-за различия полос у разных детекторов и загрязнение далёкими боковыми лепестками диаграммы направленности [17, 44]. Для трёх других восстановленных карт СМВ невязки между распределениями сигналов в различные годы близки друг к другу, но довольно сильно отличаются от таковых в методе Commander. Основные особенности карт разности: квадруполь на уровне 5 мкК, выровненный по диполью СМВ, связанному с движением Солнечной системы (в галактических координатах  $(l, b) = (264^{\circ}, 48^{\circ})$ ) [11], и полосы, отражающие вклад излучения, обусловленного зодиакальным светом. Первый тип невязок объясняется тем, что в данных 2013 года при обработке данных HFI не вычитался релятивистский доплеровский квадруполь на уровне  $\sim 6$  мкК, который уже учтён в данных 2015 года. Невязки второго типа



**Рис. 13.** (В цвете онлайн.) Карты попарной разности между восстановленными сигналами CMB разными методами по программе миссии "Планк": Commander, NILC, SEVEM, SMICA. Карты сглажены до разрешения  $\text{FWHM} = 80'$ ,  $N_{\text{side}} = 128$ . На карты наложена маска. (Из работы [38].)



**Рис. 14.** (В цвете онлайн.) Карты разности между восстановленными сигналами CMB Planck в разные годы наблюдений (2013 г. и 2015 г.) разными методами: Commander, NILC, SEVEM, SMICA. Карты сглажены до разрешения  $\text{FWHM} = 80'$ ,  $N_{\text{side}} = 128$ . На карты наложена маска. (Из работы [38].)

связаны с учётом зодиакального света в улучшенной процедуре map-making для карт 2015 года [17, 45].

Как отмечают авторы [38], среди всех карт SMICA имеет наименьший избыток мощности температуры на высоких мультиполях  $\ell$ , вызванный вкладом неудалённых источников. Избыток даёт почти плоский спектр между  $\ell \approx 1200$  и 1700, отражая эффективное частотное взвешивание в гармоническом пространстве мультиполей. Поэтому эффективный учёт вклада источников имеет более сложный характер. Для решения задачи учёта источников использовалось специальное моделирование сигнала в полной фокальной плоскости (Full Focal Plane — FFP) в серии вычислений FFP8, где применялись шаблоны с внегалактическими источниками как функции от мультиполя для каждого метода. Возможные невязки, связанные с неизвестной зависимостью интенсивности излучения от частоты реальных источников, приводят к ошибке, зависящей от  $\ell$ , при применении методов NILC, SEVEM и SMICA. Commander в данном случае может быть более устойчивым к этому частному эффекту, так как использует сглаживание всех карт до общего углового разрешения перед процедурой разделения компонент. Однако эта устойчивость приводит к переоценке амплитуды источников.

#### 4.4. Фоновые компоненты

В результате процедуры разделения компонент были построены карты фоновых компонент излучения нашей Галактики и внегалактического излучения. Стандартные компоненты микроволнового излучения обсуждаются в разделе 5. Для них рассчитаны спектральные коэффициенты, т.е. вклад на каждой наблюдательной частоте микроволнового фона. Основные исследуемые компоненты [44] — это синхротронное излучение, свободно-свободное излучение, излучение вращающихся частиц космической пыли (spinning dust) и тепловое излучение пыли, излучение в линиях: переходы в  $CO J \rightarrow 1-0$ ,  $J \rightarrow 2-1$ ,  $J \rightarrow 3-2$ . Как отдельная компонента вычислялся вклад от газа скоплений галактик, обусловленный эффектом Сюняева–Зельдовича.

**4.4.1. Фоновые компоненты в картах температуры.** Диффузное *синхротронное излучение* генерируется релятивистскими электронами, движущимися по спирали вдоль силовых линий магнитного поля Галактики. Излучение сильно поляризовано. Доля поляризованной компоненты доходит до  $\sim 75\%$  (см. карту поляризации синхротронного излучения на частоте 30 ГГц на рис. 15 в разделе 4.4.2). Теоретические модели и наблюдательные данные показывают, что синхротронный сигнал хорошо аппроксимируется степенным законом с показателем  $\beta_s \approx -3$  на частотах выше 20 ГГц, но становится более плоским на низких частотах. При определении спектра используется модель с одним свободным параметром, связанным с соотношением сигналов на частоте 408 МГц и на более высоких частотах.

*Свободно-свободное (или тормозное) излучение* вызывается столкновениями электронов и ионов и, следовательно, имеет легко описываемый частотный спектр. Распределение энергии в этом случае описывается двухпараметрической моделью, в которой свободными параметрами являются мера эмиссии (интегральный квадрат плотности электронов вдоль луча зрения) и электронная температура. На низких частотах свободно-свободное

излучение сильно перепутано с синхротронным, но благодаря более плоскому спектру оно восстанавливается по данным, полученным на HFI, с высоким отношением сигнал/шум.

На частотах выше 100 ГГц среди радиационных механизмов доминирует *тепловое излучение пыли* [46–49]. Основная частота определяется температурой пылинок, и поэтому она изменяется в зависимости от их типа и окружения. В идеальном случае тепловое излучение пыли на частотах миссии "Планк" может быть описано как чернотельное со свободными параметрами: радиационным индексом  $d$  и температурой пыли  $T_d$  в расчёте на пиксел [37, 48]. При переходе к частотам выше 857 ГГц (к диапазону эксперимента COBE–DIRBE (Cosmic Background Explorer–Diffuse Infrared Background Experiment)) физические свойства пыли становятся более сложными, кроме того, усложняется учёт систематических ошибок, вносимых приборами. Этим объясняется ограничение анализа спектра пыли в частотном диапазоне до 857 ГГц.

При *вращении пыли* её частицы не только участвуют в общем вращении, но и колеблются (вибрируют). Если частицы пыли имеют ненулевой электрический дипольный момент, то такое их движение обязательно приводит в микроволновому излучению [50]. Прогресс в методах наблюдений [51–54] позволил выделить эту компоненту излучения и описать её соответствующим спектральным шаблоном, вычисляемым для холодной нейтральной среды [55, 56]. Для подгонки шаблона вводится свободный параметр — пиковая частота  $\nu_p$ , — подобный свободному параметру для шаблона синхротронного излучения, который позволяет проводить устойчивые расчёты в пространстве параметров  $\log \nu - \log S$ , где  $S$  — плотность потока. Такое двухпараметрическое описание позволяет с высокой точностью учитывать [7] большое число вариаций модели вращающихся пылинок.

*Излучение в линиях CO и 94/100 ГГц* по данным Planck [57] надёжно определено на частотах миссии 100, 217 и 353 ГГц. И для переходов в  $CO J \rightarrow 1-0$ ,  $J \rightarrow 2-1$  и  $J \rightarrow 3-2$  построены специальные карты. Несколько других линий (CN, HCO<sup>+</sup>, CS и др.) также дают дополнительный вклад на уровне 5%–10% каждая. Так как при разделении компонент не учитываются ни эффекты скорости, ни физика облаков (прозрачность, локальное термодинамическое равновесие и т.п.), на карте присутствует эффект рассеяния сигнала CO. Поэтому такую специальную карту в работе [57] назвали "излучение в линии 94/100 ГГц". Параметрически излучение в линиях описывается в терминах амплитуды на частоте линии  $a(p)$ , нормированной на амплитуду сигнала конкретного детектора на фиксированной частоте. Амплитуда  $a(p)$  является масштабирующей для построенного в пространстве отношения линий  $h_{ij}$ , где индекс  $i$  соответствует номеру спектральной линии, а индекс  $j$  — номеру приёмника.

Последняя астрофизическая компонента, которая учитывалась при анализе температуры, — близкие скопления галактик, в направлении на которые наблюдается *сильный тепловой эффект Сюняева–Зельдовича*. Этот эффект связан с рассеянием фотонов СМВ горячими электронами скоплений галактик [58]. В результате рассеяния эффективный спектр отклоняется от чернотельного. Единственный свободный параметр — параметр комптонизации  $y_{SZ}$ , который применяется в виде простой амплитуды. Микроволновой спектр скопления

галактик, наблюдаемый в результате СЗ-эффекта, приводит к отрицательному сигналу на частотах 30–143 ГГц и к положительному на частотах выше 217 ГГц. Это соотношение является уникальной наблюдательной особенностью теплового СЗ-эффекта, позволяющей выделять его среди других вариаций фона. Так как эффект слабый, его удаётся зарегистрировать только для наиболее ярких скоплений галактик. Для менее ярких объектов карта  $y_{SZ}$  становится чувствительной и к параметрам моделирования, и к систематическим ошибкам. При разделении компонент авторы [44] применили данный подход только для двух отдельных областей вблизи скоплений Комы и Девы, где амплитуда эффекта максимальна на небе и он может помешать учёту других фоновых компонент. СЗ-декремент для скопления Комы порядка  $-400$  мкК при частотах до 100 ГГц на масштабах в несколько угловых минут [59], а для скопления Дева — несколько десятков мкК на градусных масштабах [60], в то время как для других объектов его амплитуда не превышает нескольких мкК при сравнительно широкой диаграмме направленности. Восстановлению СЗ-сигнала на всём небе посвящена работа [61].

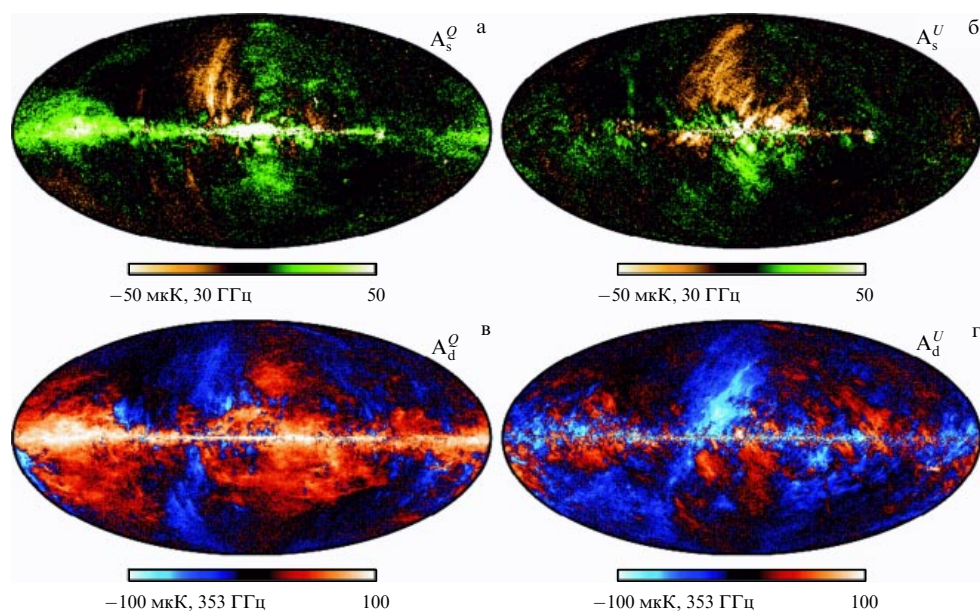
Для каждого канала (частоты) отдельно учитывались *монополю* и *диполю*. Примеры первичных монополей — это монополю СМВ с температурой 2,7255 К и монополю космического инфракрасного фона [62]. Основной вклад в диполь даёт СМВ, амплитуда температуры диполя 3365,5 мкК по данным LFI и 3364,0 мкК по данным HFI. Различие между измерениями LFI и HFI, составляющее 1,5 мкК, находится в пределах допустимой погрешности [11]. В идеальном случае вклад диполя удаляется ещё на этапе построения карты [12, 17], но из-за ненулевой погрешности его определения и различия диполей, применяемых в данных Planck и WMAP, его необходимо учитывать особо для каждой карты.

**4.4.2. Фоновые компоненты в поляризации.** В поляризационных данных космического микроволнового фона

выделяют три основные компоненты: собственно СМВ и наиболее яркие синхротронное излучение и излучение тепловой пыли. На рисунке 15 показаны карты поляризации фоновых компонент на частотах 30 и 353 ГГц.

Поляризация СМВ вызвана томпсоновским рассеянием фотонов на электронах, которое приводит к внутренней поляризации. Если падающее излучение из окружения электрона полностью изотропно, то в его излучении чистой поляризации не будет. Тем не менее если в излучении есть локальный квадруполь, то в сигнале СМВ будет ненулевая поляризационная составляющая [63, 64]. Таким образом, любой процесс, при котором образуются квадрупольные структуры в период рекомбинации или во время эпохи реионизации, приводит к поляризации сигнала СМВ. Скалярные флуктуации, которые ответственны за появление анизотропии СМВ, формируют так называемую Е-моду — скалярную компоненту поляризации, в которой направление поляризации или ортогонально, или параллельно направлению распространения волны. Инфляционные гравитационные волны и слабое гравитационное линзирование Е-моды СМВ создают так называемую В-моду поляризации (псевдоскалярная компонента), у которой поляризация повернута на угол  $-45^\circ$  или  $+45^\circ$  по отношению к направлению распространения волны.

При синхротронном механизме излучения для полностью регулярного магнитного поля в плоскости движения электрона выделяется в семь раз больше энергии, чем в ортогональном направлении. При этом поляризованная доля может превышать 70 % [65], хотя для реальных полей она обычно значительно меньше. Кроме того, по данным WMAP обнаружено, что доля регистрируемого поляризационного излучения составляет около 3 % внутри галактической плоскости и около 20 % на высоких галактических широтах [66]. По данным других групп доля поляризованного излучения может достигать до 40 %–50 % [67, 68]. Данные измерений Planck на



**Рис. 15.** (В цвете онлайн.) Карты фоновых компонент в поляризации: синхротронное излучение на частоте 30 ГГц (а, б) и излучение пыли на частоте 353 ГГц (в, г) по результатам наблюдений миссии "Планк". Карты (а, в) показывают результаты наблюдений с параметром Стокса  $Q$ , карты (б, г) — с параметром Стокса  $U$ . (Из работы [11].)

частотах 30 и 44 ГГц дополняют эти наблюдения и позволяют сделать независимые оценки [69].

Эффекты тепловой пыли проявляются в магнитном поле Галактики. Магнитные поля действуют на несимметричные пылинки, выравнивая их большую ось вдоль направления поля. Выравнивание приводит к излучению и дополнительному вкладу в поляризованный микроволновой спектр пыли. Перекрытие частот в миссии "Планк" на каналах HFI позволяет оценить этот вклад с высокой точностью, что обсуждается в работах [70–75].

Остальные поляризационные компоненты (например, вращающиеся частицы пыли или поляризационное излучение CO) дают вклад на уровне  $\sim 1\%$ .

#### 4.5. Маски

При применении процедуры разделения компонент для исключения возможных мешающих вкладов Галактики и галактических и внегалактических источников используют маски — бинарные карты, показывающие, какие области неба надо экранировать, т.е. исключить при обработке данных (рис. 16). Построение масок учитывает сложность мешающего сигнала и его уровень по отношению к сигналу СМВ. Вследствие специфики методов и их зависимости от спектральных особенностей удаляемого сигнала маски различаются для разных методов чистки и разных частот. Посредством комбинации масок, используемых для разных методов и экранирования различных областей неба, были получены стандартные маски для анализа данных миссии "Планк". Первая маска для анализа анизотропии температуры представляет собой объединение масок, применяемых в методах Commander, SEVEM и SMICA. Маска NILC не включена в комбинацию, потому что она удаляет значительно меньшую долю площади неба. Объединительная маска имеет неэкранированную зону площадью (в процентах от площади всего неба)  $f_{\text{sky}} = 77,6\%$ . Эта маска, названная UT78, применяется как предпочтительная для анализа карт температуры (рис. 16а). Её расширенная версия — UTA76, которая образуется добавлением пикселей с отклонением температуры от среднего более чем на 10 К, имеет  $f_{\text{sky}} = 76,1\%$ . Кроме того, доступна маска FFP8–UT74 с  $f_{\text{sky}} = 73,5\%$ , которая была создана для работы с моделями эксперимента (в серии симуляций FFP8).

Для поляризации, как и для температуры, стандартные маски построены объединением экранируемых зон, используемых в методах Commander, SEVEM и SMICA. Маска UP78 имеет исследуемую зону площадью  $f_{\text{sky}} = 77,6\%$ . Несмотря на большое покрытие, статистический анализ экранированных поляризационных карт говорит о присутствии в данных загрязняющих точечных источников [38] при наложении масок Commander, NILC и SMICA. В процедуре SEVEM такой проблемы

нет, потому что в этом методе применяется техника удаления ярчайших точечных источников. Так что для следующей маски были созданы две версии: первая (UPA77), включающая в себя дополнительные пиксели, значение которых превышает стандартное отклонение сигнала СМВ, усреднённого в модах  $Q$  и  $U$ , на 4 К, имеет исследуемую зону площадью  $f_{\text{sky}} = 76,7\%$ . Вторая маска (UPB77) с  $f_{\text{sky}} = 77,4\%$  исключает из объединения масок, применяемых в разных методах разделения компонент, области точечных источников с поляризованным излучением, обнаруженные на каждом частотном канале (рис. 16б). Эта маска рассматривается как предпочтительная при анализе карт, поскольку является более физически обоснованной. Кроме того, имеются дополнительные маски, построенные по результатам моделирования: FFP8–UP76 с  $f_{\text{sky}} = 76,3\%$  и FFP8–UPA76 с исключёнными поляризованными источниками и  $f_{\text{sky}} = 75,7\%$ .

## 5. Астрофизика

Основные результаты можно классифицировать в соответствии с объявленными задачами миссии "Планк" в программе работы спутника. Самыми важными результатами, на наш взгляд, являются как раз те, получение которых и было главной целью этой космической миссии, а именно результаты исследований РИ. Но начнём с рассмотрения астрофизических работ, которые упоминались во введении, по промежуточным результатам миссии (2012–2015 гг.) и её результатам 2013 года.

### 5.1. Исследование Солнечной системы

Миллиметровое и субмиллиметровое излучение регистрируется от объектов Солнечной системы: планет, малых тел, межпланетной пыли (МПП). Спутник "Планк" тоже регистрировал это излучение. Его можно довольно эффективно отделить от галактического фона и фонов других типов, так как каждую область Солнечной системы "Планк" наблюдал множество раз с разных положений и с разным размером среза МПП. Ещё в период работы миссии COBE была построена модель зодиакального излучения, которую проверили и применили при анализе многочастотных карт Planck. Модель включает в себя диффузное облако, три пылевых астероидных пояса, околосолнечное кольцо и следующую за Землёй пыль. Как и ожидалось по результатам предыдущего анализа, излучательная способность зодиакального диффузного облака уменьшается с возрастанием длины волны [47]. В то же время излучательная способность астероидных пылевых полос уменьшается не столь быстро, что говорит о немного различающихся свойствах гранул, которые содержатся в этих поясах. Отметим, что это исследование из третьего цикла (2013 г.) работ, опубликованных на сайте коллаборации Planck.

Один из основных выводов исследования зодиакального излучения состоит в том, что сделанные оценки уровня мешающего вклада этой компоненты фона указывают на его незначительность при анализе РИ. Иными словами, поправка на зодиакальный свет в угловом спектре мощности  $C_\ell$  довольно мала по сравнению со вкладом СМВ. В работе [47] также приводятся список 28 зарегистрированных астероидов и их измеренные параметры на частотах "Планка". Предполагается, что

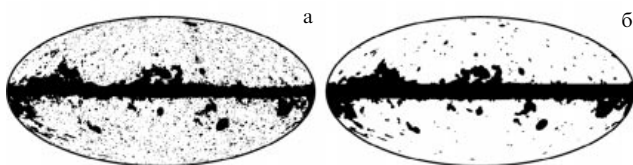


Рис. 16. Предпочтительные маски для анализа восстановленных методами разделения компонент карт СМВ для температуры (а) и поляризации (б). (Из работы [11].)



исследования зодиакального излучения будут продолжены и дополнены поляризационными измерениями. Кроме того, предполагается отдельное рассмотрение излучения Пояса Койпера.

## 5.2. Исследование Галактики

Диффузное галактическое излучение представляет повышенный интерес и как мешающий фактор при анализе СМВ, и как компонента излучения, дающая важную информацию для объяснения физики нашей Галактики. В каждом цикле опубликованных работ коллаборации Planck, посвящённых научным результатам, отражены исследования протяжённого излучения и дискретных галактических объектов. Наличие на спутнике "Планк" болометров субмиллиметрового диапазона предоставило возможность исследовать распределение пыли и молекулярного газа в Млечном Пути.

**5.2.1. Межзвёздная среда.** Сравнительный анализ данных карт пыли на частотах 353, 545 и 857 ГГц и карт спутника IRAS (Infrared Astronomical Satellite) на частотах 3000 ГГц (100 мкм) и 5000 ГГц (60 мкм), а также карт телескопа Грин-Бэнк на длине волны 21 см (эта длина волны соответствует излучению нейтрального водорода — HI) позволяет исследовать пыль в межзвёздной среде, облака высокоскоростные (ОВС) и облака с промежуточными скоростями (ОПС), находящиеся в гало нашей Галактики [76]. Для этих исследований на картах Planck были выбраны 14 площадок на высоких галактических широтах. По уровню корреляции излучения пыли и нейтрального водорода и его концентрации можно сделать вывод о структуре изучаемых облаков. В результате было обнаружено присутствие излучения пыли в ОПС с температурой 20 К, показано, что очень мелкие пылинки встречаются в четыре раза чаще, чем более крупные, и сделан вывод о том, что ОПС могут являться частью галактического резервуара, в котором происходит разрушение пыли и её фрагментация. Напротив, в ОВС пыль не обнаружена. По-видимому, пылинки объединяются, как в молекулярных облаках, вследствие процессов конденсации и звездообразования.

По корреляциям исследованы также молекулярные облака, наподобие молекулярного комплекса в Тельце, в котором обнаружены отклонение от спектра излучения абсолютно чёрного тела и вклад линий  $^{12}\text{CO}$  и  $^{13}\text{CO}$  [44, 77].

**5.2.2. Холодные сгустки.** Коллаборация Planck представила данные по объектам нового типа: холодным сгусткам, или комкам (cold clumps), изучению которых посвящено несколько статей. Впервые представлен содержащий 10342 холодных источника каталог таких объектов по всему небу, составленный на основе сравнительных данных "Планка" и спутника IRAS. В таких объектах холодная область окружена более тёплой [78, 79]. Объекты были отобраны по пространственному распределению, температуре пыли, расстоянию, массе и морфологии. Подобные источники распределены по всему небу, включая галактическую плоскость.

Обнаружена строгая пространственная корреляция этих объектов с галактическими молекулярными структурами и инфракрасными тёмными облаками. Холодные сгустки не изолированы — они собираются в группы. Температура источников от 7 до 19 К с пиком распре-

ления на 13 К. Расстояния известны примерно для одной трети объектов. Большая часть из них лежит внутри области радиусом 2 кпк от Солнца. Есть также источники и за пределами области радиусом 7 кпк. Их массы по излучению пыли оцениваются значениями от  $0,4M_{\odot}$  до  $2,4 \times 10^5 M_{\odot}$ , где  $M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$  г — масса Солнца. Эти источники, судя по их физическим свойствам, связаны с большим числом разных объектов — от маломассивных плотных ядер до гигантских молекулярных облаков. Статистический анализ выделяет, по крайней мере, популяции объектов с температурами от 7 до 12 К: ядра, расположенные ближе к Солнцу, и массивные холодные сгустки, находящиеся во внутренней части Галактики.

**5.2.3. Вращающаяся пыль.** Отдельное исследование посвящено вращающимся частицам пыли, с которыми связывают аномальное микроволновое излучение (АМИ) [80]. Результаты такого исследования необходимы также и для процедуры разделения компонент. Излучение этого типа наблюдалось в большом числе экспериментов в диапазоне частот от 10 до 60 ГГц. С использованием карт Planck и многочастотных дополнительных данных были изучены две области неба с АМИ: молекулярные облака в Персее и вокруг звезды  $\rho$  Змееносца. В спектрах объектов было проведено разделение компонент: свободно-свободного излучения, РИ, излучения тёплой пыли и излучения электрического диполя во вращающихся малых пылевых гранулах. Выделенное на очень высоком уровне значимости АМИ на обеих площадках имеет пик в диапазоне частот 20–40 ГГц. Применяв отработанный для этих областей метод, авторы работы [80] нашли на картах Planck двух новых кандидатов в источники АМИ — S140 и S235, являющихся яркими НII-областями. Эти объекты, демонстрирующие АМИ, хорошо объясняются моделями вращающейся пыли.

**5.2.4. Молекулярный газ.** Несколько работ посвящено изучению распределения молекулярного газа CO. Эти исследования основаны на наблюдательных данных высокочастотных болометрических приёмников "Планка". В частности, по данным корреляции карт Planck диапазона NFI (от 350 мкм до 2 мм) и данным инфракрасного диапазона (100 мкм) спутника IRAS были измерены распределения температуры и оптической толщины тепловой пыли [81, 82]. Оптическая толщина в свою очередь коррелирует с распределением атомарного (HI) и молекулярного (CO) газа. Корреляция со столбцовой плотностью наблюдаемого газа линейна в наименее плотных областях на высоких галактических широтах. При высокой плотности  $N_{\text{H}}$  поведение корреляции согласуется с таковым при низкой плотности  $N_{\text{H}}$  для заданного коэффициента перехода от CO к  $\text{H}_2$ . В промежуточном диапазоне  $N_{\text{H}}$  наблюдается отклонение от линейности с возрастанием оптической толщины пыли.

