

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Анизотропия и поляризация реликтового излучения. Последние данные

М.В. Сажин

Исследование анизотропии и поляризации реликтового излучения является одним из самых мощных инструментов современной космологии. В настоящее время проводится и готовится большое количество экспериментов, цель которых — наблюдения анизотропии и поляризации реликтового излучения. Анализ анизотропии и поляризации реликтового излучения позволит получить значения фундаментальных параметров современной и ранней Вселенной, в частности позволит пролить свет на важнейшую проблему современной физики — существование гравитационных волн. Результат исследования анизотропии и поляризации реликтового излучения может внести существенный вклад в физику элементарных частиц и в физику высоких энергий. В предлагаемой статье вкратце описаны механизмы образования анизотропии и поляризации. Особое внимание в статье уделяется последним экспериментам в области наблюдения анизотропии и поляризации реликтового излучения, в частности результатам эксперимента WMAP — наблюдения анизотропии и поляризации реликтового излучения с борта специализированного космического аппарата.

PACS numbers: 95.85.Bh, 98.70.Ve, **98.80.** – k

Содержание

1. Введение (197).
 2. Открытие анизотропии и недавние эксперименты (198).
 3. Эксперимент WMAP (200).
3.1. Описание эксперимента. 3.2. Результаты первого года работы.
 4. Будущие эксперименты и определение параметров инфляции (203).
 5. Заключение (204).
- Список литературы (205).

1. Введение

Мы живем в расширяющейся Вселенной. Ее кинетические и динамические свойства характеризуются масштабным фактором $a(t)$ и его зависимостью от времени. Отношение масштабного фактора в современный момент времени к масштабному фактору какой-либо из прошлых эпох называется красным смещением этой эпохи и обозначается z .

В прошлом, когда масштабный фактор был примерно в 1000 раз меньше, чем сейчас, в высокотемпера-

турной плазме Вселенной, состоящей из электронов, протонов, массивных слабо взаимодействующих частиц и фотонов, количество фотонов было гораздо больше, чем количество барионов (в несколько миллиардов раз), и именно поэтому Вселенная называется "горячей". При расширении температура падает и Вселенная остывает. Темп расширения значительно медленнее характерного времени установления равновесия в горячей плазме, поэтому частицы в ней находятся в термодинамическом равновесии. Одной из таких частиц является фотон. Именно эти фотоны и называются реликтовыми.

Несмотря на то что в вакууме фотон распространяется со скоростью света, в горячей плотной плазме из-за рассеяния на электронах фотоны распространяются гораздо медленнее. Когда Вселенная расширяется настолько, что плазма остывает до температуры рекомбинации, электроны начинают соединяться с протонами, образуя нейтральный водород, а фотоны начинают распространяться свободно. Точки, из которых фотоны доходят до наблюдателя, образуют так называемую поверхность последнего рассеяния. Это единственный источник во Вселенной, окружающий нас со всех сторон.

В момент рекомбинации температура поверхности последнего рассеяния равна примерно 3000 К. Сейчас она в 1000 раз меньше. Это уменьшение произошло из-за расширения Вселенной.

Реликтовое излучение обладает уникальным свойством. Его температура удивительно изотропна. Она изотропна с точностью 10^{-3} . Тем не менее небольшая анизотропия существует. Анизотропия — это разница температуры в разных направлениях на небе. Ее величина равна примерно 3 мК. Это происходит из-за того,

М.В. Сажин. Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119992 Москва, Университетский просп. 13, Российская Федерация
Тел. (095) 939-50-06
E-mail: sazhin@sai.msu.ru

Статья поступила 20 марта 2003 г.,
после доработки 25 августа 2003 г.

что Земля, солнечная система, наша Галактика движутся сквозь реликтовое излучение с некоторой peculiar скоростью. 3 мК — это кинетическая составляющая анизотропии реликтового излучения, которая называется дипольной анизотропией: впереди нас (по ходу движения) температура чуть-чуть выше, за нами (против хода движения) температура чуть-чуть ниже.

Помимо кинетической составляющей, есть и потенциальные члены в анизотропии реликтового излучения, обязанные своим происхождением гравитационным полям очень больших масштабов, которые сравнимы с горизонтом частиц, другими словами, с расстоянием до поверхности последнего рассеяния. Если мы рассмотрим такое гравитационное поле, то низшая мультипольная гармоника для этого гравитационного поля будет квадрупольной. Происходит так потому¹, что дипольной гармоники в гравитационном поле нет. Она возникает только в тех полях, которые имеют заряды разных знаков. Гравитационное поле создается массами, имеющими положительный знак. Степень неоднородности гравитационного поля характеризуется приливными силами, низшая гармоника в приливных силах — квадрупольная.

Рассмотрим основное уравнение, описывающее анизотропию реликтового излучения, и основные физические эффекты, которые ее вызывают. Уравнение изменения температуры в направлении вектора $\mathbf{e}$ имеет вид

$$\frac{\delta T(\mathbf{e})}{T} = -\frac{1}{2} \int_{\eta_r}^{\eta_0} d\eta \frac{\partial h_{ij}(\eta, \mathbf{r}(\eta))}{\partial \eta} e^i e^j + \frac{1}{4} \left. \frac{\delta \rho_r}{\rho_r} \right|_r + \left(\mathbf{e} \frac{\mathbf{v}_r}{c} \right) \Big|_r. \quad (1)$$

Первый член в этом уравнении описывает эффект Сакса–Вольфа², который был предсказан еще в начале 60-х годов Саксом и Вольфом и заключающийся просто в том, что фотоны, двигаясь в переменном потенциале, либо приобретают, либо теряют энергию.

Второй член обусловлен эффектом Силка. Представьте, что на поверхности последнего рассеяния уже есть некоторые флуктуации плотности. Там, где есть флуктуации плотности барионов, есть и флуктуации плотности фотонов, поскольку считается (и это доказано), что энтропия по пространству удивительно однородна, гораздо в более высокой степени однородна, чем анизотропия реликтового излучения. Там, где будет больше барионов, будет больше и фотонов, — в этом и заключается эффект Силка.

