

Геннадий Васильевич Подгузов родился в 1941 г., МВТУ им. Н.Э. Баумана окончил в 1970 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 20 научных работ в области исследований свойств оптических материалов.

G.V. Podguzov (b. 1941) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1970. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 20 publications in the field of research of properties of optical materials.

---

УДК 681.785.574

А. Н. Морозов, С. И. Светличной,  
С. Е. Табалин

### **ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ СКОРОСТИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЗЕРКАЛА ФУРЬЕ-СПЕКТРОРАДИОМЕТРА НА РЕГИСТРИРУЕМЫЕ СПЕКТРЫ**

*Исследованы фазовые ошибки, возникающие вследствие неравномерности скорости движения зеркала фурье-спектрорадиометра. Показано, что гармонические воздействия на подвижное зеркало фурье-спектрорадиометра приводят к существенным искажениям регистрируемого спектра.*

Фурье-спектрорадиометры нашли широкое применение для решения задач экологического мониторинга природных и техногенных процессов [1, 2]. Для идентификации и анализа различного рода загрязнений в открытой атмосфере необходимо верное воспроизведение спектрального состава регистрируемого излучения при требуемом спектральном разрешении не более  $4 \text{ см}^{-1}$  [3]. Методика получения спектров с помощью фурье-спектрорадиометров основывается на преобразовании Фурье регистрируемых при движении зеркала интерферограмм [4]. Неравномерность указанного движения зеркала приводит к фазовым искажениям, которые, в свою очередь, вызывают ошибки при расчете регистрируемых спектров.

По этой причине одной из основных проблем, возникающих при разработке фурье-спектрорадиометров, является создание системы управления подвижным зеркалом, обеспечивающей сохранение постоянной скорости движения  $V$  подвижного зеркала интерферометра. При этом требования, налагаемые на допустимую нестабильность скорости движения зеркала, могут быть достаточно жесткими.

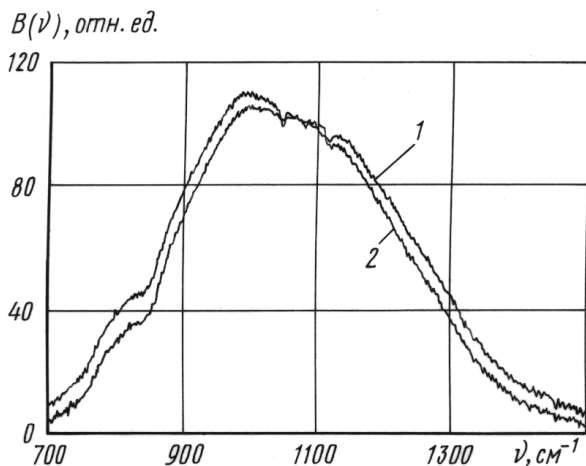
Кроме поддержания равномерности скорости движения, система управления подвижным зеркалом фурье-спектрометра должна обеспечивать проведение одного измерения за время  $t \leq 0,3$  с. Спектральное разрешение не более  $4 \text{ см}^{-1}$  может быть реализовано только в случае, если величина рабочего перемещения зеркала интерферометра составляет не менее  $\pm 1,25$  мм от точки нулевой разности оптического хода.

Для решения задачи поддержания постоянной скорости движения зеркала в оптико-механическом блоке фурье-спектрометра обычно применяется лазерный референтный канал динамического контроля положения зеркала. Он предназначен для выработки сигналов системы управления и коммутации перемещения в пространстве зеркала интерферометра, а также сигнала запуска аналого-цифрового преобразования интерферограммы, снимаемой с ИК-канала [5, 6].

Вследствие искажения сигнала ИК-канала и его запаздывания на величину  $\tau_0$  при прохождении через усилительный тракт возникают амплитудные и фазовые искажения регистрируемой интерферограммы, а следовательно, и измеряемых спектров [7]. Аналогичный результат получается также вследствие аппаратной задержки между моментом выработки сигнала считывания значений с ИК-приемника и моментом их оцифровки аналого-цифровым преобразователем (АЦП).

