

УДК 524.827

ПОИСК СПЕКТРАЛЬНО-ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ КОСМИЧЕСКОГО МИКРОВОЛНОВОГО ФОНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600

© 2002 г. И. В. Госачинский¹, В. К. Дубрович²,
С. Р. Желенков², Г. Н. Ильин¹, В. А. Прозоров¹

¹С.-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории. С.-Петербург, Россия

²Специальная Астрофизическая обсерватория, Н.Архыз, Россия

Поступила в редакцию 20.11.2000 г.; после доработки 23.10.2001

Приведены результаты поиска спектрально-пространственных флуктуаций космического фонового излучения на волне 6.2 см, проведенного на радиотелескопе РАТАН-600 в 1999 и 2000 гг. в окрестности полюса мира. Оказалось, что в полосе частот ≈ 1 МГц и в диапазоне пространственных периодов от $0.5'$ до $16'$ спектр пространственных флуктуаций является плоским и не имеет особенностей, превышающих $\Delta T/T = 10^{-3}$. Если принять эту оценку за верхний предел излучения первого вращательного перехода молекул LiH на $z = 90.7$, то при массе протоскоплений на стадии начала их гравитационного сжатия примерно $10^{13} M_{\odot}$ это ограничивает относительное обилие молекул LiH величиной примерно 3×10^{-14} .

1. ВВЕДЕНИЕ

Достижения последних лет в области изучения первичных пространственных флуктуаций яркостной температуры T_r космического микроволнового фонового излучения (реликтового излучения) дают надежную экспериментальную базу для выбора теории эволюции вещества в ранней Вселенной [1–3]. Так, можно с большей уверенностью говорить о вариантах моделей формирования протообъектов в послерекомбинационную эпоху. Нарастание контраста плотности $\Delta\rho/\rho$ вещества с уменьшением красного смещения z и проявление некоторых специфических процессов в остывающем веществе приводят к формированию вторичных флуктуаций реликтового излучения [4–9]. Известно несколько процессов, приводящих к образованию пространственных флуктуаций яркостной температуры реликтового излучения.

В случае, когда флуктуации $\Delta T/T_r$ образуются на стадии рекомбинации, они обусловлены гравитационными эффектами [10] и рассеянием на свободных электронах [11] и имеют чернотельный спектр в силу независимости сечения рассеяния от частоты фотонов. Для более поздних стадий расширения Вселенной характерна относительно низкая концентрация свободных электронов. На этой стадии чаще всего рассматриваются различные экстраполяции стандартных механизмов, работающих в межзвездной среде в галактиках и

кваразах [9, 12–16]. Все эти схемы основаны на наличии внутренних источников энергии в протообъекте. Интенсивность излучения в этом случае определяется конкретными моделями и может иметь значения в очень широком диапазоне величин. В этом смысле даже простое ограничение сверху амплитуды $\Delta T/T_r$ имеет смысл. Ограничения, полученные в широкополосных наблюдениях [17], могут быть пересчитаны на используемые нами узкие полосы. На волне 6 см и в полосе 1 МГц это дает $\Delta T/T_r < 5 \times 10^{-3}$.

Одним из вероятных механизмов формирования флуктуаций температуры реликтового излучения после рекомбинации водорода может быть рассеяние малыми неоднородностями плотности вещества при наличии у них пекулярной скорости V_p и непрозрачности их для электромагнитного излучения [4, 8]. Пекулярные скорости различного пространственного масштаба предсказываются во всех моделях эволюции [11, 15]. В то же время непрозрачность может быть обусловлена разными причинами.

На стадии, когда температура вещества и излучения становится меньше 500–600 К, непрозрачность может появиться в результате рассеяния в линиях молекул, если в веществе есть различные химические элементы, а именно He, D, Li, C, N, O. Механизм образования таких флуктуаций был рассмотрен в [4] для случая непрозрачности в линиях молекул LiH, HeH⁺, H₂D⁺ и т.д. Кроме чистого

рассеяния возможно также люминесцентное преобразование каких-либо сверхравновесных фотонов или комбинация обоих механизмов [4–6, 8, 15, 16, 19]. Во всех этих случаях проявляется существенная особенность флуктуаций — очень сильная частотная зависимость эффекта.

Амплитуда флуктуаций температуры реликтового излучения — $\Delta T/T_r$, обусловленная пекулярной скоростью объекта, V_p , в случае малой непрозрачности приближенно определяется как [1]:

$$\Delta T/T_r = V_p \tau / c, \quad (1)$$

где τ — оптическая толщина объекта в линиях молекул ($\tau < 1$), c — скорость света. Расчеты возможных значений τ делались разными авторами [4, 12, 13–16, 20]. Очевидно, что результаты расчетов прямо зависят от обилия той или иной молекулы, которое в свою очередь является сложной функцией z . На основании (1) и с учетом того, что V_p во всех моделях на больших z не может быть больше 300 км/с, можно получить общее ограничение величины эффекта, возникающего за счет данного механизма, $\Delta T/T_r < V_p/c < 10^{-3}$.

Рассеяние молекулами в нескольких линиях приводит к наложению изображений разных объектов, находящихся на разных z . Как показано в [1], космологические молекулы LiH и HD⁺ могут существовать при $50 < z < 200$. Диапазон длин волн при этом для линий LiH находится в пределах от 13 см для $z = 200$ и до 0.5 см для $z = 50$. Для HD⁺ он составляет примерно от 4.4 см до 0.2 см. Спектры мощности пространственных флуктуаций в см- и мм-диапазонах длин волн должны отличаться увеличением доли мелкомасштабных флуктуаций в более коротковолновом диапазоне.

