
**ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ И ПРИКЛАДНАЯ
ОПТИКА**

УДК 551.508.951:681.785.574

**ОБРАБОТКА ДВУСТОРОННИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ
С УЧЕТОМ СОБСТВЕННОГО ФОНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ФУРЬЕ-СПЕКТРОРАДИОМЕТРА**

© 2002 г. С. К. Дворук, В. Н. Корниенко, И. В. Кочиков, М. В. Лельков,
А. Н. Морозов, В. А. Поздняков, С. И. Светличный, С. Е. Табалин

Кафедра физики и Центр прикладной физики

Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана, 107005 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27.02.2002 г.

Исследовано влияние фонового (приборного) излучения фурье-спектрометра на результат обработки двусторонних интерферограмм. Рассмотрена работа интерферометра Майкельсона и показано, что в случае наблюдения объектов с яркими температурами, близкими к собственной температуре спектрометра, в конечном спектре возможно появление инвертированных спектральных участков и полос. Предложены алгоритмы коррекции интерферограмм и экспериментальная методика, позволяющие устранить инвертирование спектра и компенсировать собственное фоновое излучение интерферометра.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема учета фонового (приборного) излучения актуальна практически для любой области физического эксперимента. Как правило, в большинстве случаев фоновая составляющая сигнала аддитивно накладывается на измеряемые данные. Существует множество апробированных процедур и экспериментальных методик, позволяющих отделить истинный сигнал от фонового. Для ряда задач учет фоновой компоненты сигнала не столь очевиден, и требуется применять специально разработанные процедуры для его выделения. Эта проблема в наиболее полной мере касается и фурье-спектроскопии в части ее радиометрической области применения, когда мощность входного сигнала от объекта наблюдения сопоставима с собственным фоновым излучением и первичная регистрируемая интерферограмма из-за эффекта Нарцисса может содержать фазовые ошибки, неустранимые стандартными процедурами обработки, применяемыми в лабораторных моделях фурье-спектрометров [1, 2].

Целью настоящей работы являлись разработка и апробация методики и алгоритма коррекции двусторонних интерферограмм фурье-спектрометра (ФСР) при наблюдении естественных подстилающих поверхностей с компенсацией собственного фонового излучения прибора.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Поясним суть проблемы на экспериментальном факте. На рис. 1 приведен спектр излучения безоблачного неба при наблюдении его под уг-

лом 60° к горизонту с использованием фурье-спектрометра с разрешением около 4 см^{-1} [3, 4]. Ниже для сравнения приведен реперный спектр с правильным видом и расположением полос. Отчетливо видно инвертирование как целых участков спектра, так и отдельных полос. Очевидно, что формальное применение стандартной процедуры восстановления спектра приведет к заведомо неудовлетворительным результатам и указывает на необходимость применения специализированных процедур коррекции.

Для выяснения причин наблюдаемого эффекта рассмотрим стандартную (использованную при получении спектра, приведенного на рис. 1) процедуру обработки интерферограмм. В предположении отсутствия фазовых искажений справедливы следующие соотношения:

$$I(x) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} B_0(\nu) \exp(2\pi i \nu x) d\nu, \quad (1)$$

$$B_0(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x) \exp(-2\pi i \nu x) dx,$$

где $I(x)$ – регистрируемый сигнал интерферограммы при разбалансе плеч интерферометра, равном x ; $B_0(\nu)$ – восстановленный спектр излучения объекта наблюдения на частоте ν (см^{-1}).

Пределы интегрирования в (1) в реальных приборах ограничены, а отсчеты интерферограмм снимаются дискретно, но для последующего анализа влияние этих отличий несущественно. При этом в соотношениях (1) функции $I(x)$ и $B_0(\nu)$