Если считать усилительный тракт фурье-спектрометра идеальным ( $\tau_0 = 0$ ), то неравномерность хода зеркала не будет влиять на точность воспроизведения регистрируемых спектров. Более того, если возникшая фазовая ошибка в интерферограмме постоянна или монотонно зависит от волнового числа, то это не вызывает фатальных ошибок при восстановлении спектра. Решаемая ниже задача связана, прежде всего, с амплитудными и фазовыми ошибками интерферограммы, которые, в конечном счете, уже нелинейно зависят от волнового числа. Подобные задачи возникают при создании мобильных приборов с применением микрокриогенных систем (МКС) охлаждения ИК-фотоприемника, которые влияют на систему управления линейного двигателя.

На рис. 1 приведен пример двух спектров одного и того же абсолютно черного тела, полученных с помощью фурье-спектрометра, нестабильность скорости подвижного зеркала которого достигала 30...50%. Указанная нестабильность была вызвана вибрациями, связанными с работой компрессора МКС. Хорошо видно, что периодические (гармонические) изменения скорости подвижного зеркала во время скана вызывают искажения, достигающие на краях спектра двукратной величины. При этом не происходит изменения величин интегралов под спектральными кривыми, поскольку значения максимумов



**Рис. 1.** Вид спектров излучения  $B(\nu)$  абсолютно черного тела при нестабильности скорости подвижного зеркала, равной 30...50 %

интерферограмм в точке нулевой разности оптического хода (17803 и 17422 квантов АЦП соответственно) практически совпадают.

Наличие указанной ранее задержки  $\tau_0$  приводит как к амплитудной фильтрации регистрируемой интерферограммы, так и к ошибкам в определении разности хода лучей в интерферометре:

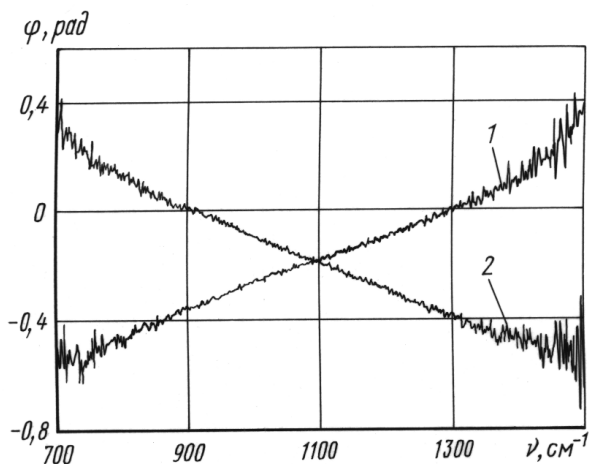
$$\Delta x = 2\tau_0 V,$$

что вызывает фазовую ошибку, зависящую от скорости движения зеркала и от знака скорости (при движении зеркала в разных направлениях эта величина имеет противоположные знаки). Коэффициент 2 в этой формуле указывает на удвоение разности хода лучей в интерферометре Майкельсона по сравнению с физическим перемещением зеркала.

При анализе влияния нестабильности скорости зеркала на вид получаемого спектра будем считать, что искажения и запаздывания сигналов можно описать в виде двух функций: функции амплитудных искажений  $a(V)$  и функции фазового запаздывания  $\varphi(V)$ . Конкретный вид этих функций зависит от схем усилительного тракта и системы выработки сигнала считывания. В простейшем случае, если регистрируемый фотоприемником сигнал проходит через инерционное звено ( $RC$ -фильтр) с постоянной времени  $\tau_0$ , функции  $a(V)$  и  $\varphi(V)$  можно представить в виде

$$a(V) = \frac{1}{1 + (4\pi\nu\tau_0 V)^2}, \quad (1)$$

$$\varphi(V) = 4\pi\nu\tau_0 V, \quad (2)$$



**Рис. 2.** График зависимости фазы от волнового числа при движении зеркала фурье-спектрорадиометра в противоположных направлениях: 1 — в прямом направлении; 2 — в обратном

где  $\nu$  — волновое число. В формулах (1) и (2) учтено то, что изменение разности хода лучей в два раза превышает физическое смещение подвижного зеркала интерферометра.

Заметим, что фаза  $\varphi$  линейно зависит от волнового числа  $\nu$  и меняет свой знак в зависимости от направления движения зеркала. На рис. 2 приведены зависимости фазы  $\varphi$  от волнового числа  $\nu$  при движении зеркала фурье-спектрорадиометра в противоположных направлениях. На этом рисунке отчетливо просматривается линейный характер поведения функции  $\varphi = \varphi(\nu)$ , что соответствует выражению (2).