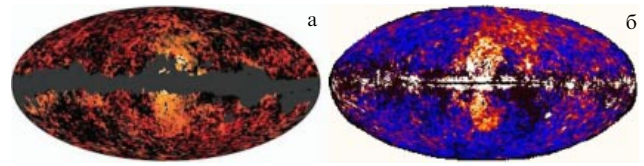
Обнаруженное избыточное излучение объясняется тепловым излучением пыли, взаимодействующей с тёмным газом, не обнаруживаемым в доступных обзорах HI и CO. Показано, что пространственное распределение тёмного газа в солнечной окрестности ( $|b_{\text{HI}}| > 10^\circ$ ) соответствует окружению известных молекулярных областей, обнаруженных по данным CO. Измеренная средняя излучательная способность пыли с фазой HI в солнечной окрестности:  $\tau_{\text{D}}/N_{\text{H}}^{\text{tot}} = 5,2 \times 10^{-26}$  см<sup>2</sup> на частоте 857 ГГц,

соответствует приблизительно степенному закону со спектральным индексом  $\beta = 1,8$  при длинах волн вплоть до 3 мм, хотя распределение энергии в спектре немного уплощается на миллиметровой области. Масса тёмного газа оценивается в 28 % от массы атомарного газа и в 118 % от массы излучающего газа CO в окрестности Солнца. Распределение по галактической широте показывает, что доля тёмного газа сравнительно постоянна на расстояниях вплоть до нескольких градусов от галактической плоскости. Возможное объяснение существования тёмного газа связано с тёмной молекулярной фазой, в которой  $H_2$  "выживает" при фотодиссоциации, а CO — нет. Наблюдаемый переход в солнечной окрестности согласуется с теоретическими предсказаниями. Кроме того, возможно, что до половины тёмного газа может представляться находящимся в атомарном виде из-за эффектов оптической толщины при измерениях HI.

Отдельный вопрос — распределение угарного газа (CO) в Галактике, которое особенно важно в радиоастрономических исследованиях, так как используется для изучения звездообразования и структуры Галактики. В молекулярной радиоастрономии хорошо известны линии излучения, соответствующие вращательным переходам молекулы CO на частотах 115, 230 и 345 ГГц. Близкие наблюдательные частоты "Планка" позволили выделить соответствующие компоненты излучения и построить карты распределения угарного газа в Галактике. Отметим ещё раз, что эта компонента излучения важна для мониторинга возможного загрязнения карты RI.

**5.2.5. Пояс Гулда.** Любопытным является исследование диффузной компоненты в системе Пояса Гулда<sup>5</sup> [83]. Для южной части Пояса Гулда ( $130^\circ \leq l \leq 230^\circ$  и  $-50^\circ \leq b \leq -10^\circ$ ) были разделены и проанализированы низкочастотные галактические компоненты: синхротронное излучение, свободно-свободное и аномальное микроволновое. Показано, что синхротронной компоненты недостаточно для учёта фонового излучения и в этой области Галактики доминирует АМИ, объясняемое колебательным и вращательным излучением пыли.

**5.2.6. Дымка у центра Галактики.** Наконец, последнее, на чём хотелось бы остановиться при рассмотрении результатов исследований Млечного Пути, — изучение "Планком" связанной с центром Галактики галактической "дымки" (haze) (рис. 17), видимой в микроволновом диапазоне [84]. Дымка — отдельная компонента диффузного галактического излучения вокруг центра нашей Галактики с протяжённостью до  $|b| \sim 35^\circ - 50^\circ$  по галактической широте и  $|l| \sim 15^\circ - 20^\circ$  по долготе, обнаружена ещё по данным WMAP [85]. Размеры и границы "дымки" совпадают с таковыми у "пузырей", которые наблюдал спутник "Ферми" в гамма-диапазоне [86]. Этот факт говорит о связи дымки и пузырей Ферми и требует продолжения исследований для объяснения механизма ускорения космических лучей в Галактике. Данные Planck подтверждают наличие дымки около ядра Галактики



**Рис. 17.** (В цвете онлайн.) (а) Структура в виде "дымки" около центра Галактики по данным Planck. В плоскости Галактики наложена экранирующая излучение маска. (б) "Пузыри" по данным спутника "Ферми" в гамма-диапазоне. Карты построены в галактической системе координат.

тики в микроволновом диапазоне. Были совместно обработаны данные WMAP седьмого года наблюдений и низкочастотные карты Planck диапазона LFI. Показано, что исследуемое явление в миллиметровом диапазоне реально и данные обоих экспериментов согласуются между собой по амплитуде и спектру. Оставшийся сигнал после вычитания СВВ, восстановленного только по данным HFI, в которых практически отсутствуют проявления дымки, позволил рассчитать спектральный индекс этого протяжённого образования. Оказалось, что спектр дымки описывается степенным законом со спектральным индексом  $\beta_H = -2,55 \pm 0,05$  и соответствует, скорее всего, синхротронному излучению, исключая свободно-свободный механизм. Область дымки можно выделить как отдельную компоненту излучения, но не как область из общего шаблона карты синхротронного излучения с отдельным спектральным индексом. Морфология дымки практически не изменяется на частотах от 23 до 44 ГГц, что говорит об отсутствии вариации  $\beta_H$  в зависимости от положения измерения. Уровень поляризации в данном образовании будет исследоваться в дальнейшем.

### 5.3. Галактики

Большая часть галактик из-за сравнительно низкого разрешения ( $5'$ ) карт Planck выглядит как точечные или малопротяжённые источники микроволнового диапазона. Поэтому основные направления их исследования — это измерение плотности потока, в том числе переменного по времени, построение распределения энергии в спектре излучения и изучение статистики источников.

**5.3.1. Магеллановы Облака.** Однако на небе имеются и протяжённые внегалактические объекты. Это Большое и Малое Магеллановы Облака. Для исследования микроволнового излучения, приходящего от этих галактик, по стандартной процедуре было проведено разделение компонент фонового излучения, удалены реликтовое излучение и Галактические фоновые компоненты [87]. После чего было исследовано распределение энергии в спектре Магеллановых Облаков в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Оставшееся излучение коррелирует с излучением атомарного и молекулярного газа. В Большом Магеллановом Облаке наблюдается присутствие теплового излучения во внутреннем рукаве. Показано также, что существует и холодный внешний рукав. Несколько холодных областей этого рукава отождествляются с известными молекулярными облаками. В Малом Магеллановом Облаке имеется избыток излучения в миллиметровом диапазоне и наблюдается уплощение спектра в субмиллиметровом диапазоне.

<sup>5</sup> Пояс Гулда, объединяющий группу очень молодых, возрастом 10–30 млн лет, массивных звёзд, имеет форму диска размером порядка 500–1000 пк, центр которого находится на расстоянии 150–250 пк от Солнца в направлении антицентра Галактики. Система названа в честь Бенджамина Гулда, впервые обратившего на неё внимание.

Возможное объяснение обнаруженного эффекта — комбинированное излучение вращающихся тёплой пыли и её частиц, состоящих из более аморфных гранул по сравнению с наблюдающимися в Млечном Пути.

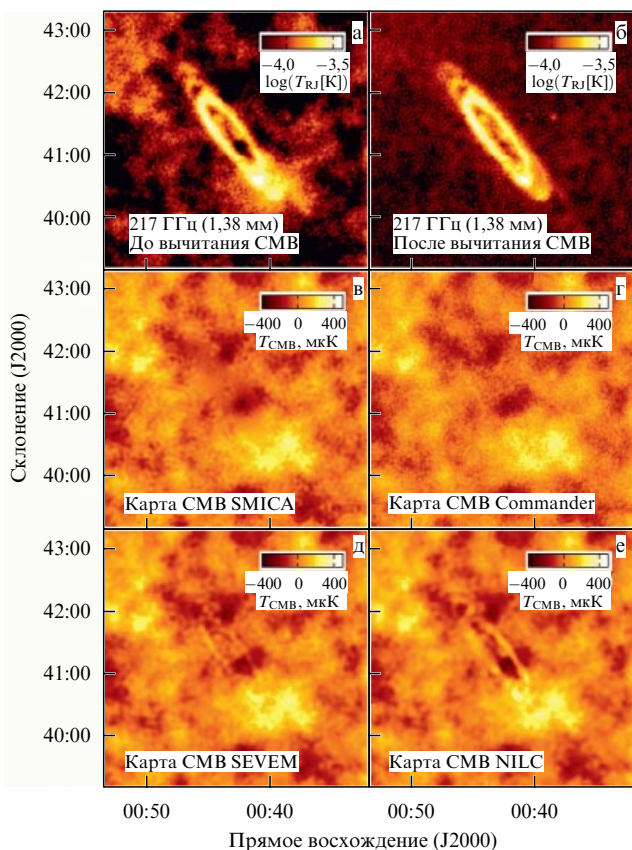
**5.3.2. Андромеда.** Андромеда (M31) — одна из немногих галактик, которая имеет достаточно большой угловой размер, позволяющий разрешить её в наблюдениях обсерватории "Планк" (рис. 18). Галактика обнаружена на всех наблюдательных частотах миссии [88]. На высоких частотах картографировано излучение пыли с разрешением спиральных рукавов M31 и более мелких структур. При исследовании распределения пыли был изучен механизм её нагрева вдоль M31 и обнаружено, что на более длинных волнах ( $> 0,3$  мм) разогрев определяется диффузным звёздным населением (видимым в излучении на длине волны 3,6 мкм), а на более коротких волнах пыль нагревается под действием смешанного механизма: излучением старого звёздного населения и областей звездообразования (по данным на длине волны 24 мкм).

Для отдельных пикселей размером  $5'$  было построено распределение энергии в спектре Андромеды, а вдоль галактики с учётом различных механизмов нагрева были рассчитаны свойства пыли. Обнаружено, что температура пыли убывает линейно с возрастанием галактоцентрического расстояния при её подогреве старым звёздным населением, что могло бы ожидать при изменении

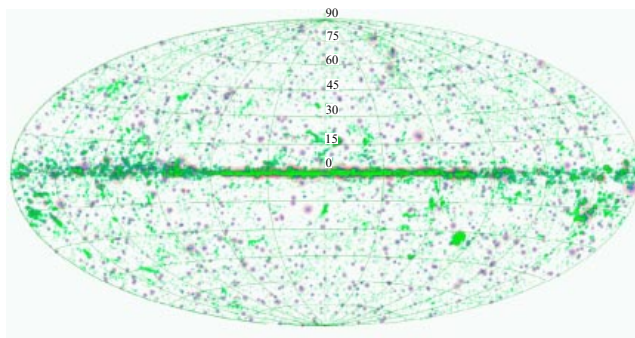
температуры от 22 К около ядра до 14 К за пределами кольца радиусом 10 кпк. Был измерен интегральный спектр Андромеды, который хорошо согласуется с температурой пыли  $(18,2 \pm 1,0)$  К со спектральным индексом  $1,62 \pm 1,0$  в предположении единого чёрного тела, но при добавлении значительного вклада свободно-свободного излучения на промежуточных частотах 20–60 ГГц. Для этой модели вычислена скорость звездообразования, которая хорошо согласуется с оценкой звездообразования по данным излучения в  $H_\alpha$  на уровне  $0,4 M_\odot \text{ год}^{-1}$ . Кроме того, на уровне обнаружения  $2,3\sigma$  найден сигнал излучения вращающейся пыли с амплитудой  $0,7 \pm 0,3$  Ян на частоте 30 ГГц, который также приходит и от нашей Галактики.

**5.3.3. Каталог источников Planck.** Ожидаемый результат изучения внегалактических источников — создание каталога этих объектов с измеренными плотностями потоков в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. В каждом из релизов данных Planck и соответствующих циклов статей содержатся обновляемые каталоги обнаруженных в эксперименте объектов [89–93]. Последняя версия каталога PCCS2 (Planck Catalogue of Compact Sources 2) содержит 1560 источников (уровень полноты 90 % — 427 мЯн, доля имеющих совпадение с объектом из соседнего канала 50,1 %) на частоте 30 ГГц, 934 (692 мЯн, 90,8 %) — на частоте 44 ГГц, 1296 (501 мЯн, 86,8 %) — на частоте 70 ГГц, 4229 (269 мЯн, 71,6 %) — на частоте 100 ГГц, 6299 (177 мЯн, 81,9 %) — на частоте 143 ГГц, 18977 (152 мЯн, 66,1 %) — на частоте 217 ГГц, 24009 (304 мЯн, 88,7 %) — на частоте 353 ГГц, 32782 (555 мЯн, 85,8 %) — на частоте 545 ГГц и 48181 (791 мЯн, 74,9 %) источник на частоте 857 ГГц. Причём списки объектов составлены для каждой частоты отдельно. Угловое разрешение в зависимости от частоты составляет от  $32,88'$  до  $4,33'$ . В работе [93] указывается, что достоверность источников каталога  $> 80\%$  и более 65 % объектов обнаружено по крайней мере в двух наблюдательных каналах. На рисунках 19–21 показаны некоторые характеристики каталога: соответственно положение источников на небе, полнота и распределение спектральных индексов, рассчитанных по данным между соседними частотами "Планка".

На высоких частотах в каталог попадает много Галактических объектов. Большая часть внегалактических источников — близкие к нам галактики. Из них 1717 —



**Рис. 18.** (В цвете онлайн.) M31 на частоте 217 ГГц (1,38 мм) до вычитания CMB (а) и после вычитания CMB (б) (карта SMICA) по данным на частоте 217 ГГц. Та же область на карте CMB SMICA (в), на карте CMB Commander (г), на карте CMB SEVEM (д) и на карте CMB NILC (е).



**Рис. 19.** (В цвете онлайн.) Положение источников каталога Planck на небе. Различным цветом показаны данные по разным частотам: розовым — на частоте 30 ГГц, фиолетовым — на 143 ГГц, зелёным — на 217 ГГц, красным — на 857 ГГц. (Из работы [92].)

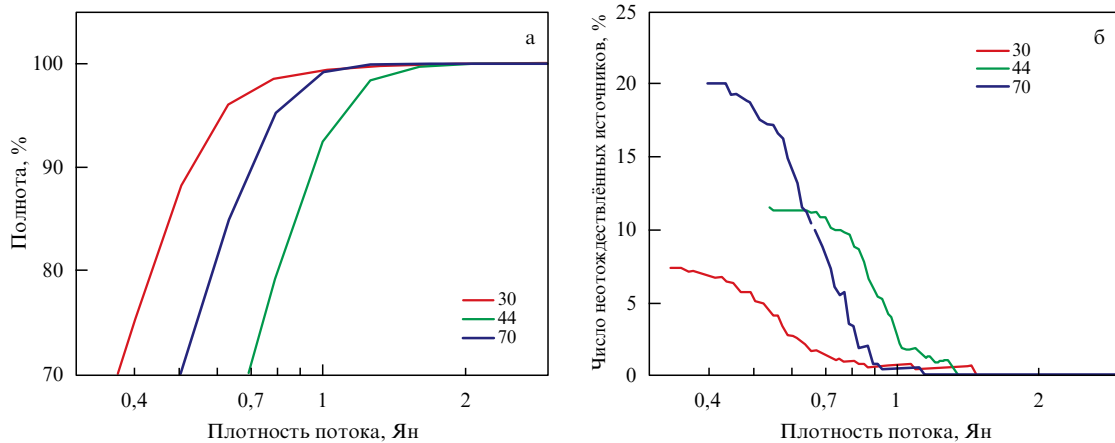


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Полнота (а) и число неотожествлённых источников (б) на частотах 30, 44 и 70 ГГц. (Из работы [92].)

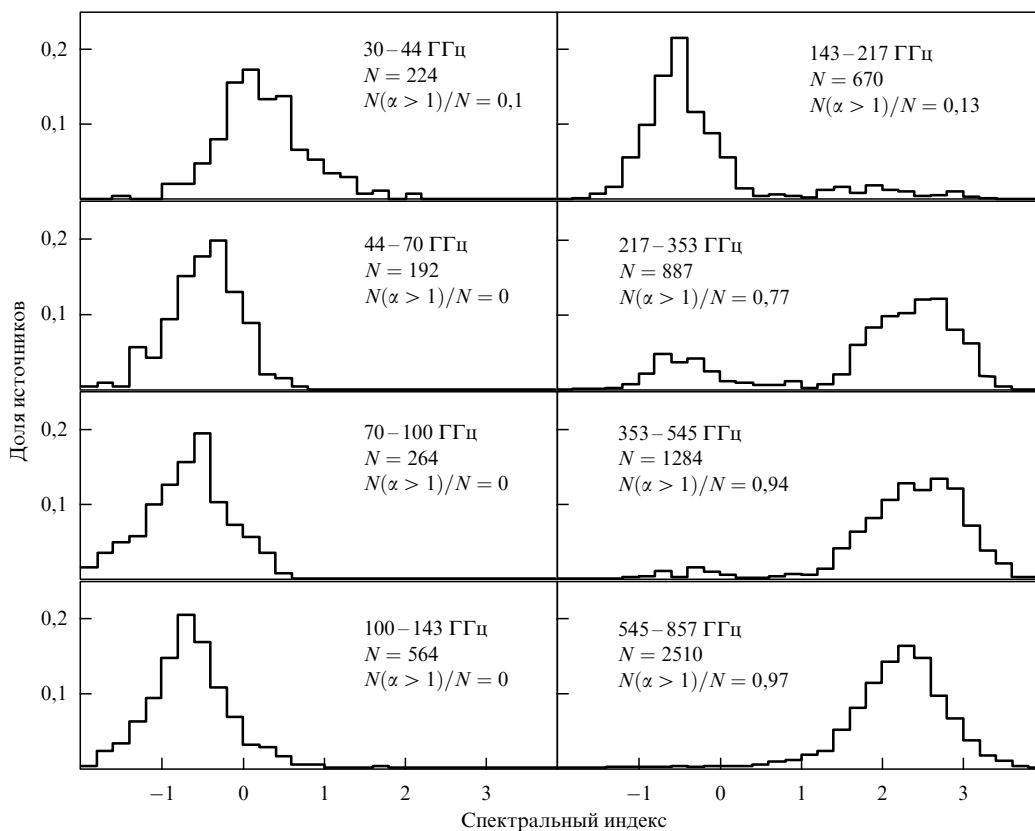


Рис. 21. Нормированное распределение спектральных индексов источников каталога Planck на высоких галактических широтах,  $|b| > 30^\circ$ . Спектральные индексы рассчитаны по данным плотностей потоков источников на соседних частотах эксперимента. (Из работы [92].)

инфракрасные галактики обзора IRAS, для которых построены распределения энергии в спектре. Среди последних объектов выделена группа объектов с холодной пылью ( $T < 20$  К), которая у многих близких галактик ранее не наблюдалась.

В каталог Planck входят также относящиеся к объектам с активными ядрами галактик внегалактические радиоисточники, отождествляемые с радиогалактиками, квазарами и блазарами. Измерения на девяти частотах "Планка" дополнили спектр этих источников, содержащий данные от радиодиапазона до гамма-диапазона в малоизученной частотной области. Это позволяет обсудить механизмы ускорения заряженных частиц в ударных волнах джетов активных ядер. Данные "Планка"

говорят в пользу того, что гамма-излучение возникает в тех же самых ударных волнах, которые производят и радиоизлучение. Статистика источников, наблюдаемых на различных длинах волн, позволяет разделить эти объекты на группы, провести для них независимые расчёты и оценить соответствующий вклад в функцию светимости. Отметим также, что на картах Planck, содержащих сигналы как частотных каналов, так и очищенного СМВ, на уровне  $3\sigma$  (ниже предела чувствительности каталогов Planck), наблюдается достаточно большое число точечных внегалактических источников с разными радиоспектрами [94, 95].

По фотометрическим данным каталога Planck с привлечением измерений спутника IRAS можно построить

выборку кандидатов в далёкие ( $z > 2$ ) объекты [96]. С этой целью были отобраны наиболее яркие холодные субмиллиметровые источники с пиком в спектральном распределении между частотами 353 и 857 ГГц. Полный список содержит 2151 кандидата в источники с большими красными смещениями (Planck High-Z source — PHZ), которые были выбраны в наиболее чистых от фона областях неба (с суммарной площадью 26 %) с плотностью потока выше 500 мЯн на частоте 545 ГГц. Присутствующие в виде вкраплений сигнала в космическом инфракрасном фоне на уровне, близком к уровню путаницы, такие PHZ-кандидаты имеют более холодные цвета, чем их окружение, что совместимо с данными по объектам на красных смещениях  $z > 2$  в предположении, что температура пыли  $T_{\text{xgal}} = 35$  К и спектральный индекс  $\beta_{\text{xgal}} = 1,5$ .

Первые наблюдения в диапазонах длин волн от оптических до субмиллиметровых [96] подтвердили, что в каталоге PHZ содержатся объекты двух различных популяций. Малая доля объектов (около 3 %) отождествляется с сильно гравитационно-линзированными галактиками со звездообразованием, которые принадлежат классу ярчайших на субмиллиметровых волнах объектов — с плотностью потока от 350 мЯн до 1 Ян на частоте 545 ГГц на красных смещениях от 2 до 4.

Однако большая часть объектов из PHZ-каталога проявляется как фоновый избыток пылевых галактик со звездообразованием, имеющих цвета, согласующиеся с положением источников на красных смещениях  $z > 2$ . Такие источники можно рассматривать как кандидаты в протоскопления. С этой точки зрения PHZ-каталог представляет собой оригинальную выборку, дополняющую каталог объектов Planck PSZ2 с эффектом Сюняева–Зельдовича. Каталог PSZ2 содержит популяцию вириализованных массивных скоплений галактик с СЗ-сигналом на красных смещениях  $z < 1,5$ . PHZ-список объектов на  $z > 1,5$  позволяет исследовать предшественников современных скоплений, открывая дополнительное окно в ранние эпохи образования структур с галактиками в интенсивной фазе звездообразования на больших красных смещениях.

#### 5.3.4. Эффект Сюняева–Зельдовича на ярких галактиках.

Последний пункт, касающийся галактик, о котором стоит упомянуть, имеет уже отношение к космологии. Для самых ярких близких галактик были сделаны оценки массы гало тёмной материи, которые основываются на СЗ-эффекте [58, 97], и влияющей на него массы объекта [98]. Для этих исследований было отобрано 260000 галактик из оптического обзора SDSS (Sloan Digital Sky Survey). По усреднённым данным и результатам моделирования в численном эксперименте Millenium был измерен при массах вплоть до  $M \sim 2 \times 10^{11} M_{\odot}$  обусловленный СЗ-эффектом сигнал, который соответствует степенному закону распределения гало, полученному по скоплениям. Присутствие эффекта в маломассивных гало предполагает, что четверть всех барионов находится в горячей газе гало, причём этот газ менее плотный, чем тёмная материя, что подтверждают данные рентгеновских наблюдений.

### 5.4. Скопления галактик

#### 5.4.1. Эффект Сюняева–Зельдовича на скоплениях галактик. Перейдём к рассмотрению основных результатов

миссии "Планк". Задача обнаружения и исследования скоплений галактик по эффекту Сюняева–Зельдовича является одной из самых главных среди заявленных в миссии. Этой теме посвящены 23 статьи, в которых проводится исследование скоплений галактик, а также описываются результаты применения измеренных параметров в космологии с использованием СЗ-эффекта. Из последних работ отметим [99–101].

Напомним, что эффект Сюняева–Зельдовича [58, 97] (см. также [102]) вызывается обратным комптоновским взаимодействием между фотонами космического микроволнового фона и свободными электронами горячего газа скопления (см. также уравнение Компанейца [103]). Величина СЗ-эффекта, называемая параметром комптонизации  $y$ , зависит только от физических характеристик скопления: температуры электронов  $T_e$  и их плотности  $n_e$ :

$$y = \frac{k\sigma_T}{m_e c^2} \int^l T_e(l) n_e(l) dl, \quad (15)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $\sigma_T$  — томпсоновское сечение рассеяния,  $m_e c^2$  — энергия покоящегося электрона,  $l$  — расстояние вдоль луча зрения. Полный СЗ-сигнал характеризуется интегральным параметром Комптона  $Y = \int y d\Omega$ , где  $\Omega$  — телесный угол. Можно записать:  $D_A^2 Y = (\sigma_T/m_e c^2) \int p dV$ , где  $D_A$  — угловое расстояние (расстояние по угловому диаметру) до объекта,  $p = n_e k T_e$  — электронное давление. При анализе также используются интегральные величины  $Y_{500}$  и  $Y_{5R500}$ , соответствующие вычислениям для сфер с радиусами  $R_{500}$  и  $5R_{500}$ , где  $R_{500}$  — размер скопления, определяемый для области, в которой плотность вещества в 500 раз превышает критическую.

Различают два вида СЗ-эффекта: тепловой (tSZ), в котором фотоны рассеиваются при случайном движении тепловых электронов, и кинематический (kSZ), обусловленный общим объёмным движением электронов. При тепловом СЗ-эффекте рассеянные фотоны СМВ имеют спектральную зависимость, а при кинематическом спектр остаётся планковским. При действии теплового СЗ-эффекта на низких наблюдательных частотах Planck в направлении на скопление будет иметь место недостаток фотонов из-за увеличения их энергии. Это приведёт к появлению в области скопления галактик "ямки" в миллиметровом диапазоне. Вследствие увеличения числа фотонов с большей энергией в субмиллиметровом диапазоне в направлении на скопление будет наблюдаться локальный пик излучения (рис. 22).

СЗ-эффект даёт ряд преимуществ при изучении скоплений галактик. Параметр комптонизации  $y$ , с помощью которого измеряют интегральное давление газа вдоль луча зрения и амплитуду СЗ-сигнала, не испытывает космологического ослабления по поверхностной яркости. Это делает СЗ-эффект эффективным методом поиска скоплений галактик на больших красных смещениях. Кроме того, полный СЗ-сигнал, интегрированный по угловому размеру, непосредственно измеряет полную тепловую энергию газа и, следовательно, массу, которая, как ожидается, коррелирует с температурой (см. рис. 22).

