

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 681.785.6 : 535.241.13 : 534

П. Е. Твердохлеб, Ю. А. Щенеткин*(Новосибирск)***ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ
ФАЗОВЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
КОЛЛИНЕАРНОГО ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ***

Рассмотрен метод лазерного гетеродинного анализа оптических фазовых неоднородностей в комплексном базисе вейвлета Морле. Метод основан на акусто-оптической развертке сканирующего светового пучка и коллинеарном фазочувствительном гетеродинном детектировании поля, рассеянного на фазовых неоднородностях исследуемого объекта. Его главным достоинством является возможность непосредственного фазочувствительного анализа рассеивающей структуры, при котором спектр электрического сигнала соответствует спектру пространственных гармоник исследуемой структуры. Даны оценки порога чувствительности, динамического диапазона и диапазона перестройки базисной функции вейвлет-преобразования.

Необходимость изучения характера и свойств пространственных неоднородностей в объеме твердых, жидких и газообразных рассеивающих сред возникает при решении задач физической и прикладной оптики, квантовой электроники, оптической информатики, газо- и гидродинамики, механики, биофизики, биологии, аналитической и коллоидной химии, океанологии и других наук. Типовыми примерами рассеивающих сред могут служить оптические стекла и кристаллы, планарные и полосковые волноводы, оптические волокна, материалы для записи информации, многочисленные органические полимеры, возмущенные газы и жидкости, биологические препараты, мутные и коллоидные растворы [1] и др.

Анализ оптических фазовых неоднородностей можно проводить путем измерения пространственного распределения амплитуды и фазы рассеянного света с последующей реализацией вейвлет-анализа полученного сигнала с помощью компьютера. Однако несмотря на то, что такие методы разработаны в лазерной интерферометрии и оптической микротомографии, сама по себе задача восстановления амплитуды и фазы рассеянного излучения по

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-15-99089) и Министерства промышленности, науки и технологий РФ (подпрограмма «Фундаментальная метрология»).

картине интерференции является довольно сложной. Это обусловлено не только трудностью интерпретации результатов фазовой неоднозначности, но и избыточным объемом информации особенно при анализе фрактальных и мультифрактальных сигналов [2]. Типичным свойством фрактальных множеств является их асимптотическое самоподобие [3]. Базис вейвлет-преобразования также самоподобен, эта особенность используется при его применении.

Вейвлет-преобразование, как известно [3, 4], может быть непрерывным (подобно интегральному фурье-преобразованию) и дискретным (подобно разложению в ряд Фурье). Именно дискретному вейвлет-преобразованию обязана своей популярностью тематика прикладного вейвлет-анализа. Она ориентирована главным образом на сжатие данных и подавление шумов [4].

Дискретное вейвлет-преобразование в отличие от своего непрерывного аналога применяется при обработке двумерных сигналов. В значительной степени эта возможность обусловлена тем, что при сжатии данных и фильтрации сигналов полезны только исходная информация и результаты ее обработки. Промежуточные значения, полученные в процессе самого анализа, несущественны.

При непрерывном вейвлет-преобразовании потребителем результатов является наблюдатель, для которого важно находить и «видеть» интересные «локальные» особенности исследуемого сигнала. Однако наглядное представление результатов вейвлет-анализа встречает определенные трудности, поскольку даже в случае одномерного сигнала вейвлет-спектр отображается поверхностью в трехмерном пространстве. Способ отображения результатов двумерного и тем более трехмерного непрерывного вейвлет-преобразования требует специального исследования. Простейший выход из этой ситуации – реализация непрерывного анализа по одной координате и поточечное измерение параметров рассеянного оптического поля по другим координатам.

Цель настоящей работы – исследование физико-технических основ метода непрерывного лазерного гетеродинного вейвлет-анализа рассеянных световых полей, предназначенного для локализации по пространственным параметрам (частоте и координате) особых точек – областей рассеяния света на фазовых неоднородностях исследуемой структуры. Этот метод в отличие от уже известных и ранее упомянутых является прямым и предусматривает анализ процессов рассеяния света в реальном времени. С этой целью предложена схема вейвлет-анализатора оптических фазовых структур, выполненного на базе акустооптического модулятора (АОМ) и оптической системы коллинеарного гетеродинного детектирования рассеянного светового поля. Дана оценка основных характеристик предложенного метода: диапазона масштабирования базисной функции вейвлета, быстродействия и порога чувствительности.

