

накачки и находится из решения уравнения (1). Характер бистабильного поведения определяется совместным влиянием внутренней (за счет перераспределения волн на записанных динамических решетках) и внешней (за счет отражения от зеркал резонатора) обратной связи на фазовые набег световых пучков. Так, суммарный фазовый сдвиг для каждой из волн складывается из нелинейного фазового сдвига в результате четырехволнового смешения в нелинейной среде и фазового набега, обусловленного многократным обходом резонатора.

Управление характером бистабильного отклика для сигнальных и сопряженных волн можно осуществить изменением начальной фазовой отстройки резонатора для сигнальной волны, что может быть реализовано за счет изменения угла между световыми пучками на входе интерферометра. Такая возможность при малых значениях оптической плотности нелинейной среды продемонстрирована на рис.2а-в. Так, на рис.2а представлен случай, когда поведение всех сигнальных и сопряженных волн повторяет S-образную бистабильную зависимость для волн накачки. На рис.2б реализовано переключение N-типа, соответствующее уменьшению пропускания сигнальных и сопряженных волн при увеличении интенсивности опорной волны. Возможность получения бистабильности типа баттерфляй показана на рис.2в. В этом случае как увеличению интенсивности опорной волны, так и ее уменьшению соответствуют переключения из состояния большего пропускания всех сигнальных и сопряженных волн в состояние с меньшим пропусканием. Увеличение оптической плотности нелинейного слоя приводит к существенному изменению характера бистабильного отклика вследствие увеличения нелинейных фазовых сдвигов при рассеянии на динамических голограммах. Как видно из рис.2г, это позволяет одновременно реализовать бистабильные отклики всех типов с переключениями как вверх, так и вниз, что может быть использовано при разработке многофункциональных оптических логических элементов.

Настоящая работа была поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований и Международной Соросовской программой образования в области точных наук.

1. Agrawal G.P., Flytzanis C. // IEEE J. of Quantum Electronics. 1981. V.QE-17. №3. P.374.
2. Fu-Li Li, Hermann J.A., Elgin J.N. // Optics Communications. 1982. V.40. №3. P.446.
3. Kothari N.C., Frey R. // Physical Review A. 1986. V.34. №3. P.2013.
4. Haelterman M., Mandel P., Danckaert J. et al. // Optics Communications. 1989. V.74. №3-4. P.238.
5. Иванова Н.А., Кабанов В.В., Рубанов А.С. и др. // Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1989. №1. С.86.
6. Miller D.A. // IEEE J. of Quantum Electronics. 1986. V.QE-17. №3. P.306.
7. Abrams R.L., Lind R.C. // Optics Letters. 1978. V.2. №4. P.94.

Поступила в редакцию 02.07.97.

УДК 537.86

П.Д.КУХАРЧИК, Д.В.СИДОРОВИЧ

МИНИМИЗАЦИЯ ДИСПЕРСИИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОЦЕНКИ ПОСРЕДСТВОМ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ОКОН

In this contribution we have used discrete spheroidal sequences in order to improve the estimates of spectral density matrix for the case of shot data records, i. e. in seismic applications.

Методы спектрального анализа находят широкое применение при решении многих прикладных задач в геофизике, гидроакустике и сейсмологии. Анализируемые сигналы в этих областях, как правило, являются многомерными. В спектральном анализе случайных многомерных сигналов исполь-

зуются алгоритмы быстрого преобразования Фурье (БПФ) [1]. Одним из самых распространенных способов оценки спектра мощности с помощью алгоритмов БПФ является метод периодограмм. На периодограмму накладывается целый ряд ограничений, в частности, данная спектральная оценка имеет большую статистическую дисперсию и она является сильно изрезанной. Предложено два способа модификации периодограмм: усреднение отдельных взвешенных периодограмм и усреднение по смежным частотам [2,4]. Введение такого усреднения позволяет снизить дисперсию итоговой оценки. В многомерном случае возникает ряд дополнительных трудностей. Во-первых, для многомерного случая можно использовать лишь несколько типов весовых окон, которые могут здесь использоваться. Во-вторых, например, при обработке сейсмических данных мы имеем дело с несколькими типами волн. При рассмотрении длинных записей результаты анализа становятся трудно интерпретируемыми. В данном случае усреднение по последовательным сегментам данных является не совсем удачным подходом. Одним из способов преодоления этих трудностей является использование в качестве окон дискретных сфероидальных последовательностей. Целью данной работы является исследование возможности использования дискретных вытянутых сфероидальных последовательностей в качестве весовых окон при спектральном анализе.