Далее будем полагать, что скорость движения зеркала  $V$  мало изменяется при его перемещении  $x$ :

$$V(x) = V_0 + \delta V(x), \quad (3)$$

где  $V_0 = \text{const}$ , а изменения скорости  $\delta V(x)$  малы:  $|\delta V(x)| \ll V_0$ . Тогда функции амплитудных и фазовых искажений можно представить в виде функций от перемещения:

$$a(V(x)) = a(x),$$

$$\varphi(V(x)) = \varphi(x).$$

Анализ условий, которым должна удовлетворять нестабильность скорости движения зеркала интерферометра, для достаточно широкого класса частотных характеристик приемного тракта выполнен в работе [7]. Здесь рассмотрим только частный случай этого анализа,

позволяющего сделать оценки искажений, реально наблюдающихся в фурье-спектрометре среднего класса спектрального разрешения.

Полученную при измерениях спектральную плотность  $\tilde{B}(\nu)$  с учетом амплитудных и фазовых искажений можно представить в виде

$$\tilde{B}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} a(x)I(x) \cos(2\pi\nu x + \varphi(x))dx, \quad (4)$$

где интерферограмма  $I(x)$  связана с реальным спектром  $B(\nu')$  регистрируемого излучения следующим соотношением:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') \cos(2\pi\nu'x)d\nu'. \quad (5)$$

Отметим, что функция  $B(\nu')$  является четной:  $B(\nu') = B(-\nu')$ .

Считая значения функций амплитудных искажений и фазового запаздывания малыми:  $|a(x) - 1| \ll 1$  и  $|\varphi(x)| \ll 1$ , преобразуем в первом приближении выражение (4) к виду

$$\tilde{B}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} a(x)I(x) \cos(2\pi\nu x)dx - \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x)I(x) \sin(2\pi\nu x)dx. \quad (6)$$

Подставляя в (6) выражение (5) и изменяя порядок интегрирования, получим

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\nu) = & \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') \left( \int_{-\infty}^{\infty} a(x) \cos(2\pi\nu'x) \cos(2\pi\nu x) dx \right) d\nu' - \\ & - \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') \left( \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x) \cos(2\pi\nu'x) \sin(2\pi\nu x) dx \right) d\nu', \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\nu) = & \\ = & \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') \left( \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} a(x) (\cos(2\pi(\nu' + \nu)x) + \cos(2\pi(\nu' - \nu)x)) dx \right) d\nu' - \\ - & \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') \left( \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x) (\sin(2\pi(\nu' + \nu)x) - \sin(2\pi(\nu' - \nu)x)) dx \right) d\nu'. \end{aligned} \quad (7)$$

С учетом малости изменения скорости (см. формулу (3)) представим функции  $a(x)$  и  $\varphi(x)$  в первом приближении в виде

$$a(x) = a(V) \Big|_{V=V_0} + \frac{\partial a}{\partial V} \Big|_{V=V_0} \delta V(x) = a_0 + a_V \delta V(x), \quad (8)$$

$$\varphi(x) = \varphi(V) \Big|_{V=V_0} + \frac{\partial \varphi}{\partial V} \Big|_{V=V_0} \delta V(x) = \varphi_0 + \varphi_V \delta V(x). \quad (9)$$

Если функции  $a(x)$  и  $\varphi(x)$  имеют соответственно вид (1) и (2), то коэффициенты, введенные в выражениях (8) и (9), принимают форму

$$a_0 = \frac{1}{1 + (4\pi\nu\tau_0 V_0)^2}, \quad (10)$$

$$a_V = -\frac{32\pi^2\nu^2\tau_0^2 V_0}{(1 + (4\pi\nu\tau_0 V_0)^2)^2}, \quad (11)$$