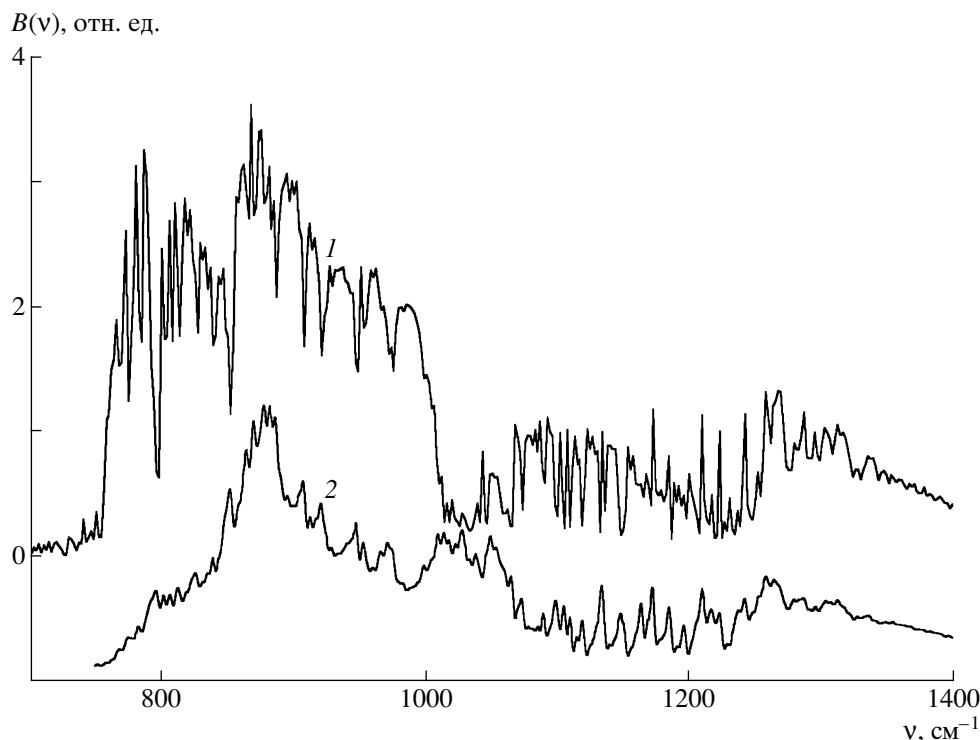


Рис. 1. Спектр излучения безоблачного неба при наблюдении под углом 60° к горизонту (1), полученный с помощью фурье-спектрорадиометра с разрешением около 4 см⁻¹, 2 – реперный спектр.

являются действительными и четными (симметричными). Учет чувствительности фотоприемника – амплитудная функция $R_0(\nu)$ и наличие фазовых искажений прибора – фазовой функции $\varphi(\nu)$, приводит к тому, что реально вместо первого из соотношений (1) имеем

$$I(x) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} R_0(\nu)B_0(\nu) \exp[i(2\pi\nu x - \varphi(\nu))]d\nu,$$

а результат восстановления спектра оказывается комплексным

$$\tilde{B}(\nu) = R_0(\nu)B_0(\nu) \exp(-i\varphi(\nu)). \quad (2)$$

При обработке односторонних интерферограмм наличие фазовых искажений требует предварительной фазовой компенсации. Двусторонние интерферограммы, как правило, такой компенсации не требуют, поскольку из соотношения (2) следует равенство

$$B_0(\nu) = \frac{|\tilde{B}(\nu)|}{R_0(\nu)}, \quad (3)$$

справедливое при положительных значениях функции $B_0(\nu)$. При этом функция $R_0(\nu)$ может быть предварительно определена из спектра реперного ИК источника с известными излучательными характеристиками. Оказывается, однако,

что при учете собственного (фонового) излучения прибора функция $B_0(\nu)$ может быть знакопеременной, что не позволяет воспользоваться для восстановления спектров из двусторонних интерферограмм простым соотношением (3).