В настоящей статье приведены результаты наблюдений, проведенных на волне 6.2 см на радиотелескопе РАТАН-600, основной задачей которых была отработка методики поиска спектрально-пространственных флуктуаций, оценки возможных помех и получение ограничений на амплитуду узкополосных флуктуаций.

Имеющиеся в настоящее время результаты наблюдений других групп [17, 21] были получены в относительно широких полосах частот. Это ограничивает оценку верхнего предела флуктуаций, которые могли быть сформированы в первичных ударных волнах или в других системах с большими градиентами пекулярных скоростей.

2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА

Поиск спектрально-пространственных флуктуаций космического радиоизлучения проводился на южном секторе радиотелескопа РАТАН-600

[22] на волне 6.2 см в апреле 1999 г. и в феврале 2000 г. Для увеличения времени накопления сигнала при неподвижной антенне были использованы кривые прохождения вблизи полюса мира на видимом склонении $+89^\circ 30'$. Ширина диаграммы направленности антенны на этой высоте составляла $45'' \times 7'$, так что источник проходил горизонтальную диаграмму за 343^s , а отсчеты следовало брать не реже, чем через 171^s . По сравнению с наблюдениями прохождения объекта на экваторе такой режим давал выигрыш по времени накопления в 114 раз или по чувствительности — в 10.7 раза. Регистрация сигнала производилась в нижней кульминации, начиная с видимого прямого восхождения $\alpha = 16^h 03^m$ в 1999 г. и с $\alpha = 04^h 00^m$ в 2000 г. Поскольку поправка в прямом восхождении за прецессию пропорциональна $\tan \delta$, а система запуска регистрации работает по среднему звездному времени, в момент начала регистрации вводилась поправка в соответствии с прецессионным смещением видимого места в течение месячного цикла измерений.

На входе применялся неохлаждаемый усилитель на транзисторах типа НЕМТ [23], шумовая температура системы составляла 70 К. Настройка гетеродина была выбрана так, что в середине полосы спектрометра находилась линия H110 α с лучевой скоростью 0 км/с относительно Местного стандарта покоя. Для анализа спектра применялся 128-канальный автокорреляционный спектроанализатор [24] с полосой обзора 2.5 МГц и разрешающей способностью 40 кГц. Отсчеты автокорреляционной функции интегрировались в течение 60 с и выводились в файл на диске для дальнейшей обработки. Продолжительность записи составляла более 4.5 ч, так что в каждом цикле наблюдений на каждой записи получалось не менее 256 независимых отсчетов. Таким образом, флуктуации измерялись в дуговой полоске размером $35' \times 7'$. При переводе отсчетов автокорреляционной функции в отсчеты спектра с помощью быстрого преобразования Фурье на каждый элемент разрешения по частоте приходилось два отсчета (канала), отстоящих друг от друга на 20 кГц. Калибровка отсчетов в единицах антенной температуры осуществлялась по измерениям сигнала калибровочного шумового генератора с учетом нелинейности тракта в широкой полосе.

Далее из каждого спектра вычиталась прямолинейная нулевая линия, вычислявшаяся, как линейная регрессия отсчетов спектра с 10 по 120 каналы. Крайние каналы были исключены, поскольку недостаточно крутые скаты частотной характеристики видеоканала приводили к ухудшению чувствительности в этих каналах. Таким образом, сигнал с непрерывным спектром вычитался со всеми

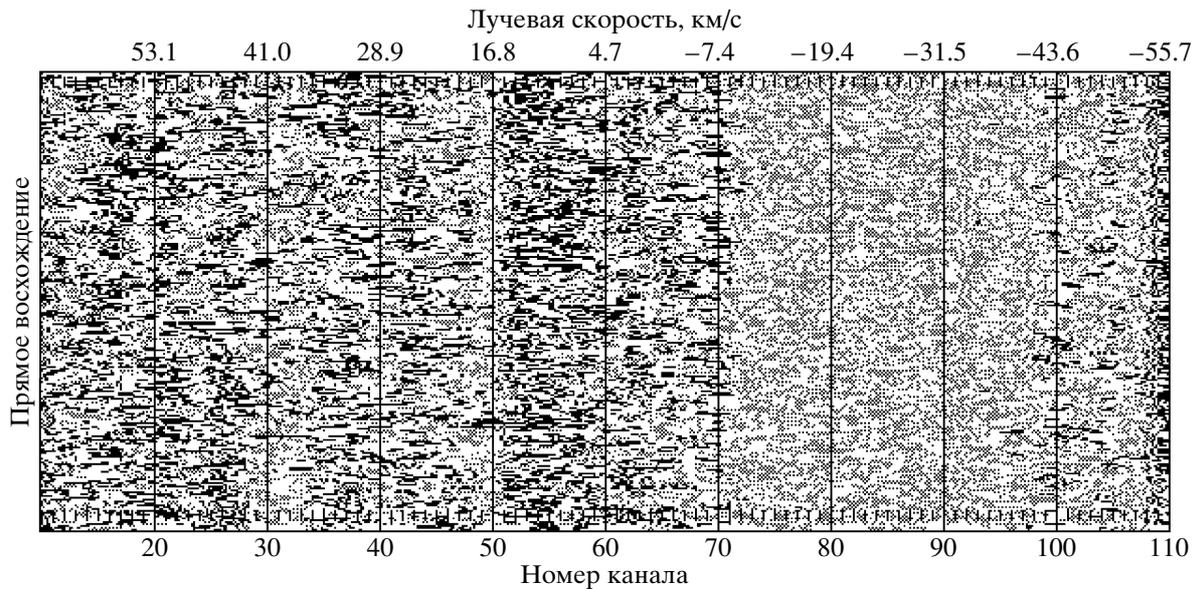


Рис. 1. Изофоты излучения неба на волне 6.2 см в координатах прямое восхождение — лучевая скорость по данным наблюдений в феврале 2000 г (среднее по 16 наблюдениям). Шаг изофот — 0.02 К (интервал между любыми соседними контурами).