$$\varphi_0 = 4\pi\nu\tau_0 V_0,$$

$$\varphi_V = 4\pi\nu\tau_0 \quad .$$

Подставляя соотношения (8) и (9) в формулу (7), получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\nu) &= \\ &= a_0 \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') \left( \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\cos(2\pi(\nu' + \nu)x) + \cos(2\pi(\nu' - \nu)x)) dx \right) d\nu' + \\ &+ a_V \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') \left( \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \delta V(x) (\cos(2\pi(\nu' + \nu)x) + \cos(2\pi(\nu' - \nu)x)) dx \right) d\nu' - \\ &- \varphi_0 \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') \left( \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\sin(2\pi(\nu' + \nu)x) - \sin(2\pi(\nu' - \nu)x)) dx \right) d\nu' - \\ &- \varphi_V \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') \left( \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \delta V(x) (\sin(2\pi(\nu' + \nu)x) - \sin(2\pi(\nu' - \nu)x)) dx \right) d\nu'. \end{aligned} \quad (12)$$

Далее воспользуемся следующими формулами [8]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \cos(2\pi\tilde{\nu}x) dx = \delta(\tilde{\nu}), \quad (13)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sin(2\pi\tilde{\nu}x)dx = 0, \quad (14)$$

где  $\delta(\tilde{\nu})$  — дельта-функция, и введем обозначения

$$G_{\cos}(\tilde{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta V(x) \cos(2\pi\tilde{\nu}x)dx, \quad (15)$$

$$G_{\sin}(\tilde{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta V(x) \sin(2\pi\tilde{\nu}x)dx. \quad (16)$$

Тогда выражение (12) примет более простой вид:

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\nu) = & \frac{a_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu')(\delta(\nu' + \nu) + \delta(\nu' - \nu))d\nu' + \\ & + \frac{a_V}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu')(G_{\cos}(\nu' + \nu) + G_{\cos}(\nu' - \nu))d\nu' - \\ & - \frac{\varphi_V}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu')(G_{\sin}(\nu' + \nu) - G_{\sin}(\nu' - \nu))d\nu'. \end{aligned}$$

Выполняя интегрирование в первом слагаемом этого выражения и учитывая четность функции  $B(\nu')$ , получим

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\nu) = & a_0 B(\nu) + \frac{a_V}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu')(G_{\cos}(\nu' + \nu) + G_{\cos}(\nu' - \nu))d\nu' - \\ & - \frac{\varphi_V}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu')(G_{\sin}(\nu' + \nu) - G_{\sin}(\nu' - \nu))d\nu'. \quad (17) \end{aligned}$$

Проведем анализ полученного выражения. Если считать, что процесс  $\delta V(x)$  в интервале волновых чисел  $[\nu_{\min}, \nu_{\max}]$  описывается моделью белого шума, для которого

$$G_{\cos}(\tilde{\nu}) = G_{\sin}(\tilde{\nu}) = \frac{\sigma_V}{\nu_{\max} - \nu_{\min}},$$

где  $\sigma_V$  — величина средних квадратичных флуктуаций скорости, то функцию  $\tilde{B}(\nu)$  можно оценить следующим образом:

$$\tilde{B}(\nu) = (a_0 + a_V \sigma_V) B(\nu).$$

Считая, что  $a_V \sigma_V \ll a_0$ , уровень относительного изменения спектра, связанного с флуктуациями скорости движения зеркала, можно оценить по формуле

$$\frac{\delta \tilde{B}}{\tilde{B}} = \frac{a_V}{a_0} \sigma_V, \quad (18)$$

или с учетом (10) и (11) окончательно имеем

$$\frac{\delta \tilde{B}}{\tilde{B}} = \frac{32\pi^2 \nu^2 \tau_0^2 V_0}{1 + (4\pi \nu \tau_0 V_0)^2} \sigma_V, \quad (19)$$

где в выражении для  $a_V$  не учитывается знак “минус”.

Из формулы (19) следует, что ограничения на относительные флуктуации скорости для рассматриваемого случая определяются выражением

$$\frac{\sigma_V}{V_0} = \frac{1 + (4\pi \nu \tau_0 V_0)^2}{2(4\pi \nu \tau_0 V_0)^2} \frac{\delta \tilde{B}}{\tilde{B}}. \quad (20)$$

Если считать параметры в формуле (20) следующими:  $\nu = 1000 \text{ см}^{-1}$ ,  $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ ,  $V_0 = 1 \text{ см/с}$ , а предельные относительные изменения спектральной плотности —  $\delta \tilde{B}/\tilde{B} = 10^{-2}$ , то относительные флуктуации скорости в этом случае не должны превышать 8,5%. Аналогичный результат получен в работе [7]. При повышении допустимого уровня ошибки определения спектра допустимые относительные флуктуации скорости также повышаются. Напомним, что сделанные оценки справедливы только в случае, если флуктуации скорости малы.