Дискретные вытянутые сфероидальные волновые функции $U_k(N, W; f)$, $k=0, 1, \dots, N-1$ являются решением интегрального уравнения вида:

$$\int_{-W}^W \frac{\sin N\pi (f - f')}{\sin \pi (f - f')} U_k(N, W; f') df' = \lambda_k(N, W) U_k(N, W; f),$$

где W , $0 < W < 1/2$ - полоса частот, $\lambda_k(N, W)$ - собственные значения.

Функции упорядочены по своим собственным значениям:

$$1 > \lambda_0(N, W) > \lambda_1(N, W) > \dots > \lambda_{N-1}(N, W) > 0.$$

Отметим, что первые $2NW$ собственных значений весьма близки к единице, а остальные собственные значения быстро стремятся к нулю.

Собственные функции $U_k(N, W; f)$, $k=0, 1, \dots, N-1$ являются дважды ортогональными, т. е. они ортогональны в интервале $(-W, W)$:

$$\frac{1}{\lambda_k(N, W)} \int_{-W}^W U_j(N, W; f) U_k(N, W; f) df = \delta_{j,k}$$

и ортогональны в интервале $(-1/2, 1/2)$:

$$\int_{-1/2}^{1/2} U_j(N, W; f) U_k(N, W; f) df = \delta_{j,k}.$$

Преобразования Фурье дискретных сфероидальных волновых функций называются [3] дискретными вытянутыми сфероидальными последовательностями:

$$V_n^{(k)}(N, W) = \frac{1}{\epsilon_k \lambda_k(N, W)} \int_{-W}^W U_k(N, W; f) e^{-i2\pi[n-(N-1)/2]f} df; \quad k=0, 1, \dots, N-1. \quad (1)$$

Величина ϵ_k равна единице для четных k и равна i для нечетных k .

Можно также показать, что дискретные преобразования Фурье вытянутых сфероидальных последовательностей являются вытянутыми сфероидальными волновыми функциями:

$$U_k(N, W; f) = \epsilon_k \sum_{n=0}^{N-1} V_n^{(k)}(N, W) e^{i2\pi f[n-(N-1)/2]}. \quad (2)$$

В работах [3,5] также показано, что дискретные вытянутые сфероидальные последовательности удовлетворяют уравнению для собственных значений теплоцевой матрицы:

$$\sum_{m=0}^{N-1} \frac{\sin 2\pi W(n-m)}{\pi(n-m)} V_m^{(k)}(N, W) = \lambda_k(N, W) V_n^{(k)}(N, W). \quad (3)$$

Дискретные вытянутые сфероидальные последовательности $\{V_n^k\}$ дважды ортогональны, т.е. они ортогональны в $(-\infty, \infty)$ и ортонормальны в $[0, N-1]$.

Для умеренных значений N сфероидальные последовательности получаются в результате непосредственного решения уравнения (3). Когда N достаточно велико, непосредственное решение уравнений для теплицевой матрицы становится затруднительным. В этих случаях поступаем следующим образом.

1. Используем асимптотические выражения для дискретных вытянутых сфероидальных последовательностей:

$$V_n^{(k)}(N, W) \approx \pm \sqrt{\frac{2}{N\lambda_k(c)}} \psi_k\left(c, \frac{2n}{N} - 1\right),$$

где $c = \pi NW$, а вытянутые сфероидальные волновые функции $\psi_k(c, x)$ для процессов с непрерывным временем удовлетворяют интегральному уравнению:

$$\lambda_k(c) \psi_k(c, x) = \int_{-1}^1 \frac{\sin c(x-u)}{\pi(x-u)} \psi_k(c, u) du. \quad (4)$$

2. Используя квадратурные формулы Гаусса-Лежандра, преобразуем интегральное уравнение (4) к алгебраическим уравнениям:

$$\lambda_k(c) \psi_k(c, x) \approx \sum_{j=1}^J \omega_j \frac{\sin c(x-x_j)}{\pi(x-x_j)} \psi_k(c, x_j),$$

где x_j и ω_j — абсциссы и веса из квадратурной формулы.