ВЛИЯНИЕ СОБСТВЕННОГО ФОНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФСР

Рассмотрим излучение, падающее на фотоприемное устройство идеального интерферометра Майкельсона (при $R_0 = 1$, $\varphi(\nu) = 0$ и коэффициенте деления пучка света, равном 0.5) с учетом собственного фонового спектра. В [5] показано, что интерферограмма излучения только от объекта наблюдения со спектральной мощностью излучения B_0 на частоте ν может быть представлена как

$$I_1(x, \nu) = \frac{B_0}{2}(1 + \cos(2\pi\nu x)),$$

где x – абсолютная координата смещения подвижного зеркала относительно положения нульпункта. Из закона сохранения энергии для отраженного (возвратного) потока получаем

$$I_2(x, \nu) = \frac{B_0}{2}(1 - \cos(2\pi\nu x)).$$

Аналогичные рассуждения можно провести и для собственного фонового излучения интерфе-

рометра $F_0(\nu)$, поступающего в интерферометр со стороны фотоприемного устройства (ФПУ). Физически фоновый поток формируется за счет переотражения ИК излучения от корпусных деталей интерферометра на просветленных поверхностях собирающего линзового коллектива, а также из-за рассеяния ИК излучения диафрагмой фотоприемника при значительной сферической аберрации собирающего коллектива, особенно в случае использования однолинзовых короткофокусных объективов. Определенный вклад может внести и собственное фоновое излучение оптических компонентов конструкции – светоделиителя, зеркал и т.п. В итоге для суммарного сигнала интерферограммы на ФПУ без учета постоянной составляющей, равной $(B_0 + F_0)/2$, получаем выражение

$$I(x, \nu) = \frac{B_0 - F_0}{2} \cos(2\pi\nu x).$$

Таким образом, интерферограмма формируется разностным сигналом, что при учете амплитудной функции $R_0(\nu)$ и функции фазовых искажений $\varphi(\nu)$ приводит к следующей модификации формулы (2):

$$\tilde{B}(\nu) = R_0(\nu)(B_0(\nu) - F_0(\nu)) \exp(-i\varphi(\nu)), \quad (4)$$

где $\tilde{B}(\nu)$ – регистрируемый спектр, а $B_0(\nu)$ и $F_0(\nu)$ характеризуют плотности распределения энергии в спектрах объекта наблюдения и в собственном излучении ФСР.

При выполнении соотношения $B_0(\nu) \geq F_0(\nu)$ во всем диапазоне интересующих нас частот справедлив аналог соотношения (3)

$$B(\nu) \equiv |\tilde{B}(\nu)| = R_0(\nu)[B_0(\nu) - F_0(\nu)]. \quad (5)$$

Экспериментально для нахождения функций $R_0(\nu)$ и $F_0(\nu)$ достаточно снять два реперных спектра ИК источника с известными излучательными характеристиками и максимально разными яркостными температурами. Действительно, имея экспериментально зарегистрированные спектры B_1 и B_2 для ИК источников с известными исходными спектрами ($B_{01} = P_1$ и $B_{02} = P_2$ соответственно), из (5) легко алгебраически получить требуемые функции

$$\left. \begin{aligned} R_0 &= \frac{B_2 - B_1}{P_2 - P_1}, \\ F_0 &= \frac{P_1 B_2 - P_2 B_1}{B_2 - B_1}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

В уравнениях (6) фигурируют абсолютные величины $B_1(\nu)$ и $B_2(\nu)$ комплексных спектров. Как правило, эта процедура коррекции применяется для определения абсолютных значений спек-

тральной плотности энергетической яркости объектов наблюдения фурье-спектрометров с неохлаждаемыми ФПУ [6, 7].

АЛГОРИТМ ФАЗОВОЙ КОРРЕКЦИИ

Обработка экспериментальных интерферограмм существенно усложняется, если внутри исследуемого спектрального диапазона входящего излучения разностный сигнал $B_0(\nu) - F_0(\nu)$ изменяет знак. В этом случае из соотношения, аналогичного (5), можно определить только абсолютную величину разности, но не ее знак. Из формулы (4) видно, что разностный сигнал может быть определен по измеренному комплексному спектру, если известна функция фазовых искажений $\varphi(\nu)$. На практике эта функция неизвестна и может изменяться от измерения к измерению, например, из-за неточности определения нуля-пункта асимметричной интерферограммы. Фаза может быть определена непосредственно из соотношения (4) как аргумент комплексного спектра, но это определение неоднозначно: одинаковые результаты могут дать как изменение фазовой функции на π , так и смена знака разностного сигнала.