его неоднородностями, флуктуациями и широкополосными помехами. В то же время, поскольку ожидаемый полезный спектральный сигнал может иметь лишь очень малую величину, искажения его спектра за счет этой процедуры не должны быть существенными. Стабильность калибровочного шумового генератора, а также параметров антенны и приемника проверялась в каждом цикле наблюдений по измерениям опорных источников 3С20 и 3С147, координаты и потоки которых на волне 6 см были взяты из обзора [25]. Эффективная площадь антенны на высоте наблюдения оказалась порядка 1000 м^2 .

В каждом цикле наблюдений записи отбирались визуально по характеру широкого канала на предмет наличия помех, паразитного излучения (Солнце на заходе в далеких лепестках антенны) и атмосферных флуктуаций, а также по виду среднего за время измерения профиля. В результате было отобрано для осреднения 10 наблюдений в апреле 1999 г. и 22 наблюдения в феврале 2000 г. В каждом цикле наблюдения были случайным образом разделены на две группы, так что сравнивая результаты обработки их полусумм и полуразностей можно было отличить систематические (коррелированные) эффекты от случайных. Кроме этого, в цикле 2000 г. было проведено 4-часовое измерение спектра охлаждаемой жидким азотом согласованной нагрузки, подключенной к волноводу вместо первичного рупора.

Для дальнейшей обработки период дискретизации записей был принят равным 120° . Для из-

бежания так называемых эффектов “переналожения частот” записи в каждом канале спектрометра были сглажены функцией $\sin(\omega t)/(\omega t)$ с периодом синуса 240° . Пример изофот флуктуаций среднего из 16 наблюдений, полученных в феврале 2000 г., в координатах прямое восхождение — лучевая скорость представлен на рис. 1. Шаг антенной температуры между любыми соседними контурами равен 0.02 К. Средний квадрат флуктуаций антенной температуры по оси прямых восхождений составляет 0.036 К, что довольно близко к расчетной величине — 0.03 К, средний квадрат флуктуаций по оси лучевых скоростей имеет примерно такую же величину. В диапазоне спектральных каналов 55–70 (лучевые скорости около нуля) заметен спектральный сигнал величиной примерно 0.07 К. Можно подозревать, что это и есть слабое фоновое излучение галактического ионизованного водорода в линии $\text{H}110\alpha$, на которую фактически случайно был настроен радиоспектрометр в этих циклах наблюдений. Впрочем, нельзя исключить и аппаратный эффект, возникающий из-за неучтенной слабой спектральной нелинейности тракта автокорреляционного спектроанализатора. Для того, чтобы избавиться от этой особенности профилей из записей в каждом спектральном канале был вычтен линейный “ноль”, который определялся по опорным точкам в начале и конце записи каждого спектрального канала.

Для изучения пространственных характеристик сигнала в каждом канале вычислялся спектр мощности флуктуаций по прямому восхождению (ква-