3. Дискретные вытянутые сфероидальные последовательности можно теперь интерпретировать в N -точках:

$$V_n^{(k)}(N, W) \approx Q_k \sum_{j=1}^J \sqrt{\omega_j} \frac{\sin c\left(\frac{2n}{N} - 1 - x_j\right)}{\pi\left(\frac{2n}{N} - 1 - x_j\right)} \psi_k(j),$$

где Q_k — нормирующий множитель, выбранный таким образом, что

$$\sum_{n=0}^{N-1} \left| V_n^{(k)}(N, W) \right|^2 = 1.$$

Эта процедура использовалась для расчета дискретных вытянутых сфероидальных последовательностей, зная которые, можно предложить новую процедуру оценки спектральной плотности случайных процессов. В этой процедуре в качестве весовых окон будем использовать дискретные вытянутые сфероидальные последовательности $V_n^{(k)}(N, W)$.

Итак, в дальнейшем будем применять следующую схему оценки спектральной плотности.

Шаг1: выбор ширины полосы W ; типичные значения находятся между $2/N$ и $20/N$. Число максимально используемых окон L дается $2NW$ и является целой частью от $2NW$. Число L выбирается обычно на 1–3 порядка меньше, чем возможный максимум $[2NW]$.

Шаг2: последовательность данных перемножается с L -окнами; затем вычисляется преобразование Фурье. Периодограммы

$$I \frac{1}{X_T}(\omega) = \bar{X}_T^i(\omega) \bar{X}_T^{i*}(\omega) \text{ или } I \frac{1}{X_T}(\omega) = \bar{X}_T^l(\omega) \bar{X}_T^{l*}(\omega)$$

называются собственным спектром порядка 1.

Шаг3: вычисляется спектральная оценка посредством усреднения всех L собственных спектров:

$$\check{C}_{\bar{x}}(\omega) = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L I \frac{1}{X_T}(\omega). \quad (5)$$

Спектральная оценка посредством ортогональных окон имеет следующие преимущества.

1. Оценка (5) является состоятельной. Если ширина полосы $2W$ фиксируется, то дисперсия оценки уменьшается как $1/N$. При увеличении N увеличивается количество окон L .

2. Оценка (5) является асимптотически $W_N^c(L, C_{\bar{x}}(\omega))$ распределенной при $0 < \omega < \pi$ для больших L .

3. Смещение оценки может быть разбито на части, одна из которых определена над областью пропускания $(-W, W)$ а вторая — за ее пределами. Первая называется локальным смещением и подлежит минимизации в случае, когда спектральное окно соответствует прямоугольному окну. Вторая называется широкополосным смещением и минимизируется, когда наибольшие $[2NW]$ собственные значения лежат в области единицы.

4. Внутри рассматриваемого интервала дискретизированные значения “взвешиваются” не сильнее, чем на концах.

5. Спектральное разрешение четко определено как область пропускания и может контролироваться.