Третье слагаемое обязано своим происхождением эффекту Доплера. Поверхность последнего рассеяния, точнее, вещество, которое формирует ее, может двигаться. Если часть этой поверхности движется к нам, то фотоны, которые излучаются с нее, становятся более голубыми, если какая-либо часть движется от нас — более красными. В зависимости от скорости, точнее, от проекции вектора скорости на луч зрения, получается более голубое или более красное смещение, а для температуры это выглядит как анизотропия в данном направлении.

Поскольку поверхность последнего рассеяния есть сфера, то проще всего анализировать то, что мы наблюдаем, разложив в ряд по сферическим функциям, которые являются полным и ортогональным набором функций на сфере:

$$\delta T(\theta, \phi) = \sum_{l=2}^{\infty} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi), \quad (2)$$

где a_{lm} — коэффициенты, называемые мультипольными коэффициентами, а Y_{lm} — сферические гармоники. Надо также отметить, что удобнее представлять и сравнивать результаты наблюдений и теоретические расчеты в терминах величин, которые являются вращательно-инвариантными и не зависят от частного выбора системы отсчета. Стоит напомнить, что в астрономии есть несколько систем: экваториальная, связанная с Землей, эклиптическая, связанная с положением плоскости орбиты Земли, галактическая, и в каждой из этих систем коэффициенты a_{lm} будут свои. Дело в том, что они не вращательно-инвариантны. Поэтому обычно выделяют так называемую вращательно-инвариантную величину

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{l=-m}^{l=m} |a_{lm}|^2 \quad (3)$$

и работают именно с ней. Спектр строят для величины $l(l+1)C_l/2\pi$. Это связано с тем, что, если умножить C_l на $l(l+1)$, то образуется так называемое плато Харрисона–Зельдовича, которое на графике будет выглядеть горизонтальной линией. Именно в такой нормировке, как вы увидите, и представляется большинство экспериментальных данных по мультипольным спектрам.

Более подробно с современными взглядами на строение и эволюцию Вселенной можно ознакомиться в книгах [1–5].

2. Открытие анизотропии и недавние эксперименты

Надо добавить, что само реликтовое излучение, обнаруженное в 1965 г., явилось самым важным открытием в космологии после открытия Хабблом расширения нашей Вселенной. Дипольная анизотропия реликтового излучения (движение сквозь реликтовое излучение) была установлена в 1972 г. (Современное значение амплитуды дипольной гармоники составляет ~ 3 мК.) После этого радиоастрономы 20 лет улучшали радиометры и зарегистрировали анизотропию реликтового излучения, связанную с более высокими гармониками и с первичными флуктуациями гравитационных полей, которые содержат в себе информацию о ранней Вселенной.

Крупномасштабная анизотропия реликтового излучения была обнаружена в 1992 г. по результатам работы спутника "Реликт". В январе 1992 г. наша группа на семинаре в ГАИШ объявила, что мы зарегистрировали анизотропию реликтового излучения, хотя отношение сигнала к шуму в нашем эксперименте было небольшое — порядка трех. Мы опубликовали статью в *Письмах в астрономический журнал* и параллельно послали ее в *Monthly Notices*, где она также была напечатана через несколько месяцев [6, 7].

К тому времени на орбите работал американский спутник COBE (сокращение от английских слов COsmic Background Explorer). Это был аппарат, аналогичный

¹ Здесь следует напомнить, что в гравитационном поле все тела падают одинаково.

² В космологии красное смещение принято называть эффектом Сакса–Вольфа.

спутнику "Реликт", только усовершенствованный. Он имел три частотных канала, в каждом из которых было два радиометра. Вскоре после нашей статьи [6] была опубликована статья группы COBE [8] с изложением результатов работы спутника, в которой сообщалось о детектировании анизотропии реликтового излучения.

Многочастотность позволила группе COBE уверенно отделить анизотропию на поверхности последнего рассеяния от анизотропии галактического и внегалактического радиоизлучения. Этот факт, а также большее отношение сигнал/шум после завершения эксперимента (COBE работал на орбите свыше 4 лет) позволяет американским исследователям связывать открытие анизотропии реликтового излучения с результатами аппарата COBE.

После 1992 г. проведено много экспериментов по наблюдению анизотропии реликтового излучения с поверхности Земли и баллонов, но чувствительность радиометров в этих экспериментах была примерно такая же, как у аппаратов "Реликт" и COBE. Тем не менее был построен спектр мультипольных гармоник, совпадающий с теоретическим, который содержал плато Харрисона–Зельдовича, и открыт первый доплеровский пик (рис. 1). Однако данные этих экспериментов определены с большими ошибками из-за низкой чувствительности радиометров.

Новое поколение радиометров реализовано в баллонном эксперименте BOOMERang [9]. В 1998 г. был осуществлен полет воздушного шара, который нес гондолу с аппаратурой эксперимента BOOMERang. Шар летал над Антарктидой, сделал полный оборот, и исследователи составили карту радиояркости небольшого участка небесной сферы. То, что удалось измерить, — маленький участок неба, который составляет лишь 5 % площади всей небесной сферы. Но тем не менее участок был выбран удачно, на нем отсутствовали сильные внегалактические источники радиоизлучения и интенсивность синхротронного излучения была также минимальной.

В результате был измерен спектр анизотропии реликтового излучения (так называемая C_l -спектроскопия), который показал наличие первого, второго и третьего доплеровских пиков. Сейчас экспериментаторы утверждают, что наблюдаются пять пиков. Поскольку размер

карты участка небесной сферы был мал, то и минимальное значение мультипольного числа, измеренное в эксперименте, $l \approx 26$. Поэтому сшивка с плато Харрисона–Зельдовича была приближенной.

Вскоре после этого был проведен баллонный эксперимент Archeops [10, 11] (см. также web site эксперимента "Археопс" [12]). Он разрабатывался во Франции при участии многих европейских исследователей. Среди создателей этого эксперимента имеются также российские космологи А.А. Старобинский и И.А. Струков. Этот эксперимент рассматривается как предшественник высокочастотной части эксперимента "Планк".

За время этого эксперимента осуществлено несколько полетов воздушного шара, последний — в феврале 2002 г. Шар был запущен в Швеции и подобран в Норильске.