Непрерывное вейвлет-преобразование проводится путем свертки анализируемой функции $f(x)$ с двухпараметрической вейвлет-функцией $\Psi(a, b)$, которая получается из единственной «материнской» функции Ψ путем ее сжатия–растяжения (изменения масштаба a) и сдвига b . Результатом вейвлет-анализа будет функция

$$w(a, b) = a^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \Psi^* \left(\frac{x-b}{a} \right) dx, \quad (1)$$

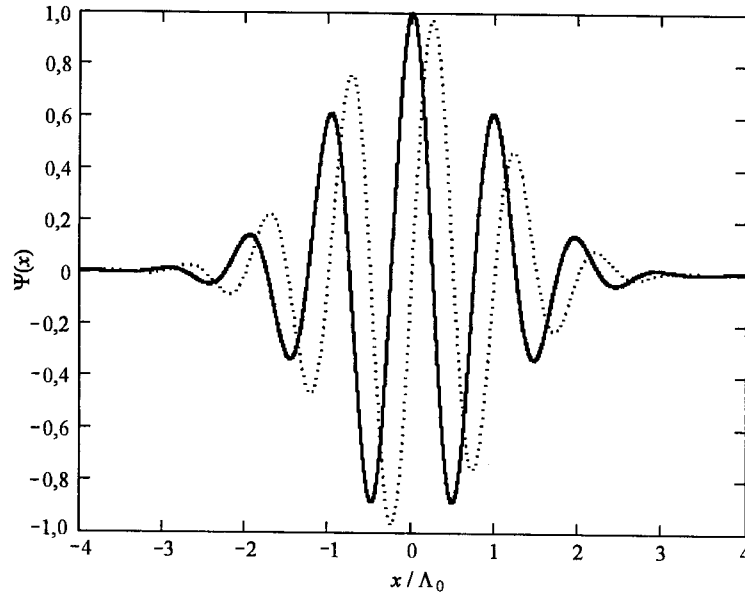


Рис. 1

которая зависит от двух переменных: масштаба a и координаты b (пространственной или временной).

В качестве базисной функции выберем хорошо локализованный в пространственной и частотной областях комплексный вейвлет Морле

$$\Psi(x) = \exp(-x^2 / 2\Lambda_0^2) \exp(jK_0 x), \quad (2)$$

где $K_0 = 2\pi/\Lambda_0$, Λ_0 – период высокочастотной несущей, который в данном случае является масштабом ($a = \Lambda_0$). Здесь принято $b = 0$. Вид такой функции, описывающей плоскую волну, модулированную гауссианом [3], показан на рис. 1, где представлены действительная (сплошная линия) и мнимая (пунктирная линия) части вейвлета Морле.

Из (1), (2) следует, что при выборе адекватного оптико-электронного решения необходимо обеспечить:

- генерацию светового пучка (зонда), одномерное распределение которого по амплитуде модулировано функцией Гаусса;
- изменение размера светового пучка (сжатие или растяжение по оси x пространственной координаты) с одновременным сканированием его по углу в соответствии с дифракцией рассеянного света на решетке масштаба $a = \Lambda_0$;

- смещение (сдвиг) b светового пучка по координате x ;
- перемножение амплитуд полей рассеянного света и светового зонда, интегрирование по x получаемого при этом распределения интенсивности, а также преобразование результата интегрирования в электрический сигнал.

Для реализации вейвлет-преобразования в реальном масштабе времени желательно, чтобы все операции выполнялись без потери быстродействия.

Функциональная схема, поясняющая принцип формирования, масштабирования, сдвига светового зонда, перемножения амплитуд его и рассеян-

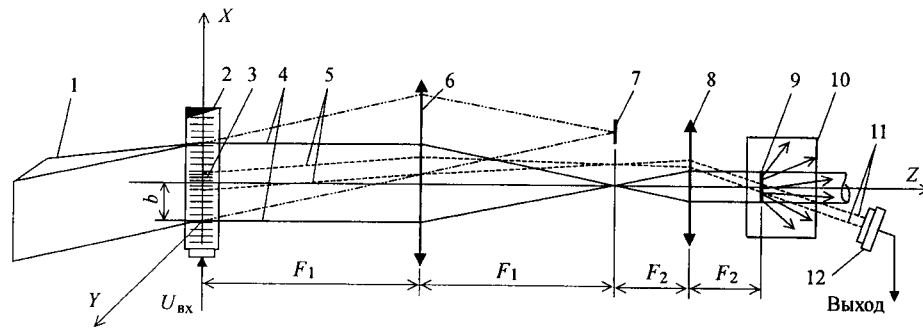


Рис. 2

ного светового поля и фотоэлектрического детектирования результата интегрирования приведена на рис. 2.

Лазерный свет с помощью коллиматора и цилиндрической линзы (на рисунке не показаны) преобразуется в сходящийся клиновидный пучок 1. Перетяжка пучка совмещается с зоной акустооптического взаимодействия АОМ 2. Поперечный размер перетяжки (в направлении Y) выбирается равным минимальной длине базисной функции вейвлета по оси X (минимальное значение масштаба a).