По результатам наблюдений в течение 29 месяцев был подготовлен каталог, содержащий 1653 объекта — скопления галактик и кандидатов в скопления, в которых

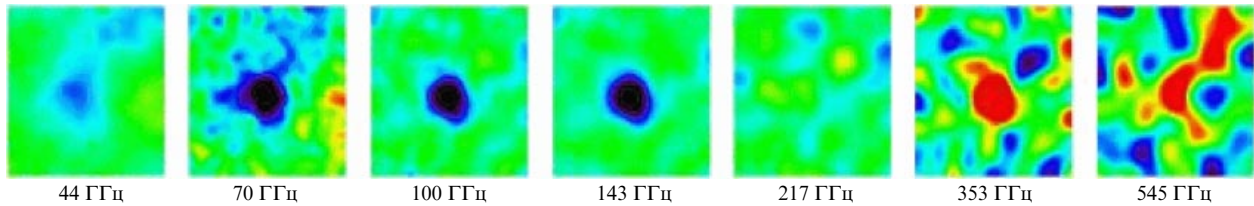


Рис. 22. (В цвете онлайн.) Пример проявления эффекта Сюняева – Зельдовича для скопления галактик Abell 2319. Слева направо: одна и та же область неба на частотах 44, 70, 100, 143, 217, 353, 545 ГГц.

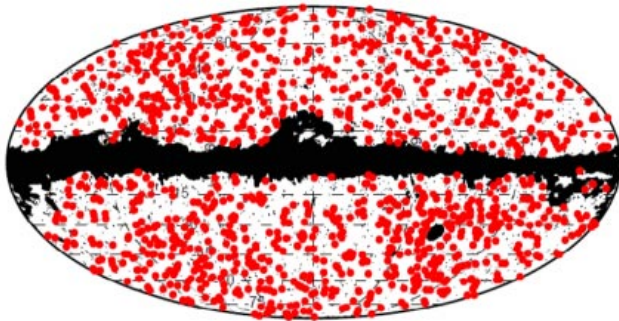


Рис. 23. Положение скопления галактик с наблюдаемым эффектом Сюняева – Зельдовича на небесной сфере в галактических координатах. Чёрным цветом отмечена маска.

проявляется СЗ-эффект из области, занимающей 83,5 % площади неба (рис. 23). В каталоге имеется 1203 подтверждённых оптическими наблюдениями скопления галактик. Представленный каталог является крупнейшим и наиболее полным, содержащим 1094 объекта с известными красными смещениями вплоть до  $z \sim 1$ . Массы скопления распределены в довольно широком диапазоне —  $(0,1 - 1,6) \times 10^{15} M_{\odot}$ .

Отдельно исследовалось скопление галактик Кома, для которого были оценены физические условия. В частности, обнаружены два ударных фронта, движущихся со скоростями, более чем в два раза превышающими скорость звука в газе скопления. По результатам наблюдений также сделано заключение, что магнитное поле убывает к краям скопления значительно медленнее, чем считалось ранее.

Была проведена проверка соотношения между массой скопления и уровнем СЗ-сигнала по данным Planck. Для этого использовались оценки массы, полученные по программе наблюдений слабого гравитационного линзирования на телескопе "Субару" и из данных рентгеновских наблюдений спутника XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission). Получено хорошее согласие между оценками Planck и данными "Субару", в то время как оценки по рентгеновским измерениям внутри области радиусом  $R_{200}$  дают превышение массы скопления на  $\sim 20\%$ . Показано, что разница при применении двух методов существенна для возмущённых систем галактик и связана со смещением центра скопления при его определении разными методами [104].

**5.4.2. Взаимодействие между скоплениями галактик.** "Планк" впервые обнаружил газ между взаимодействующими скоплениями галактик. Газ между галактиками и их скоплениями может содержать примерно половину

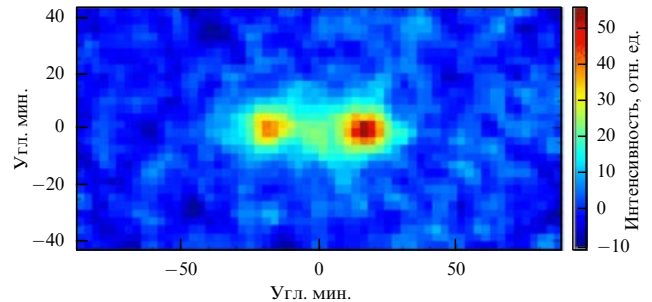


Рис. 24. (В цвете онлайн.) Демонстрирующий СЗ-эффект филамент, соединяющий пару взаимодействующих скопления галактик A399 – A401 в микроволновом диапазоне по данным "Планка". (Из работы [105].)

всех барионов Вселенной. Этот газ распределён в виде филаментов (похожих на нити в паутине) и представляет собой горячую среду с малой плотностью. Попытки его обнаружить с помощью рентгеновских обсерваторий были безуспешными из-за ограничений чувствительности. Пары скопления галактик — хорошие кандидаты для исследований на "Планке" с целью поиска горячего газа. Отобранные пары взаимодействующих скопления из каталогов рентгеновских наблюдений были изучены на микроволновых картах, и одна из них, A399 – A401, показала значительный СЗ-сигнал в области между скоплениями [105] (рис. 24). Были определены физические параметры газа в филаменте: температура  $kT = 7,1 \pm 0,9$  кэВ (соответствующая предыдущим оценкам) и барионная плотность  $(3,7 \pm 0,2) \times 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ .

"Планк" также открыл (совместно с космической рентгеновской обсерваторией XMM-Newton) тройную систему скопления галактик PLCKG214.6 + 37.0, которая находится в фазе слияния. Для всех её трёх компонентов были измерены красные смещения по линии железа в рентгеновском спектре и подтверждено, что эти три скопления, вероятно, являются частью одной структуры — сверхскопления. Анализ динамического состояния объектов и отсутствие регистрируемого избытка рентгеновского излучения говорят о том, что образование новой системы находится ещё на ранней стадии взаимодействия [106].

## 6. Космология

Доля статей коллаборации Planck, посвящённых космологии, среди опубликованных ею возрастает с каждым релизом новых данных. Статьи посвящены не только определению космологических параметров, но и различным физическим и геометрическим свойствам Вселен-

ной. Часть космологических результатов Planck связана с наблюдениями СЗ-эффекта. Другая, можно сказать, более фундаментальная, часть относится к результатам анализа первичной анизотропии температуры реликтового излучения.

### 6.1. Пекулярные скорости скоплений галактик

Среди работ первого цикла следует отметить исследование пекулярных скоростей по данным измерений вызванного собственным движением скопления галактик кинематического СЗ-эффекта, который отличается от теплового СЗ-эффекта, описанного в разделе 5.6. Изучение распределения скоростей скоплений галактик было инициировано публикацией серии работ группы американского астрофизика Кашлинского [107, 108], связанных с обнаружением так называемого тёмного потока крупномасштабной структуры, т.е. движения гигантской массы вещества внутри нашей Вселенной. Этот вывод был сделан по данным миссии WMAP, угловое разрешение которой на самом деле не позволяло увидеть этот эффект непосредственно, но была проведена оценка посредством вписывания диполя в пиксели РИ, которые соответствовали положению скоплений галактик.

Коллаборация Planck посвятила этой теме отдельную работу [109]. Используемый список скоплений галактик включает в себя как результаты исследований Planck, так и данные каталога скоплений, обнаруженных в рентгеновском диапазоне<sup>6</sup>. Выделив сигнал кинематического эффекта с помощью специальных фильтров в областях расположения скоплений галактик, авторы оценили амплитуды скорости движения вещества. Среднее красное смещение для полной выборки скоплений составило  $z = 0,18$ . Измеренная средняя пекулярная скорость, фактически являющаяся монополем в ту космологическую эпоху, составила  $72 \pm 60 \text{ км с}^{-1}$ . Как видно из последней величины, погрешность определения скорости довольно высока. Кроме того, величина этой оценки меньше 1% относительной скорости Хаббловского потока (расширения) выборки скоплений в системе отсчёта реликтового излучения в нашем окружении. Если рассматривать существование потока материи в объёме выборки с центром в Местной Группе галактик, то верхний предел величины дисперсии скоростей галактик в этой системе —  $254 \text{ км с}^{-1}$  (на уровне достоверности 95%) — показывает, что в приведённой оценке доминируют инструментальный шум и дисперсия РИ. А это в свою очередь говорит о том, что Вселенная очень однородна на гигапарсековых масштабах и крупномасштабные потоки материи, наблюдаемые с помощью кинематического СЗ-эффекта, соответствуют стандартной космологической модели  $\Lambda\text{CDM}$  (Lambda Cold Dark Matter). Иными словами, ничего особенного не обнаружено.

### 6.2. Анизотропия космического инфракрасного фона

Исследованию анизотропии космического инфракрасного фона (КИФ) посвящена одна из ранних публикаций коллаборации Planck [110], результаты дальнейших исследований отражены, в частности, в работе [62].

Анизотропия КИФ, как предполагается, отражает крупномасштабную структуру, и с её помощью можно исследовать скучивание галактик, которое в свою очередь связано с формированием гало тёмной материи. Механизмы скучивания тёмной материи в общем понятны, поэтому наблюдательные данные по анизотропии КИФ позволяют найти соотношение между пылевыми галактиками со звездообразованием и распределением тёмной материи. Высокочастотный комплекс болометров "Планка" является как раз тем инструментом, который нужен для подобных исследований.

Для изучения углового спектра мощности в диапазоне мультиполей от  $\ell = 200$  (угловой размер  $\sim 27'$ ) до  $\ell = 2000$  ( $\sim 3'$ ) были отобраны шесть областей с низким уровнем излучения пыли в нашей Галактике. Наблюдательные данные взяты на частотах 217, 353, 545 и 857 ГГц. Общая площадь областей составила около 140 квадратных градусов (кв. град). Для исключения вклада пыли Галактики использовались карты нейтрального водорода (радиолиния 21 см), а для удаления РИ — карты Planck на частоте 143 ГГц. Применяв модель, объединяющую пылевые галактики, многопараметрическую модель эволюции галактик и простую модель формирования гало тёмной материи, авторы нашли хорошее соответствие измерений углового спектра мощности анизотропии КИФ теоретическим предсказаниям. Было также показано, что рассчитанные для разных наблюдательных частот формы гало должны различаться, так как основной вклад излучения на разных частотах приходит с разных красных смещений. Согласно данным "Планка" половина мощности в сигнале анизотропии для мультиполя  $\ell = 2000$  приходит от галактик с красными смещениями  $z < 0,8$  на частоте 857 ГГц и с  $z < 1,5$  на частоте 545 ГГц, в то время как 90% вклада дают объекты с  $z > 2$  на частотах 353 и 217 ГГц.

### 6.3. Угловой спектр мощности и определение космологических параметров

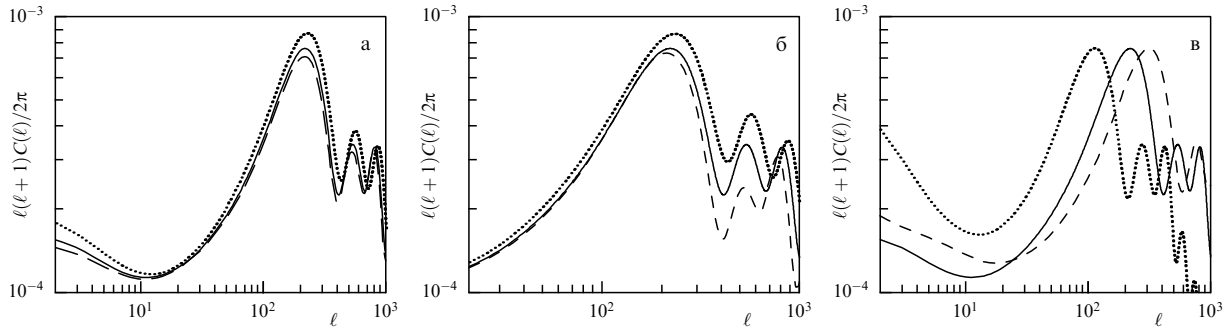
Один из главнейших результатов исследований Planck, которые опубликованы к настоящему времени, — измерение космологических параметров. Для решения этой задачи в первую очередь необходимо построить карту РИ и соответствующий ей угловой спектр мощности  $C_\ell$ , представляющий собой корреляционную функцию  $C_\ell^{\text{TT}}$  анизотропии температуры. Спектр мощности реликтового излучения определяется взвешенной суммой квадратов амплитуд мод гармоник для заданного номера  $\ell$ , описываемых коэффициентами  $a_{\ell m}$ . Эти коэффициенты, которые вычисляются при разложении карт по мультиполям, определяют вклад гармоник в анализируемую карту,

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2. \quad (16)$$

Отметим, что в выражении (16) предполагается гауссово распределение  $2\ell + 1$  коэффициентов  $a_{\ell m}$ , квадраты амплитуд которых усредняются с одинаковыми весами. В этом случае для двухточечного коррелятора справедливо (усреднение проводится по ансамблю вселенных) выражение

$$\langle a_{\ell m} a_{\ell' m'}^* \rangle = C_\ell \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}. \quad (17)$$

<sup>6</sup> Каталог MCXC — Meta Catalogue of X-ray detected Clusters of galaxies.



**Рис. 25.** Угловой спектр мощности  $\ell(\ell + 1) C(\ell)/2\pi$  реликтового излучения в зависимости от разных космологических параметров. Жирной кривой показан спектр мощности в стандартной модели  $\Lambda$ CDM ( $\Omega_{\text{CDM}} = 0,26$ ,  $H_0 = 68 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ , параметр плотности, описывающий кривизну,  $\Omega_K = 0$ ). (а) Зависимость от вариации параметра плотности тёмной материи  $\Omega_{\text{CDM}}$ . Пунктирной кривой показан спектр с  $\Omega_{\text{CDM}} = 0,17$ , штриховой — с  $\Omega_{\text{CDM}} = 0,27$ . (б) Зависимость от вариации постоянной Хаббла. Пунктирной кривой показан спектр с  $H_0 = 60 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ , штриховой — с  $H_0 = 85 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . (в) Зависимость от вариации параметра кривизны  $\Omega_K$ . Пунктирной кривой показан спектр с  $\Omega_K = -0,3$ , штриховой — с  $\Omega_K = 0,3$ .

Заметим также, что для негауссовых данных при усреднении на заданном  $\ell$  смысл величины  $C_\ell$  становится неочевидным. Кроме того, предполагается, что сигнал СМВ обладает свойством эргодичности, т.е. усреднение по ансамблю вселенных аналогично усреднению измеренных спектров из разных точек наблюдения во Вселенной. Напомним, что наблюдение  $C_\ell$  происходит на *нашем* небе, и если поместить наблюдателя в другую точку нашей Вселенной, то  $C_\ell$  будет немного отличаться. Настоящий спектр  $C_\ell$  можно оценить, усреднив данные всех наблюдателей, что аналогично усреднению по ансамблю допустимых вселенных. Присутствие шума в наблюдательных данных также не даёт возможности получить истинные значения коэффициентов  $a_{\ell m}$  при разложении по мультиполям. Но даже если бы у нас имелись идеальные данные, то для низких мультиполей  $\ell$  мы могли бы измерить только  $2\ell + 1$  мод. Это приводит к внутренним невязкам (разбросу значений) при определении спектра, называемым космической (лучше сказать, космологической) вариацией или космологической неопределённостью.

Напомним, что форма спектра мощности обусловлена влиянием большого набора генерирующих анизотропию РИ в период рекомбинации водорода процессов на ранних этапах эволюции Вселенной, связанных с возмущениями плотности, скорости и метрики, эволюционирующих в режиме звуковых волн (см. монографии [111–113]). Амплитуда возмущений РИ после рекомбинации модулируется звуковыми волнами в плазме на фазе до рекомбинации в соответствии с предсказанным А.Д. Сахаровым [114] эффектом барионных осцилляций. Характеристикой анизотропии РИ, обусловленной сахаровскими осцилляциями, и является спектр мощности флуктуаций в пространстве мультиполей.

Таким образом, условия формирования флуктуаций СМВ, а значит, и соответствующие им космологические параметры "впечатаны" в спектр мощности этого излучения, и фактически они определили современное состояние Вселенной. Следовательно, коэффициенты  $a_{\ell m}$  и соответствующий им угловой спектр мощности, с одной стороны, измеряются в результате наблюдений, а с другой стороны, описывают физику в момент генерации возмущений плотности. Теоретически связь между первичными неоднородностями, которые представляют собой адиабатические скалярные возмущения, и коэффициентами

$a_{\ell m}$  является линейной [115]:

$$a_{\ell m} = (-i) \int \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3} \Phi(\mathbf{k}) g_{\text{TI}}(k) Y_{\ell m}^*(\hat{\mathbf{k}}), \quad (18)$$

где  $\Phi(\mathbf{k})$  описывает первичное возмущение плотности (точнее, гравитационного потенциала) в фурье-пространстве,  $g_{\text{TI}}(k)$  — передаточная функция,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $\hat{\mathbf{k}}$  — единичный вектор,  $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$ . Линейная связь имеется и между флуктуациями температуры  $\Delta T(\theta, \phi)$  и первичными флуктуациями  $\Phi(\mathbf{k})$ . Полная функция переноса излучения  $g_{\text{TI}}(k)$  может быть рассчитана с помощью программы CAMB (Code for Anisotropies in the Microwave Background) [116].

Таким образом, спектр мощности  $C_\ell$  является функцией космологических параметров [111]:

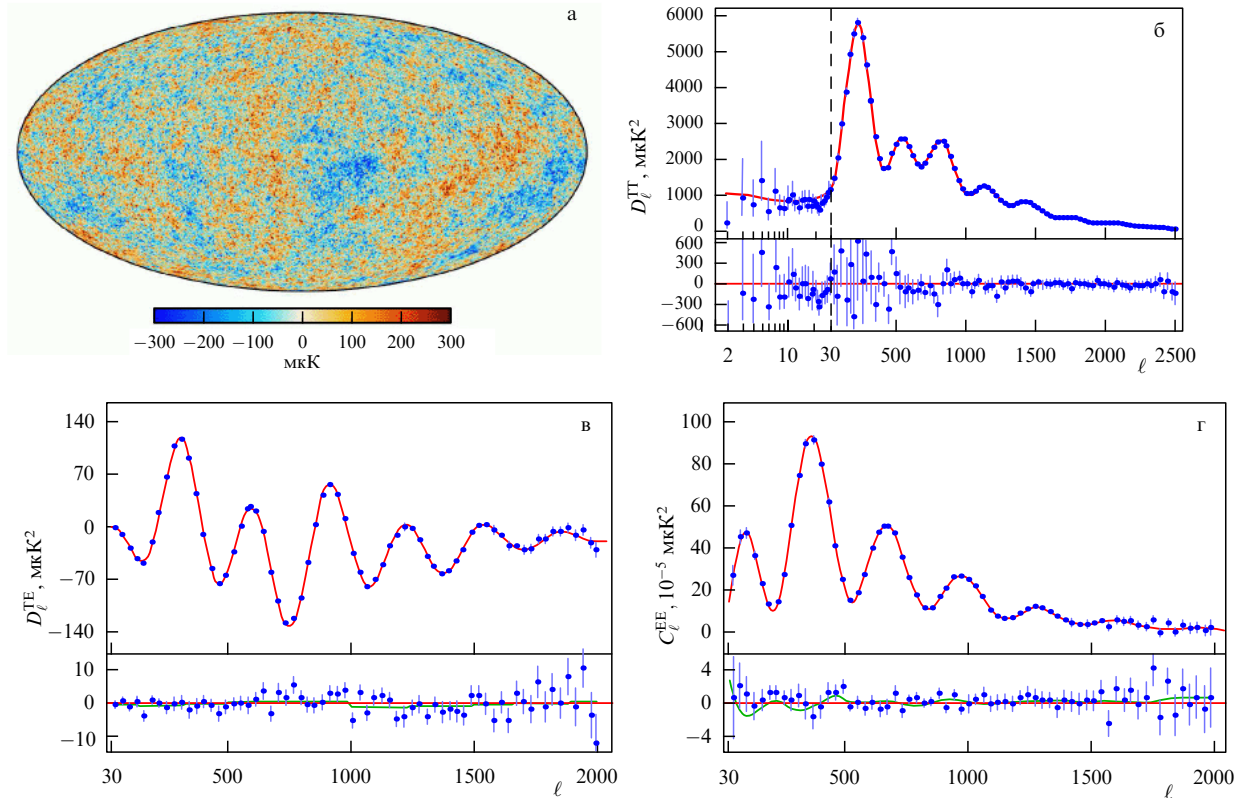
$$C_\ell \equiv C_\ell(h, \Omega_b h^2, \Omega_{\text{CDM}} h^2, \Omega_\Lambda, \Omega_\nu, n, \dots). \quad (19)$$

Здесь, в частности, указаны постоянная Хаббла  $h = H_0/100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ , плотность барионной материи  $\Omega_b$ , плотность скрытой массы  $\Omega_{\text{CDM}}$ , плотность тёмной энергии  $\Omega_\Lambda$ , плотность массивных нейтрино  $\Omega_\nu$ , показатель спектра адиабатических возмущений  $n$ . Если нам известны физические механизмы формирования углового спектра мощности и мы можем его рассчитать исходя из космологических параметров, а также известно, как он выглядит для реальных наблюдательных данных, то можно решить и обратную задачу: по спектру мощности определить космологические параметры. Алгоритм решения этой задачи реализован в известной в космологии программе CAMB<sup>7</sup> [116]. В качестве примера расчётов с помощью процедуры CAMB на рис. 25 показано поведение углового спектра мощности в зависимости от вариации некоторых параметров.

Отметим, что в экспериментах с наблюдениями неполного неба (например, на Земле или в экспериментах с применением масок) имеются особенности анализа данных, связанные с границами наблюдаемых площадок, которые должны учитываться при обработке информации.

<sup>7</sup> Доступна также в режиме онлайн на сайте [http://lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb\\_camb\\_form.cfm](http://lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb_camb_form.cfm).





**Рис. 26.** (В цвете онлайн.) (а) Наиболее вероятная карта анизотропии температуры СМВ с разрешением  $5'$ , полученная в результате совместного анализа данных наблюдений "Планка", WMAP и данных на частоте 408 МГц. Центральная узкая полоса в Галактической плоскости площадью 1,6 % от площади всего неба заполнена значениями модельного сигнала СМВ с такими же статистическими свойствами, как и у остального неба. (б) Угловой спектр мощности  $D_\ell^{\text{TT}}$  по данным релиза 2015 года Planck (в верхней части рисунка). Наложенная на спектр сплошная кривая рассчитывалась в рамках модели  $\Lambda$ CDM, чтобы достичь наилучшего согласия с данными по ТТ-спектрам Planck при низких мультиполях поляризации. Невязки между спектром и теоретической кривой показаны в нижней части рисунка. Отмечены ошибки уровня  $1\sigma$ . ТЕ-спектр (в) и ЕЕ-спектр (г), построенные по данным Planck. Сплошные кривые в верхней части рис. в и г показывают поведение спектров, полученных в  $\Lambda$ CDM, построенной по анизотропии температуры. В нижней части рис. в и г приведены невязки между результатами измерений и расчётов. Отрезки ошибок отражают  $\pm 1\sigma$ -отклонения в модели, возникающие из-за различия в независимой подгонке ТТ-спектров и отдельно ТЕ- и ЕЕ-спектров. (Из работы [117].)

Наряду с  $C_\ell^{\text{TT}}$  при анализе данных применяются также корреляционные функции, использующие поляризационные данные Е- и В-мод:  $C_\ell^{\text{TE}}$ ,  $C_\ell^{\text{EE}}$ ,  $C_\ell^{\text{TB}}$ ,  $C_\ell^{\text{BB}}$ . В таблице 3 приведены положения и амплитуды (в обозначении  $D_\ell = \ell(\ell + 1) C_\ell/2\pi$ ) пиков трёх спектров мощности по данным Planck [11]. На рисунке 26 показаны карта РИ Planck и угловые спектры мощности  $C_\ell^{\text{TT}}$ ,  $C_\ell^{\text{TE}}$  и  $C_\ell^{\text{EE}}$ .