Экспериментаторы быстро обработали свои данные. В ходе эксперимента была достигнута рекордная чувствительность порядка 100 мК. В результате было сделано приблизительно 30 % карты неба с угловым разрешением 8 минут дуги на частоте 143 ГГц.

Результаты обработки представлены на рис. 2: по вертикальной оси отложена величина $l(l+1)C_l$, деленная на 2π . Измерения позволили определить амплитуды мультипольных коэффициентов от $l = 10$ до $l \approx 150$. На рисунке видно часть плато Харрисона–Зельдовича — почти постоянное значение величины $l(l+1)C_l$ с $l = 2$ до $l \approx 30$. Разность спектров, обработанных двумя различными методиками (показанная на нижнем графике), сравнима с нулем.

По спектру C_l определяются спектр флуктуаций во Вселенной, а также глобальные космологические параметры: полная плотность Вселенной и ее составляющие, такие как плотность барионов, плотность темного вещества, плотность, соответствующая Λ -члену, и т.п. Так, по положению первого доплеровского пика достаточно точно находится полная плотность Вселенной, а по его амплитуде — содержание барионов.

Прежде чем перейти к эксперименту MAP, необходимо рассказать еще об одном эксперименте, который называется DASI [13, 14]. Дело в том, что в этом эксперименте была зарегистрирована поляризация реликтового излучения. Сама анизотропия реликтового излучения очень маленькая, амплитуда первого допле-

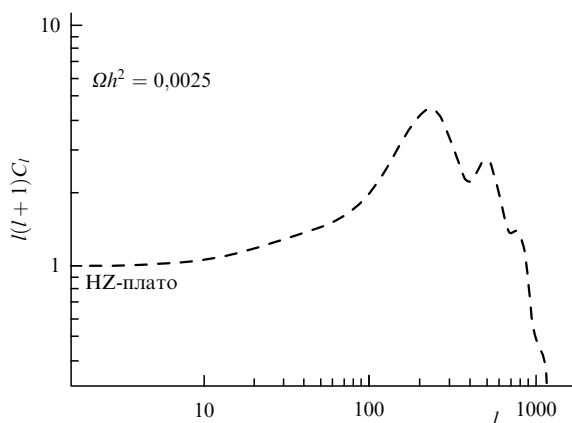


Рис. 1. Теоретический спектр анизотропии реликтового излучения в соответствии с предсказанием стандартной космологической модели.

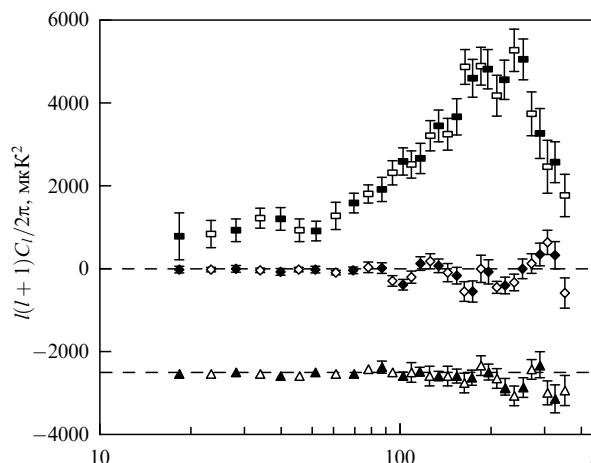


Рис. 2. Спектр мультипольных гармоник, полученный в ходе эксперимента "Археопс".

ровского пика порядка 75 мК, амплитуда плато Харрисона–Зельдовича — порядка 20 мК. Другими словами, относительная анизотропия составляет $\sim 10^{-5}$. Поляризация реликтового излучения, дающая очень ценную информацию о современной и ранней Вселенной, имеет еще меньшую амплитуду.

В эксперименте DASI, в котором впервые была зарегистрирована поляризация реликтового излучения, проводилась C_l -спектроскопия с мультипольной гармоникой $l = 150$ до $l = 1000$ на различных частотах.

Следует напомнить, что электромагнитное излучение характеризуется не только интенсивностью, но и еще тремя параметрами, которые называются параметрами Стокса: Q , U и V . V отвечает за круговую поляризацию, Q и U описывают линейную поляризацию. Сразу оговоримся, что у реликтового излучения образуется только линейная поляризация во время эпохи просветления, когда оптическая толщина по томсоновскому рассеянию меняется примерно с 3 до 0,1, поэтому космологи полагают, что $V = 0$. Величины Q , U и V являются тензорами второго ранга на сфере. Интенсивность реликтового излучения можно разложить по сферическим скалярным гармоникам, а величины Q и U следует разложить по так называемым спиновым гармоникам второго ранга, что отвечает вращательно-инвариантным разложениям тензора второго ранга [15–17]:

$$Q \pm iU = \sum_{l,m} a_{lm}^{\pm 2} Y_{lm}^{\pm 2}(\theta, \varphi). \quad (4)$$

Помимо того, что здесь вводятся новые функции, по которым идет разложение, в поляризации выделяются еще так называемые E - и B -моды [17]:

$$\begin{aligned} a_{lm}^E &= \frac{1}{2}(a_{lm}^{+2} + a_{lm}^{-2}), \\ a_{lm}^B &= \frac{i}{2}(a_{lm}^{+2} - a_{lm}^{-2}). \end{aligned} \quad (5)$$

Эти моды соответствуют двум принципиально разным по симметрии величинам. Мода B является антисимметричной относительно преобразований четности. Это очень важно, поскольку различие между модами E и B позволит в дальнейшем различить вклад возмущений плотности в анизотропию и поляризацию реликтового излучения от вклада гравитационных волн. Дело в том, что возмущения плотности генерируют *только* E -моду поляризации реликтового излучения, тогда как гравитационные волны генерируют как E -, так и B -моду. Поэтому измерение поляризации позволяет определить спектр возмущений плотности отдельно от спектра гравитационных волн.