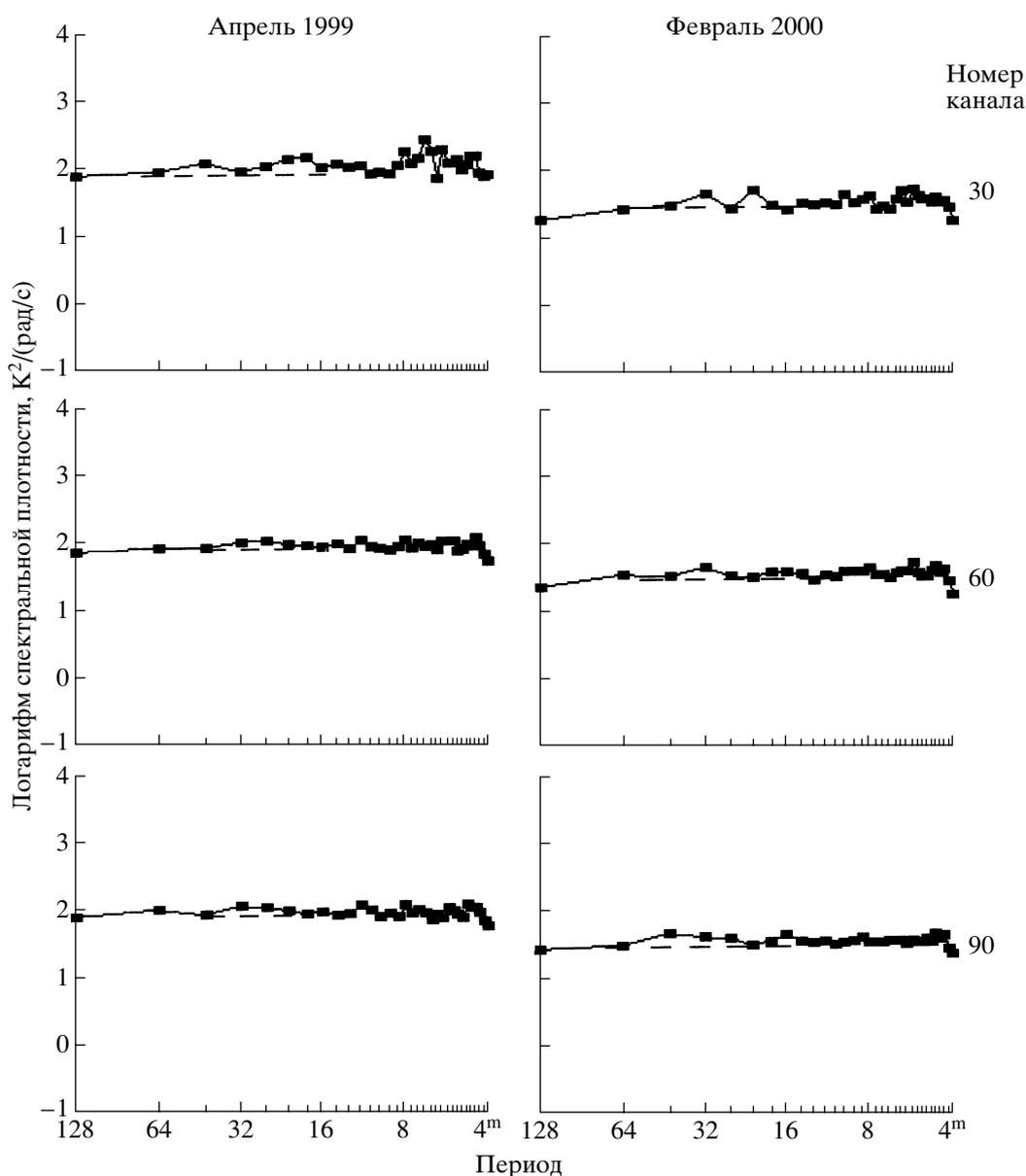


Рис. 2. Спектры пространственных флуктуаций в двух циклах наблюдений. Приведены три диапазона каналов спектрометра шириной по 1.2 МГц каждый. По горизонтальным осям приведены логарифмы пространственных частот гармоник, оцифрованных в эквивалентных им периодах по прямому восхождению на склонении $89^{\circ}30'$.

драты амплитуд) с помощью программы быстрого преобразования Фурье по 64 точкам. Перед этим из обрабатываемых отрезков записей удалялись постоянная составляющая и линейный тренд, а отсчеты умножались на косинусное временное окно. Шкала мощности пространственных флуктуаций калибровалась по среднему квадрату флуктуаций записи в шкале времени в соответствии с теоремой Парсеваля. Для упрощения демонстрации результатов и уменьшения флуктуаций отсчетов спектра полученные спектры мощности осред-

нялись по 30–60 каналам радиоспектрометра, если более узкие детали в спектрах не были заметны.

Пример полученных пространственных спектров наблюдений в апреле 1999 г. и в феврале 2000 г. приведен на рис. 2 в логарифмическом масштабе в 30-м, 60-м и 90-м каналах спектрометра при сглаживании спектров по 60 каналов (1.2 МГц). На спектрах рис. 2 нулевая гармоника не показана (ее амплитуда равна нулю), черточки на оси абсцисс демонстрируют гармоники частот пространственного спектра (с 1 по 32), а их оцифровка сделана в значениях эквивалентных им периодов гармоник