Таким образом, если изменения скорости движения зеркала описываются широкополосным случайным процессом, то требования по равномерности хода зеркала существенно зависят как от допустимой ошибки восстановления спектра, так и от постоянной времени отклика электронного тракта  $\tau_0$ . Из выражения (19) также следует, что в случае идеального электронного тракта ( $\tau_0 = 0$ ) ошибки восстановления спектра не будет.

Рассмотрим другой пример изменения скорости движения зеркала. Будем считать, что вариации скорости носят гармонический характер:

$$\delta V(x) = \delta V_0 \sin(2\pi \nu_0 x + \alpha_0), \quad (21)$$

где  $\nu_0 = f/(2V_0)$ ,  $f$  — частота гармонических изменений скорости движения зеркала,  $\alpha_0$  — фаза колебаний. Для случая, когда  $f = 100 \text{ Гц}$ , а  $V_0 = 1 \text{ см/с}$ , имеем  $\nu_0 = 50 \text{ см}^{-1}$ .

Гармонические изменения скорости, описываемые формулой (21), могут возникнуть вследствие вибрационных воздействий на подвижное зеркало фурье-спектрорадиометра. Причиной таких воздействий,



кроме вибрации компрессора МКС, могут быть и внешние периодические воздействия на фурье-спектрометр.

Подставляя соотношение (21) в выражение (15), получим

$$\begin{aligned}
 G_{\cos}(\tilde{\nu}) &= \delta V_0 \int_{-\infty}^{\infty} \cos(2\pi\tilde{\nu}x) \sin(2\pi\nu_0x + \alpha_0) dx = \\
 &= \delta V_0 \cos \alpha_0 \int_{-\infty}^{\infty} \cos(2\pi\tilde{\nu}x) \sin(2\pi\nu_0x) dx + \\
 &\quad + \delta V_0 \sin \alpha_0 \int_{-\infty}^{\infty} \cos(2\pi\tilde{\nu}x) \cos(2\pi\nu_0x) dx. \quad (22)
 \end{aligned}$$

После вычисления интегралов в формуле (22) с учетом соотношений (13) и (14) имеем

$$\begin{aligned}
 G_{\cos}(\tilde{\nu}) &= \frac{\delta V_0 \cos \alpha_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\sin(2\pi(\nu_0 + \tilde{\nu})x) + \sin(2\pi(\nu_0 - \tilde{\nu})x)) dx + \\
 &\quad + \frac{\delta V_0 \sin \alpha_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\cos(2\pi(\nu_0 + \tilde{\nu})x) + \cos(2\pi(\nu_0 - \tilde{\nu})x)) dx = \\
 &= \frac{\delta V_0 \sin \alpha_0}{2} (\delta(\nu_0 + \tilde{\nu}) + \delta(\nu_0 - \tilde{\nu})). \quad (23)
 \end{aligned}$$

Аналогично, подставляя выражение (21) в формулу (16), получим

$$\begin{aligned}
 G_{\sin}(\tilde{\nu}) &= \delta V_0 \int_{-\infty}^{\infty} \sin(2\pi\tilde{\nu}x) \sin(2\pi\nu_0x + \alpha_0) dx = \\
 &= \delta V_0 \cos \alpha_0 \int_{-\infty}^{\infty} \sin(2\pi\tilde{\nu}x) \sin(2\pi\nu_0x) dx + \\
 &\quad + \delta V_0 \sin \alpha_0 \int_{-\infty}^{\infty} \sin(2\pi\tilde{\nu}x) \cos(2\pi\nu_0x) dx = \\
 &= \frac{\delta V_0 \cos \alpha_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\cos(2\pi(\nu_0 - \tilde{\nu})x) - \cos(2\pi(\nu_0 + \tilde{\nu})x)) dx +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\delta V_0 \sin \alpha_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\sin(2\pi(\nu_0 + \tilde{\nu})x) - \sin(2\pi(\nu_0 - \tilde{\nu})x)) dx = \\
& = \frac{\delta V_0 \cos \alpha_0}{2} (\delta(\nu_0 - \tilde{\nu}) - \delta(\nu_0 + \tilde{\nu})). \quad (24)
\end{aligned}$$