DASI — это наземный эксперимент, который проводился на Южном полюсе. В эксперименте была зарегистрирована E -мода поляризации. B -мода не обнаружена. Для того чтобы убедиться, что наблюдается поляризация излучения с поверхности последнего рассеяния, а не синхротронного, исследователи строят так называемый частотный индекс яркостной температуры E -моды и смотрят, совместим ли он с нулем. Для реликтового излучения частотный индекс точно равен нулю, потому что температура реликтового излучения — температура чернотельного излучения — не зависит от частоты, а эффективная температура любого другого излучения, такого, например, как синхротронное, зависит от частоты.

3. Эксперимент WMAP

3.1. Описание эксперимента

Название спутника WMAP — это аббревиатура от Wilkinson Microwave Anisotropy Probe [18]. Первоначально спутник назывался MAP. Знаменитый американский ученый Дэвид Вилкинсон, который был одним из авторов проекта MAP, умер в сентябре 2002 года и в память о нем его ученики и соавторы решили назвать спутник его именем.

Спутник представляет собой аппарат массой 830 кг (рис. 3). Он был запущен в 2001 г. и выведен в точку L2, которая находится на расстоянии 1,5 млн км от Земли в стороне, противоположной Солнцу.

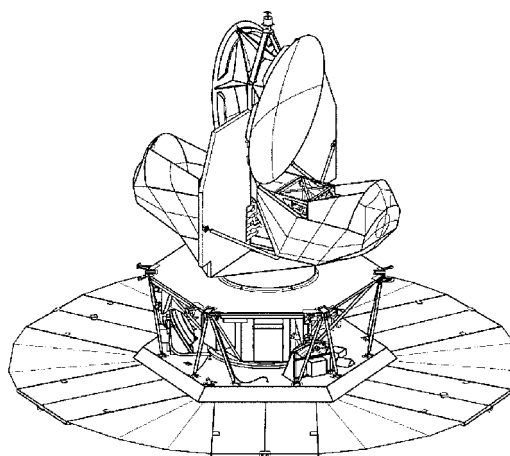


Рис. 3. Спутник WMAP.

Время жизни спутника в рабочей точке предполагалось не менее 2 лет, три дополнительных месяца отводилось для вывода спутника в расчетную точку.

Спутник предназначен для измерения анизотропии реликтового излучения и поляризации. Основная задача, которая была поставлена перед экспериментом, — составить карту всего неба с чувствительностью не хуже, чем 20 мК, в каждом пикселе³ и с систематическими ошибками, не превышающими 5 мК в каждом пикселе. Принимающая система спутника состоит из двойного телескопа $1,4 \times 1,6$ м, сделанного по системе Грегори, в фокусе телескопа находится несколько радиометров на различные частоты. В таблице 1 приведены характеристики радиометров.

Таблица 1

Название полосы	K	Ka	Q	V	W
Частота, ГГц	22	30	40	60	90
Длина волны, мм	13,6	10,0	7,5	5,0	3,3
Число каналов	4	4	8	8	16
Разрешение, град.	0,93	0,68	0,53	0,35	0,23
Чувствительность, мК (размер пикселя $0,3 \times 0,3^\circ$)	~ 35	~ 35	~ 35	~ 35	~ 35

³ Пиксель — элемент изображения, который представляет собой разрешающую способность матрицы — приемника излучения.

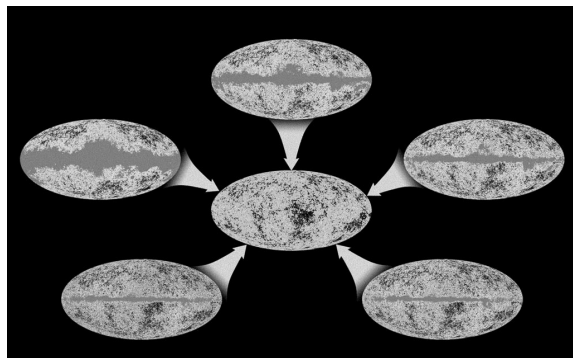


Рис. 4. Карты небесной сферы, полученные на различных частотах в результате проведения наблюдений на спутнике WMAP (расположены на периферии). В центре находится синтетическая карта небесной сферы, сформированная из карт на отдельных частотах.

Все частоты носят собственные имена. Две самых низких частоты К и Ка служили для мониторинга галактического излучения, а три высоких частоты Q, V, W — для построения карт излучения поверхности последнего рассеяния (рис. 4).

В феврале 2003 г. группа WMAP опубликовала первые результаты эксперимента, причем сразу в нескольких статьях. Кроме этого много информации было помещено на web-страничке группы WMAP [18], откуда и взяты рисунки спутника WMAP, карты δT и графики спектров анизотропии и кросс-корреляции анизотропии и поляризации.

3.2. Результаты первого года работы

Обсудим результаты, наиболее важные с точки зрения космологии. В статье [19] рассмотрено определение спектра мультипольных гармоник. Для построения карт на любой из частот использовались восемь дифференциальных агрегатов радиометров. Каждый агрегат состоял из двух радиометров, чувствительных к взаимно перпендикулярным модам линейной поляризации.

После коррекции всех высокочастотных карт за распределенное галактическое излучение и вычитания точечных источников были восстановлены 28 кросс-корреляционных мультипольных спектров. Эти данные были объединены в единый спектр мультипольных гармоник (рис. 5). Необходимо обратить внимание на двугорбую структуру первого пика. Это явление, обнаруженное в эксперименте "Археопс", подтверждено и в эксперименте WMAP.