**6.3.1. Параметризация.** При анализе угловых спектров мощности использовались стандартные и модифицированные специально для обработки данных Planck процедуры, применяемые, в частности, в [118] и с небольшими изменениями в [117]. Анизотропия СМВ рассматривается как малые флуктуации в метрике Фридмана – Леметра – Робертсона – Уолкера, эволюционирующие согласно общей теории относительности. При таких предположениях эволюция возмущений может рассчитываться очень точно в пакете бозмановского кода для СМВ [116] с учётом начальных условий, истории ионизации и составных компонентов Вселенной. Предполагается, что давление холодной тёмной материи равно нулю, она является стабильной и невзаимодействующей и имеет физическую плотность  $\omega_c = \Omega_{\text{CDM}} h^2$ , постоянная Планка  $H_0 = 100h$  км с $^{-1}$  Мпк $^{-1}$ . Барions состоят в основном из водорода и гелия, и их плотность

**Таблица 3.** Положения и амплитуды пиков спектров мощности  $D_\ell^{\text{TT}}$ ,  $D_\ell^{\text{TE}}$  и  $D_\ell^{\text{EE}}$  по данным Planck

Номер пика	Положение $\ell$	Амплитуда, мК $^2$
ТТ-спектр мощности		
1	$220,0 \pm 0,5$	$5717 \pm 35$
2	$537,5 \pm 0,7$	$2582 \pm 11$
3	$810,8 \pm 0,7$	$2523 \pm 10$
4	$1120,9 \pm 1,0$	$1237 \pm 4$
5	$1444,2 \pm 1,1$	$797,1 \pm 3,1$
6	$1776 \pm 5$	$377,4 \pm 2,9$
7	$2081 \pm 25$	$214 \pm 4$
8	$2395 \pm 24$	$105 \pm 4$
ТЕ-спектр мощности		
1	$308,5 \pm 0,4$	$115,9 \pm 1,1$
2	$595,3 \pm 0,7$	$28,6 \pm 1,1$
3	$916,9 \pm 0,5$	$58,4 \pm 1,0$
4	$1224 \pm 1,0$	$0,7 \pm 0,5$
5	$1536 \pm 2,8$	$5,6 \pm 1,3$
6	$1861 \pm 4$	$1,2 \pm 1,0$
ЕЕ-спектр мощности		
1	$137 \pm 6$	$1,15 \pm 0,07$
2	$397,2 \pm 0,5$	$22,04 \pm 0,14$
3	$690,8 \pm 0,6$	$37,35 \pm 0,25$
4	$992,1 \pm 1,3$	$41,8 \pm 0,5$

$\omega_b = \Omega_b h^2$ . Доля гелия  $Y_p$  параметризуется. Процесс стандартного нуклеосинтеза в эпоху Большого взрыва (Big Bang Nucleosynthesis — BBN) может быть промоделирован, и в результате могут быть получены значение  $Y_p$ , отношение числа фотонов к числу барионов и скорость расширения, которая зависит от числа релятивистских степеней свободы. Для расчёта применялся пакет PArthENoPE BBN [119]. Температура фотонов СМВ хорошо известна:  $T_0 = 2,7255 \pm 0,0006$  К. При расчётах предполагается термодинамическое равновесие до закалки нейтрино [118], которая почти, но не полностью, завершается ко времени электронно-позитронной аннигиляции. Это приводит к лёгкому нагреву нейтрино в добавление к тому, который ожидается для фотонов и, следовательно, к небольшому нарушению предсказания о термодинамическом равновесии  $T_\gamma = (11/4)^{1/3} T_\nu$  между температурой фотонов  $T_\gamma$  и температурой нейтрино  $T_\nu$ . При учёте дополнительной плотности энергии нейтрино предполагается, что они имеют тепловое распределение с эффективной плотностью энергии

$$\rho_\nu = N_{\text{eff}} \frac{7}{8} \left( \frac{4}{11} \right)^{4/3} \rho_\gamma, \quad (20)$$

где эффективное число типов нейтрино  $N_{\text{eff}} = 3,046$  в базовой модели. Плотность энергии распределяется поровну между нейтрино трёх типов, которые являются релятивистскими.

При расчёте ионизационной истории (при  $z \approx 1090$ ) учитывалась длительность процесса от состояния полной ионизации водорода и гелия до завершения рекомбинации с оставшейся долей электронов  $x_e \sim 10^{-4}$ . Чувствительность спектра мощности СМВ к  $x_e$  проявляется в изменении звукового горизонта при рекомбинации, времени рекомбинации и деталях рекомбинационного перехода, которые влияют на толщину сферы последнего рассеяния и, следовательно, на уровень затухания (силковского) при мелкомасштабной диффузии, поляризацию и усреднение возмущений вдоль луча зрения.

Основные физические процессы моделируются в программных пакетах, которые рассчитывают соответствующие атомные переходы и детали процесса рекомбинации. Коды NuRec [120] и CosmoRec [121] показывают хорошее согласие на уровне, лучше, чем требуется для данных Planck. Использовалась также стандартная программа `recfast` для анализа рекомбинации [122], чтобы сравнить результаты расчёта спектра мощности  $C_l$  с результатами расчёта по последним версиям NuRec и CosmoRec. Получено различие на уровне  $0,05\sigma$ . Таким образом, не замечено значительных отклонений от предполагаемой истории ионизации. Если бы таковые были, то оценки параметров имели бы существенный сдвиг по отношению к представленным в работах [117, 118].

В расчётах предполагаются чисто адиабатические скалярные возмущения, начиная с самых ранних времён, со спектром мощности

$$\mathfrak{P}_s(k) = A_s \left( \frac{k}{k_0} \right)^{n_s - 1 + (1/2)(dn_s/d \ln k) \ln(k/k_0)}, \quad (21)$$

где  $A_s$  — амплитуда первичных возмущений,  $k_0$  — волновое число, характеризующее масштабную привязку,  $k_0 = 0,05$  Мпк $^{-1}$ , приблизительно равную середине логарифмического диапазона масштабов, на кото-

рых проводил измерения "Планк",  $n_s$  — спектральный индекс (индекс наклона спектра первичных возмущений плотности),  $dn_s/d \ln k$  — так называемый бегущий (running) индекс, т.е. "убегание" спектрального индекса (running of spectral index), показывающий темп изменения наклона спектра. Рассмотрены также модели со значимой амплитудой первичных гравитационных волн (тензорные моды), параметризуемые как

$$\mathfrak{P}_t(k) = A_t \left( \frac{k}{k_0} \right)^{n_t}. \quad (22)$$

Вводится соответствующий параметр  $r_{0,05} \equiv A_t/A_s$  — отношение первичных мод, тензорной к скалярной, при  $k = k_0$ . При этом рассматривается также построение для  $r_{0,002}$  при  $k = 0,002$  Мпк $^{-1}$ , близком к масштабам, которые чувствительны к тензорной моде в угловом спектре мощности температуры на низких гармониках.

При параметризации тёмной энергии полагалось, что она описывается космологической константой и представляется плотностью тёмной энергии  $\Omega_\Lambda$ . Для динамической тёмной энергии вводится параметр  $w$  в уравнение состояния, который является либо константой, либо функцией космологического масштабного фактора  $a$ :

$$w(a) \equiv \frac{p}{\rho} = w_0 + (1 - a) w_a. \quad (23)$$

При этом тёмная энергия взаимодействует с другими компонентами только гравитационно (см. также обзоры [123, 124]).

Основные механизмы, влияющие на возрастание возмущений плотности и формирование флуктуаций СМВ, алгоритмизированы и включены в виде процедур в программы расчёта углового спектра мощности СМВ [116, 125–130]. Базовая программа для расчёта спектра мощности, используемая при анализе данных Planck, основана на численном коде больцмановского типа SAMB версии 2013 г. и более поздних версий [116]. Программа использует процедуры, развитые в SMBFAST [128] и Cosmics [127]. Последняя вычисляет эффекты в спектрах мощности температуры и поляризации СМВ при линзировании. Учёт линзирования проводился в двух направлениях вычислений. В первом случае спектры мощности СМВ моделировались со сглаживанием на уровне приблизительно 5% в области акустических пиков, что обусловлено линзированием. Во втором случае для получения ряда результатов к процедуре вычисления функции правдоподобия подключался учёт линзирования с соответствующим потенциалом (в основном в виде сжатия формы в триспектре СМВ) в спектре мощности [131]. Теоретические оценки спектра мощности потенциала линзирования сделаны в SAMB. Несмотря на то что для спектра мощности анизотропии температуры поправками из-за эффекта линзирования, обусловленного нелинейным ростом структур, можно пренебречь, последствия восстановления потенциала линзирования важны. Для описания нелинейного роста использовалась модель HaloFit [132, 133], чтобы рассчитать мощность потенциала линзирования.

Для исследования пространства возможных космологических параметров и расчёта доверительных интервалов применялся пакет CosmoMC, реализующий метод Монте-Карло с марковскими цепями (Markov Chain Monte Carlo — MCMC) [134]. В этом пакете исполь-

зуется алгоритм Метрополиса – Хастингса (Metropolis – Hastings), для того чтобы сгенерировать цепи при построении выборки значений для набора космологических параметров, а также проверить изменение величины параметров при малых вариациях процедур анализа. Набор параметров внутренне ортогонален, что позволяет исследовать их на предмет вырождения и сформировать из них базовый набор. *De facto* пакет CosmoMC стал стандартом в разных направлениях космологии, и в работах Planck его применение естественно. В анализе Planck при расчёте космологических параметров генерировался набор цепей, до тех пор пока вычисления не сходились и хвосты распределения не были исследованы в рамках доверительных интервалов для каждого параметра [118]. Для выборок генерировались апостериорные оценки каждого исследуемого параметра внутри доверительного интервала. Для параметров, при которых распределения имеют хвосты различной формы, приведён интервал между экстремальными точками, имеющими приблизительно одинаковую краевую плотность вероятности. Для параметров с заранее рассчитанными границами приводятся пределы для одного хвоста распределения или не приводятся совсем — в зависимости от того, значительно ли отличается апостериорное значение границы от нуля. Если параметры имеют почти симметричное распределение, то приводятся среднее и стандартное отклонения ( $\pm 1\sigma$ ).

**6.3.2. Различие между релизами данных Planck 2013 года и 2015 года.** Чтобы понять причину различия между измерениями космологических параметров двух релизов, надо рассмотреть изменения в результатах анализа данных 2015 года по отношению к результатам анализа данных 2013 года. Если говорить кратко, то, кроме улучшения чувствительности, основные различия будут заключаться в следующем (детали см. в [117]).

1. Были проведены изменения некоторых шагов обработки данных на нижнем уровне [16, 135]. Они включают в себя алгоритм фильтрации для удаления линий 4К-охлаждения из временных рядов (TOD); метод удаления из TOD помех, вызванных космическими лучами; улучшенную абсолютную калибровку за счёт измерений орбитального диполя при движении спутника и более точных моделей диаграмм направленности телескопа, что позволило лучше учесть далёкие боковые лепестки.

2. В работах 2013 года использовали поляризационные данные WMAP [7] на низких мультиполях ( $\ell \leq 23$ ), чтобы рассчитать параметр оптической толщины. При анализе наблюдений в 2015 г. и в расчёте функций правдоподобия вместо данных WMAP уже использовались данные Planck из карт  $Q$ - и  $U$ -поляризации с низким разрешением на частоте 70 ГГц, а для учёта фоновых компонент (foregrounds) — данные по поляризации на частоте 30 ГГц (для синхротронного излучения) и на частоте 353 ГГц (для пыли) [136].

3. В работах 2013 года функция правдоподобия при анализе анизотропии температуры была гибридной: в диапазоне мультиполей  $\ell = 2-49$  для её расчёта использовался алгоритм Commander и она применялась для 94 % площади неба. На высоких мультиполях ( $\ell = 50-2500$ ) функция правдоподобия строилась по данным кросс-спектров на частотах 100–217 ГГц с использованием пакета CamSpec [137] и данных наблюдений за 15,5 месяцев. В работах 2015 г. использовались данные,

полученные за весь период наблюдений: 29 месяцев на NFI и 48 месяцев на LFI. При анализе 2015 г. были построены функции правдоподобия на основе кросс-спектров полугодичных и годовых циклов наблюдений. Базовая функция правдоподобия для новых данных по анизотропии и поляризации также являлась гибридной и имела ограничения для низких мультиполей,  $\ell = 30$ , в пиксельных картах.

4. Покрытие неба в данных 2013 года при применении CamSpec было намеренно консервативным: было оставлено лишь 58 % неба на частоте 100 ГГц и 37,3 % на частотах 143 и 217 ГГц. В данных 2015 г. используемые области были увеличены на каждой из этих частот. Кроме того, на каждой частоте для детектированных точечных источников была выбрана своя маска вместо единой для всех обнаруженных объектов на разных частотах.

5. Большая часть результатов работ 2015 года получена с помощью модифицированного пакета Plik для расчёта функций правдоподобия, в основе которого лежат кросс-спектры за половинный интервал миссии.

6. Были немного скорректированы модели фоновых компонент, используемых при разделении сигнала.

Физические модели генерации и эволюции неоднородностей в процедуре CosmoMC также были уточнены [138]. В частности, доля барионной массы  $Y_p$ , содержащейся в гелии, которая ранее не являлась независимым параметром, в новых работах вычисляется непосредственно из предсказаний BBN интерполяцией в подгочной формуле в пакете PArthENoPE (Public Algorithm Evaluating the Nucleosynthesis of Primordial Elements) [119], рассчитывающем процессы BBN. Исправлена небольшая ошибка моделирования тёмной энергии в случае для  $w \neq -1$ , хотя она практически не влияла на результаты. Для моделирования спектра мощности материи на малых масштабах применялась обновлённая процедура halofit, позволяющая использовать модели с массивными нейтрино.

**6.3.3. Гравитационное линзирование СМВ.** На гравитационном линзировании СМВ, которому в представленных результатах миссии Planck посвящены работы [131, 139], следует остановиться подробнее. Детальное изучение этого эффекта в миссии "Планк" не только является её выгодным отличием от миссии WMAP, которая не представила соответствующие исследования, но и показывает работоспособность значимого космологического теста. Линзирование СМВ можно рассматривать как помеху для анализа реального распределения реликтового излучения, но в то же время являющуюся источником информации о распределении материи на промежуточных красных смещениях ( $0,1 < z < 5$ ) [140]. В рамках  $\Lambda$ CDM существуют методы, которые позволяют рассчитать влияние эффекта на спектр мощности СМВ [141] и даже восстановить линзирующий потенциал [142]. До получения результатов Planck оценки влияния линзирования на СМВ проводились с использованием данных WMAP и по крупномасштабной структуре, наблюдаемой в обзорах галактик [143–145]. Кроме того, современные наземные эксперименты по исследованию СМВ с малошумящими приёмниками, проведённые на таких инструментах, как Атакамский космологический телескоп (Atacama Cosmology Telescope — ACT) и Южный полярный телескоп (South Pole Telescope — SPT), про-

демонстрировали уверенное обнаружение линзирования СМВ на уровнях  $4,6\sigma$  на АСТ [146] и  $8,1\sigma$  в спектре мощности и  $6,3\sigma$  для восстановленного потенциала на SPT [147].

При полном многоцветном покрытии неба на девяти частотах со сравнительно узкой диаграммой направленности антенны и высокой чувствительностью естественно было поставить вопрос об исследовании гравитационного линзирования СМВ, при котором угол отклонения фотонов достигает  $2,04'$  [131]. На самых чувствительных частотных каналах 145 ГГц и 217 ГГц обсерватории Planck при диаграммах направленности с FWHM  $\approx 7'$  и  $\approx 5'$  соответственно реализована чувствительность 30 мК (в поляризации — 60 мК) и 40 мК (в поляризации — 95 мК) в диапазоне  $1000 \leq \ell \leq 3000$  [139]. При этих параметрах удалось восстановить линзирующий потенциал в наиболее чувствительном к этому эффекту диапазоне (мультиполи  $\ell \geq 1000$ ).

Эффект линзирования наблюдается как небольшие искажения реальной карты флуктуаций СМВ. Наблюдаемая анизотропия температуры в направлении  $\hat{\mathbf{n}}$  представляется в терминах нелинзированной первичной температуры в виде [131, 142]

$$\begin{aligned} T(\hat{\mathbf{n}}) &= T^{\text{unl}}(\hat{\mathbf{n}} + \nabla\phi(\hat{\mathbf{n}})) = \\ &= T^{\text{unl}} + \sum_i \nabla^i \phi(\hat{\mathbf{n}}) \nabla_i T^{\text{unl}} + O(\phi^2), \end{aligned} \quad (24)$$

где  $\phi(\hat{\mathbf{n}})$  — линзирующий СМВ потенциал, определяемый как

$$\phi(\hat{\mathbf{n}}) = -2 \int_0^{\chi_*} d\chi \frac{f_K(\chi_* - \chi)}{f_K(\chi_*) f_K(\chi)} \Psi(\chi \hat{\mathbf{n}}; \eta_0 - \chi). \quad (25)$$

Здесь  $\chi$  — конформное расстояние ( $\chi_* \approx 14000$  Мпк), обозначающее расстояние до сферы последнего рассеяния,  $\Psi(\chi \hat{\mathbf{n}}, \eta)$  — гравитационный потенциал на конформном расстоянии  $\chi$  вдоль направления  $\hat{\mathbf{n}}$  в конформное время  $\eta$  (современная эпоха —  $\eta_0$ ). Расстояние по угловому диаметру  $f_K(\chi)$ , которое зависит от кривизны Вселенной, определяется как

$$f_K(\chi) = \begin{cases} K^{-1/2} \sin(K^{1/2}\chi), & K > 0 \text{ (закрытая)}, \\ \chi, & K = 0 \text{ (плавающая)}, \\ |K|^{-1/2} \sinh(|K|^{1/2}\chi), & K < 0 \text{ (открытая)}. \end{cases} \quad (26)$$

Линзирующий потенциал является мерой интегрального распределения массы до сферы последнего рассеяния. Спектр мощности потенциала связан со спектром мощности материи, который в свою очередь чувствителен к параметрам, связанным с ростом структур, например к массе нейтрино [148]. Амплитуда эффекта линзирования также чувствительна к геометрическим параметрам, таким как кривизна Вселенной.

В работе [139] линзирующий потенциал восстанавливается с помощью квадратичных эstimаторов, которые используют статистическую анизотропию, производимую линзированием [149]. Если пренебречь линзированием первичной гравитационной В-моды поляризации, то можно построить пять возможных эstimаторов, обозначенных в [139] как  $\hat{\phi}^{\text{TT}}$ ,  $\hat{\phi}^{\text{TE}}$ ,  $\hat{\phi}^{\text{EE}}$ ,  $\hat{\phi}^{\text{TB}}$  и  $\hat{\phi}^{\text{EB}}$ . Они используют различные корреляции температуры (Т) и поляризации (Е и В) СМВ. На основе этих пяти эstimа-

торов формируется обозначенный как  $\hat{\phi}^{\text{MV}}$  комбинированный алгоритм оценки минимизации вариации отклонений, используемый для восстановления линзирующего потенциала.

При построении потенциала учтены следующие моменты.

I. Если рассматривать фиксированный линзирующий потенциал, применённый ко множественным реализациям анизотропии температуры СМВ, то линзирование приводит к статистической анизотропии в наблюдаемое распределение СМВ, флуктуации остаются гауссовыми, однако ковариация меняется как функция положения и ориентации на небе. Эта идея используется, чтобы получить оценку  $\phi(\hat{\mathbf{n}})$ . Шум такой карты — комбинация инструментального шума и статистического шума, обусловленного фактом анализа единственной наблюдаемой реализации СМВ, аналогичной форме шума при галактическом линзировании.

II. Если рассматривать усреднение по реализациям как линзирующего потенциала, так и флуктуаций СМВ, то линзирование приводит к негауссовости в наблюдаемом СМВ на самых низких порядках в связанной части четырёхточечной корреляционной функции СМВ, или триспектра. Этот факт используется для измерения спектра мощности линзирования  $C_L^{\phi\phi}$ . Соответствующие эstimаторы строятся с помощью максимизации функции правдоподобия для линзированного СМВ на основе описанной гипотезы и, как ожидается, являются оптимальными (с точки зрения минимальной вариации). В случае неоптимального выбора получаемые оценки приводят к потере в отношении сигнал/шум.

Как отмечено в работе [131], приведённые выше факты и описание не делают абсолютно понятным то, как сшиваются вместе оценки сходимости и устраняется разделение на различных участках неба или какой вес надо придать локальным оценкам спектра мощности, представляющего собой функцию углового масштаба. Эти вопросы разрешаются при рассмотрении квадратичного эstimатора общего вида с оптимизацией его весовой функции по чувствительности к эффекту линзирования [149]. В первом порядке в линзирующем потенциале статистическая анизотропия, к которой приводит линзирование, представляется недиагональным вкладом в ковариационную матрицу СМВ [131]:

$$\begin{aligned} \Delta \langle T_{\ell_1 m_1} T_{\ell_2 m_2} \rangle &= \\ &= \sum_{LM} \sum_{\ell_1 m_1 \ell_2 m_2} (-1)^M \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_2 & L \\ m_1 & m_2 & M \end{pmatrix} W_{\ell_1 \ell_2 L}^{\phi} \phi_{LM}. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь скобки  $\langle \rangle$  применяются к реализациям СМВ с фиксированным линзирующим потенциалом, большие круглые скобки обозначают 3j-символ Вигнера,  $\phi_{LM} = \int d^2 \hat{\mathbf{n}} Y_{LM}^*(\hat{\mathbf{n}}) \phi(\hat{\mathbf{n}})$  — гармоническое разложение линзирующего потенциала,  $L$  и  $M$  — индексы мод разложения потенциала,  $W_{\ell_1 \ell_2 L}^{\phi}$  — весовая функция, которая приведена в работе [131].

Квадратичный эstimатор линзирующего потенциала для поиска ковариации, учитывающий загрязнение точечными источниками, строится в виде

$$\hat{\phi}_{LM}^X = \sum_{L'M'} (\mathfrak{R}^{X\phi})_{LM, L'M'}^{-1} (\hat{X}_{L'M'} - X_{L'M'}^{MF}), \quad (28)$$

где  $\mathfrak{R}^{x\phi}$  — нормировочная матрица,  $\hat{X}_{LM}$  — квадратичный "строительный блок", который вычисляется по двум отфильтрованным картам неба,  $\hat{T}_{\ell m}^{(1)}$  и  $\hat{T}_{\ell m}^{(2)}$ , и суммирует их эмпирические ковариационные матрицы, член  $\hat{X}_{LM}^{MF}$  среднего поля (mean field) учитывает все известные источники статистической анизотропии на карте, которые могли бы привести к смещению оценки уровня линзирования. Алгоритмы построения и вычисления  $\mathfrak{R}^{x\phi}$ ,  $\hat{X}_{LM}$  и  $\hat{X}_{LM}^{MF}$  представлены в работе [131]. Отметим, что вычисление потенциала линзирования, как и спектра мощности потенциала (процедура вычисления последнего приведена в той же работе), проверялось в серии моделируемых методом Монте-Карло.

По данным вычислений в работе [139] представлены карта линзирующего потенциала (рис. 27) и его спектр мощности (рис. 28).

Применение гравитационного линзирования позволяет не только ограничить в разных тестах пространство допустимых значений космологических параметров модели  $\Lambda$ CDM, например, таких как  $\Omega_b h^2$ ,  $n_s$ ,  $A_s$ ,  $\Omega_{\text{CDM}} h^2$  (см. также табл. 4 в разделе 6.3.4), но и независимо оценить параметры  $\Omega_m$ ,  $H_0$  и  $\sigma_8$ . Результаты построения функции правдоподобия для тестов с применением гравитационного линзирования показаны на рис. 29. Контуры на рисунке перекрывают диапазон приемлемых значений постоянной Хаббла, что демонстрирует совместимость тестов. Пересечение контуров показы-

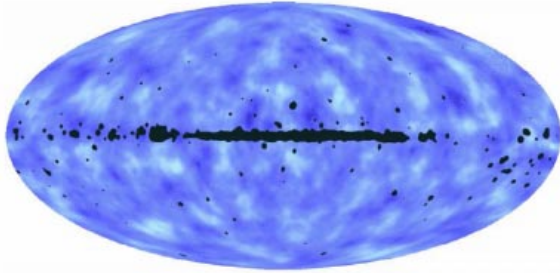


Рис. 27. (В цвете онлайн.) Карта потенциала линзирования после применения фильтра Винера с наложенной минимальной маской, используемой для восстановления NILC. Карта ограничена гармониками с номерами  $8 \leq L \leq 2048$  (обозначение номера мультиполя как  $L$  используется по соглашению для карт и спектра мощности потенциала). (Из работы [11].)

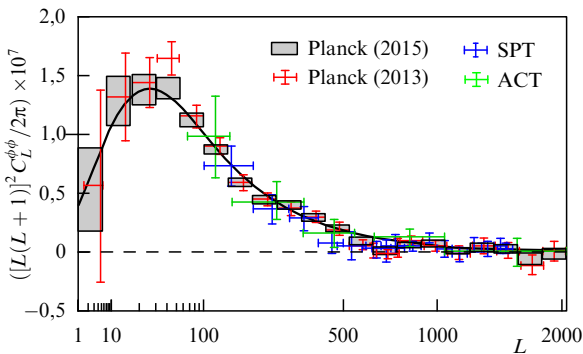


Рис. 28. (В цвете онлайн.) Спектр мощности линзирующего потенциала, восстановленного с помощью MV-эстиматора по данным Planck 2015 года. Приведены также результаты восстановления по данным Planck 2013 года [131], ACT [146] и SPT [150]. Чёрной сплошной кривой показан спектр, полученный в  $\Lambda$ CDM. (Из работы [139].)

вает состоятельность определения области допустимых значений в параметрической плоскости  $\Omega_m - \sigma_8$ . Следует отметить, что в этом тесте используется соотношение

$$\sigma_8 \Omega_m^{0,25} = 0,591 \pm 0,021. \quad (29)$$

Такая комбинация параметров измеряется с точностью приблизительно 3,5 % [139]. Детальное обсуждение возможностей спектра мощности и соотношения между параметрами уравнения (29) проведено в приложении Е работы [139].

Основные результаты по гравитационному линзированию СМВ, наряду с представлением карты и спектра мощности линзирующего потенциала, выделенные командой миссии Planck [139], следующие:

- обнаружено линзирование В-моды в данных Planck на уровне значимости  $10\sigma$  с применением подхода, основанного на кросскорреляции космического инфракрасного фона как фактора, отслеживающего линзирующий потенциал, а также подхода с применением только СМВ, а именно триспектра ТТЕВ; это даёт важное подтверждение того, что "Планк" чувствителен к известным источникам В-моды на промежуточных и малых масштабах;
- измерена с лучшей, чем ранее, точностью трёхточечная корреляционная функция (биспектр) по данным СМВ, обусловленная корреляцией между линзирующим потенциалом и интегральным эффектом Сакса – Вольфа (ISW), источником которого в последнюю эпоху является ускорение расширения Вселенной; биспектр линзирования и ISW демонстрируют эффект на уровне  $3\sigma$ ;
- использование только информации о линзировании позволяет построить функцию правдоподобия для комбинации параметров  $\sigma_8 \Omega_m^{0,25}$  с точностью до 3,5 %.