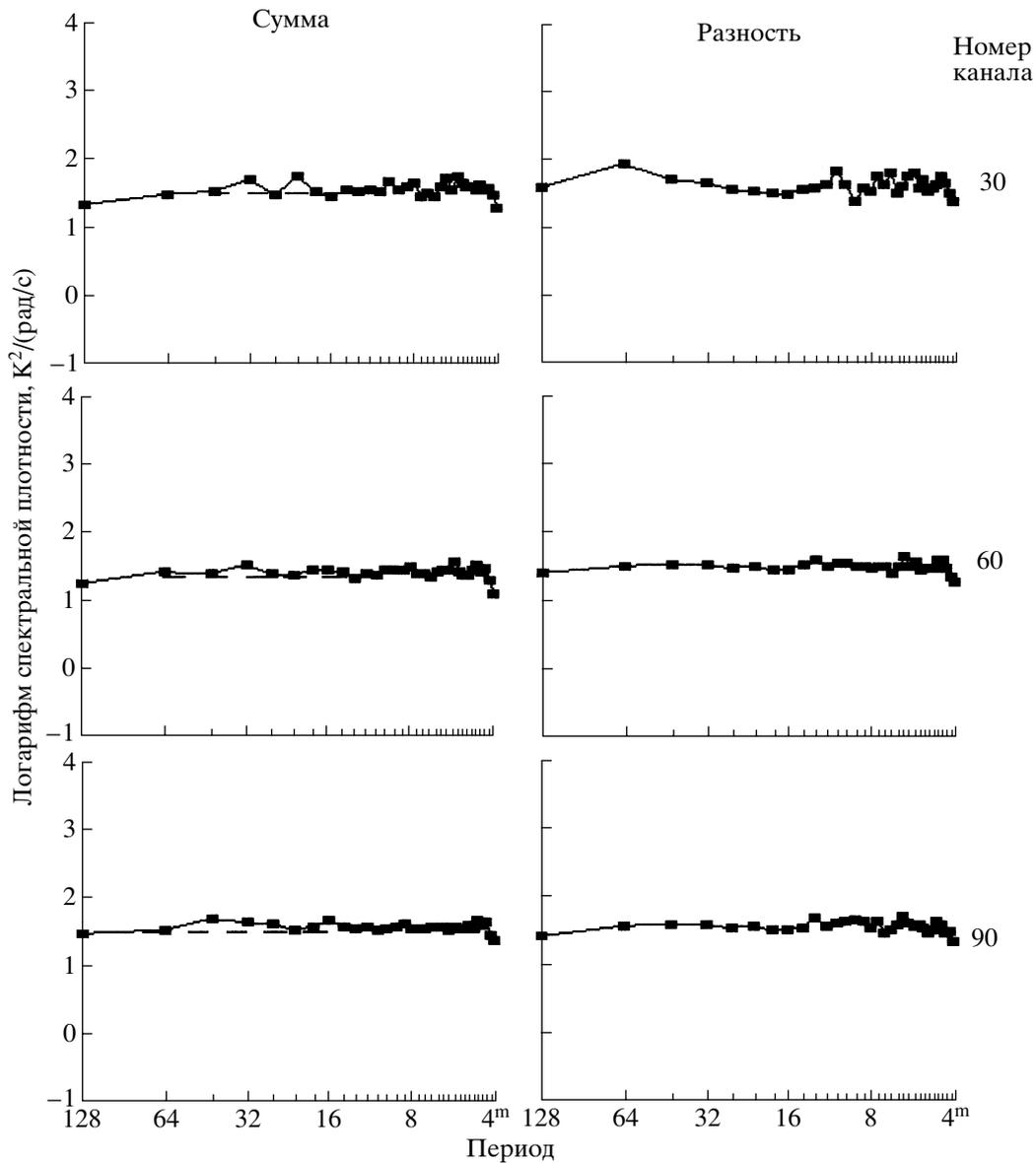


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для полусуммы и полуразности двух случайных групп наблюдений, полученных в феврале 2000 г.

по прямому восхождению (от 128^m до 4^m). В угловой мере этот диапазон периодов соответствует величинам от $16.6'$ до $0.52'$. Следует отметить также, что отсчеты пространственных спектров в низкочастотных каналах спектрометра имеют гораздо больший разброс значений, чем в более высокочастотной части радиоспектра. Возможно это объясняется упоминавшимся выше недостатком высоким качеством полосы пропускания спектрометра и появляющейся иногда узкополосной наводкой неизвестной природы в области 27–28 спектральных каналов (синусоидальная наводка на записях автокорреляционных функций).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Как видно на рис. 2, измеренные спектры пространственных флуктуаций выглядят совершенно плоскими. Наклоны прямолинейных аппроксимаций спектров, полученные линейной регрессией, вместе с их ошибками приведены в табл. 1. Хотя систематическое изменение наклона пространственных спектров в зависимости от частоты радиоспектра кажется одинаковым в обоих циклах наблюдений, оно не превосходит ошибок на уровне 1σ и не может считаться значимым.

Гораздо больший интерес вызывают неоднородности спектров, приведенных на рис. 2, в области пространственных периодов около $4'$ (32^m прямого

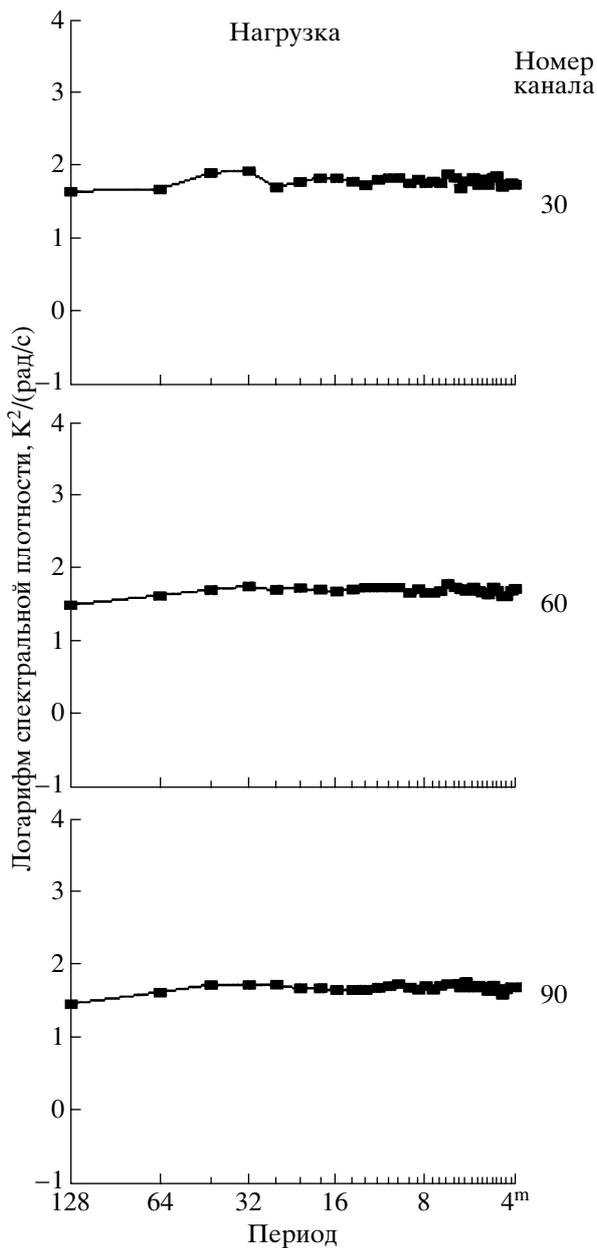


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для записи холодной поглощающей нагрузки в феврале 2000 г.