В статье [20] исследователи обсуждают детектирование кросс-корреляции между анизотропией и E -модой поляризации, так называемую кросс-корреляцию TE . Значимость этой кросс-корреляции превышает 10σ . Авторы подчеркивают, что обнаруженная зависимость хорошо совпадает с теоретическими предсказаниями в области средних углов ($\theta < 5^\circ$), но значительно разнится в области больших углов ($\theta > 10^\circ$). В области больших углов зафиксировано значительное увеличение кросс-корреляции. Для объяснения этого избытка космологи полагают наличие ионизированной среды в промежутке между нами и эпохой $z \approx 20$. Оптическая толщина по томсоновскому рассеянию составляет $\tau \approx 0,17$. Поскольку оптическая толщина вплоть до квазаров $z \approx 6$

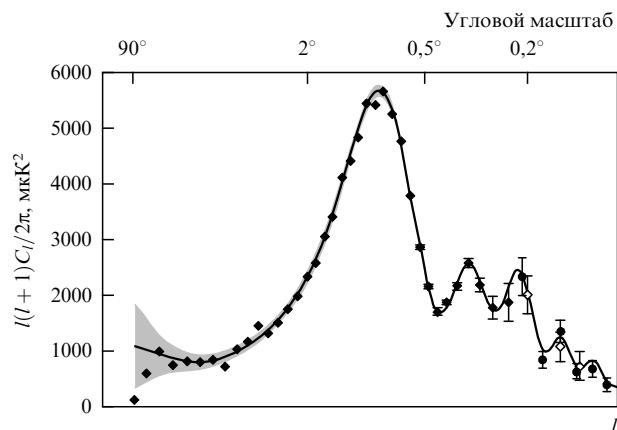


Рис. 5. Спектр мощности анизотропии: — Λ CDM (все данные), $\diamond$ — данные WMAP, $\diamond$ — данные CBI, $\bullet$ — данные ACBAR.

значительно меньше этой величины, то, по всей видимости, степень ионизация во Вселенной эволюционировала достаточно сложным образом.

На рисунке 6 представлена измеренная кросс-корреляция. Сильный избыток в области больших углов (малых значений мультипольного числа l) явно указывает на наличие ионизированной плазмы между нами и поверхностью последнего рассеяния.

В статье [20] рассмотрены две простейших модели вторичной ионизации. Первая предполагает мгновенную полную ионизацию плазмы ($x_e = 1$). Тогда красное смещение начала ионизации в этой модели приходится на $z \approx 17$. Но такая модель конфликтует с оптическими наблюдениями квазаров и измерениями оптической толщины в их направлениях. Поэтому авторы обсуждают другую модель, согласно которой ионизация эволюционировала более сложным способом, что приводит к началу ионизации в момент $z \approx 20$. Для создания такого сценария реионизации требуется новое поколение звезд, которые должны были образоваться при значениях красного смещения $z \approx 30$.

Наконец, в статье [21] обсуждаются значения глобальных космологических параметров, выведенных на основе результатов наблюдений спутника WMAP. Вначале рассматривается простая шестипараметрическая Λ CDM-модель, которая может объяснить наблюдае-

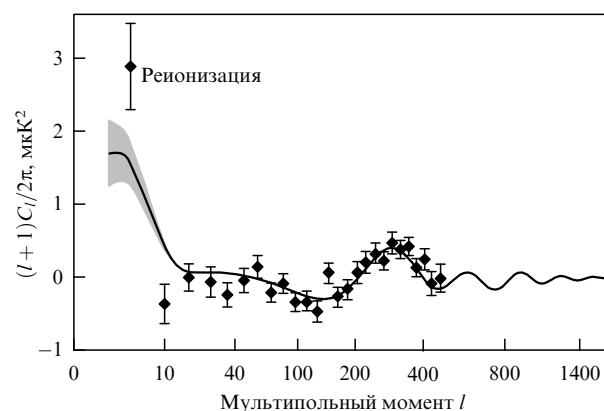


Рис. 6. Кросс-корреляция между анизотропией и E -модой поляризации.

мую анизотропию (TT -спектр) и кросс-корреляцию анизотропии и E -моды поляризации (TE -спектр). Эти параметры включают в себя плотность барионов $\Omega_b h^2$, плотность холодной темной материи (CDM) $\Omega_m h^2$, параметр Хаббла h в единицах $100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, амплитуду спектра флуктуаций плотности A , оптическую толщину по томсоновскому рассеянию во время вторичной ионизации вещества τ и, наконец, спектральный индекс флуктуаций плотности n_s . Авторы утверждают, что большинство параметров хорошо определяются в рамках принятой модели. Исключение составляют два параметра: спектральный индекс n_s и оптическая толщина τ . По этим параметрам существует явное вырождение. Так, функция правдоподобия меняется только на 0,05 при изменении оптической толщины в интервале $0,11 < \tau < 0,19$. Авторы также специально оговариваются, что при определении параметра Хаббла они использовали измерения, полученные на телескопе Хаббла [22].

Поскольку анализ карт показал, что флуктуации на них являются гауссовыми, то авторы использовали это свойство для исследования поверхности наибольшего правдоподобия методом марковских цепей. Для каждой из моделей они строили N -мерное распределение функции правдоподобия в пространстве параметров. Наилучшая величина каждого параметра определялась как среднее значение:

$$\langle p_i \rangle = \int d^N p L(p) p_i. \quad (6)$$

Авторы утверждают, что простая модель дает приемлемое описание экспериментальных данных TT - и TE -спектров. Однако величины χ^2 для простой модели недопустимо велики. Так, для аппроксимации TT -спектра этой моделью нормированное на количество степеней свободы $\chi^2 = 1,09$, что говорит о том, что вероятность принятия этой модели составляет только 3 %. Для аппроксимации TT - и TE -спектров нормированное на количество степеней свободы $\chi^2 = 1,066$, что несколько лучше. Тем не менее вероятность принятия этой модели для описания TT - и TE -спектров составляет только 5 %.

Критерий χ^2 вычислялся по формуле

$$\chi^2 = -2 \ln \frac{L}{v},$$

где v — число степеней свободы. Для модельных карт получено

$$-2 \ln \frac{L}{v} = 1.$$

Согласно утверждениям авторов это происходит из-за того, что простая шестипараметрическая модель не может описать резкие края, которые есть у наблюдаемого спектра при значениях $l \approx 120$, вблизи максимума первого пика и при $l \approx 350$. Кроме того, авторы считают, что избыток в χ^2 обусловлен недооценкой шума на картах. Избыточный шум на картах, как они полагают, может быть связан с влиянием эффекта гравитационного линзирования на анизотропию реликтового излучения (с гравитационным линзированием можно ознакомиться в [23]), угловыми вариациями диаграммы направленности эксперимента WMAP, а также небольшого вклада негауссова шума на картах, возникающего при создании двумерных карт из одномерных сканов небесной сферы.