Устранение неоднозначности может быть проведено с учетом того, что функция фазовых искажений – плавная, медленно меняющаяся функция частоты. Таким образом, фаза спектра (4) должна представлять собой плавно меняющуюся функцию частоты с резкими изменениями на π в точках смены знака разностного сигнала $B_0(\nu) - F_0(\nu)$. Именно это поведение фазы наблюдается на рис. 2, причем скачки фазы не всегда равны точно π вследствие конечного спектрального разрешения прибора и наличия шумов.

В результате функция фазовой коррекции может быть получена выделением непрерывной составляющей фазы измеренного комплексного спектра. Технически это достижимо путем аппроксимации $\varphi(\nu)$ полиномом невысокой степени, например квадратичным $\varphi(\nu) = a + b\nu + c\nu^2$, коэффициенты которого определяются из условия минимума квадрата мнимой части

$$B(\nu) = \tilde{B}(\nu) \exp(i\varphi(\nu)), \quad (7)$$

т.е. функции

$$\begin{aligned} \Phi(a, b, c) &= \\ &= \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} [\operatorname{Re} \tilde{B}(\nu) \sin(\varphi(\nu)) + \operatorname{Im} \tilde{B}(\nu) \cos(\varphi(\nu))]^2 d\nu, \end{aligned}$$

где ν_{\min} , ν_{\max} – нижняя и верхняя частоты регистрируемого спектра. Практические вычисления показывают, что модель предложенного описания фазового набега адекватна, поскольку в ре-

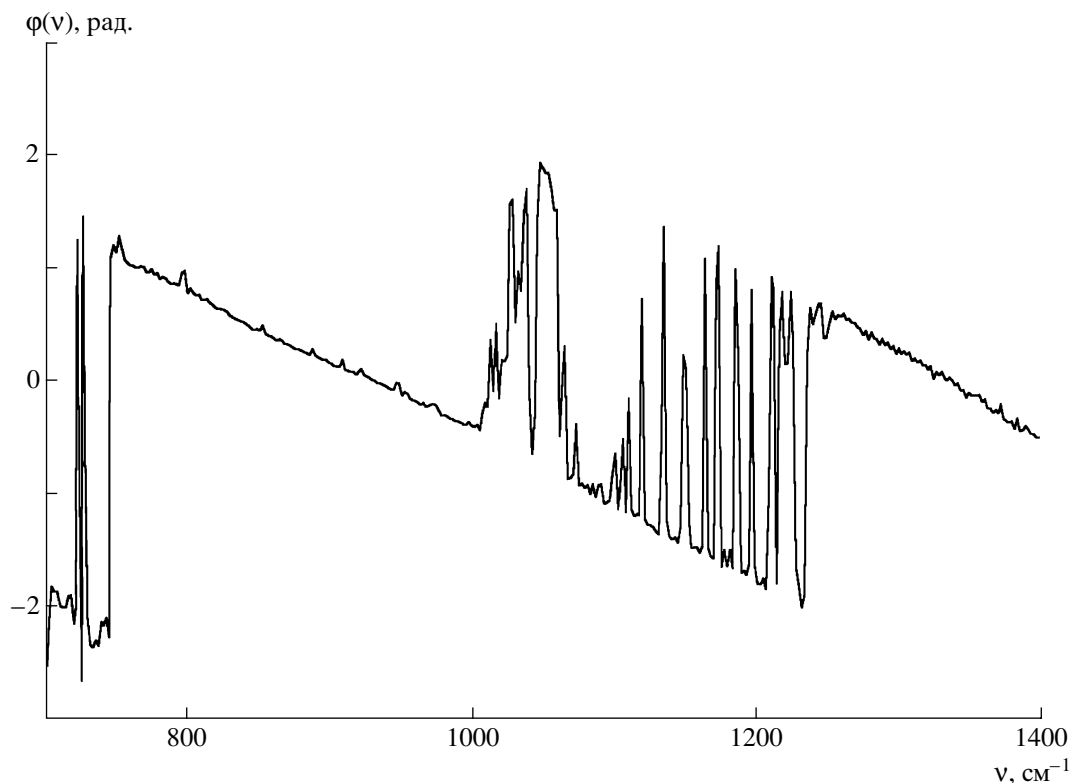


Рис. 2. Функция фазовых искажений спектра излучения безоблачного неба.