Подставив (23) и (24) в выражение (17), приведем его к окончательному виду:

$$\begin{aligned}
\tilde{B}(\nu) &= a_0 B(\nu) + \\
& + \frac{a_V \delta V_0 \sin \alpha_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') (\delta(\nu_0 + \nu' + \nu) + \delta(\nu_0 - \nu' - \nu) + \\
& + \delta(\nu_0 + \nu' - \nu) + \delta(\nu_0 - \nu' + \nu)) d\nu' - \\
& - \frac{\varphi_V \delta V_0 \cos \alpha_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} B(\nu') (\delta(\nu_0 - \nu' - \nu) - \delta(\nu_0 + \nu' + \nu) - \\
& - \delta(\nu_0 - \nu' + \nu) + \delta(\nu_0 + \nu' - \nu)) d\nu' = \\
& = a_0 B(\nu) + \frac{a_V \delta V_0 \sin \alpha_0}{2} (B(\nu + \nu_0) + B(\nu - \nu_0)) + \\
& + \frac{\varphi_V \delta V_0 \cos \alpha_0}{2} (B(\nu + \nu_0) - B(\nu - \nu_0)). \quad (25)
\end{aligned}$$

Анализ полученного выражения (25) показывает, что в зависимости от значения фазы колебаний  $\alpha_0$  второе слагаемое приводит к увеличению или уменьшению значений спектральной плотности во всем регистрируемом спектре, а третье — к его перекоосу. Для несколько завышенной оценки искажений спектра можно воспользоваться следующей формулой:

$$\frac{\delta \tilde{B}}{\tilde{B}} = \frac{a_V \sin \alpha_0}{a_0} \delta V + \frac{\varphi_V \cos \alpha_0}{2a_0} \delta V. \quad (26)$$

При получении этого выражения предполагалось, что значение суммы спектральных плотностей  $B(\nu + \nu_0) + B(\nu - \nu_0)$  близко к  $2B(\nu)$ , а их разность  $B(\nu + \nu_0) - B(\nu - \nu_0)$  не превышает  $B(\nu)$ .

Если в формуле (26) положить  $\alpha_0 = \pi/2$ , то она становится аналогичной выражению (18). Поэтому сделанные выше оценки для случая широкополосного шума справедливы и для определения амплитудных искажений, вызванных неравномерностью скорости движения зеркала при гармонических воздействиях.

Рассмотрим влияние второго слагаемого, связанного с запаздыванием фазы сигнала, на ошибки определения спектра. Используя оценки,

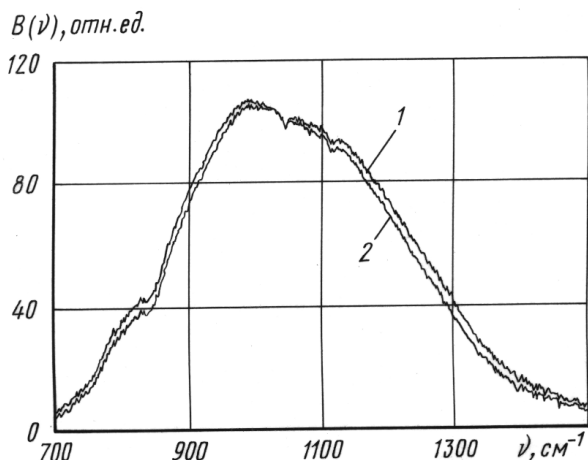


Рис. 3. Расчетные спектры: 1 — для  $\alpha_0 = 0$ ; 2 — для  $\alpha_0 = \pi$

сделанные по второму слагаемому формулы (26) (при  $\alpha_0 = 0$ ), для принятых выше значений параметров фурье-спектрометра получим

$$\frac{\delta \tilde{B}}{\tilde{B}} = 0,13 \cdot \frac{\delta V}{V_0}.$$

Как следует из этого выражения, если гармонические изменения скорости достаточно большие, достигающие десятков и более процентов от средней скорости, то и перекосы спектра оказываются существенными. На рис. 3 приведены спектры, полученные путем расчета по формуле (25) для следующих параметров фурье-спектрометра:  $V_0 = 1$  см/с,  $\delta V = 0,3$  см/с,  $\nu_0 = 50$  см<sup>-1</sup>,  $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  с. Расчет был проведен для двух случаев: при  $\alpha_0 = 0$  (кривая 1) и  $\alpha_0 = \pi$  (кривая 2).