Таблица 2

Параметр	Среднее значение по критерию 68 %-ной достоверности
Плотность барионов $\Omega_b h^2$	$0,024 \pm 0,001$
Плотность CDM $\Omega_m h^2$	$0,14 \pm 0,15$
Постоянная Хаббла h	$0,72 \pm 0,05$
Амплитуда возмущений плотности A	$0,9 \pm 0,1$
Оптическая толщина τ	$0,166 \pm 0,073$
Спектральный индекс n_s	$0,99 \pm 0,04$

Теперь приведем табл. 2 глобальных космологических параметров, полученных в рамках простой параметрической модели при обработке эксперимента WMAP.

Следует отметить, что космологи аппроксимировали экспериментальные данные в рамках плоского трехмерного пространства, другими словами, в рамках стандартной космологической Λ CDM-модели.

Помимо этих первичных параметров, полученных из сравнения экспериментальных данных с теоретической моделью, исследователи приводят также список из 16 космологических параметров (табл. 3), которые выведены на основе первичных параметров, причем большинство выведено с помощью программы CMBFAST [17, 24], а также интегрирования уравнений Фридмана.

К этим параметрам следует добавить параметр плотности, ассоциируемый с Λ : $\Omega_\Lambda = 0,663$.

Таблица 3

Параметр	Среднее значение по критерию 68 %-ной достоверности
Амплитуда флуктуаций плотности в 8 Мпк σ_8	$0,9 \pm 0,1$
Характеристика пекулярных скоростей $\sigma_8 \Omega_m^{0,6}$	$0,14 \pm 0,15$
Плотность барионов Ω_b	$0,047 \pm 0,006$
Плотность CDM Ω_m	$0,29 \pm 0,07$
Возраст Вселенной T_0	$13,4 \pm 0,3$ млрд лет
Красное смещение вторичной ионизации z_{II}	17 ± 5
Красное смещение рекомбинации z_r	1088 ± 1
Возраст Вселенной во время рекомбинации T_r	372 ± 14 тыс. лет
Толщина поверхности последнего рассеяния Δz_r	194 ± 2
Длительность эпохи просветления Δz_r	115 ± 5 тыс. лет
Красное смещение эпохи равенства вещества и излучения z_{eq}	3454 ± 388
Размер "звукового" горизонта во время рекомбинации r_s	144 ± 4 Мпк
Расстояние (угловое) до поверхности последнего рассеяния d_a	$13,7 \pm 0,5$ Гпк
Угловой масштаб акустических колебаний $l_a = \pi d_a / r_s$	299 ± 2
Плотность барионов n_b	$(2,7 \pm 0,1) \times 10^{-7} \text{ см}^{-3}$
Отношение числа барионов к числу фотонов η	$(6,5 \pm 0,3) \times 10^{-10} \text{ см}^{-3}$

Кроме простейшей модели с шестью параметрами авторы [21] рассмотрели и более сложные модели, которые содержали дополнительное число параметров, в частности модель с так называемым меняющимся спектральным индексом. Предполагалось, что зависимость флуктуаций плотности от волнового вектора сложнее, чем степенной закон. Эту зависимость можно аппроксимировать почти степенным законом с небольшой девиацией

$$n_s(k) = n_s(k_0) + \frac{dn_s}{d \ln k} \ln \frac{k}{k_0}. \quad (7)$$

Мощность спектра скалярных возмущений фиксируется при значении волнового вектора $k_0 = 0,05 \text{ Мпк}^{-1}$.

Для определения малой добавки к спектральному индексу из наблюдений только данных WMAP недостаточно. Необходимо привлекать другие результаты, в частности наземных экспериментов по наблюдению анизотропии реликтового излучения ACBAR и CBI, каталог распределения галактик 2dFGRS, а также данные по распределению линий L_α в спектрах далеких квазаров.

Если использовать только данные экспериментов по анизотропии, то величина $dn_s/d \ln k$ будет составлять $-0,031^{(+0,023)}_{(-0,025)}$, а при привлечении данных также и по линиям L_α получается значение $-0,031^{(+0,016)}_{(-0,017)}$. Как следует из приведенных данных, эффект, если он вообще существует, обнаружен на уровне достоверности $\sim 2\sigma$. Конечно, привлечение данных экспериментов, выполненных по другой методике, несколько снижает ценность полученных результатов относительно переменного спектрального индекса.

Авторы рассмотрели также возможный вклад гравитационных волн космологического происхождения в анизотропию. Гравитационные волны должны рождаться во время стадии инфляции [25, 26] за счет эффекта параметрического усиления гравитационных волн [27].

Гравитационно-волновой спектр в исследуемой модели имеет степенную зависимость от волнового вектора, а спектральный индекс⁴ связан с отношением амплитуд двух спектров как $n_t = -r/8$, где r — отношение мощностей двух спектров при $k = 0,002 \text{ Мпк}^{-1}$. Вклад гравитационных волн в анизотропию не обнаружен, определен лишь верхний предел возможного вклада космологических гравитационных волн. Если рассматривать только экспериментальные данные, то верхний предел есть $r < 0,71$; если накладывать дополнительные ограничения (например, считать, что скалярный спектральный индекс меньше единицы), то верхний предел на мощность гравитационных волн во Вселенной получается еще более жестким: $r < 0,33$.

Более сложные модели нашей Вселенной характеризуются большим набором глобальных космологических параметров. Увеличивая размерность пространства параметров, исследователи, естественно, повышают точность аппроксимации экспериментальных данных. В то же время они встречаются с многочисленными "вырождениями" в пространстве параметров. Вырождение можно продемонстрировать на следующем примере.