зультате удается получить спектральную функцию (7) с достаточно малой мнимой частью (рис. 3). Эта процедура отчасти сходна с процедурой фазовой коррекции односторонних интерферограмм, где фазовая функция определяется по небольшому участку двусторонней интерферограммы и автоматически оказывается достаточно гладкой.

После определения функции фазовых искажений алгоритм коррекции спектров сводится к добавлению функции собственного излучения прибора $F_0(\nu)$, причем компенсационные поправки могут быть определены по тем же формулам (6), где вместо B_1, B_2 должны стоять величины, вычисленные из исходных спектров в соответствии с (7).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОНОВЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФСР

Полученные из (6) характеристики прибора нуждаются, однако, в дальнейшей детализации, поскольку собственное излучение прибора $F_0(\nu)$ зависит от его температуры, которая меняется в процессе работы. Полагая, что температура деталей интерферометра однородна по пространству и равна T_p , формулу (4) с учетом (7) можно записать как

$$B(\nu) = R_0(\nu)[B_0(\nu) - \varepsilon(\nu)P(\nu, T_p)],$$

где $P(\nu, T_p)$ – функция Планка для температуры ФСР, $\varepsilon(\nu)$ – излучательная способность фонового источника, которую считаем не зависящей от температуры. Таким образом, для очистки исходных спектров от фоновой составляющей необходимо знание двух функций – $R_0(\nu)$ и $\varepsilon(\nu)$. Их можно найти из измерений, проведенных для эталонных ИК источников излучения при различных температурах и вариации собственных температур интерферометра ФСР. Пусть имеется несколько измерений спектров $B_i(\nu)$, выполненных для ИК источников излучения с температурами T_i и излучательными способностями ε_i ($i = 1, \dots, n$), причем при каждом из измерений внутренним датчиком фиксируется температура корпуса интерферометра – T_{pi} . Тогда имеем следующую систему уравнений для определения функций $R_0(\nu)$ и $\varepsilon(\nu)$:

$$\begin{aligned} B_i(\nu) &= R_0(\nu)[\varepsilon_i P(\nu, T_i) - \varepsilon(\nu)P(\nu, T_{pi})] = \\ &= R_0 \varepsilon_i P(T_i) - \beta P(T_{pi}), \end{aligned}$$

где вместо ε введена новая функция $\beta = R_0 \varepsilon$. Для каждого значения частоты ν это – линейная система из n уравнений относительно величин R_0 и β . С учетом переопределенности системы (при $n > 2$)