Применение линзирования как одного из космологических тестов, в том числе дополняющего другие изме-

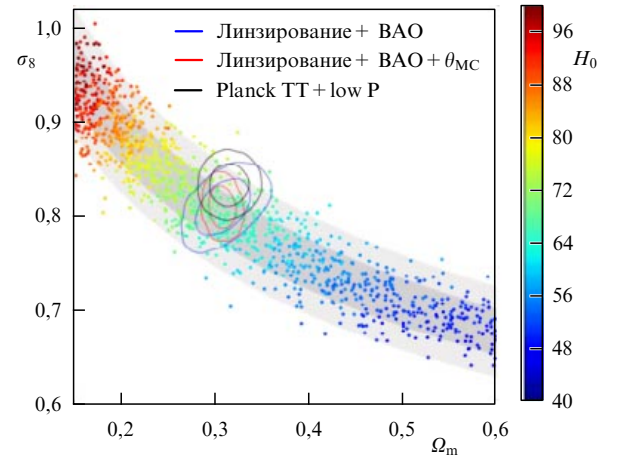


Рис. 29. (В цвете онлайн.) Функции правдоподобия при определении параметров модели  $\Lambda$ CDM с использованием лишь данных гравитационного линзирования СМВ отмечены серыми полосами, соответствующими разбросам ошибок уровней  $1\sigma$  и  $2\sigma$  (см. уравнение (29)). Сплошными контурами показаны доверительные интервалы 68 % и 95 %, построенные с использованием дополнительной информации: данных по барийным акустическим осцилляциям (Barion Acoustic Oscillation — BAO) из оптических обзоров SDSS и 6DF [151 – 153] (синий контур); тех же данных, но с добавлением фиксированного параметра акустического масштаба  $\theta_{\text{MC}} = 1,0408$  (красный контур); данных с использованием спектров мощности температуры (Planck TT) и поляризации для низких мультиполей (low P) (чёрный контур). Цветом символов отображено значение параметра  $H_0$ . (Из работы [139].)

рения, является существенным расширением возможностей использования данных Planck по сравнению с данными WMAP.

**6.3.4. Космологические параметры.** В таблице 4 представлены космологические параметры, измеренные по данным 2015 г. с применением спектра мощности анизотропии температуры и поляризации СМВ при сочетании разных тестов. В столбце 1 приведены параметры по ТТ-спектрам на низких и высоких мультиполях. В столбцах 2 и 3 показаны результаты, полученные только с помощью ТЕ- и ЕЕ-спектров на высоких мультиполях с поляризацией на низких мультиполях (lowP). Столбец 4 содержит результаты вычисления функции правдоподобия со всеми данными. В столбце 5 приведены отклонения значений космологических параметров, которые определяются с помощью функций правдоподобия, вычисляемых для ТТ+lowP и ТТ, ТЕ, ЕЕ+lowP. Соответствующие диаграммы функций правдоподобия с доверительными интервалами показаны на рис. 30.

Отметим также различие в величине некоторых часто используемых параметров и результатов измерений в экспериментах Planck 2015 [117], Planck 2013 [118] и WMAP9 [8]. В таблице 5 приведены значения как основных параметров, так и параметров, полученных в расширенной космологической модели трёх релизов данных СМВ. Наиболее часто используемыми среди дополнительных параметров расширенных моделей  $\Lambda$ CDM являются: параметр плотности, определяемый кривизной ( $\Omega_K = 1 - \Omega_0$ ), число типов нейтрино  $N_{\text{eff}}$ , масса стандартных нейтрино  $\sum m_\nu$ , вклад гелия в барионную плотность  $Y_p$ , отношение тензорной моды  $r_{0,002}$  к скалярной, параметр динамической тёмной энергии  $w$  в уравнении

состояния. Приведённые результаты получены как по внутренним данным экспериментов, так и в согласованной с другими экспериментами модели.

Отметим, что использование данных по неоднородностям СМВ для оценки свойств нейтрино является достаточно естественным. Базовая модель  $\Lambda$ CDM, применяемая в работах Planck, предполагает нормальную иерархию масс нейтрино с  $\sum m_\nu \approx 0,06$  эВ, но с возможностью включения нарушения иерархии при  $\sum m_\nu \gtrsim 0,1$  эВ. Исследование возможности проверки этих свойств мотивировало проведение анализа свойств нейтрино. Кроме того, наличие у нейтрино массы позволяет уменьшить значение  $\sigma_8$  и согласовать результаты Planck с данными по слабому линзированию и обилием богатых скоплений. Диаграммы функций правдоподобия пар параметров показаны на рис. 31.

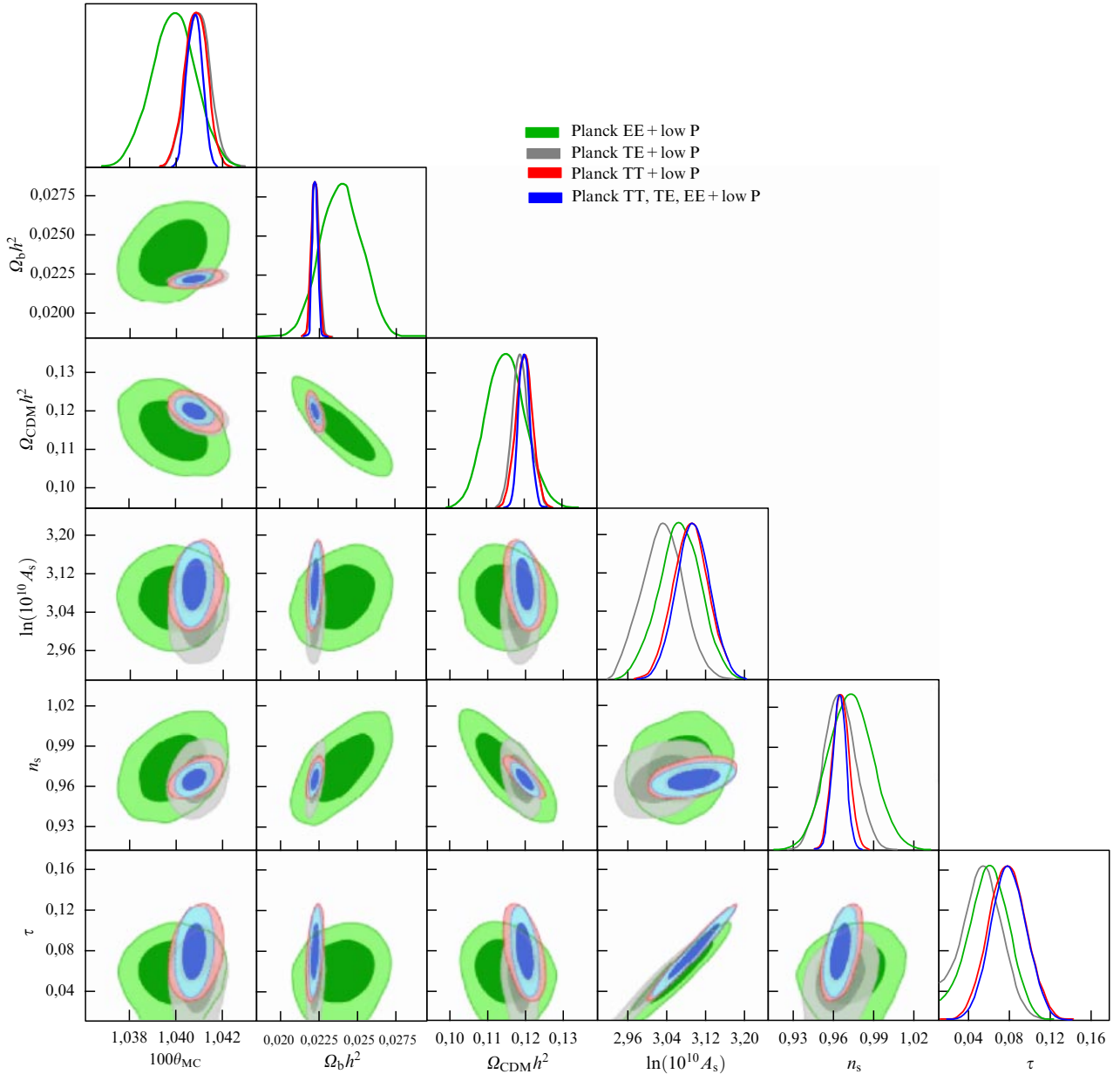
#### 6.4. Инфляция

Точные измерения анизотропии температуры и поляризации в миссии "Планк" позволили сделать оценки параметров (таких как  $n_s$ ,  $dn_s/d \ln k$ ,  $r_{0,002}$ ), характеризующих приемлемые инфляционные модели [154]. В 2014 г. в работе [155] с высокой надёжностью (на уровне достоверности  $> 5\sigma$ ) было установлено, что имеется отклонение скалярного спектрального индекса от соответствующего точному скалярному инварианту — было обнаружено, что  $n_s < 1$ , а для определения значения "бегущего" (running) индекса требовалось дальнейшее накопление сигнала. Тем не менее измеренные величины и пределы говорили в пользу простых моделей инфляции с медленным скатыванием. Инфляционные модели с одним полем со стандартным кинетическим членом также удовлетворяли новым пределам уровня параметра негауссовости  $f_{\text{NL}}$ , установленным в [118]. Не

**Таблица 4.** Параметры космологической модели  $\Lambda$ CDM, рассчитанные по соотношениям правдоподобия с использованием данных Planck 2015 г. в комбинациях различных тестов\* (табл. 3 из [117])

Параметр	1	2	3	4	5
	ТТ+lowP	ТЕ+lowP	ЕЕ+lowP	ТТ, ТЕ, ЕЕ+lowP	$(\sigma_1 - \sigma_4)/\sigma_1$
$\Omega_b h^2$	$0,02222 \pm 0,00023$	$0,02228 \pm 0,00025$	$0,0240 \pm 0,0013$	$0,02225 \pm 0,00016$	-0,1
$\Omega_{\text{CDM}} h^2$	$0,1197 \pm 0,0022$	$0,1187 \pm 0,0021$	$0,1150^{+0,0048}_{-0,0055}$	$0,1198 \pm 0,0015$	0
$100\theta_{\text{MC}}$	$1,04085 \pm 0,00047$	$1,04094 \pm 0,00051$	$1,03988 \pm 0,00094$	$1,04077 \pm 0,00032$	0,2
$\tau$	$0,078 \pm 0,019$	$0,053 \pm 0,019$	$0,059^{+0,022}_{-0,019}$	$0,079 \pm 0,017$	-0,1
$\ln(10^{10} A_s)$	$3,089 \pm 0,036$	$3,031 \pm 0,041$	$3,066^{+0,046}_{-0,041}$	$3,094 \pm 0,034$	-0,1
$n_s$	$0,9655 \pm 0,0062$	$0,965 \pm 0,012$	$0,973 \pm 0,016$	$0,9645 \pm 0,0049$	0,2
$H_0$	$67,31 \pm 0,96$	$67,73 \pm 0,92$	$70,2 \pm 3,0$	$67,27 \pm 0,66$	0
$\Omega_m$	$0,315 \pm 0,013$	$0,300 \pm 0,012$	$0,286^{+0,027}_{-0,038}$	$0,3156 \pm 0,0091$	0
$\sigma_8$	$0,829 \pm 0,014$	$0,802 \pm 0,018$	$0,796 \pm 0,024$	$0,831 \pm 0,013$	0
$10^9 A_s \exp(-2\tau)$	$1,880 \pm 0,014$	$1,865 \pm 0,019$	$1,907 \pm 0,027$	$1,882 \pm 0,012$	-0,1

\*  $\Omega_b h^2$  — физическая барионная плотность;  $\Omega_{\text{CDM}} h^2$  — физическая плотность тёмной материи;  $100\theta_{\text{MC}}$  — в 100 раз увеличенная аппроксимация параметра акустического масштаба СМВ в процедуре CosmoMC, равного отношению  $r_*/D_A$  (сопутствующий размер горизонта событий в эпоху  $z_*$ , когда оптическая толщина равна единице по отношению к расстоянию по угловому диаметру);  $\tau$  — оптическая толщина томпсоновского рассеяния, обусловленная реионизацией;  $\ln(10^{10} A_s)$  — логарифм мощности первичных флуктуаций постоянной кривизны;  $n_s$  — спектральный индекс спектра мощности скалярной моды;  $H_0$  — текущая скорость расширения Вселенной — постоянная Хаббла,  $\Omega_m$  — плотность материи по отношению к критической плотности;  $\sigma_8$  — уровень среднеквадратичных флуктуаций в настоящее время в линейной теории;  $10^9 A_s \exp(-2\tau)$  — дополнительный комбинированный параметр.



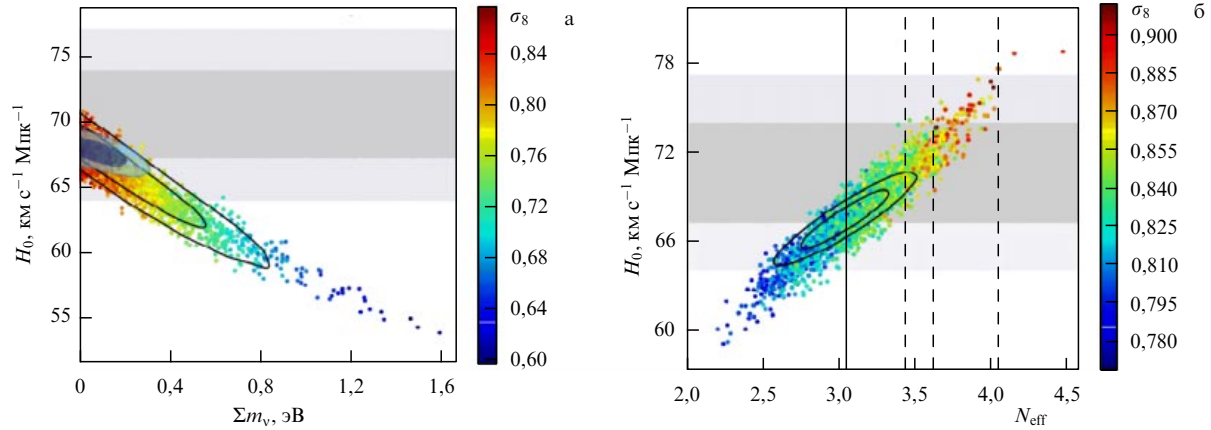
**Рис. 30.** (В цвете онлайн.) Функции правдоподобия в базовой модели  $\Lambda$ CDM, построенные для пар космологических параметров по данным анизотропии температуры и поляризации Planck 2015 г. (Из работы [117].)

было найдено свидетельств возмущений постоянной кривизны, генерируемых в многополевых инфляционных моделях или космическими струнами и топологическими дефектами [155, 156]. Результаты Planck 2013 года возродили интерес к нескольким аспектам инфляционных моделей, как концептуальных [157–160], так и конкретных, таких как, например, модель  $R^2$ -инфляции, предложенная Старобинским [161]. Модель предсказывает космологические флуктуации [161, 162], совместимые с результатами Planck 2013 [155]. Модель  $R^2$  соответствует потенциалу

$$V(\phi) = A^4 \left[ 1 - \exp \left( -\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\phi}{M_{\text{Pl}}} \right) \right]^2, \quad (30)$$

который приводит к предсказаниям модели с медленным скатыванием и даёт  $n_s - 1 \approx -2/N$  и  $r \approx 12/N^2$ . Дополнительный интерес к проблеме появился после публика-

ции результатов проведённого на Южном полюсе эксперимента [163, 164], покрывшего участок неба площадью 380 кв. град. Команда BICEP2 предположила, что обнаруженный в их эксперименте сигнал в В-моду поляризации в диапазоне мультиполей  $50 < \ell < 150$  на одной частоте 150 ГГц происходит от первичных гравитационных волн [165–170]. При этом влияние поляризованной тёплой пыли нашей Галактики считалось исключённым на основании моделей излучения пыли. При этих предположениях BICEP2 получила новые оценки отношения тензорной моды к скалярной:  $r = 0,2^{+0,07}_{-0,05}$  для скалярно-инвариантного спектра. Величина  $r = 0,2$ , по предположению BICEP2, меняла гипотезу Planck о предпочтительности моделей инфляции с медленным скатыванием — такая величина требовала высокого значения "бегущего" индекса или другой модификации спектра с простым степенным законом, чтобы согласовать вклад гравитационных волн в анизотропию температуры на



**Рис. 31.** (В цвете онлайн.) (а) Диаграмма  $H_0 - \sum m_\nu$  по данным Planck TT + lowP. Градацией цвета передано значение амплитуды флуктуаций материи  $\sigma_8$ . Увеличение  $\sum m_\nu$  подавляет  $\sigma_8$  и также уменьшает  $H_0$ . Чёрные сплошные контуры показывают построение для комбинации Planck TT + lowP + линзирование. Наполненные контуры отмечают построение для комбинации Planck TT + lowP + линзирование + BAO. (б) Диаграмма  $H_0 - N_{\text{eff}}$  для данных Planck TT + lowP. Серые полосы показывают границы  $H_0 = 70,6 \pm 3,3 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . Более высокое значение  $N_{\text{eff}}$  приводит к согласованию  $H_0$  с прямыми измерениями, но увеличивает  $\sigma_8$ . Чёрные сплошные контуры показывают построение для комбинации Planck TT, TE, EE + lowP + BAO. Модели с  $N_{\text{eff}} < 3,046$  (левее сплошной вертикальной прямой) требуют фотонного нагрева после заковки нейтрино или неполной термализации. Штриховые вертикальные прямые отмечают особые модели полностью термализованных частиц, например, таких как дополнительный безмассовый бозон, который закаливается примерно в то же время, что и нейтрино ( $\Delta N_{\text{eff}} \approx 0,57$ ), или до аннигиляции мюонов ( $\Delta N_{\text{eff}} \approx 0,39$ ), или дополнительные стерильные нейтрино, имеющие примерно то же время заковки, что и активные нейтрино ( $\Delta N_{\text{eff}} \approx 1$ ). (Из работы [117].)

**Таблица 5.** Стандартные космологические параметры, определённые в экспериментах Planck 2015, Planck 2013 и WMAP9 для базовой модели  $\Lambda$ CDM. Приведены также некоторые параметры расширенной модели\*

Базовая модель					
Параметр	Planck 2015		Planck 2013		WMAP9 2012
	TT + lowP	TT + TE + EE + lowP + lens + ext	TT	Planck + WP + highL + BAO	WMAP + eCMB + BAO + $H_0$
$H_0$	$67,31 \pm 0,96$	$67,71 \pm 0,46$	$67,4 \pm 1,4$	$67,80 \pm 0,77$	$69,32 \pm 0,80$
$\Omega_\Lambda$	$0,685 \pm 0,013$	$0,6811 \pm 0,0062$	$0,686 \pm 0,020$	$0,692 \pm 0,010$	$0,7135^{+0,0095}_{-0,0096}$
$\Omega_m$	$0,315 \pm 0,013$	$0,3089 \pm 0,0062$	$0,314 \pm 0,020$	$0,308 \pm 0,010$	$0,2830 \pm 0,0097$
$z_{\text{re}}$	$9,9^{+1,8}_{-1,6}$	$8,8^{+1,2}_{-1,1}$	$11,4^{+4,9}_{-2,8}$	$11,3 \pm 1,1$	$10,1 \pm 1,0$
Возраст Вселенной	$13,813 \pm 0,038$	$13,799 \pm 0,021$	$13,813 \pm 0,058$	$13,798 \pm 0,037$	$13,772 \pm 0,059$
$n_s$	$0,9655 \pm 0,0062$	$0,9667 \pm 0,0040$	$0,9616 \pm 0,0094$	$0,9608 \pm 0,0054$	$0,9608 \pm 0,0080$
$\sigma_8$	$0,829 \pm 0,014$	$0,8159 \pm 0,0086$	$0,834 \pm 0,027$	$0,826 \pm 0,012$	$0,820^{+0,013}_{-0,014}$
Расширенная модель					
Параметр	Planck 2015		Planck 2013		WMAP9 2012
	TT	TT + TE + EE + lens + ext	Planck + WP	Planck + WP + highL + BAO	WMAP + eCMB + BAO + $H_0$
$\Omega_K$	$-0,052^{+0,049}_{-0,055}$	$0,0008^{+0,0040}_{-0,0039}$	$-0,037^{+0,043}_{-0,049}$	$-0,0005^{+0,0065}_{-0,0066}$	$-0,0027^{+0,0039}_{-0,0038}$
$\sum m_\nu, \text{эВ}$	$< 0,715$	$< 0,194$	$< 0,933$	$< 0,230$	$< 0,44$
$N_{\text{eff}}$	$3,13^{+0,64}_{-0,63}$	$3,04^{+0,33}_{-0,33}$	$3,51^{+0,80}_{-0,74}$	$3,30^{+0,54}_{-0,51}$	$3,26 \pm 0,35$
$Y_P$	$0,252^{+0,041}_{-0,042}$	$0,249^{+0,025}_{-0,026}$	$0,24771 \pm 0,00014$	$0,257^{+0,038}_{-0,040}$	$0,308^{+0,032}_{-0,031}$
$dn_s/d \ln k$	$-0,008 \pm 0,016$	$-0,002 \pm 0,013$	$-0,013^{+0,018}_{-0,018}$	$-0,014^{+0,016}_{-0,017}$	$-0,023 \pm 0,011$
$r_{0,002}$	$< 0,103$	$< 0,113$	$< 0,120$	$< 0,111$	$< 0,13$
$w$	$-1,54^{+0,62}_{-0,52}$	$-1,019^{+0,075}_{-0,080}$	$-1,49^{+0,65}_{-0,57}$	$-1,13^{+0,23}_{-0,25}$	$-1,037^{+0,071}_{-0,070}$

\* Результаты получены как по внутренним данным экспериментов, так и в модели, согласованной с другими экспериментами. Используемые сокращения: lens — данные линзирования, ext — применение кроме используемых данных по CMB дополнительных тестов, WP — поляризационные данные WMAP, eCMB — дополнительные данные по CMB из других экспериментов.



низких мультиполях с наблюдаемым ТТ-спектром. Однако анализ данных по поляризации пыли на частоте 353 ГГц заставил усомниться в выводах WMAP [99, 100, 155, 171].

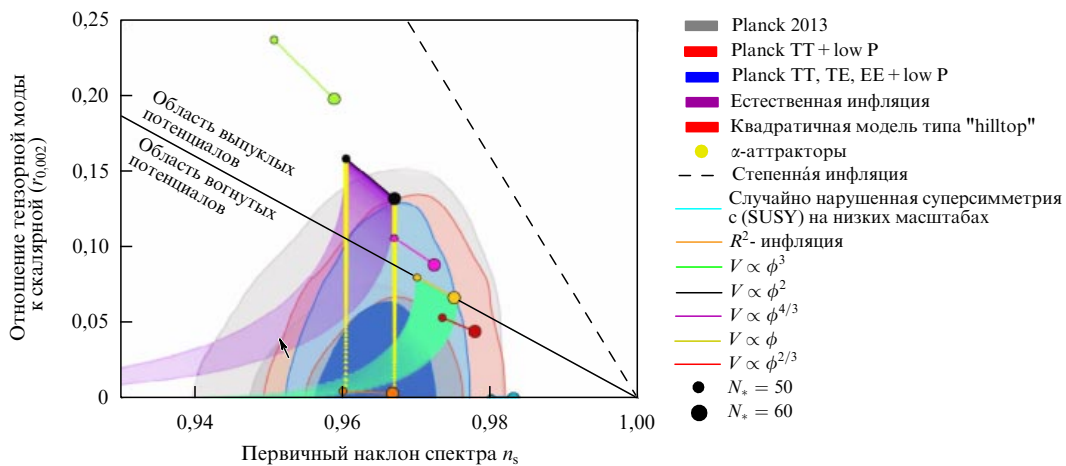
Измерения Planck продемонстрировали вид зависимостей интенсивности и поляризации излучения пыли Галактики от частоты. Было установлено, что доля поляризации выше, чем ожидалось в областях с низким уровнем излучения пыли. В этом случае интерпретация сигнала В-моды поляризации как суммы сигналов первичной тензорной моды и вклада линзирования не является статистически предпочтительной по сравнению с объяснением результата ожидаемым излучением пыли на частоте 150 ГГц с вкладом линзирования.

В работе [62] проведена экстраполяция спектра мощности В-моды, построенного по данным поляризации пыли на частоте 353 ГГц в диапазоне мультиполей  $40 < \ell < 120$ , на частоту 150 ГГц. Экстраполяция показала, что сигнал поляризации в В-моды, обнаруженный WMAP, может быть полностью обусловлен пылью. Недавний совместный анализ высокочувствительных данных WMAP/Keck Array и карт Planck [172] подтвердил доминирование пыли. Исследование кросскорреляций всех карт в поле WMAP выявило отсутствие статистически значимого сигнала от первичных гравитационных волн и позволило установить верхний предел  $r < 0,12$  с уровнем достоверности 95%. Хотя этот верхний предел численно почти идентичен результату Planck 2013, полученному по комбинированным данным температуры Planck и поляризации WMAP [118, 155], последний результат по верхней границе более устойчив к модификациям инфляционной модели, так как В-мода нечувствительна к форме предсказанного шаблона, описывающего скалярную анизотропию.

С использованием данных 2015 г. по анизотропии температуры и поляризации, включающих в себя данные полного обзора Planck, были сделаны новые оценки параметров спектрального индекса и бегущего индекса [154]:  $n_s = 0,968 \pm 0,006$  и  $dn_s/d \ln k = -0,003 \pm 0,007$ , полученных из функции правдоподобия в комбинации с данными Planck по линзированию. С учётом поляризационных данных на высоких мультиполях установлен новый верхний предел отношения тензорной моды к

скалярной:  $r_{0,002} < 0,11$  на уровне достоверности 95%, что согласуется с результатами совместного анализа данных WMAP/Keck и Planck [172]. Этот результат предполагает, что потенциал инфлатона  $V(\phi) \propto \phi^2$  и естественная инфляция проигрывают в сравнении с моделями, предсказывающими меньшее отношение тензорной моды к скалярной, такими, например, как  $R^2$ -инфляция.