Имеющийся в распоряжении космологов набор экспериментальных данных может удовлетворять двум достаточно сильно различающимся моделям. Так, скажем, модель с квинтэссенцией с уравнением состояния $w = -0,5$ и набором других параметров $\Omega_m = 0,47$, $h = 0,57$ удовлетворяет экспериментальным данным, полученным WMAP, так же хорошо, как и стандартная Λ CDM-модель. Естественно, что модель квинтэссенции с уравнением состояния $w = -0,5$ была отвергнута на том основании, что получающееся значение параметра Хаббла на 2σ меньше, чем значение того же параметра, полученное на телескопе Хаббла [22]. По тем же соображениям была отвергнута, например, модель с неплоским трехмерным пространством с набором параметров $\Omega_\Lambda = 0$, $\Omega_{\text{total}} = 1,28$, $H_0 = 32,5 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

Используя данные WMAP и каталога галактик 2dFGRS, можно существенно ограничить вклад всех нейтрино в общую плотность Вселенной. В эпоху доминантности вещества, т.е. после $z = 3454$, нейтрино должны образовывать крупномасштабную структуру из-за гравитационной неустойчивости. Одновременно их движение подавляет флуктуации вещества на мелких масштабах. Поэтому сравнивая флуктуации в масштабах, которые изучают в экспериментах по анизотропии, и в масштабах, которые изучают по скучиванию галактик, можно определить верхний предел на общую плотность нейтрино. Этот предел равен $\Omega_\nu h^2 < 0,0076$. Отметим, что указанная величина значительно превосходит вклад в общую плотность безмассовых нейтрино. Если нейтрино безмассовые, то их доля в параметре плотности составляет $\Omega_\nu h^2 < 0,00006$.

В статье [21] было отмечено интересное явление. Стандартная Λ CDM-модель хорошо описывает экспериментальные данные на всем промежутке, но дает несоответствие на больших масштабах ($\theta \sim 60^\circ$) и на малых угловых масштабах. Если несоответствие на малых масштабах можно убрать, включив в рассмотрение нестепенной спектр возмущений, то несоответствие на больших масштабах представляется более загадочным. Авторы обсуждают несколько объяснений в рамках современной физики и приходят к выводу, что это, возможно, указание на эффекты новой физики.

4. Будущие эксперименты и определение параметров инфляции

В результате проведения баллонных, наземных и спутникового экспериментов измерена анизотропия реликтового излучения и надежно обнаружена его поляризация. Правда, зарегистрирована только E -мода поляризации. B -мода поляризации не зарегистрирована. Готовятся новые эксперименты, часть из которых предназначена для детектирования обеих мод поляризации, другие — для более детального изучения анизотропии. До сих пор при обсуждении экспериментов мы касались только изучения Вселенной в период рекомбинации и в период после рекомбинации. Однако первичные возмущения плотности и гравитационные волны генерируются во время инфляции. Значит, они должны нести информацию об условиях, при которых происходит инфляция. Обсудим теперь, какие параметры Вселенной на инфляционной стадии мы можем извлечь из изучения анизотропии и рекомбинации реликтового излучения.

С теорией инфляции читатель может познакомиться по книгам [2, 3], опубликованным на русском языке, или

⁴ См. обсуждение скалярного спектра возмущений и спектра гравитационно-волновых возмущений в простейшей модели инфляции в последнем разделе.

по оригинальным статьям, включенным в сборник избранных статей по теории инфляции [28].

Рассмотрим простейший случай, когда инфляция во Вселенной создается одним скалярным полем ϕ :

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0. \quad (8)$$

Здесь точкой обозначена производная по времени, а штрихом — частная производная потенциала $V(\phi)$ полевой переменной ϕ ,

$$H^2 = \frac{8\pi}{3m_{\text{Pl}}^2} \left[\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \right], \quad (9)$$

где $m_{\text{Pl}} = 1,2 \times 10^{19}$ ГэВ — масса Планка.

В большинстве моделей инфляции выполняются условия медленного изменения поля (в английском языке даже существует специальный термин "slow-roll approximation", иногда на русском языке это условие также называется режимом медленного скатывания). Эти условия можно записать как [29]

$$\frac{m_{\text{Pl}}^2}{4\pi} \frac{H''}{H} = \eta(\phi) \ll 1, \quad (10)$$

$$\frac{m_{\text{Pl}}^2}{4\pi} \left(\frac{H'}{H} \right)^2 = \epsilon(\phi) \ll 1. \quad (11)$$

Если выполняется режим медленного изменения поля (10), (11), можно найти фурье-амплитуды возмущений плотности:

$$A_{\text{d}}(\phi) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{m_{\text{Pl}}^2} \frac{H^2}{|H'|} \quad (12)$$

и гравитационных волн

$$A_{\text{g}}(\phi) = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \frac{H}{m_{\text{Pl}}} \quad (13)$$

[25, 26, 29–31]. Можно связать длину волны возмущения λ со скалярным полем ϕ согласно уравнению

$$\frac{d \ln \lambda}{d\phi} = \frac{\sqrt{4\pi}}{m_{\text{Pl}}} \frac{A_{\text{d}}(\phi)}{A_{\text{g}}(\phi)}. \quad (14)$$

Для случая режима медленного скатывания спектры возмущений плотности и гравитационных волн получаются близкими к степенным. Спектр возмущений плотности принято записывать в виде $A_{\text{d}}^2 = A^2 k^{n_s-1}$, а спектр гравитационных волн в виде $A_{\text{g}}^2 = B^2 k^{n_T}$. В случае предельно медленного скатывания получается спектр Харрисона–Зельдовича (HZ-спектр), который имеет соответственно спектральные показатели $n_s = 1$ и $n_T \ll 1$. Космологи вводят также параметр

$$r = \frac{B}{A} = \sqrt{\epsilon(H_0)},$$

здесь k — волновой вектор соответствующего возмущения, а H_0 — современное значение параметра Хаббла.

По анизотропии и поляризации реликтового излучения астрономы могут восстановить спектры возмущений плотности и гравитационных волн. Отметим, что для однозначного восстановления необходимо знать как анизотропию, так и поляризацию [32].

Для отдельного измерения возмущений плотности и гравитационных волн особенно полезно измерение E - и B -мод поляризации. Напомним, что возмущения плотности дают вклад только в E -моду, тогда как гравитационные волны генерируют как E -, так и B -моду.

По спектрам возмущений плотности и гравитационных волн можно восстановить значение потенциала скалярного поля, которое управляет инфляцией и его первой производной на достаточно большом интервале значений ϕ [33]. Сейчас, поскольку обнаружена только анизотропия и с некоторой достоверностью зарегистрирована E -мода поляризации, можно найти наклон потенциала, который управляет инфляцией, но, к сожалению, нельзя определить его абсолютное значение. Возможно, это удастся сделать в будущем, когда начнут работать новые эксперименты, посвященные анизотропии и поляризации реликтового излучения, такие как PLANCK [34] и SPORt [35].