восхождения). Они не являются случайными, поскольку не только подтверждаются наблюдениями в двух разных циклах, но и исчезают на спектрах разностного сигнала. На рис. 3 сравниваются спектры полусуммы и полуразности двух групп по 8 наблюдений, отобранных случайным образом из цикла в феврале 2000 г. Видно, что на разностном спектре эти детали незаметны. К сожалению, полностью исключить аппаратный или методический характер происхождения этих неоднородностей нам пока не удалось. Дело в том, что на полученных с помощью точно такой же методики

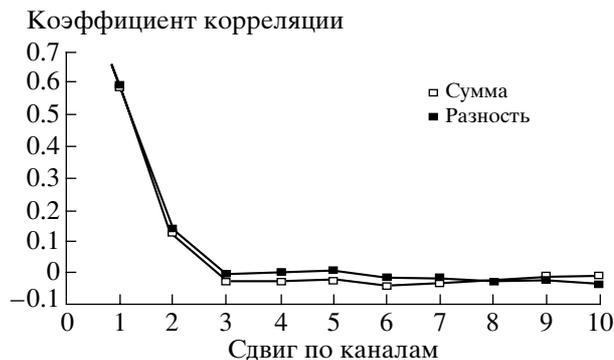


Рис. 5. Коэффициенты корреляции записей по прямому восхождению в зависимости от расстояния между каналами спектрометра.

спектрах холодной нагрузки (рис. 4) неоднородности спектров в области 4-й гармоники нельзя считать полностью отсутствующими, особенно в низкочастотных каналах радиоспектрометра.

Пересчитать измеренную величину спектральных неоднородностей в соответствующую им амплитуду переменной составляющей антенной температуры фона довольно трудно из-за неопределенной ширины их пространственного спектра. Однако сравнение отсчетов спектра мощности наблюдаемых деталей с модельными спектрами искусственного синусоидального сигнала, смешанного с наблюдаемым шумовым сигналом, показали, что она составляет примерно 0.003 К или $\sim 10^{-3}$ от величины $\Delta T/T_r$. Эту величину можно считать верхним пределом возможных неоднородностей пространственных спектров.

Наличие каких-либо сигналов в радиочастотном спектре, связанных с той или иной областью пространственных частот, можно проверить также по отличию функций взаимной корреляции сигналов в спектральных каналах, отстоящих друг от друга на некоторую величину по частоте. На рис. 5 приведены корреляционные функции суммарного и разностного сигналов, образованных из двух групп по 11 наблюдений в феврале 2000 г., и осредненные в диапазоне от 10 до 120 каналов во всем диапазоне исследованных пространственных частот. Отсчет при нулевом сдвиге не показан, поскольку он тождественно равен 1, корреляция при сдвиге на один канал еще довольно существенна (~ 0.6) поскольку, как сказано выше, на один элемент разрешения спектроанализатора (40 кГц) приходится два отсчета спектра ("канала"). Обращает на себя внимание наличие слабого антикоррелированного сигнала в широком диапазоне интервалов между каналами (до $\Delta n = 8$), который следует считать реальным, поскольку он заметен на суммарном сигнале, но исчезает на разностном.

Таблица 1. Измеренные показатели пространственных спектров в диапазоне периодов от 16.6' до 0.52'.

Номер канала Спектрометра	Апрель 1999	Февраль 2000
30	0.06 ± 0.07	0.06 ± 0.05
60	0.01 ± 0.03	0.03 ± 0.03
90	-0.02 ± 0.03	-0.01 ± 0.03

Мы полагаем, что это выявился слабый паразитный эффект, связанный с двумя обстоятельствами: а) методикой измерения “однобитовой” автокорреляционной функции и, следовательно, нормализованных по площади спектров и б) недостаточно точным учетом нелинейности широкого канала при денормализации спектров. Формальная среднеквадратичная ошибка вычисления коэффициента корреляции по выборке из 259 независимых отсчетов составляет не более 0.004, однако разброс коэффициентов корреляции по каналам дает среднеквадратичную величину в 2–3 раза больше и хотя природа этого разброса неизвестна, при осреднении по каналам именно он и определяет окончательную ошибку σ_R . Так что величина обнаруженного нами паразитного эффекта оказывается не более $3\sigma_R$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для привязки полученных значений углового размера объектов θ и ширин линий к их физическим размерам L необходимо указать связь этих величин в рамках какой-нибудь модели. Мы рассмотрим стандартные модели.

Современные наблюдательные данные выделяют модель плоской расширяющейся Вселенной с космологической постоянной Λ . Точные соотношения между θ и z в этой модели содержат параметры Ω_m , Ω_Λ — отношение плотности материи n_m и “вакуума” к критической плотности n_c ($\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$) и имеют вид [26]:

$$\theta = (H_0 L/c)(1+z)/\varphi(z)$$

$$\varphi(z) = \int_0^z [\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{-1/2} dz$$

Для больших z и для $H_0 = 60$ км/с Мпк (h_{60}), $\Omega_m = 0.3$, $L_{\text{Мпк}} = L$ в Мпк, получим:

$$\theta \approx 15'' h_{60} L_{\text{Мпк}} (1+z),$$

где $L_{\text{Мпк}}$ — величина L в Мпк. С другой стороны, передний и задний края облака находятся на разном расстоянии от нас, т. е. имеют разное z . Величина этой разности Δz связана с L выражением

$$\Delta z/(1+z) = (H_0 L/c)[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}.$$

То, что облако занимает интервал красных смещений Δz , означает, что если оно излучает или отражает излучение локально в достаточно узких линиях, то все излучение будет занимать интервал частот $\Delta\nu$

$$(\Delta\nu/\nu)_H = \Delta z/(1+z)$$

Следовательно,

$$(\Delta\nu/\nu)_H \approx \theta\varphi(z)[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}(1+z)^{-1}$$