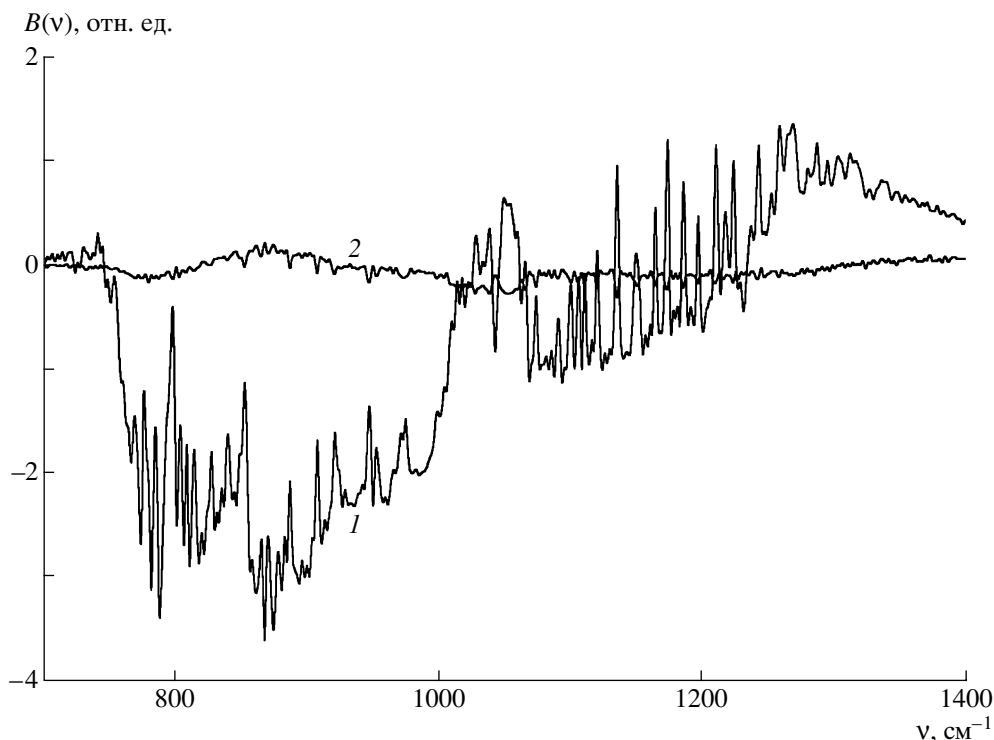


Рис. 3. Действительная (1) и мнимая (2) части экспериментального спектра после проведения процедуры коррекции фазовых искажений.

получаем для каждой точки по частоте следующие уравнения для определения R_0 и β :

$$\left. \begin{aligned} \left[\sum_{i=1}^n \varepsilon_i^2 P^2(T_i) \right] R_0 - \left[\sum_{i=1}^n \varepsilon_i P(T_i) P(T_{pi}) \right] \beta &= \\ &= \sum_{i=1}^n \varepsilon_i P(T_i) B_i, \\ \left[\sum_{i=1}^n \varepsilon_i P(T_i) P(T_{pi}) \right] R_0 - \left[\sum_{i=1}^n P^2(T_{pi}) \right] \beta &= \\ &= \sum_{i=1}^n P(T_{pi}) B_i. \end{aligned} \right\} (8)$$

Решая систему (8) для каждого значения ν , найдем $R_0(\nu)$ и $\varepsilon(\nu) = \beta(\nu)/R_0(\nu)$. Заметим, что для повышения обусловленности системы (8) желательно брать максимально широкий интервал температур самого ФСР и внешних ИК источников, но не выводящих фотоприемное устройство за пределы диапазона линейности.

ПРИМЕР ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРА

Восстановление спектра падающего излучения в условиях инверсии иллюстрируется следующим примером. На рис. 1 приведена амплитуда экспериментально наблюдаемого спектра безоблачного неба при угле возвышения 60° , а на рис. 2 – его фаза. На амплитудном спектре видно, что атмосферные линии (полосы) в большей части частотного диапазона инвертированы, а фаза, помимо ожидаемого плавного изменения, совершает скачки приблизительно на π . В этом случае фазовая коррекция приводит к существенным изменениям и является необходимой для правильной интерпретации и последующей обработки спектра.

Для построения собственных фоновых спектральных характеристик ФСР были сняты несколько спектров ИК источников ($\varepsilon = 0.96\text{--}0.98$) при температурах от 0 до 39°C и собственных температурах интерферометра в диапазоне от 16 до 32°C . Отметим, что, как и ожидалось, значения функции излучательной способности $\varepsilon(\nu)$ оказались положительными и не превосходили значения единицы на всем участке рабочего диапазона спектра, а функция $R_0(\nu)$ во всем рабочем диапазоне также была положительной. Восстановленный с помощью фазовой коррекции действительный разностный спектр показан на рис. 3. Видно, что при час-