Сравнивая графики, приведенные на рис. 3 и рис. 1, видно хорошее качественное совпадение построенной теории возникновения перекосов спектров и реальных экспериментальных данных.

Из выражения (25) следует, что величина перекоса оказывается пропорциональной величине нестабильности скорости движения подвижного зеркала. При уменьшении нестабильности скорости движения отличие спектров уменьшается и их можно достаточно хорошо скорректировать путем умножения на линейную функцию вида

$$f(\nu) = b_0 + b_1\nu,$$

где коэффициенты  $b_0$  и  $b_1$  могут подбираться по критерию наименьших квадратов.

Таким образом, проведенный анализ влияния неравномерности скорости движения зеркала на ошибки определения регистрируемого спектра показывает, что существенные искажения спектра могут

возникнуть при неравномерностях скорости, достигающих десяти или более процентов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дворук С. К., Корниенко В. Н., Кочиков И. В., Морозов А. Н. и др. Применение фурье-спектрометрии для анализа необратимых химических и физических процессов в природе // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. "Естественные науки". – 2001. – № 1. – С. 87–101.
2. Veil A., Daum R., Matz G. et al. Remote sensing of atmospheric pollutants by passive FTIR spectrometry // Proc. of SPIE. – 1998. – V. 3493. – P. 32–43.
3. Flanigan F. Prediction of the limit of detection of hazardous vapors by passive infrared with the use of MODTRAN // Appl. Optics. – 1996. – V. 35. – P. 6090–6098.
4. Белл Р. Дж. Введение в фурье-спектроскопию: Пер. с англ. – М.: Мир, 1975. – 382 с.
5. Кочиков И. В., Мазничко А. А., Морозов А. Н. и др. Фурье-спектрометр-радиометр для контроля выбросов промышленных предприятий // Наука – производству. – 1998. – № 8. – С. 46–51.
6. Горчаковский С. Н., Дроздов М. С., Ивлев О. А. и др. Дистанционный газовый анализ атмосферы при помощи пассивного фурье-спектрометра. Конструкция и тестовые испытания // Изв. РАН. Энергетика. – 1999. – № 2. – С. 111–119.
7. Вагин В. А., Гершун М. А., Жижин Г. Н. и др. Светосильные спектральные приборы / Под ред. К.И. Тарасова. – М.: Наука, 1988. – 264 с.
8. Бендат Дж., Пирсол А. Применение корреляционного и спектрального анализа: Пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – 312 с.

Статья поступила в редакцию 21.01.2005

Андрей Николаевич Морозов родился в 1959 г., окончил в 1981 г. МВТУ им. Н.Э.Баумана Д-р физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой "Физика" МГТУ им. Н.Э.Баумана. Автор более 100 научных работ в области прецизионных измерений и физической кинетики.

A.N. Morozov (b. 1959) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1981. D. Sc. (Phys.-Math.), professor, head of "Physics" department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 100 publications in the field of high precision measuring and physical kinetics.

Сергей Иванович Светличный родился в 1950 г., окончил в 1973 г. Московский физико-технический институт. Канд. физ.-мат. наук, директор филиала Института энергетических проблем химической физики РАН. Автор более 60 научных работ в области химической физики, спектроскопии.

S.I. Svetlichny (b. 1950) graduated from Moscow Physical and Technical Institute in 1973. Ph. D. (Phys.-Math.), director of Affiliation of the Institute for Energy Problems of Chemical Physics of the Russian Academy of Sciences. Author of over 60 publications in the field of chemical physics, spectroscopy.

Сергей Егорович Табалин родился в 1961 г., окончил в 1984 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана. Научный сотрудник НИИ ПММ МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 30 научных работ в области физической оптики и прецизионных измерений.

S.Ye. Tabalin (b. 1961) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1984. Researcher of "PMM" research institute of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 30 publications in the field of physical optics and high precision measuring.