Были применены три независимых метода для восстановления первичного спектра мощности, которые согласованно воспроизводят плавный, без особенностей, спектр  $\mathfrak{P}_{\mathfrak{R}}(k)$  в диапазоне масштабов  $0,008 \lesssim k \lesssim 0,1 \text{ Мпк}^{-1}$ . На более крупных масштабах обнаружено отклонение от степенного закона, вызванное дефицитом сигнала в спектре мощности анизотропии температуры при  $\ell \approx 20-40$ , но внутри космической неопределённости. Объединив данные по спектру мощности и границы уровня негауссовости, авторы [154] построили модели с обобщёнными лагранжианами, включая модель Галилеон и модель аксионной монодромии. Данные Planck совместимы с гипотезой об адиабатических первичных флуктуациях, и полученные оценки значений параметров основных начальных условий являются допустимыми в рамках используемой гипотезы. Для коррелированных смешанных адиабатических моделей и моделей с постоянной кривизной установлена верхняя граница неадиабатического вклада в вариации температуры СМВ на уровне достоверности 95%:  $|\alpha_{\text{non-adi}}| < 1,9\%$ ,  $4,0\%$  и  $2,9\%$  для холодной тёмной материи, плотности нейтрино и мод постоянной кривизны для скорости нейтрино соответственно. Были протестированы инфляционные модели, приводящие к анизотропной модуляции спектра мощности первичной кривизны, и было показано, что дипольная модуляция в поле температуры СМВ, вызываемая возмущением постоянной кривизны холодной тёмной материи, не является предпочтительной на статистически значимом уровне. Результаты 2015 года по всем наблюдательным данным согласуются с результатами анализа Planck 2013 и построениями инфляционных моделей с одним полем с медленным скатыванием. Сравнение функций правдоподобия для различных инфляционных моделей на диаграмме  $r_{0,002} - n_s$  приведено на рис. 32.



**Рис. 32.** (В цвете онлайн.) Доверительные интервалы функции правдоподобия на уровне достоверности 68% и 95% на диаграмме  $r_{0,002} - n_s$  по данным Planck 2015 года для различных комбинаций космологических тестов и сравнение теоретических предсказаний отобранных инфляционных моделей.  $N_*$  — число e-фолдингов. (Из работы [154].)

### 6.5. Поиск негауссовости

Одним из наиболее важных моментов проверки инфляционной теории является тест на гауссовость сигнала СМВ (см., например, обзор [28]). Стандартная параметризация уровня негауссовости включает в себя коэффициент  $f_{\text{NL}}$ , определяемый из биспектра. Напомним, что простейшей и наиболее хорошо изученной величиной, в которой может проявляться негауссовость флуктуаций СМВ, является трёхточечная корреляционная функция или её гармонический аналог — биспектр

$$\langle a_{\ell_1 m_1} a_{\ell_2 m_2} a_{\ell_3 m_3} \rangle. \quad (31)$$

Биспектр весьма чувствителен к некоторым формам негауссовости, считающимся "стандартными". К последним относят так называемую локальную форму, получаемую в предположении, что первичные флуктуации обладают нелинейностью, локальной в координатном пространстве [115]:

$$\Phi(x) = \Phi_{\text{L}}(x) + f_{\text{NL}} (\Phi_{\text{L}}^2(x) - \langle \Phi_{\text{L}}^2(x) \rangle), \quad (32)$$

где  $\Phi_{\text{L}}(x)$  — линейное гауссово поле,  $\langle \Phi_{\text{L}}(x) \rangle = 0$ ,  $f_{\text{NL}}$  — константа, описывающая нелинейность в виде квадратичной поправки в возмущениях гравитационного потенциала (кривизны). "Стандартными" считаются также "равносторонняя"  $f_{\text{NL}}^{\text{equil}}$  [173] и "ортогональная"  $f_{\text{NL}}^{\text{ortho}}$  [174] формы негауссовости.

Измерения амплитуды негауссовости биспектра СМВ  $f_{\text{NL}}$  были проведены в работе Planck [175]. При анализе негауссовости применялись три эстиматора биспектра (фитированный разделяемыми шаблонами, бинированный и модальный). Эстиматоры использовались для карт Planck 2015 с полными данными миссии по анизотропии температуры и E-поляризации, восстановленными четырьмя методами разделения компонент: SMICA, SEVEM, NILC и Commander. В картах использовались маски для удаления мешающих структур, таких как яркие области Галактики или мощные точечные источники, и исследуемая площадь составила около 70 % площади всего неба.

В результате анализа получены следующие согласованные параметры уровня негауссовости (после учёта байесовского смещения, вызванного линзированием и эффектом Сакса – Вольфа):  $f_{\text{NL}}^{\text{equil}} = -16 \pm 70$ ,  $f_{\text{NL}}^{\text{ortho}} = -34 \pm 33$ , если использовать только анизотропию температуры, и  $f_{\text{NL}}^{\text{equil}} = -3,7 \pm 43$ ,  $f_{\text{NL}}^{\text{ortho}} = -26 \pm 21$  на уровне достоверности 68 %, если использовать анизотропию температуры и E-поляризацию. Уровень локальной негауссовости  $f_{\text{NL}}^{\text{local}} = 2,5 \pm 5,7$  по T-данным и  $f_{\text{NL}}^{\text{local}} = 0,8 \pm 5,0$  по T- и E-данным (уровень достоверности 68 %). Исходя из функции правдоподобия для  $f_{\text{NL}}$ , с помощью которой исследуется режим малой первичной негауссовости, строятся оценки предела скорости звука при флуктуациях инфлатона или других микроскопических колебаниях инфляционных моделей [176]. Ограничения на скорость звука уже используются в комбинации с угловым спектром мощности.

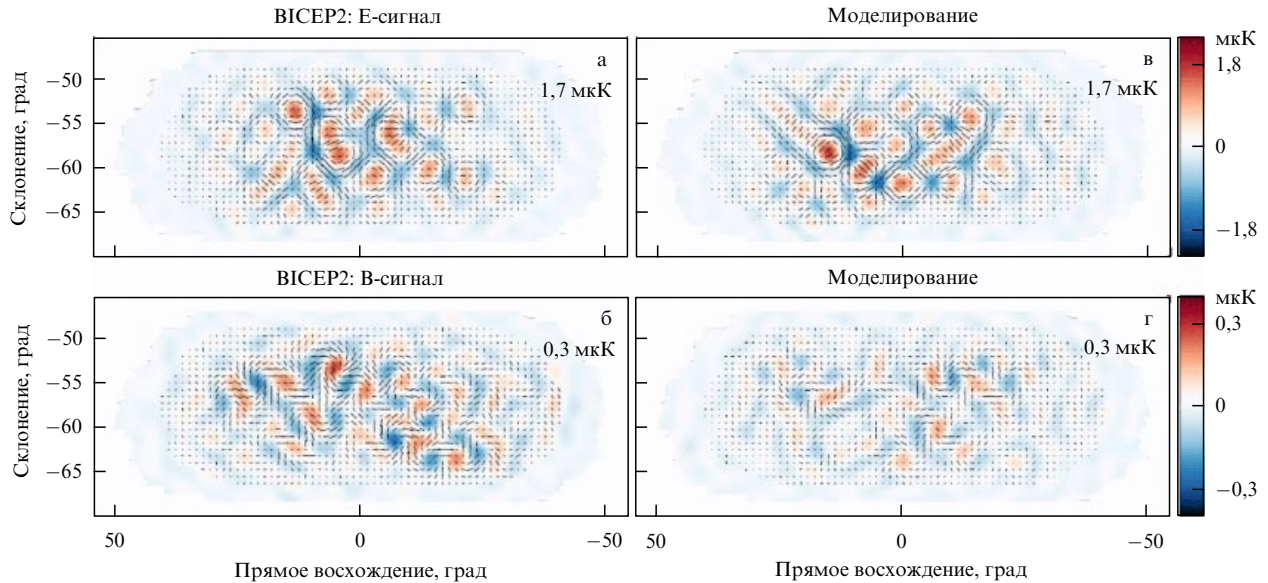
Заметим, что оценки уровня негауссовости проведены в рамках определённого метода, позволяющего исследовать свойства инфляционных моделей. Помимо негауссовости, определяемой из биспектра, существуют другие наблюдаемые в данных Planck негауссовы проявления, которые связаны с нарушением статистической изотро-

пии сигнала, и наиболее известные из них классифицируются как аномалии СМВ.

### 6.6. Результаты ВІСЕР2 и "Планк"

Отдельно отметим упоминаемый ранее эксперимент на телескопе ВІСЕР2/Keck. ВІСЕР2 — специализированный эксперимент с низким угловым разрешением (апертура телескопа 26 см, разрешение  $0,52^\circ$ ), который проводился на Южном полюсе с 2010 г. по 2012 г. на частоте 150 ГГц с чувствительностью, сравнимой с чувствительностью "Планка", на высокой галактической широте. При исследовании применялся содержащий 512 сенсоров болометр TES (Transition Edge Sensor), располагающийся в фокальной плоскости. Коллаборация ВІСЕР2 представила результаты исследования по данным наблюдений в работах [163, 164], где сделана оценка уровня В-моды поляризации со значительным превышением величины  $r = 0$  в  $\Lambda$ CDM-модели с учётом линзирования в диапазоне мультиполей  $30 < \ell < 150$ . Несмотря на то что вызванный искривлением пространства скоплениями галактик эффект линзирования, вносящий искажения в В-моду поляризации, существен на более мелких масштабах, его вклад учитывался при разделении компонент. Вклад пыли, оценённый на основе результатов предыдущего эксперимента ВІСЕР1 и также карт WMAP, был признан малосущественным на далёких от плоскости Галактики широтах. В результате анализа данных был обнаружен избыток поляризованного излучения в В-моду на градусных и субградусных масштабах (рис. 33). Это в принципе говорило о существовании нового эффекта, наблюдаемого в В-моду на частоте 150 ГГц. Авторы интерпретировали сигнал как имеющий космологическое происхождение, а именно как результат влияния искомым первичных гравитационных волн. Обнаруженный сигнал предполагает больший вклад в анизотропию СМВ, чем следовало из данных WMAP и опубликованных данных Planck по анизотропии температуры реликтового излучения. Открытие означало усложнение теоретических моделей. С другой стороны, можно было предположить, что в обнаруженном сигнале имеется и другая компонента излучения, не учитываемая в эксперименте с одной наблюдательной частотой, как это было в случае ВІСЕР2.

Уже в апреле 2014 г. появилась работа [177] сотрудников Института Нильса Бора Лиу и др., в которой обсуждалось возможное влияние намагниченной пыли на сигнал в В-моду поляризации на высоких галактических широтах. Излучение этой холодной пыли, представляющей собой облака из микроскопических вытянутых пылинок с вкраплением металлов, даёт дополнительный вклад в поляризованный фон. Такие облака находятся в остатках сверхновых со сравнительно сильными магнитными полями, что приводит к генерации поляризованного излучения. Угловые масштабы на небе, на которых может быть зарегистрировано подобное излучение, очень велики — например, Северный Галактический Шпур, образованный остатками сверхновых, наблюдается как аномальная полоса на карте синхротронного излучения, протянувшаяся от северного галактического полюса почти до средних широт южного галактического полушария. Интегральное излучение на таких масштабах как раз даёт вклад на градусных и десятиградусных масштабах. Как отмечено в работе [177], наблюдения на Южном полюсе в Антарктиде в эксперименте ВІСЕР2



**Рис. 33.** (В цвете онлайн.) Карты восстановленного поляризационного сигнала в E-моде (а) и B-моды (б) в эксперименте VICEP2. Ожидаемый по амплитуде моделируемый в  $\Lambda$ CDM линзированный сигнал с учётом шума для E-моды (в) и B-моды (г). Карты сглажены до разрешения  $50 < \ell < 120$ . В наблюдательных данных сигнал в B-моды поляризации существенно превышает ожидаемый для шума и линзированного сигнала ( $S/N > 2$  при  $\ell \sim 70$ ). (Из работы [164].)

как раз могут охватить те области неба, в которых находится такая заряженная пыль. Позднее в работах [178, 179] также прорабатывалась идея о том, что избыток излучения в B-моды на градусных масштабах связан с заряженной пылью. Работа Planck [180] по обсуждаемой теме появилась во второй половине сентября 2014 г. В отличие от VICEP2, Planck наблюдал линейную поляризацию на четырёх болометрических комплексах на частотах 100, 143, 217 и 353 ГГц. Это позволило учесть вклад различных компонент излучения, имеющих разные спектральные индексы и уровни яркости на разных угловых масштабах. В работе [180] были оценены вклады с различных участков неба с разным уровнем экранирования мешающих зон нашей Галактики. Были построены модели излучения (спектры мощности), уточняющие вклад компонент галактического излучения на различных угловых масштабах. Один из разделов работы посвящён излучению в B-моды поляризации в области наблюдений обсерватории VICEP2. В частности, были экстраполированы спектры мощности в B-моды поляризации, построенные по данным Planck на частоте 353 ГГц на круговых участках карт CMB площадью 400 кв. град на высоких галактических широтах, в диапазон частоты 150 ГГц (как у VICEP2). Наибольшая частота была выбрана потому, что изучать поляризацию пыли проще на более высокой частоте, где соответствующий сигнал и исследуемый эффект сильнее. Имея набор перекрывающихся спектр частот, можно без особых проблем проводить интерполяцию на промежуточные частоты. Более подробное исследование всех вкладов излучения на галактических широтах, а также на различных угловых масштабах позволило сделать, в частности, следующие выводы:

- экстраполяция спектров мощности показывает, что в областях высоких галактических широт существует значительное загрязнение пылью на масштабах, наиболее интересных для исследования первичных гравитационных волн;

- поляризованная пыль имеет спектр мощности со значительной дисперсией амплитуды, и, используя лишь данные Planck, невозможно точно выбрать области на поляризованном небе, абсолютно чистые от вклада пыли;

- при изучении площадки VICEP2 на градусных и субградусных масштабах (гармоники  $40 < \ell < 120$ ) экстраполяция спектра на частоту 150 ГГц даёт величину  $1,32 \times 10^{-2}$  мкК<sup>2</sup> со статистической погрешностью  $\pm 0,29 \times 10^{-2}$  мкК<sup>2</sup>; эта величина сравнима с измерениями VICEP2 в заданном диапазоне угловых масштабов;

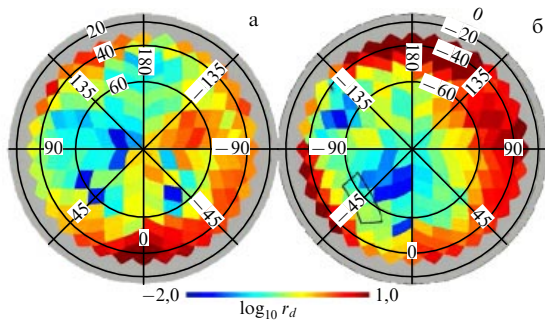
- зависимость от частоты спектров мощности в B-моды поляризации соответствует ожидаемой в случае поляризованного излучения пыли;

- обнаружены области на небе, в которых вклад поляризованной пыли меньше в два раза по сравнению с зарегистрированным в области наблюдений VICEP2 (рис. 34).

Вслед за работой [180] была опубликована статья с результатами совместного анализа Planck и VICEP2 [172], в которой была установлена верхняя граница, обсуждаемая нами ранее:  $r < 0,12$  с уровнем достоверности 95 %.

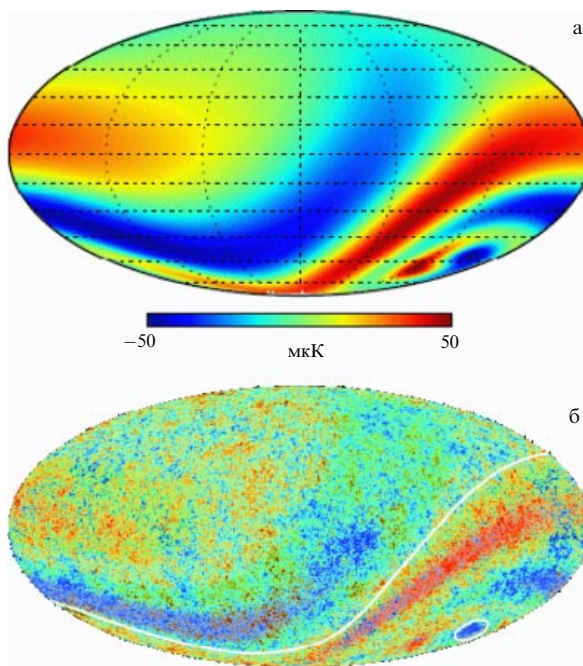
### 6.7. Геометрия и топология

Специальные статьи посвящены геометрическим и топологическим свойствам Вселенной, которые можно было бы увидеть в распределении реликтового излучения [156, 181–184]. Используя наблюдательные данные и моделирование сигнала CMB в разных топологических многообразных пространственно-временных вселенных, авторы этих работ закрыли многосвязные модели Вселенной с плоской, гиперболической и сферической геометрией. Кроме того, было показано, что данные Planck не позволяют делать достоверные утверждения о корреляциях, которые бы присутствовали в случае нетривиальных топологий, вроде Вселенной в виде додекаэдра или кубического тора.



**Рис. 34.** (В цвете онлайн.) Карты амплитуд  $D_\ell^{\text{BB}}$  при  $\ell = 80$  на частоте 150 ГГц в ортографической проекции для северного (а) и южного (б) галактических полушарий. Карты пересчитаны из данных Planck на частоте 353 ГГц. Градацией цвета показан вклад пыли в единицах  $r_d$  — отношения амплитуды спектра мощности излучения пыли к амплитуде спектра  $D_\ell^{\text{BB}}$  первичной тензорной моды при  $r = 1$  на  $\ell = 80$ , составляющей  $6,71 \times 10^{-2}$  мкК<sup>2</sup>. Например,  $r_d = 0,1$  означает, что ожидаемое загрязнение пылью на масштабах  $\ell = 80$  равно амплитуде первичной тензорной моды СМВ  $D_\ell^{\text{BB}}$  для  $r = 0,1$ . Чёрным контуром отмечена область, наблюдаемая в эксперименте ВИСЕР2. (Из работы [180].)

Не найдено и подтверждений физически анизотропного расширения Вселенной, которое описывается так называемыми моделями Бьянки, хотя по форме модели Бьянки VII<sub>h</sub> [182, 184] можно выделить соответствующий шаблон на карте РИ. Интерес к модели подогревается её соответствием трём типам аномалий, рассмотренных в разделе 7: асимметрии мощности в распределении сигнала в южном и северном галактических полушариях, Оси Зла и Холодному Пятну. Форма распределения сигнала СМВ в данной модели показана на рис. 35. При подборе и анализе модели Бьянки применялся байесовский подход для выбора анизотропной геометрии. Если не использовать физических предположений и разделить

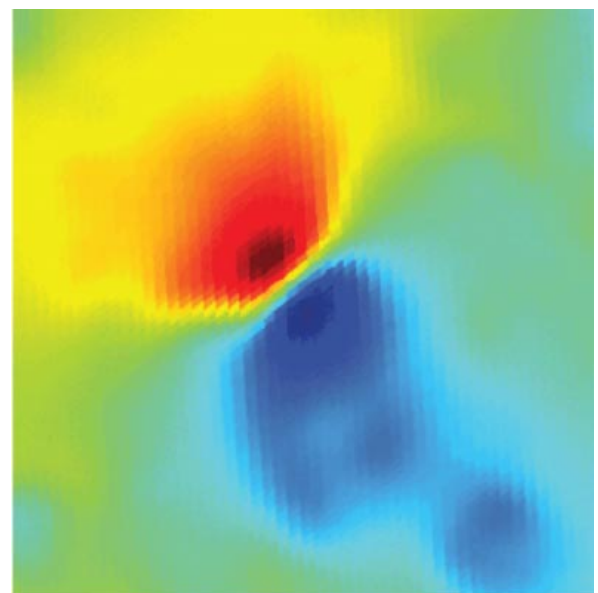


**Рис. 35.** (В цвете онлайн.) (а) Распределение сигнала СМВ в анизотропной космологической модели Бьянки VII<sub>h</sub>. (б) Карта СМВ с наложенным моделированным распределением сигнала.

анализ космологии Бьянки и стандартной космологии, то данным по анизотропии температуры Planck соответствует модель Бьянки с байесовским фактором 2,3 в логарифмических единицах [184]. При совместном анализе с подключением параметров стандартной космологической модели для данных по температуре и поляризации Planck требуется амплитуда  $-0,1 \pm 0,04$  по сравнению с +1, если бы модель Бьянки VII<sub>h</sub> соответствовала реальности. Для параметра завихренности, который можно применить для описания модели, имеем верхнюю границу:  $w/H_0 < 7,6 \times 10^{-10}$  на уровне достоверности 95%. Другими словами, космологические параметры, при которых можно было бы сгенерировать этот шаблон на карте, сильно расходятся с данными, полученными в наблюдениях Planck.

Данные Planck позволили наложить верхние ограничения на уровень флуктуаций СМВ, обусловленных топологическими дефектами. В работе [156] рассматривается возможность обнаружения топологических дефектов в виде космических струн — очень массивных, чрезвычайно протяжённых и практически предельно тонких образований, которые могли бы сохраниться с эпохи Большого взрыва. Космические струны могут иметь огромную концентрацию энергии на единицу длины  $\mu$ , что должно привести к различным наблюдаемым эффектам, включая гравитационное линзирование и фоновые гравитационные волны. В исследованиях Planck внимание сосредоточено на влиянии струн на СМВ, которое приводит к генерации особенностей, подобных линейным разрывам в распределении температуры (рис. 36).

Сравнимые по величине эффекты могут генерироваться и другими космическими дефектами, например полулокальными струнами и глобальными текстурами. Каждый тип топологических дефектов оказывает влияние на угловой спектр мощности СМВ и имеет свой признак в виде негауссовых особенностей на карте фона.



**Рис. 36.** (В цвете онлайн.) Модель характерного разрыва в распределении температуры СМВ, создаваемого космической струной. Струны типа Намбу–Гото создают касп — малую область на струне, которая движется почти со скоростью света и генерирует локализованный сигнал СМВ. (Из работы [156].)

Такие наблюдательные признаки позволяют отличить различные дефекты от проявлений альтернативных сценариев генерации флуктуаций СМВ и систематических эффектов. В работе [156] исследуются космические струны типа Намбу–Гото и струны из теории поля, у которых сильны радиационные эффекты. Результаты численного моделирования космических струн с использованием действия Намбу–Гото показывают, что космологические проявления исследуемого эффекта масштабно-инвариантны и могут наблюдаться несколько десятков длинных струн, протянувшихся вдоль каждого рассматриваемого объёма внутри горизонта. Такие струны являются непрерывным источником гравитационных возмущений на масштабах внутри горизонта, а величина возмущений определяется безразмерным параметром  $G\mu/c^2 = (\eta/m_{\text{Pl}})^2$ , где  $\eta$  — энергетический масштаб фазового перехода при формировании струн,  $m_{\text{Pl}}$  — планковская масса.

В результате поиска различными методами характерных ожидаемых негауссовых особенностей в распределении СМВ, связанных со струнами, получены верхние ограничения на возможность существования этих объектов на уровне достоверности 95%:  $G\mu/c^2 < 8,8 \times 10^{-7}$  с помощью биспектра и  $G\mu/c^2 < 7,8 \times 10^{-7}$  с помощью функционалов Минковского. Фактически делается вывод об отсутствии каких-либо признаков струн в зарегистрированном сигнале РИ Planck.

### 6.8. Вариации физических констант

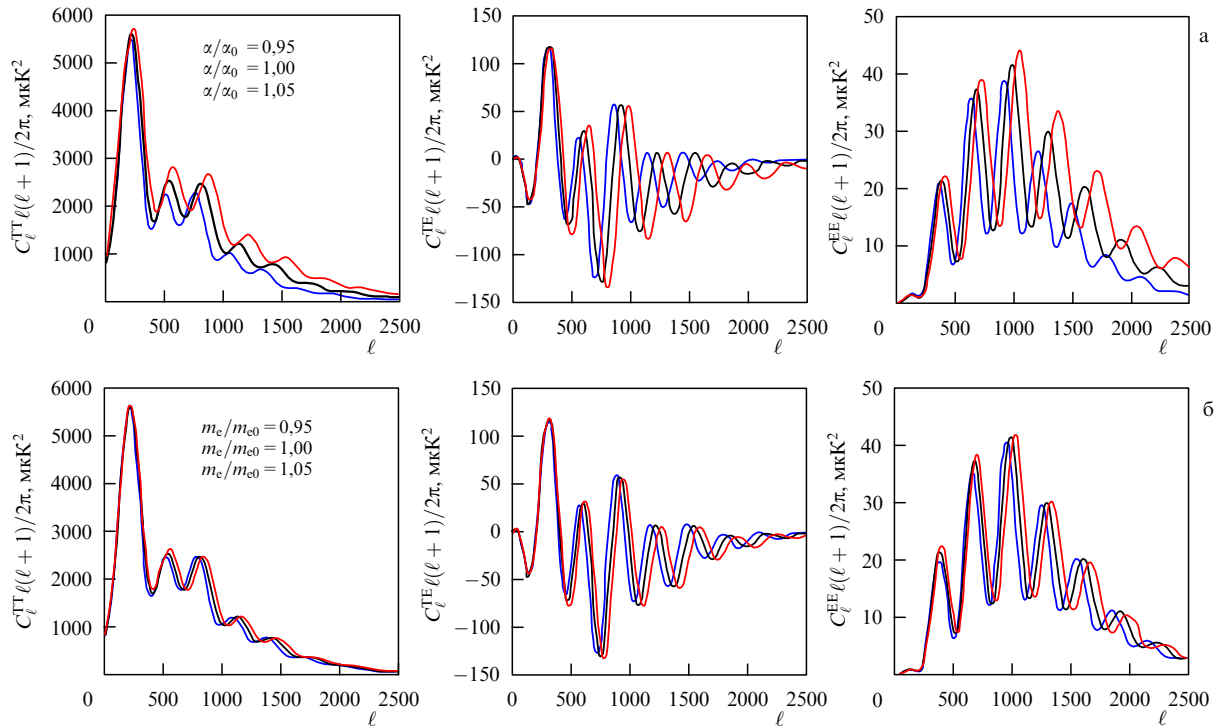
Эксперименты по измерению уровня возможной вариации физических констант давно занимают важное место в астрофизических исследованиях (см., например, [185]). Для этих целей предлагаются (и применяются) наблюдения линий поглощения в спектрах квазаров, звёзд

третьего поколения, скоплений галактик и молекулярные абсорбционные линии. Используются данные первичного нуклеосинтеза и, конечно, космического микроволнового фона. Среди работ Planck этой теме посвящена статья [186]. При изменении величины фундаментальных физических констант, в частности постоянной тонкой структуры  $\alpha$  или массы электрона  $m_e$ , может измениться история рекомбинации в нашей Вселенной, что естественным образом приведёт к изменению уровня флуктуаций СМВ и соответствующего углового спектра мощности (рис. 37).