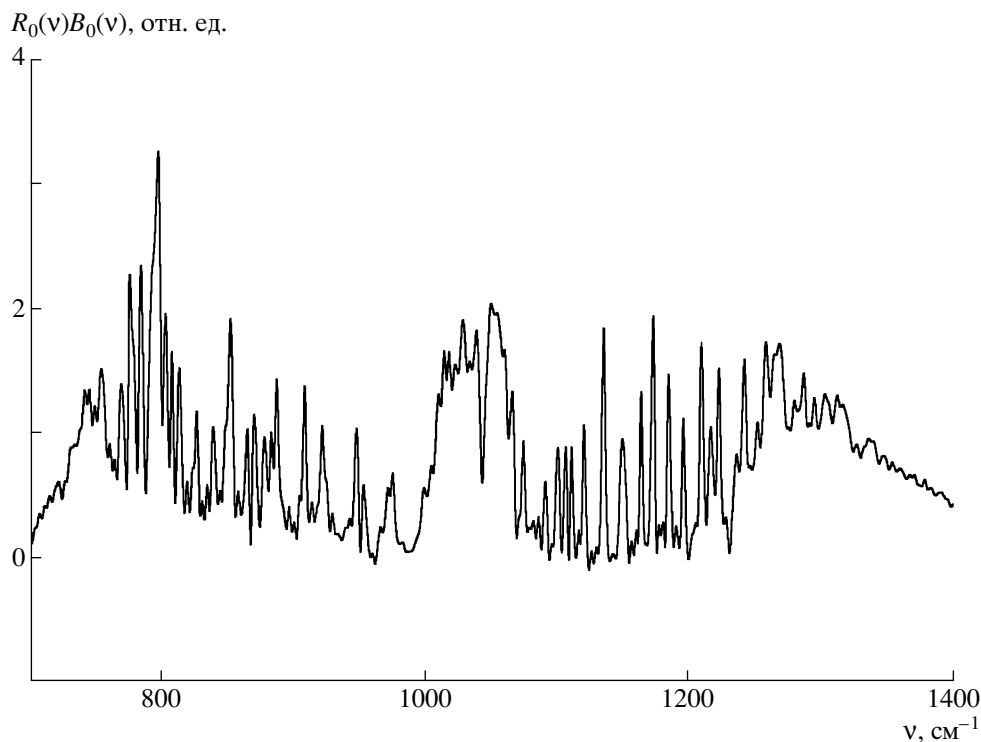


Рис. 4. Вид спектра после проведения процедур фазовой коррекции и компенсации собственного фонового излучения ФСР.

тотах от 780 до 1050 см^{-1} собственное излучение прибора превосходит излучение неба, в результате чего значения разностного спектра $B(v)$ являются отрицательными. Компенсация собственного фонового спектрального излучения приводит к неотрицательному окончательному спектру $R_0(v)B_0(v)$ (рис. 4), в котором уже отсутствуют инвертированные участки. Сравнение полученных экспериментальных спектров с расчетной моделью показало незначительное различие – “проседание” обработанного спектра относительно расчетного, которое авторы относят к невысокому качеству используемых ИК источников излучения, в частности точности определения их излучательных способностей, реальной температуры и ее временной стабильности. Определенную ошибку могла внести и неоднородность поля температур деталей интерферометра из-за неравномерности их прогрева.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены и апробированы экспериментальная методика и алгоритм коррекции исходных двусторонних интерферограмм фурье-спектрометра, позволяющие при проведении экспериментов на натуральных трассах избежать появления в обработанных спектрах эффекта ин-

вертирования, обусловленного наличием собственного фонового излучения фурье-спектрометра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shimoto A., Kobayashi H., Kadokura S. // *Appl. Opt.* 1999. V. 38. P. 571.
2. Shrieber J., Blumenstock T., Hase F. // *Appl. Opt.* 1997. V. 35. P. 8168.
3. Дворук С.К., Кочиков И.В., Морозов А.Н., Назолин А.Л., Павлов Д.А., Поздняков В.А., Соловьев А.В., Светличный С.И., Табалин С.Е. // *Оптический журнал.* 2000. Т. 67. № 3. С. 37.
4. Дворук С.К., Морозов А.Н., Поздняков В.А., Соловьев А.В., Табалин С.Е., Шишкин Г.В., Кочиков И.В., Корниенко В.Н., Светличный С.И. // *Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки.* 2001. № 1 (6). С. 87.
5. Светосильные спектральные приборы. Сер. Физика и техника спектроскопии / Под ред. Тарасова К.И. М.: Наука, 1988. 264 с.
6. Браслетов В.А., Веселов Д.П., Попов О.И., Шевцов И.В. // *Оптический журнал.* 1998. Т. 65. № 11. С. 44.
7. Веселов Д.П., Попов О.И., Семенова В.И., Кизим Л.Д., Соловьев В.А. // *Оптический журнал.* 1997. Т. 64. № 10. С. 55.