С помощью АОМ формируются два дифрагированных пучка света 4 и 5 (с целью упрощения изображения пучков справа от модулятора показаны в двух измерениях XZ). Пучок 4 является опорным и получается в результате дифракции света на ультразвуковой волне, которая генерируется непрерывно и имеет частоту, равную f_4 . Сканирующий пучок 5 образуется при дифракции света на движущемся ультразвуковом цуге 3, который предназначен для формирования базисной функции вейвлета Морле. Частота f_5 ультразвуковых колебаний цуга выбирается из условия $f_5 = f_4 - \Delta f$, где Δf – частота несущей вейвлета Морле. Непродифрагировавшая часть пучка 1 блокируется экраном 7.

Рабочие пучки 4 и 5 с помощью телескопической системы 6, 8 совмещаются в исследуемой области 9 рассеивающей среды 10. Образующий при этом «оптический зонд» состоит из уменьшенного в F_1/F_2 раз изображения перетяжки пучка 1 и бегущего «изображения» вейвлета Морле 3, уменьшенного во столько же раз. Рассеянное оптическое поле сканируется бегущим пучком 11 и детектируется с помощью гетеродинного фотоприемника 12.

Особенность коллинеарного детектирования [5] состоит в том, что в зоне рассеивания присутствуют два пересекающихся пучка: опорный (гетеродинный) 4 и сканирующий 5. При этом детектируется только та часть рассеянного света опорного пучка, которая совпадает по направлению с прошедшей без дифракции частью сканирующего пучка. Рассеянный и сканирующий пучки распространяются далее коллинеарно вплоть до входа в апертуру фотоприемника. Вследствие этого на результат детектирования практически не влияют искажения волновых фронтов пучков, возникающие из-за низкого качества тех оптических элементов, которые расположены на пути коллинеарного распространения рассеянного и сканирующего пучков (от зоны рассеяния до фотоприемника).

Таким образом, оптическая схема, приведенная на рис. 2, реализует все операции, необходимые для вейвлет-анализа распределения в пространстве амплитуды рассеянного светового поля, а именно:

– генерацию в исследуемой области пространства такого светового зонда, распределение амплитуды которого соответствует базисной функции вейвлета Морле. Огибающая зонда формируется путем модуляции амплитуды управляющего напряжения на входе АОМ, а «высокочастотное заполнение» (несущая) – изменением разности частот напряжений опорного пучка 4 и сканирующего пучка 5;

– смещение b зонда вдоль оси X со скоростью распространения ультразвуковой волны;

– масштабирование (сжатие–растяжение) зонда a путем изменения продолжительности и, следовательно, размера акустического пучка 3;

– перемножение амплитуд полей рассеянного света и светового зонда на этапе гетеродинного детектирования;

– интегрирование результата перемножения путем усреднения фототока по площади светочувствительной поверхности фотоприемника 12 (при условии, что весь свет сканирующего пучка попадает на фотоприемник) [6].

Проведем более подробно анализ процессов вейвлет-преобразования в области пространственно-временных частот. Представим формулу вейвлет-преобразования (1) в эквивалентном виде

$$w(a, b) = (a^{1/2} / 2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} S_1^*(aK) S_2(K) \exp(jbK) dK, \quad (3)$$

где

$$S_1(aK) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(a, x) \exp(-jKx) dx, \quad b = 0, \quad (4)$$

$$S_2(K) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-jKx) dx \quad (5)$$

– пространственные спектры Фурье светового зонда и рассеивающей структуры соответственно; $K = 2\pi/\Lambda$ – круговая пространственная частота; Λ – период пространственной гармоники.

На рис. 3, a приведена векторная диаграмма формирования светового зонда с помощью АОМ [7, 8]. Здесь \mathbf{k}_1 – волновой вектор световой волны 1 на входе АОМ, $k_1 = 2\pi/\lambda$; \mathbf{K}_{41} – вектор ультразвуковой дифракционной решетки, $K_{41} = 2\pi/\Lambda_{41} = \omega_4/V$, где $\omega_4 = 2\pi f_4$ – круговая частота напряжения на электрическом входе АОМ, а V – скорость ультразвука в светозвукопроводе АОМ; \mathbf{k}_4 – волновой вектор опорного пучка, который получается в результате дифракции световой волны 1 на ультразвуковой дифракционной решетке \mathbf{K}_{41} , $k_4 \approx k_1 = 2\pi/\lambda$; \mathbf{K}_{51} – вектор ультразвуковой дифракционной решетки, пространственная частота которой соответствует «несущей» частоте бегущего акустического пучка 3, $K_{51} = 2\pi/\Lambda_{51} = \omega_5/V$, где $\omega_5 = 2\pi f_5$, ω_5 – круговая частота напряжения, формирующего бегущий в АОМ пучок ультразвуковых колебаний 3; \mathbf{K}_{45} – вектор ультразвуковой дифракционной решетки, соответствующей среднему значению пространственного спектра зонда, $K_{45} = 2\pi/\Lambda_{45} \approx (\omega_4 - \omega_5)/V$; \mathbf{k}_5 – волновой вектор плоской световой волны, которая возникает при дифракции света на ультразвуковой дифракционной решетке \mathbf{K}_{51} , $k_5 \approx k_1 = 2\pi/\lambda$; заштрихованная зона – область волновых векторов