Для больших z и для $\Omega_m = 0.3$ получим:

$$(\Delta\nu/\nu)_H \approx 1.3 \times 10^{-3}(\theta/1')[\varphi(z)/\varphi(20)](1+z)^{1/2}.$$

Если мы наблюдаем одновременно двумя приемниками с разностью частот $\Delta\nu$, то флуктуации с угловыми размерами больше θ увидим на обоих приемниках. Если размеры флуктуации меньше, то тогда она будет видна только на одном приемнике, в то время как на другом в этой точке неба будет только фон (или другой объект) [12]. Таким образом, корреляционная функция двух этих наблюдений будет с точностью до шума равна нулю на малых масштабах и отлична от нуля на масштабах больше некоторого. Наличие четкого излома возможно только, если все объекты имеют одинаковый размер L . Фактически имеет место некий спектр масштабов. Рассмотренный здесь эффект показывает что начальный спектр может быть существенно деформирован. Результаты нашей попытки выявить подобный эффект приведены в табл. 2. Два значения коэффициента корреляции, приведенные для каждого частотного сдвига и пространственного интервала относятся в двум циклам наблюдений — в апреле 1999 г. и в феврале 2000 г. К сожалению, недостаточно высокая точность измерения коэффициентов корреляции не позволяет с полной уверенностью утверждать заметное увеличение антикорреляции (т.е. коэффициент корреляции со знаком минус) в полосе спектра пространственных частот от 1' до 4' при сдвиге по частоте на 6–8 каналов. Более полное исследование этого вопроса не входит в задачу данной статьи, однако, уже из сказанного видно, что анализ спектрально-пространственных флуктуаций дает дополнительную информацию о параметрах вещества и красных смещениях z основной части протообъектов.

Приведенная оценка связи $(\Delta\nu/\nu)_H$ и θ имеет место в предположении, что облако расширяется по хаббловскому закону. Учет самогравитации на определенной стадии радикально меняет это

Таблица 2. Коэффициенты корреляции отсчетов в спектральных каналах в различных полосах спектра пространственных частот.

Сдвиг по каналам Δn	$\Delta\theta$			
	4.16'–16.6'	2.08'–4.16'	1.04'–2.08'	0.52'–1.04'
1	0.549 ± 0.016	0.517 ± 0.015	0.533 ± 0.012	0.566 ± 0.008
	0.537 ± 0.017	0.506 ± 0.013	0.551 ± 0.010	0.583 ± 0.007
2	0.134 ± 0.025	0.108 ± 0.022	0.088 ± 0.016	0.121 ± 0.012
	0.136 ± 0.025	0.110 ± 0.019	0.116 ± 0.016	0.138 ± 0.011
3	−0.015 ± 0.026	−0.017 ± 0.022	−0.057 ± 0.016	−0.032 ± 0.013
	0.032 ± 0.026	−0.015 ± 0.020	−0.022 ± 0.015	−0.019 ± 0.011
4	−0.008 ± 0.026	−0.011 ± 0.022	−0.043 ± 0.018	−0.035 ± 0.013
	0.057 ± 0.025	−0.002 ± 0.021	−0.001 ± 0.016	−0.025 ± 0.011
5	0.008 ± 0.026	−0.034 ± 0.022	−0.042 ± 0.017	−0.028 ± 0.013
	0.044 ± 0.025	0.006 ± 0.021	0.015 ± 0.016	−0.026 ± 0.012
6	0.022 ± 0.024	−0.076 ± 0.021	−0.058 ± 0.016	−0.036 ± 0.013
	0.021 ± 0.025	−0.041 ± 0.022	0.004 ± 0.015	−0.038 ± 0.012
7	0.020 ± 0.021	−0.086 ± 0.020	−0.054 ± 0.015	−0.027 ± 0.013
	−0.004 ± 0.025	−0.055 ± 0.023	−0.020 ± 0.016	−0.023 ± 0.012
8	0.017 ± 0.025	−0.057 ± 0.023	−0.041 ± 0.016	−0.024 ± 0.013
	−0.029 ± 0.026	−0.051 ± 0.024	−0.046 ± 0.016	−0.004 ± 0.011
9	0.019 ± 0.023	−0.011 ± 0.023	−0.021 ± 0.016	−0.024 ± 0.012
	−0.037 ± 0.025	−0.048 ± 0.021	−0.052 ± 0.016	−0.002 ± 0.012
10	0.030 ± 0.023	0.005 ± 0.021	−0.013 ± 0.015	−0.029 ± 0.011
	−0.041 ± 0.025	−0.046 ± 0.021	−0.064 ± 0.017	−0.009 ± 0.013

соотношение. В момент остановки расширения мы можем эффективно говорить о наличии градиента пекулярной скорости вдоль луча зрения [27]. Этот градиент меняет знак при переходе через центр объекта, т.е. ближняя половина имеет отрицательную (относительно центра) скорость, а дальняя половина – положительную. Точность компенсации хаббловской скорости может в принципе достигать предела, определяемого тепловой или микротурбулентной скоростью в данном объекте [8], т.е. давать ширину линии $(\Delta\nu/\nu)_T \approx 10^{-4}$. В этом случае эффективная оптическая толща увеличивается в $N \approx (\Delta\nu/\nu)_H/(\Delta\nu/\nu)_T$ раз [8, 27]. Для получения предельной оценки на обилие молекул необходимо учесть еще один фактор усиления интенсивности линий K_e основанный на эффекте люминисценции [28]. Например, для первой вращательной линии молекулы LiH и $\theta \approx 4'$ имеем следующие значения:

$$z = 6.2 \text{ см}/0.0676 \text{ см} - 1 = 90.7,$$

$$L = (\theta/15'')/(1+z) \text{ Мпк} \approx 180 \text{ Кпк},$$

$$N = 500.$$

Такой размер протообъекта соответствует барионной массе примерно $10^{14} M_\odot$. Согласно [28] при таких z для LiH имеем $K_e \approx 10^4$. Беря соответствующие константы для оптической толщины и предполагая пекулярную скорость равной 60 км/с, получим конечную оценку обилия молекулы $\alpha_{\text{LiH}} < 31 \times 10^{-14}$. Это ограничение примерно на 3 порядка ниже, чем в работе [21], и такое значение вполне возможно с точки зрения химической кинетики в неравновесном состоянии при наличии градиентов скоростей и плотности. Однако окончательный вывод о физических условиях в таких объектах требует более тщательного расчета. Из приведенных оценок видно, что дальнейшее улучшение предела на один-два порядка даст шанс обнаружить момент остановки первых протоскоплений. Оценки

для других молекул могут быть сделаны аналогичным способом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, наличие молекулярных облаков на ранней стадии эволюции Вселенной ($z > 100$) должно приводить к образованию спектрально-пространственных флуктуаций реликтового радиоизлучения. Величина этих флуктуаций может достигать 3×10^{-3} К в случае простого рассеяния и превышать это значение при достаточно мощном раннем энерговыделении. Наши результаты позволяют ставить вопрос о детальном их исследовании. Здесь было показано, что в принципе можно как различить первичные молекулы, так и определить каждую из них. Кроме того, возможно определение интервала z , в котором существуют эти молекулы, и параметра Ω_m .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. N. Jaffe and P. A. R. Ade, A. Balby *et al.*, *astro-ph/0007333*.
2. J. A. Peacock, "Cosmological Physics" (Cambridge University Press, 1999).
3. А. Д. Сахаров, Доклады АН СССР **12**, 1040 (1968).
4. В. К. Дубрович, Письма в АЖ. **3**, 243 (1977).
5. V. K. Dubrovich, *Astron. and Astrophys.*, **324**, 27 (1977).
6. V. K. Dubrovich, *Gravitation and Cosmology*. **5**, 171 (1999).
7. В. К. Дубрович, Известия САО, **13**, 40 (1981).
8. V. K. Dubrovich, *Astron. Astrophys. Trans.*, **5**, 57 (1994).
9. E. T. Vishniac, *Astrophys. J.*, **322**, 597 (1987).
10. R. K. Sachs and A. M. Wolfe, *Astrophys. J.* **147**, 73 (1967).
11. Ya. B. Zel'dovich and R. A. Sunyaev, *Astrophys. Space Sci.*, **4**, 301 (1969).
12. S. Lepp and J. M. Shull, *Astrophys. J.* **280**, 465 (1984).
13. R. Maoli, V. Ferrucci, F. Melchiorri *et al.*, *Astrophys. J.*, **457**, 1 (1996).
14. D. Puy, G. Alecian, J. LeBourlot *et al.*, *Astron. and Astrophys.*, **267**, 337 (1993).
15. J. Silk, *Astrophys. J.*, **151**, 459 (1968).
16. P. D. Stancil, S. Lepp, A. Dalgarno, *Astrophys. J.*, **458**, 401 (1996).
17. R. B. Partridge, E. A. Richards, E. B. Fomalont *et al.*, *Astrophys. J.*, **483**, 38 (1997).
18. V. K. Dubrovich and A. A. Lipovka, *Astron. and Astrophys.*, **296**, 301 (1995).
19. V. K. Dubrovich, Proc. HSRA, 1997, Jodrel Bank, CUP, 189 (1997).
20. D. Puy and M. Signore, *Astron. and Astrophys.*, **305**, 371 (1996).
21. P. De Bernardis, V. Dubrovich, P. Encrenaz *et al.*, *Astron. and Astrophys.*, **269**, 1 (1993).
22. Н. А. Есепкина, Н. С. Бахвалов, Б. А. Васильев и др., Изв. САО, **11**, 182 (1979).
23. А. М. Пилипенко, В. А. Прозоров, Препринт САО, № 114 СПб, 3 (1995).
24. И. В. Госачинский, С. Р. Желенков, Препринт САО, № 96 СПб, 3 (1993).
25. P. C. Gregory, W. K. Scott, K. Douglas, and J. J. Condon, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **103**, 427 (1996).
26. V. Sahni and A. Starobinsky, *astro-ph/9904398* (1999).
27. Ya. B. Zel'dovich, *Sov. Astron. Let.*, **4**, 165 (1978).
28. V. K. Dubrovich, *Astron. and Astrophys.*, **324**, 27 (1997).

The Search of Spectral-Spatial Fluctuation of CMBR with the Radio Telescope of RATAN-600

I. V. Gosachinskij, V. K. Dubrovich, S. R. Zhelenkov, G. N. Il'in, V. A. Prozorov

The results of the search of spatial-spectral fluctuations of the microwave cosmic background made at the wavelength of 6.2 cm with RATAN-600 radio telescope in 1999–2000 in the region of north celestial pole are presented. It is found that in the frequency band of ~ 1 MHz and in the range of spatial periods from $0.5'$ to $16'$ the spatial spectrum is flat and has no details more than $\Delta T/T = 10^{-3}$. If this estimate may be accepted as upper limit of first rotational transition of primordial LiH emission at $z = 90.7$, then with the proto cluster masses near $10^{13} M_{\odot}$ we shall obtain the upper limit of LiH abundance approximately 3×10^{-14} .