Помимо восстановления потенциала инфляции SPORt будет способен решить проблему излишней мощности в поляризации на низких значениях мультипольного числа, поскольку этот эксперимент предназначен специально для исследования поляризации в области малых значений мультипольного числа.

Спутник PLANCK составит карту всего неба на нескольких частотах с рекордным разрешением, составляющим несколько угловых минут, и с высокой чувствительностью. Это, возможно, позволит решить загадку двойной вершины первого доплеровского пика, понять несоответствие стандартной модели Λ CDM наблюдениям анизотропии и поляризации реликтового излучения.

5. Заключение

В космологии произошли большие перемены. 20–30 лет назад одним из основных вопросов космологии был вопрос об определении топологии Вселенной: является ли наша Вселенная открытой или замкнутой? Объем нашей Вселенной бесконечен или конечен? Решение этой проблемы заключалось в измерении параметра плотности Ω . Допустимые пределы в измерении этого параметра менялись $0,003 < \Omega < 10$. Теперь полная плотность Вселенной известна с точностью до нескольких процентов: $\Omega = 1,02 \pm 0,02$. Большинство остальных глобальных параметров Вселенной измеряются со сравнимой точностью. В результате наблюдения анизотропии, в частности наблюдения анизотропии и поляризации в эксперименте WMAP, открылась новая эпоха "прецизионной космологии". Теперь космология становится точной наукой, неопределенность измерения основных параметров в космологии приближается к неопределенности измерения в физике. Это позволяет на количественном уровне изучать новые явления во Вселенной. Одним из приоритетов таких исследований является исследование квинтэссенции — нового вида материи, который пока невозможно изучать в земных лабораториях.

Новые космические и наземные эксперименты в изучении анизотропии и поляризации реликтового излучения позволят узнать о процессах в ранней Вселенной, а также лучше понять физические процессы, играющие основную роль на сверхбольших масштабах в нашей Вселенной.

Список литературы

1. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Строение и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975)
2. Долгов А Д, Зельдович Я Б, Сажин М В *Космология ранней Вселенной* (М.: Изд-во МГУ, 1988)
3. Линде А Д *Космология и элементарные частицы* (М.: Наука, 1985)
4. Вейнберг С *Гравитация и космология* (М.: Мир, 1975)
5. Сажин М В *Современная космология в популярном изложении* (М.: Едиториал УРСС, 2002)
6. Струков И А и др. *Письма в Астрон. журн.* **18** 387 (1992)
7. Strukov I A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **258** 37P (1992)
8. Smoot G F et al. *Astrophys. J.* **396** L1 (1992)
9. de Bernardis P et al. *Nature* **404** 955 (2000)
10. Benoit A et al. *Astron. Astrophys.* **399** L19 (2003); astro-ph/0210305
11. Benoit A et al. *Astron. Astrophys.* **399** L25 (2003); astro-ph/0210306
12. http://arheops03.free.fr/main_arheops/index_english.html
13. Leitch E M et al. *Nature* **420** 763 (2002); astro-ph/0209476
14. Kovac J et al. *Nature* **420** 772 (2002); astro-ph/0209478
15. Сажин М В, Шульга В В *Вестник МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон.* **37** (3) 69 (1996)
16. Сажин М В, Шульга В В *Вестник МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон.* **37** (4) 87 (1996)
17. Seljak U, Zaldarriaga M *Phys. Rev. Lett.* **78** 2054 (1997)
18. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, <http://map.gsfc.nasa.gov> and references therein
19. Hinshaw G et al., First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: The Angular Power Spectrum, astro-ph/0302??
20. Kogut A et al., First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: TE Polarization
21. Spergel D N et al., First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters
22. Freedman W L et al. *Astrophys. J.* **553** 47 (2001)
23. Захаров А Ф, Сажин М В *УФН* **168** 1041 (1998)
24. Seljak U, Zaldarriaga M, <http://physics.nyu.edu/matiasz/CMBFAST/cmbfast.html>
25. Старобинский А А *Письма в ЖЭТФ* **30** 719 (1979)
26. Rubakov V A, Sazhin M V, Veryaskin A V *Phys. Lett. B* **115** 189 (1982)
27. Гришук Л П *ЖЭТФ* **67** 825 (1974)
28. Abbott L F, Pi S-Y *Inflationary Cosmology* (Singapore: World Scientific, 1986)
29. Copeland E J et al. *Phys. Rev. D* **48** 2529 (1993)
30. Dodelson S, Knox L, Kolb E W *Phys. Rev. Lett.* **72** 3444 (1994)
31. Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **117** 175 (1982)
32. Sazhin M V, Benitez N *Astrophys. Lett. Commun.* **32** 105 (1995)
33. Melchiorri A et al. *Astrophys. J.* **518** 562 (1999)
34. <http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Planck/>
35. SKY Polarization Observatory, <http://sport.bo.iasf.cnr.it/>

Anisotropy and polarization of the CMBR: state of the art

M.V. Sazhin

P.K. Sternberg Astronomical Institute, M.V. Lomonosov Moscow State University,

119992 Moscow, Universitetskii prosp. 13, Russian Federation

Tel. (7-095) 939-50 06

E-mail: sazhin@sai.msu.ru

The anisotropy and polarization of the cosmic microwave background radiation provide the most powerful tools for modern cosmology. At present, many experiments to observe these phenomena are either being conducted or prepared, which hold promise for yielding the fundamental parameters of the present and early Universe; for shedding light on the crucial current problem of the existence of gravitational waves; and for solidly contributing to elementary particle and high energy physics. In the present paper the formation mechanisms of the anisotropy and polarization are briefly discussed. The latest experiments in the field, in particular the WMAP experiment aboard a special spacecraft, are given particular attention.

PACS numbers: 95.85.Bh, 98.70.Ve, **98.80. - k**

Bibliography — 35 references

Received 20 March 2003, revised 25 August 2003