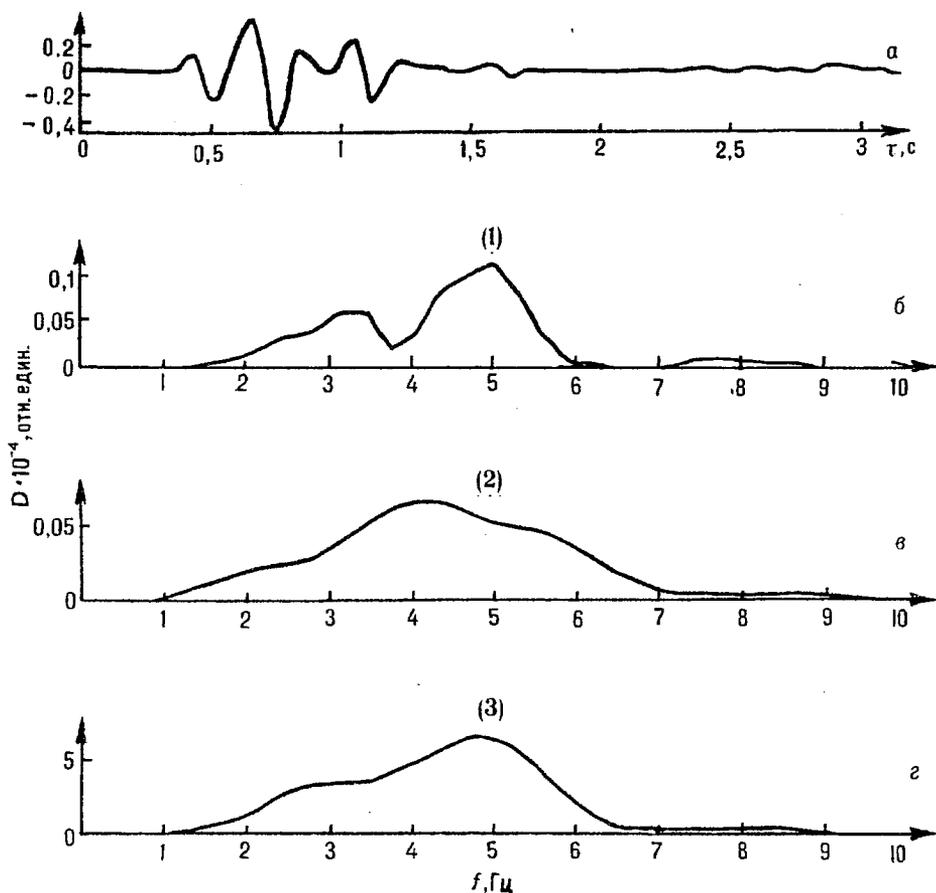


Рис. 1. Спектральные оценки типичного сейсмического сигнала: а — типичный широкополосный сейсмический сигнал; б — периодограммная оценка спектра сигнала; периодограммная оценка, сглаженная посредством ортогональных окон.

Для иллюстрации сказанного рассмотрим результаты математического моделирования. Мы анализируем типичный широкополосный сейсмический сигнал длительности 3,2 с. (рис. 1а). Частота дискретизации составляла 40 Гц. Как известно из эксперимента, исходный сигнал имеет частотные составляющие в полосе от 2 до 6 Гц и максимум на частоте 5 Гц. Периодограммная оценка сигнала не является смещенной, однако имеет 100%-ю дисперсию, поэтому мы наблюдаем ложный пик на частотах близких к 3,5 Гц (рис. 1б). Сглаживание по соседним частотам приводит к уменьшению дисперсии, однако спектральная оценка становится смещенной (рис. 1в). Применение ортогональных окон ($L=5$), согласно (5), уменьшает дисперсию ($1/N$, где $N=128$) и, несмотря на это, сохраняет максимум на частоте 5 Гц (рис. 1з), т.е. мы имеем дело с состоятельной оценкой спектра сигнала.

1. Крот А. М. Минервила Е. Б. Быстрые алгоритмы и программы цифровой спектральной обработки сигналов. Мн., 1995.
2. Марпл С. Л. (мл.) Цифровой спектральный анализ и его приложения. М., 1990.
3. Slepian D. // Bell Syst. Tech. J. 1978. V. 57. P. 1371.
4. Brillinger D. R. Time Series: Data Analysis and Theory. San Francisco, 1981.
5. Percival D. B., Walden A. T. Multitaper and Conventional Univariate Techniques. Cambridge, 1993.

Поступила в редакцию 20.03.97.

УДК 539.216.2

В. М. АНИЩИК, А. П. НОВИКОВ, В. А. ЯРМОЛОВИЧ

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МИНИАТЮРНЫХ АЛМАЗОПОДОБНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПО ИХ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

The temperature changes of heated miniature tip during it's contact with identified sample under quasi-static force was studied.

Широкое использование технических алмазов, алмазоподобных пленок, имитаторов драгоценных камней требует усовершенствования методик экспресс-анализов. Наиболее точные методы идентификации — оптические, рентгеновские и некоторые другие — иногда достаточно сложно применять для быстрой разбраковки миниатюрных кристаллов. Поэтому ряд приборов основан на измерении таких свойств, как плотность, смачиваемость жирами, твердость, теплопроводность и др. [1]. Так, “Diamond Probe” позволяет быстро идентифицировать алмазы по их теплопроводности, во много раз превышающей теплопроводность имитаций. В основу метода положено изменение температуры нагретого наконечника при его соприкосновении с кристаллом толщиной l под действием постоянной силы F , определяемой сжатием пружины. Во избежании сбоев, связанных с “металлизацией имитаторов” (вернее высокой электрической проводимостью кристаллов или их включений), оценивается порядок электросопротивления.

В данной работе рассматривается модернизация метода идентификации по теплопроводности. Суть метода заключается в том, что величина изменения температуры нагретого наконечника при его соприкосновении с идентифицируемым объектом измеряется не при одной фиксированной силе прижатия наконечника F , а в квазистатическом режиме в интервале сил от $F_{min} \approx 0$ до F (непрерывно или в дискретных точках). При этом оценивать электропроводность объекта нет необходимости, однако время измерений увеличивается в несколько раз.

Конструкция пробника состоит из следующих основных частей (рис. 1а): *I*-образного молибденового нагревателя с заостренным наконечником, по которому протекает ток I , миниатюрной фольговой термопары, ветви которой изготовлены методом скоростного охлаждения из расплава [2], датчика силы