Данные эксперимента Planck позволили почти в пять раз улучшить точность определения границ уровня (т.е. именно уменьшить интервал) возможных вариаций констант на момент рекомбинации ( $z \sim 10^3$ ) по сравнению с результатами WMAP. Новые установленные пределы независимой вариации констант по данным СМВ Planck: для постоянной тонкой структуры  $\Delta\alpha/\alpha = (3,6 \pm 3,7) \times 10^{-3}$ , для массы электрона  $\Delta m_e/m_e = (4 \pm 11) \times 10^{-3}$  на уровне достоверности 68%. Получены пределы и возможного пространственного изменения  $\alpha$ , соответствующего градиенту вдоль нашего Хаббловского объёма:  $\delta\alpha/\alpha = (-2,4 \pm 3,7) \times 10^{-2}$ .

## 7. Аномалии

Аномалии в распределении сигнала СМВ рассмотрены в работах Planck, посвящённых исследованию негауссовости и изотропии [175, 176, 181, 183]. Среди основных тестов для анализа изотропии карт СМВ, используемых Planck, отметим применение статистических моментов асимметрии и эксцесса, функционалов Минковского, сферических вейвлетов,  $N$ -точечных корреляционных функций, статистики пиков и др.



**Рис. 37.** (В цвете онлайн.) Модельные угловые спектры мощности СМВ ТТ, ТЕ и ЕЕ при различных величинах постоянной тонкой структуры  $\alpha$  (а) и массы электрона  $m_e$  (б). Кривыми показаны вариации значений:  $-5\%$  (синяя) и  $+5\%$  (красная). Чёрная кривая соответствует стандартным значениям параметров. (Из работы [186].)

Ввиду нашего движения через пространство, заполненное СМВ, распределение последнего статистически анизотропно уже в силу доплеровского уярчения, которое моделируется и легко учитывается при анализе реальных данных. Наряду с объяснёнными нарушениями статистической изотропии СМВ имеются другие отклонения, которые, в общем, являются признаком нарушения гауссовости сигнала. Обнаруженные в данных WMAP [187] "стандартные" аномалии, обсуждаемые в большом цикле работ разных авторов [30, 188–198], исследованы и с помощью данных Planck. Ранее обсуждался поиск первичной негауссовости, для которой был установлен низкий предел, однако есть ещё одно проявление негауссовости в виде статистической анизотропии, т.е. явления, в котором статистические свойства сигнала РИ различны на разных участках неба. Ярким примером этого является сигнал на низких мультиполях реликтового излучения (см. рис. 8), где можно обнаружить положения пятен, "знающих" о галактической или об эклиптической системах координат, а также о дипольном направлении движения Земли, что очень маловероятно для ожидаемого в случайном сигнале РИ. Отметим несколько эффектов на карте распределения РИ, которые были обнаружены в данных WMAP и сохранились на карте Планка.

### 7.1. Асимметрия север–юг мощности на картах космического микроволнового фона

Один из эффектов на карте распределения РИ мы уже частично обсуждали — это асимметрия распределения сигнала север–юг в галактической системе координат, которая присутствует также в эклиптической системе координат. Простого взгляда на карту РИ достаточно, чтобы заметить, что количество более холодных и горячих пятен в южном полушарии превышает соответствующее число в северном (см. рис. 1 и 35). Асимметрия легко подтверждается набором статистических тестов, что и сделано в представленных исследованиях Planck. Для объяснения (символического) привлекалась, в частности, и анизотропная модель Бьянки VII<sub>h</sub>, о которой мы говорили в разделе 6.7. Не исключено, что эта анизотропия является случайным эффектом.

### 7.2. Ось Зла

Другой пример анизотропии — близкое положение к одной оси максимумов и минимумов двух низких гармоник: квадруполя и октуполя. Ось, вдоль которой происходит выравнивание пятен, назвали Осью Зла<sup>8</sup>. Это название в физической литературе прижилось. Ось Зла объединяет два эффекта, наблюдаемых на картах WMAP и Planck (рис. 38): 1) эффект плоскостности — выравнивание вдоль одной плоскости как квадруполя, так и октуполя, т.е. случай, когда горячие и холодные пятна гармоник выстраиваются вдоль одной линии; 2) эффект выравнивания — практическое совпадение осей, перпендикулярных плоскостям квадруполя и октуполя. Совпадение осей квадруполя и октуполя особенно чётко проявляется в данных WMAP — угол между ними < 10°. В данных Planck этот угол равен 13° (см. рис. 38), что увеличивает вероятность возникновения такого

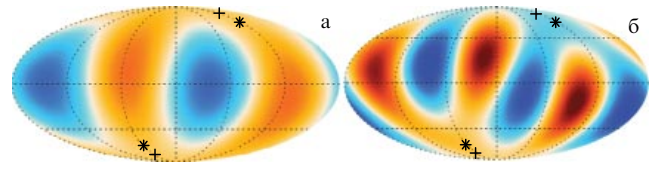


Рис. 38. (В цвете онлайн.) Квадруполь (а) и октуполь (б) карты реликтового излучения в данных Planck. Крестом отмечено положение перпендикуляра к оси квадруполя, звёздочкой — положение перпендикуляра к оси октуполя. Угол между осями 13°. (Из работы [181].)

случайного совпадения, но не объясняет чувствительности Оси Зла к направлению движения Земли в местном скоплении галактик и к эклиптической системе координат. Одно из интересных объяснений, предложенное в работе [199], связано с микроволновым излучением Пояса Койпера как источника этой анизотропии. В связи с квадруполем обсуждается ещё один аномальный эффект — его низкая амплитуда, а именно значение  $C_{\ell=2}$ , которое меньше допустимого уровня, определяемого космической вариацией. Несмотря на вывод Planck [181] о том, что проблема с Осью Зла фактически снята, Копи и др. [200] в 2013 г., применив различные статистические методы проверки выравнивания квадруполя и октуполя, показали, что обе гармоники всё ещё связаны с направлением диполя на уровне статистической значимости выше  $3\sigma$ . Отметим, что, хотя угол между низкими гармониками больше 10° (в радиоастрономии обсуждается выравнивание вдоль одного направления в случае, если угол не превышает 10°), проблема действительно не решена. Обе гармоники продолжают фиксировать эклиптическую плоскость, ширина которой больше 20°. Заметим также, что при исследовании РИ проблемы Оси Зла и амплитуды квадруполя часто связываются, и при объяснении одной обсуждается и другая.

### 7.3. Холодное Пятно

Осталось непонятым и происхождение названной Холодным Пятном (Cold Spot) аномалии, расположенной, кстати, тоже в Южном полушарии (рис. 39). У этой флуктуации, размером примерно 10°, необычна и форма — три (на сглаженной карте) соединённых холодных пятна, причём распределение СМВ в этом направлении имеет глубокий минимум. Первоначально на него обратила внимание испанская группа исследователей [189] в 2005 г., которая изучала различие статистики сигнала между южной и северной полусферами с помощью

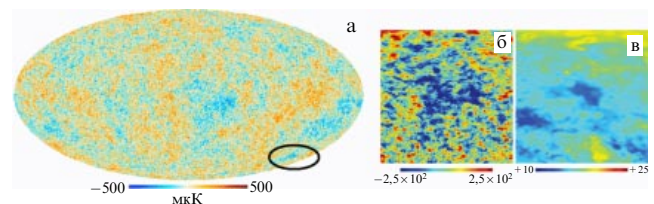


Рис. 39. (В цвете онлайн.) (а) Положение Холодного Пятна на карте реликтового излучения по данным Planck (галактические координаты центра области:  $l = 209^\circ$ ,  $b = -56^\circ$ ). (б) Область Холодного Пятна размером  $30^\circ \times 30^\circ$ . (в) Область Холодного Пятна на карте радиоизлучения на частоте 408 МГц, где доминирует синхротронное излучение.

<sup>8</sup> Таков был исходный заголовок статьи [181], позднее скорректированный.

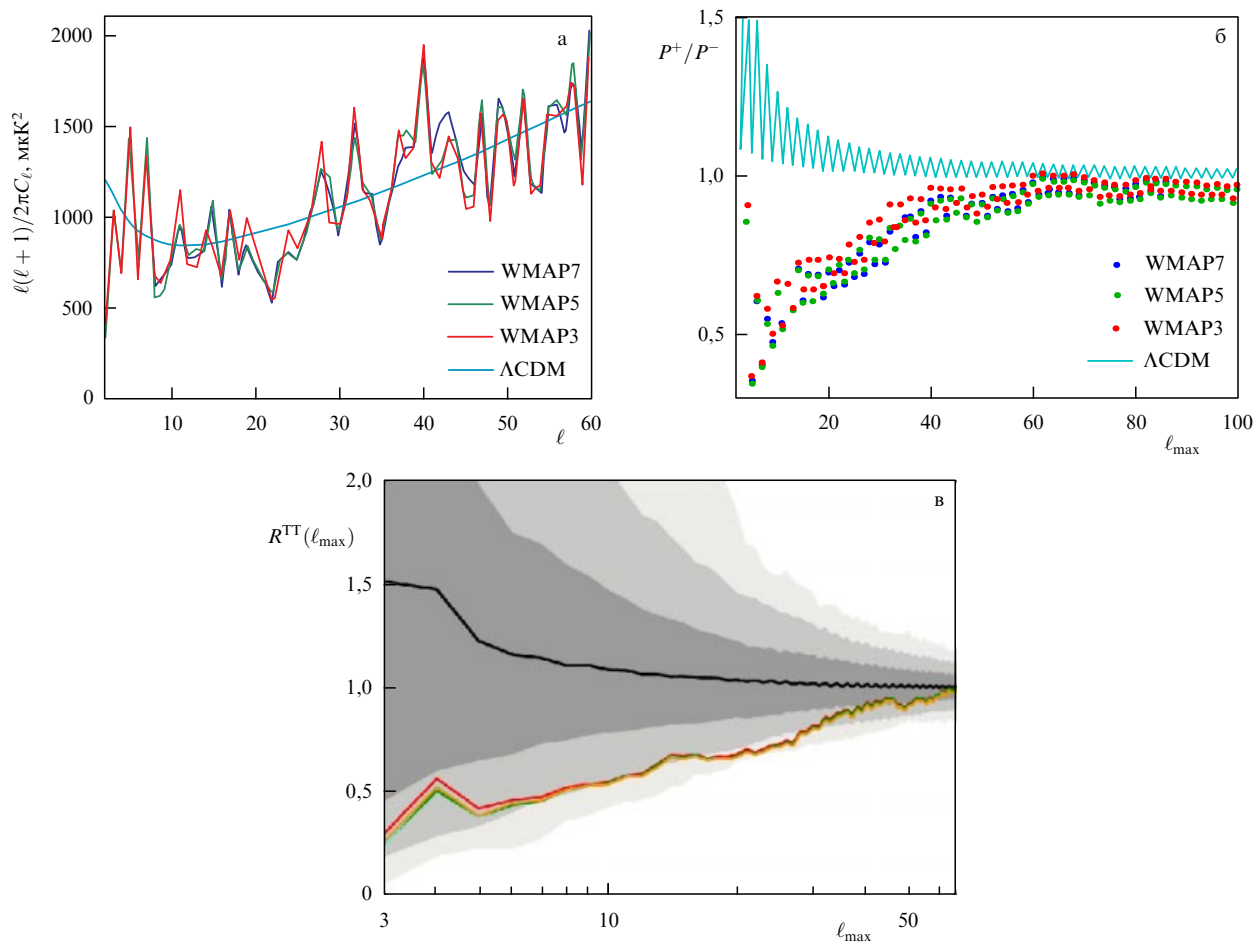
сферических вейвлетов. Эта группа обнаружила, что существенное отклонение от гауссовой статистики на южной полусфере обусловлено наличием пятна с галактическими координатами  $(b, l) = (-57^\circ, 209^\circ)$  размером  $\sim 10^\circ$  и амплитудой ниже  $-4\sigma$ , где  $\sigma^2$  — дисперсия флуктуаций. Вероятность случайного возникновения такого пятна на карте с гауссовым распределением сигнала была оценена с помощью моделирования карт и обнаружения вейвлет-методом как 0,2%. Не вдаваясь в различные интерпретации эффекта, отметим, что пятно, по-видимому, имеет связь с нашей Галактикой, так как присутствует на карте 408 МГц (1982 г.) с доминированием синхротронного излучения, а также имеет особенности в распределении сигнала, коррелирующие с магнитным полем нашей Галактики [201].

#### 7.4. Нарушение чётности спектра

Среди замечательных проявлений аномальных свойств карты РИ — асимметрия чётности, на которую обратили внимание Ким и Насельский [190]. Аномалия проявляется в том, что доля мощности РИ, которая содержится в мультиполях с чётным номером  $\ell$ , существенно меньше мощности мультиполей с нечётным  $\ell$ , т.е. на

низких гармониках точки спектра  $C_\ell$  с нечётными номерами мультиполей, как правило, лежат выше тех, у которых номера чётные. Аномалия наблюдается и в данных WMAP, и в данных Planck (рис. 40). На основании обнаруженного свойства был предложен метод оценки качества карт с помощью углового спектра мощности РИ  $C_\ell$ . Такой подход обоснован. В стандартной космологической модели (сейчас это  $\Lambda$ CDM) для случайного (гауссова) поля первичных возмущений  $\Phi(\mathbf{k})$  с плоским спектром мощности ожидается наличие плато в угловом спектре мощности СМВ на низких мультиполях, обусловленного эффектом Сакса – Вольфа, а именно  $\ell(\ell + 1) C_\ell \approx \text{const}$ . Сферические гармоники при отражении координат меняются как  $Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{n}}) = (-1)^\ell Y_{\ell m}(-\hat{\mathbf{n}})$ . Поэтому асимметрия в угловом спектре мощности для чётных и нечётных гармоник может рассматриваться как асимметрия мощности чётных и нечётных компонент карт.

Авторы [190] обнаружили, что мощность нечётных мультиполей систематически превышает мощность чётных при небольших  $\ell$ , и назвали этот феномен "асимметрией чётности". Чтобы количественно описать такую асимметрию, было предложено рассмотреть отношение



**Рис. 40.** (В цвете онлайн.) (а) Угловой спектр мощности (несглаженный) эксперимента WMAP демонстрирует на низких мультиполях свойство пилообразности — разделение по чётности номера сферической гармоники. (б) Величина  $P^+/P^-$  — отношение суммы амплитуд мультиполей с чётными номерами к сумме амплитуд гармоник с нечётными номерами — в зависимости от номера максимального мультиполя  $\ell_{\max}$ , до которого проводится суммирование. (Из работы [190].) (в) Отношение  $R^{\text{TT}} = P^+/P^-$  для карт СМВ Planck 2015: Commander (красная кривая), NILC (оранжевая кривая), SEVEM (зелёная кривая) и SMICA (голубая кривая) в зависимости от  $\ell_{\max}$ . Затенением (от тёмно-серого цвета до светло-серого) отмечены соответственно распределения статистических ожиданий на уровнях достоверности  $1\sigma$ ,  $2\sigma$ , и  $3\sigma$ . (Из работы [183].)

суммы квадратов амплитуд чётных мультиполей  $P^+$  к сумме квадратов нечётных  $P^-$ ,

$$P^+ = \sum_{\text{чётные } \ell < \ell_{\max}} \frac{\ell(\ell+1) C_\ell}{2\pi},$$

$$P^- = \sum_{\text{нечётные } \ell < \ell_{\max}} \frac{\ell(\ell+1) C_\ell}{2\pi}.$$

В работе [190] было выдвинуто интересное предположение, что низкая амплитуда квадруполь СМВ может быть частью той же аномалии, что и асимметрия чётности. При анализе сигнала Planck было проведено моделирование методом Монте-Карло, которое показало, что только для 0,2% из 1000 симуляций СМВ отношение  $P^+/P^-$  попадает в нижний дальний хвост распределения (рис. 40) [183]. Ввиду асимметрии мощности сигнала СМВ на северной и южной полусферах, проявляющейся сильнее на мультиполях  $2 \leq \ell \leq 19$ , чем на  $20 \leq \ell \leq 40$ , предполагается, что аномалии, такие как асимметрия мощности на полусферах, низкая амплитуда квадруполь и асимметрия чётности, имеют общее происхождение в области малых  $\ell$ . Такие аномалии могут объясняться как космологическими причинами, по которым Вселенная почему-то предпочитает нечётный сигнал, так и неизученным влиянием систематических погрешностей в наблюдениях и при анализе данных.

### 7.5. Низкая амплитуда низких мультиполей

Анализ наблюдений Planck выявил ещё один аномальный эффект. Оказалось, что в диапазоне низких мультиполей,  $\ell \in [5; 30]$ , наблюдается понижение амплитуды измеренного углового спектра мощности космического микроволнового фона по отношению к ожидаемому в  $\Lambda$ CDM [27, 117]. Спектры мощности всех четырёх карт РИ, подготовленных коллаборацией Planck, отличаются на низких  $\ell$  друг от друга менее, чем на  $50 \text{ мкК}^2$ , для каждого мультиполя. В то же время различие с данными WMAP ILC 9-го года наблюдений больше, чем на  $100 \text{ мкК}^2$ , т.е. находится на уровне 2%–3%. Это различие не может быть объяснено инструментальными ошибками обсерватории "Планк".

Но самым любопытным моментом является относительно малая амплитуда низких мультиполей, приводящая к "напряжённости" между данными Planck и моделью  $\Lambda$ CDM, которая наилучшим образом соответствует измеренному угловому спектру мощности во всём диапазоне частот, особенно средним и высоким гармоникам (см. рис. 26). Дефицит мощности в области низких частот спектра  $\ell \lesssim 40$  составляет 5%–10% на уровне статистической значимости  $2,5-3\sigma$ .

Таким образом, из данных команды Planck [117] получается, что, хотя простейшая модель  $\Lambda$ CDM прекрасно соответствует средним и малым угловым масштабам распределения РИ на сфере, несогласованность с данными в области низких гармоник позволяет говорить, что эта модель может быть неполна.

### 7.6. Курьёз

В качестве забавного факта отметим наличие "инициалов" Стивена Хокинга на карте микроволнового фона, обнаруженное в данных WMAP. В 2010 г. руководитель проекта Ян Таубер сказал, что на карте Planck этих символов нет. Однако на рис. 41 видна область, напоми-

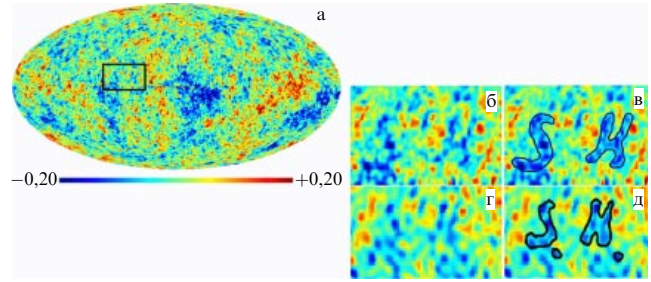


Рис. 41. (В цвете онлайн.) (а) Положение области с шаблоном символов SH на карте РИ WMAP. (б) Область SH в увеличенном масштабе. (в) Зоны символов SH, обведённые контурами. (г) Область SH в увеличенном масштабе на карте Planck, сглаженная до углового разрешения WMAP. (д) Зоны символов SH (с "точками"), обведённые контурами, на карте Planck.

нающая инициалы Хокинга в данных WMAP и Planck. Как можно заметить, на новых картах около "букв" S и H появились ещё и "точки". Надо заметить, что физического смысла в отождествлении этих символов нет — это всего лишь игра нашего воображения, подбирающего шаблоны под случайное распределение сигнала.

## 8. Заключение

Итак, из трёх наиболее важных целей миссии "Планк": измерение космологических параметров с высокой точностью, поиск и составление каталога скоплений галактик с эффектом Сюняева–Зельдовича и измерение сигнала в В-моду поляризации для проверки теории инфляции, можно считать достигнутыми первые две. Для выполнения третьей задачи понадобятся дополнительные наблюдения с лучшими чувствительностью и частотным покрытием и усовершенствование методов разделения поляризационных компонент при выделении сигнала СМВ. Открытие холодной намагниченной пыли тоже представляет большой интерес.

Результаты измерения космологических параметров по угловым спектрам мощности, построенным по данным анизотропии температуры и поляризации Planck, подтвердили [117] основную (стандартную) космологическую модель  $\Lambda$ CDM. Данные Planck уточнили параметры этой модели, которые представлены в работе [117] (см. там табл. 4 с параметрами согласованной с другими экспериментами модели). Среди них — угловой размер акустического горизонта эпохи последнего рассеяния, оцениваемый по положению пиков в угловом спектре мощности (обозначается как  $100 \times \theta_*$  — домножается на  $100$ )<sup>9</sup>, равный  $1,04112 \pm 0,00029$  рад; амплитуда первичных возмущений  $A_s$ , домножаемая на  $10^{10}$  и записываемая в виде логарифма:  $\ln(10^{10} A_s) = 3,064 \pm 0,023$ ; скалярный спектральный индекс  $n_s = 0,9667 \pm 0,0040$ , плотности барионной и тёмной материи соответственно  $\Omega_b h^2 = 0,02230 \pm 0,00014$  ( $\Omega_b = 0,049$ ),  $\Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0,1188 \pm 0,0010$  ( $\Omega_{\text{CDM}} = 0,259$ ), а также их относительная сумма — плотность материи  $\Omega_m = 0,3089 \pm 0,0062$  и красное смещение  $z_{\text{re}}$ , соответствующее эпохе вторичной ионизации, в которую нейтральный газ во Вселенной стал ионизи-

<sup>9</sup> Параметр  $\theta_*$  и стандартный параметр  $\theta_{\text{MC}}$  из табл. 4 в разделе 6, рассчитываемый программой CosmoMC [134], хотя и близки по значению, но всё-таки немного различаются, так как основаны на разных приближениях.



ванным под действием ультрафиолетового излучения первых звёзд и активных ядер галактик,  $z_{\text{re}} = 8,8_{-1,1}^{+1,2}$ . Вместо параметра  $z_{\text{re}}$  в расчётах используют другую, но полностью соответствующую ему величину, — оптическую толщину  $\tau$  в эпоху реионизации,  $\tau = 0,066 \pm 0,012$ .

Измеренные параметры позволяют зафиксировать космологическую модель и определить остальные параметры с использованием только данных Planck или с привлечением данных других экспериментов в согласованных оценках. Среди остальных параметров отметим плотность тёмной энергии  $\Omega_\Lambda = 0,6911 \pm 0,0062$ , величина которой связана и с размером  $\theta_*$ , и с прохождением фотонов РИ сквозь формирующиеся скопления галактик за космологическое время (эффект Сакса – Вольфа). Другим важным параметром является параметр расширения Хаббла в настоящую эпоху — постоянная Хаббла (по данным Planck  $H_0 = 67,74 \pm 0,46 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ ). С параметром Хаббла связан и возраст Вселенной  $t_0 = 13,799 \pm 0,021$  млрд лет. Если известна оптическая толщина, которая определяет свойства среды и является связанной с плотностью материи, а также имеются данные о гравитационном линзировании, то тогда может быть установлена дисперсия спектра мощности распределения вещества. Эта величина описывается параметром  $\sigma_8 = 0,8159 \pm 0,0086$ , характеризующим сгущивание материи в кубе радиусом 8 МПк. Ещё один параметр плотности —  $\Omega_K = 1 - \Omega_0$ , описывающий кривизну Вселенной, связан с суммарной плотностью всех компонент энергии  $\Omega_0$ , объединяющей  $\Omega_\Lambda$ ,  $\Omega_{\text{CDM}}$ ,  $\Omega_b$ , плотности излучения и нейтрино, и с размером характерных пятен РИ на момент рекомбинации  $t_*$ . Используя только данные по РИ, в которые входят и измерения Planck, и данные по линзированию, и данные оптических обзоров, имеем оценку кривизны:  $\Omega_K = 0,0008_{-0,0039}^{+0,0040}$ . Малое значение  $\Omega_K$  является признаком того, что наша Вселенная с высокой точностью плоская (т.е. сумма углов любого треугольника, построенного на больших масштабах, равна  $180^\circ$ ), что в свою очередь говорит в пользу теории инфляционного расширения.

Отметим ещё пять параметров расширенной модели: массу нейтрино  $\sum m_{\nu_i} < 0,194$  эВ, эффективное число типов нейтрино  $N_{\text{eff}} = 3,04 \pm 0,33$ , долю барионов в первичном гелии  $Y_p = 0,249_{-0,026}^{+0,025}$ , верхнюю границу уровня отношения тензорной моды возмущений к скалярной  $r_{0,002} < 0,113$ , что удовлетворяет инфляционной модели  $R^2$  Старобинского, параметр квинтэссенции для случая тёмной энергии, описываемой динамическим полем:  $w = -1,0119_{-0,80}^{+0,075}$ . Сравнение результатов с данными WMAP проведено в табл. 5.

Небольшие, но всё-таки заметные отличия результатов Planck от полученных в эксперименте WMAP обсуждались в работах коллаборации WMAP. Различия в соотношении барионной плотности  $\Omega_b$  и плотности тёмной энергии  $\Omega_\Lambda$  и, как следствие, постоянной Хаббла  $H_0$  в работе Planck [118] объясняется подключением дополнительного теста — анализа космологических параметров с помощью гравитационного линзирования СМВ на скоплениях галактик. Эта возможность была обеспечена лучшим разрешением у "Планка", чем у WMAP, а также наблюдением дополнительных барионов в филаментах крупномасштабной структуры. В работе коллаборации WMAP [202] обсуждаются возможные причины различия между результатами. В частности, исследована процедура разделения компо-

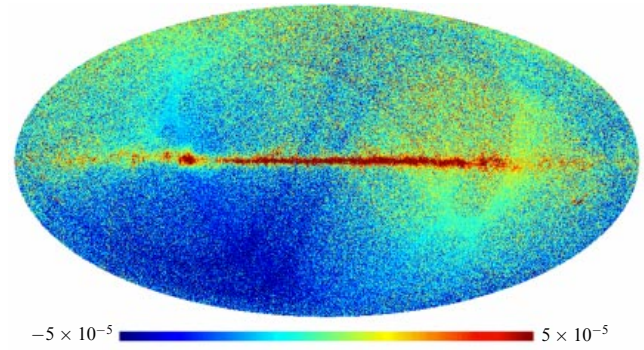


Рис. 42. Разность карт релизов 2015 г. и 2013 г. обсерватории "Планк" на частоте 217 ГГц. Видны излучения в области Галактики (центральная полоса) и артефакты в плоскости эклиптики, отражающие скан-стратегию миссии "Планк".

нент методами WMAP (построение карты ILC), которые были применены для многочастотных наблюдательных данных Planck релиза 2013 года. Было обнаружено, что исключение из анализа данных канала на частоте 217 ГГц приводит к хорошему (с погрешностью  $< 1,1\sigma$ ) восстановлению результатов WMAP9 с использованием лишь наблюдений Planck. Авторы делают вывод о том, что при калибровке данных на частоте 217 ГГц в эксперименте Planck могли возникнуть проблемы, которые отразились на результатах.

Отметим, что в технологической цепочке обработки данных, особенно в процедуре дестрайпинга, позднее были проведены изменения, и это, в частности, отразилось на разности карт Planck 2015 г. и Planck 2013 г. (рис. 42). Самые заметные различия коснулись карт на частоте 217 ГГц, которые дают существенный вклад в результирующие карты СМВ Planck. Проанализировав данные WMAP9 и Planck для промежуточных мультиполей ( $\ell > 100$ ), авторы [203] пришли к нескольким выводам:

- 1) наблюдаемое небо одинаково у обеих миссий, а наблюдаемые гармоники различны;
- 2) разница в спектрах мощности является устойчивой и превышает ожидаемую от космической вариации;
- 3) одиночное измерение космологических параметров даёт уровень ошибок в пределах уровня гауссовой неопределённости;
- 4) расхождение при совместном определении шести параметров приводит к погрешности на уровне  $6\sigma$ ;
- 5) самые сильные различия при совместном определении параметров возникают в параметрах  $\Omega_{\text{CDM}}h^2$  и  $A_s$ ;
- 6) основное влияние на космологические параметры обусловлено скорее эффектами, связанными с диаграммой направленности антенны Planck, а не с аналогичными явлениями у WMAP.

В пользу того, что разница между данными обусловлена систематическими погрешностями, говорит и наше сравнение карт WMAP и Planck для гармоник, имеющих максимальное различие в спектрах мощности СМВ обеих миссий [204, 205].

Итак, можно сделать вывод, что тип космологической модели —  $\Lambda$ CDM, практически совпадающей по параметрам с измерениями WMAP, твёрдо установлен. Это является прекрасным результатом. Множественное измерение эффекта Сюняева–Зельдовича, построение карты молекулярного газа Галактики и другие важные

результаты открыли новые возможности в астрофизике. Аномалии на карте РИ всё ещё нуждаются в убедительном объяснении.

Исследования, проведённые по программе космической миссии "Планк" позволили продемонстрировать кроме научных результатов ряд следующих независимых космологических тестов, основанных исключительно на наблюдениях СМВ:

- угловой спектр мощности  $C_\ell$  отдельно на низких ( $2 \leq \ell \leq 50$ ), средних ( $50 < \ell < 600$ ) и высоких гармониках для независимого определения космологических параметров;

- корреляционные спектры мощности  $C_\ell^{\text{TE}}$  и  $C_\ell^{\text{EE}}$  для определения параметров эпохи реионизации; низкие гармоники E-моды для совместного  $C_\ell^{\text{TT}}$  определения космологических параметров;

- корреляционные спектры мощности  $C_\ell^{\text{TB}}$  и  $C_\ell^{\text{VB}}$  для поиска первичных гравитационных волн и определения параметров инфляционной модели;

- статистические свойства сигнала — гауссовость как параметр инфляционной модели; амплитуда гармоник — как параметр для анализа топологии и геометрии Вселенной; статистическая анизотропия — как тест для сложной инфляционной модели;

- скопления галактик, проявляющиеся на карте СМВ вследствие эффекта Сюняева–Зельдовича, как способ измерения ряда космологических параметров и масс скоплений галактик;

- линзирование СМВ;

- распределение сигнала СМВ на картах как тест на топологию Вселенной.

Благодаря лучшему угловому разрешению и лучшей чувствительности количество тестов, проведённых Planck, значительно больше, чем WMAP. Независимость определения параметров и большое число независимых точек на угловом спектре мощности, амплитуда которых многократно проверялась и уточнялась, несомненно, вызывает доверие к полученным данным и результатам их анализа.

Отметим, что исследования реликтового излучения ещё не закончены. Необходимо улучшить учёт вклада холодной намагниченной пыли, чтобы продвинуться дальше в исследованиях В-моды поляризации. Ощущается неполнота каталога скоплений галактик с эффектом Сюняева–Зельдовича. Измерение потоков от точечных источников на уровне  $< 5\sigma$  на картах Planck представляет дополнительный интерес при изучении анизотропии сигнала на высоких гармониках. Исследование аномалий СМВ также продолжается.

**Благодарности.** Автор выражает признательность рецензенту за ценные замечания, позволившие улучшить изложение и отразить нераскрытые темы. Автор также благодарен коллегам А.Г. Дорошкевичу, П.Д. Насельскому, В.А. Рубакову, И.Д. Новикову, В.Л. Лукашу за плодотворное обсуждение исследований, представленных в обзоре. Кроме того, автор считает своим приятным долгом поблагодарить Фонд некоммерческих программ Дмитрия Зимина "Династия" за поддержку исследований по данной теме, результаты которых способствовали подготовке обзора. В исследованиях использовались открытые архивы наблюдений миссий Planck ESA (Planck Legacy Archive) и WMAP NASA (Lambda). Для анализа данных и построения изображе-

ний СМВ применялся пакет GLESP [22, 23]. Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант 13-02-00027).

## Список литературы

1. Bennett C L et al. *Astrophys. J. Suppl.* **148** 1 (2003); astro-ph/0302207
2. Bennett C L et al. *Astrophys. J. Suppl.* **148** 97 (2003); astro-ph/0302208
3. Spergel D N et al. *Astrophys. J. Suppl.* **148** 175 (2003); astro-ph/0302209
4. Hinshaw G et al. *Astrophys. J. Suppl.* **170** 288 (2007); astro-ph/0603451
5. Hinshaw G et al. *Astrophys. J. Suppl.* **180** 225 (2009); arXiv:0803.0732
6. Jarosik N et al. *Astrophys. J. Suppl.* **192** 14 (2011); arXiv:1001.4744
7. Bennett C L et al. *Astrophys. J. Suppl.* **208** 20 (2013)
8. Hinshaw G et al. *Astrophys. J. Suppl.* **208** 19 (2013)
9. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.* **571** A4 (2014)
10. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.* **571** A7 (2014)
11. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01582
12. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01585
13. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.* **571** A2 (2014)
14. Keihänen E et al. *Astron. Astrophys.* **510** A57 (2010); arXiv:0907.0367
15. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.*, submitted; arXiv:1507.08853
16. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01586
17. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01587
18. Górski K M et al. *Astrophys. J.* **622** 759 (2005)
19. Верходанов О В, Дорошкевич А Г *УФН* **183** 849 (2013); Verkhodanov O V, Doroshkevich A G *Phys. Usp.* **56** 801 (2013)
20. Crittenden R G, Turok N G "Exactly azimuthal pixelizations of the sky", Report DAMTP-1998-78 (1998); astro-ph/9806374
21. Tegmark M *Astrophys. J.* **480** L87 (1997); astro-ph/9611130
22. Doroshkevich A G et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **14** 275 (2005); astro-ph/0305537
23. Doroshkevich A G et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **20** 1053 (2011); arXiv:0904.2517
24. Jones W C et al. *Astrophys. J.* **647** 823 (2006); astro-ph/0507494
25. Stompor R et al. *Phys. Rev. D* **65** 022003 (2003); astro-ph/0106451
26. Naess S *JCAP* (10) 007 (2014); arXiv:1405.5524
27. Planck Collab. *Astrophys. Astrophys.* **536** A1 (2011)
28. Верходанов О В *УФН* **182** 1177 (2012); Verkhodanov O V *Phys. Usp.* **55** 1098 (2012)
29. Tegmark M, Efstathiou G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **281** 1297 (1996)
30. Tegmark M, de Oliveira-Costa A, Hamilton A *Phys. Rev. D* **68** 123523 (2003)
31. Bonaldi A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** 1791 (2008)
32. Kim J, Naselsky P, Christensen P R *Phys. Rev. D* **79** 023003 (2009)
33. Maino D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **374** 1207 (2007); astro-ph/0609228
34. Stolyarov V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **336** 97 (2002)
35. Leach S M et al. *Astron. Astrophys.* **491** 597 (2008); arXiv:0805.0269
36. Doroshkevich A G, Verkhodanov O V *Phys. Rev. D* **83** 043002 (2011); arXiv:1008.4094
37. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.* **571** A12 (2014)
38. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.05956
39. Wandelt B D, Larson D L, Lakshminarayanan A *Phys. Rev. D* **70** 083511 (2004)
40. Eriksen H K et al. *Astrophys. J.* **676** 10 (2008); arXiv:0709.1058
41. Haslam C G T et al. *Astron. Astrophys.* **47** 1 (1982)
42. Delabrouille J et al. *Astron. Astrophys.* **493** 835 (2009)
43. Martínez-González E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 1101 (2003)

44. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01588
45. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A6 (2014)
46. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A11 (2014)
47. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A14 (2014); arXiv:1303.5074
48. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **566** A55 (2014)
49. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **576** A104 (2015)
50. Draine B T, Lazarian A *Astrophys. J.* **508** 157 (1998)
51. de Oliveira-Costa A et al. *Astrophys. J.* **567** 363 (2002)
52. Finkbeiner D P et al. *Astrophys. J.* **617** 350 (2004)
53. Семенова Т А, Парийский Ю Н, Бурсов Н Н *Астрон. журн.* **86** 3 (2009); Semenova T A, Pariiskii Yu N, Bursov N N *Astron. Rep.* **53** 1 (2009)
54. Komatsu E et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* (6) 06B10224 (2014); arXiv:1404.5415
55. Ali-Haimoud Y, Hirata C M, Dickinson C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **395** 1055 (2009)
56. Silsbee K, Ali-Haimoud Y, Hirata C M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 2750 (2011)
57. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A13 (2014)
58. Zeldovich Ya B, Sunyaev R A *Astrophys. Space Sci.* **4** 301 (1969)
59. Battistelli E S et al. *Astrophys. J.* **598** L75 (2003); astro-ph/0303587
60. Diego J M, Ascasibar Y *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **389** 1805 (2008); arXiv:0804.0432
61. Aghanim M et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01596
62. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A30 (2014)
63. Zaldarriaga M, Seljak U *Phys. Rev. D* **55** 1830 (1997); astro-ph/9609170
64. Kamionkowski M, Kosowsky A, Stebbins A *Phys. Rev. D* **55** 7368 (1997); astro-ph/9611125
65. Pacholczyk A G *Radio Astrophysics. Nonthermal Processes in Galactic and Extragalactic Sources* (San Francisco: W. H. Freeman, 1970)
66. Page L et al. *Astrophys. J. Suppl.* **170** 335 (2007); astro-ph/0603450
67. Kogut A et al. *Astrophys. J. Suppl.* **665** 355 (2007); arXiv:0704.3991
68. Vidal M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **452** 656 (2015); arXiv:1410.4438
69. Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.*, submitted; arXiv:1506.06660
70. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **564** A45 (2014)
71. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **576** A104 (2015)
72. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **576** A105 (2015)
73. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **576** A106 (2015)
74. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **576** A107 (2015)
75. Adam R et al. (Planck Collab.) *Astrophys. Astrophys.*, accepted; arXiv:1409.5738
76. Abergel A et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A24 (2011); arXiv:1101.2036
77. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A13 (2014)
78. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A22 (2011)
79. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A23 (2011)
80. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A20 (2011)
81. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A19 (2011); arXiv:1101.2029
82. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1409.2495
83. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **557** A53 (2013)
84. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **554** A139 (2013); arXiv:1208.5483
85. Finkbeiner D P *Astrophys. J.* **614** 186 (2004)
86. Dobler G, et al. *Astrophys. J.* **717** 825 (2010)
87. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A17 (2011)
88. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **582** A28 (2015); arXiv:1407.5452
89. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A7 (2011)
90. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A13 (2011)
91. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **550** A133 (2013); arXiv:1207.4706
92. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A28 (2014); arXiv:1303.5088
93. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1507.02058
94. Верходанов О В и др. *Астрофиз. бюл.* **70**164 (2015); Verkhodanov O V et al. *Astrophys. Bull.* **70** 156 (2015)
95. Верходанов О В *Письма в Астрон. журн.* **41** 499 (2015); Verkhodanov O V et al. *Astron. Lett.* **41** 457 (2015)
96. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1508.04171
97. Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Astrophys. Space Sci.* **7** 3 (1970)
98. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **557** A52 (2013)
99. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A21 (2014)
100. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A20 (2014)
101. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01597
102. Вихлинин А А и др. *УФН* **184** 339 (2014); Vikhlinin A A et al. *Phys. Usp.* **57** 317 (2014)
103. Компанец А С *ЖЭТФ* **31** 876 (1956); Kompaneets A S *Sov. Phys. JETP* **4** 730 (1957)
104. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **550** A129 (2013); arXiv:1204.2743
105. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **550** A134 (2013)
106. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **550** A132 (2013)
107. Kashlinsky A et al. *Astrophys. J.* **712** 81 (2010); arXiv:0910.4958
108. Atrio-Barandela F et al. *Astrophys. J.* **719** 77 (2010); arXiv:1001.1261
109. Planck Collab. *Astron. Astrophys.* **561** A97 (2014)
110. Planck Collab. *Astron. Astrophys.* **536** A18 (2011)
111. Насельский П Д, Новиков Д И, Новиков И Д *Реликтовое излучение Вселенной* (М.: Наука, 2003)
112. Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной: Космологические возмущения. Инфляционная теория*. (М.: КРАСАНД, 2010); Пер. на англ. яз.: Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe: Cosmological Perturbations and Inflationary Theory* (Singapore: World Scientific, 2011)
113. Лукаш В Н, Михеева Е В *Физическая космология* (М.: Физматлит, 2010)
114. Сахаров А Д *ЖЭТФ* **49** 345 (1965)
115. Komatsu E, Spergel D N *Phys. Rev. D* **63** 063002 (2001); astro-ph/0005036
116. Lewis A, Challinor A, Lasenby A *Astrophys. J.* **538** 473 (2000); astro-ph/9911177
117. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01589
118. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A16 (2014)
119. Pisanti O et al. *Comput. Phys. Commun.* **178** 956 (2008)
120. Hirata C M *Phys. Rev. D* **78** 023001 (2008)
121. Chluba J, Thomas R M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** 748 (2011)
122. Shaw J R, Chluba J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 1343 (2011)
123. Лукаш В Н, Рубаков В А *УФН* **178** 301 (2008); Lukash V N, Rubakov V A *Phys. Usp.* **51** 283 (2008)
124. Sahni V, Starobinsky A *Int. J. Mod. Phys. D* **9** 373 (2000)
125. Bond J R, Efstathiou G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **226** 655 (1987)
126. Sugiyama N *Astrophys. J. Suppl.* **100** 281 (1995)
127. Ma C.-P, Bertschinger E *Astrophys. J.* **455** 7 (1995)
128. Seljak U, Zaldarriaga M *Astrophys. J.* **469** 437 (1996); astro-ph/9603033
129. Zaldarriaga M, Seljak U, Bertschinger E *Astrophys. J.* **494** 491 (1998)
130. Lesgourgues J, Tram T *JCAP* (09) 032 (2011)
131. Planck Collab. *Astron. Astrophys.* **571** A17 (2014)
132. Smith R E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **341** 1311 (2003)
133. Takahashi R et al. *Astrophys. J.* **761** 152 (2012)
134. Lewis A, Bridle S *Phys. Rev. D* **66** 103511 (2002); astro-ph/0205436
135. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01583
136. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1507.02704
137. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A15 (2014)
138. Lewis A *Phys. Rev. D* **87** 103529 (2013)
139. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01591

140. Knox L, Song Y-S *Phys. Rev. Lett.* **89** 011303 (2002); astro-ph/0202286
141. Challinor A, Lewis A *Phys. Rev. D* **71** 103010 (2005); astro-ph/0502425
142. Lewis A, Challinor A *Phys. Rep.* **429** 1 (2006); astro-ph/0601594
143. Hirata C M et al. *Phys. Rev. D* **70** 103501 (2004); astro-ph/0406004
144. Smith K M et al. *Phys. Rev. D* **76** 043510 (2007); arXiv:0705.3980
145. Hirata C M et al. *Phys. Rev. D* **78** 043520 (2008); arXiv:0801.0644
146. Das S et al. *JCAP* (04) 014 (2014); arXiv:1301.1037
147. Story K T et al. *Astrophys. J.* **779** 86 (2013); arXiv:1210.7231
148. Smith K M et al. *AIP Conf. Proc.* **1141** 121 (2009); arXiv:0811.3916
149. Okamoto T, Hu W *Phys. Rev. D* **67** 083002 (2003); astro-ph/0301031
150. van Engelen A et al. *Astrophys. J.* **756** 142 (2012); arXiv:1202.0546
151. Anderson L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **441** 24 (2014); arXiv:1312.4877
152. Ross A J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **449** 835 (2015); arXiv:1409.3242
153. Beutler F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **416** 3017 (2011); arXiv:1106.3366
154. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.02114
155. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A22 (2014)
156. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A25 (2014)
157. Ijjas A, Steinhardt P J, Loeb A *Phys. Lett. B* **723** 261 (2013); arXiv:1304.2785
158. Guth A H, Kaiser D I, Nomura Y *Phys. Lett. B* **733** 112 (2014); arXiv:1312.7619
159. Linde A, arXiv:1402.0526
160. Ijjas A, Steinhardt P J, Loeb A *Phys. Lett. B* **736** 142 (2014); arXiv:1402.6980
161. Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **91** 99 (1980)
162. Муханов В Ф, Чибисов Г В *Письма в ЖЭТФ* **33** 549 (1981); Mukhanov V F, Chibisov G V *JETP Lett.* **33** 532 (1981)
163. Ade P et al. (BICEP2 Collab.) *Astrophys. J.* **792** 62 (2014); arXiv:1403.4302
164. Ade P et al. (BICEP2 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **112** 241101 (2014); arXiv:1403.3985
165. Гришук Л П *ЖЭТФ* **67** 825 (1974); Grishchuk L P *Sov. Phys. JETP* **40** 409 (1975)
166. Старобинский А А *Письма в ЖЭТФ* **30** 719 (1979); Starobinskii A A *JETP Lett.* **30** 682 (1979)
167. Rubakov V A, Sazhin M V, Vertyashin A V *Phys. Lett. B* **115** 189 (1982)
168. Sato K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **195** 467 (1981)
169. Полнарев А Г *Астрон. журн.* **62** 1041 (1985); Polnarev A G *Sov. Astron.* **29** 607 (1985)
170. Seljak U *Astrophys. J.* **482** 6 (1997)
171. Planck Collab. *Astron. Astrophys.* **571** A19 (2014)
172. Ade P A R et al. (BICEP2/Keck, Planck Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **114** 101301 (2015); arXiv:1502.00612
173. Creminelli P et al. *JCAP* (05) 004 (2006); astro-ph/0509029
174. Senatore L, Smith K M, Zaldarriaga M *JCAP* (01) 028 (2010); arXiv:0905.3746
175. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01592
176. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A24 (2014)
177. Liu H, Mertsch P, Sarkar S *Astrophys. J.* **789** L29 (2014); arXiv:1404.1899
178. Mortenson M J, Seljak U *JCAP* (10) 035 (2014); arXiv:1405.5857
179. Flauger R, Hill J C, Spergel D N *JCAP* (08) 039 (2014); arXiv:1405.7351
180. Adam R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, accepted; arXiv:1409.5738
181. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A22 (2014)
182. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **571** A2 (2014)
183. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1506.07135
184. Ade P et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1502.01593
185. Варшалович Д А, Левшаков С А, Потехин А Ю *УФН* **163** (7) 111 (1993); Varshalovich D A, Levshakov S A, Potekhin A Yu *Phys. Usp.* **36** 642 (1993)
186. Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **580** A22 (2015); arXiv:1406.7482
187. Bennett C L et al. *Astrophys. J. Suppl.* **192** 17 (2011); arXiv:1001.4758
188. Land K, Magueijo J *Phys. Rev. Lett.* **95** 071301 (2005)
189. Cruz M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **356** 29 (2005)
190. Kim J, Naselsky P *Astrophys. J.* **714** L265 (2010)
191. Eriksen H K et al. *Astrophys. J.* **605** 14 (2004)
192. Copi C J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 79 (2006); astro-ph/0508047
193. Gruppuso A, Burigana C *JCAP* (08) 004 (2009)
194. Насельский П Д, Верходанов О Д *Астрофиз. бюлл.* **62** 218 (2007); Naselsky P D, Verkhodanov O V *Astrophys. Bull.* **62** 203 (2007)
195. Насельский П Д, Верходанов О В, Нильсен М Т Б *Астрофиз. бюлл.* **63** 231 (2008); Naselsky P D, Verkhodanov O V, Nielsen M T B *Astrophys. Bull.* **63** 216 (2008); arXiv:0707.1484
196. Верходанов О В, Хабибуллина М Л, Майорова Е К *Астрофиз. бюлл.* **64** 272 (2009); Verkhodanov O V, Khabibullina M L, Majorova E K *Astrophys. Bull.* **64** 263 (2009); arXiv:0912.3073
197. Верходанов О В, Хабибуллина М Л *Астрофиз. бюлл.* **65** 413 (2010); Verkhodanov O V, Khabibullina M L *Astrophys. Bull.* **65** 390 (2010); arXiv:1108.4128
198. Найден Я В, Верходанов О В *Астрофиз. бюлл.* **69** 517 (2014); Naiden Ya V, Verkhodanov O V *Astrophys. Bull.* **69** 488 (2014)
199. Hansen M et al. *JCAP* (10) 059 (2012); arXiv:1206.6981
200. Copi C J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **449** 3458 (2015); arXiv:1311.4562
201. Hansen M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426** 57 (2012); arXiv:1202.1711
202. Spergel D, Flauger R, Hlozek R *Phys. Rev. D* **91** 023518 (2015); arXiv:1312.3313
203. Larson D et al. *Astrophys. J.* **801** 9 (2015); arXiv:1409.7718
204. Верходанов О В *Астрофиз. бюлл.* **69** 350 (2014); Verkhodanov O V *Astrophys. Bull.* **69** 330 (2014)
205. Verkhodanov O V *ЭЧАЯ* **46** 422 (2015); *Phys. Part. Nucl.* **46** 237 (2015)

### Cosmological results from the Planck space mission and their comparison with data from the WMAP and BICEP2 experiments

**O.V. Verkhodanov.** *Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, 369167 Nizhnii Arkhyz, Zelenchukskii rayon, Karachaevo-Cherkesia, Russian Federation*  
E-mail: vo@sed.sao.ru

We review basic results from the European Space Agency's Planck space mission that are of crucial significance to understanding the origin and evolution of the Universe. The main stages of astrophysical and cosmological data processing pipelines are considered. A comparison of the Planck results and data from the NASA WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) space mission and BICEP2 (Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization 2) experiment is made.

**Keywords:** cosmic microwave background radiation, cosmology, data analysis

PACS numbers: **95.75.-z**, **98.70.Vc**, **98.80.-k**  
Bibliography — 205 references  
*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (1) 3–46 (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201601b.0003  
Received 1 August 2015, revised 21 August 2015  
*Physics – Uspekhi* **59** (1) (2016)