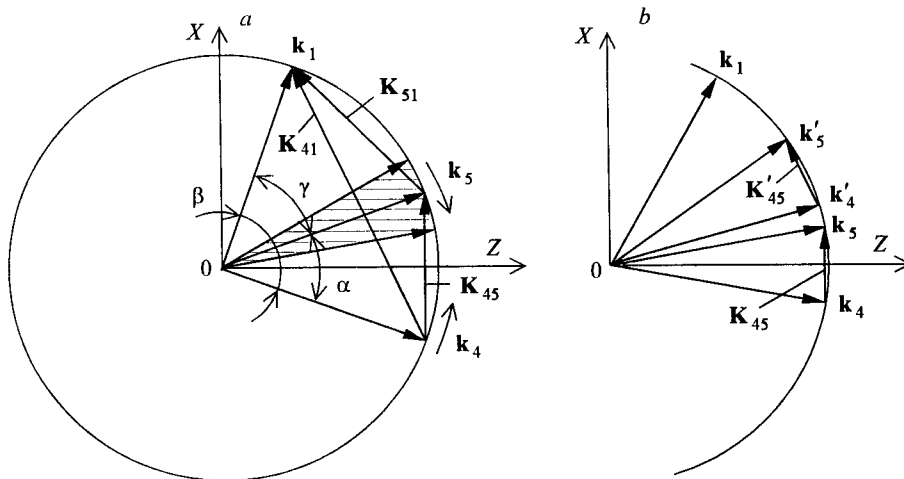


Рис. 3

сканирующего светового пучка, которые так же, как и \mathbf{k}_5 , возникают в результате дифракции световой волны 1 (см. рис. 2) на бегущем пучке 3; OZ — оптическая ось телескопа.

Перестройка несущей частоты светового зонда производится путем изменения f_4 и f_5 , причем в зависимости от способа этого изменения можно осуществить сканирование составляющих пространственной частоты по оси X или по осям X и Z одновременно. При сканировании по оси X частоты f_4 и f_5 должны изменяться так, как показано стрелками на рис. 3, *a*. Вектор \mathbf{K}_{45} остается перпендикулярным оптической оси OZ , вследствие чего он не имеет составляющей пространственной гармоники по Z (глубине).

Режим сканирования пространственных гармоник по глубине поясняется векторной диаграммой, приведенной на рис. 3, *b*. Вектор \mathbf{K}_{45} не имеет Z -составляющей. Однако его можно переместить в положение \mathbf{K}'_{45} путем изменения частот ω_4 и ω_5 так, что $(\omega_4 - \omega_5) = \text{const}$. При этом вектор интерференционной решетки, образованной при пересечении пучков 4 и 5, приобретает составляющую, направленную по глубине зондируемого образца. Величину этой составляющей можно изменять, перемещая \mathbf{k}_4 и \mathbf{k}_5 в диапазоне рабочих частот напряжения управления АОМ.

На рис. 3, *a* видно, что в общем случае $|\mathbf{K}_{45}| \neq |\mathbf{K}_{41}| - |\mathbf{K}_{51}|$. Действительно, учитывая, что $K_{45} = 2k \sin(\alpha/2)$, $K_{41} = 2k \sin(\beta/2)$, $K_{51} = 2k \sin(\gamma/2)$, получим после несложных преобразований

$$K_{45} = K_{41} [1 - (K_{51}/2k)^2]^{1/2} - K_{51} [1 - (K_{41}/2k)^2]^{1/2}$$

Далее, поскольку $(K_{51}/2k)^2 \ll 1$ и $(K_{41}/2k)^2 \ll 1$, последнее равенство можно заменить приближенным выражением

$$K_{45} \approx (K_{41} - K_{51})(1 + K_{41}K_{51}/8k^2).$$

Для некоторого (наихудшего) случая, когда $V = 0,7$ км/с, $\lambda = 0,68$ мкм, $\omega_4 = \omega_5 = 2\pi \cdot 100$ МГц, отношение $K_{41}K_{51}/8k^2 = 0,0012$. Таким образом, даже в

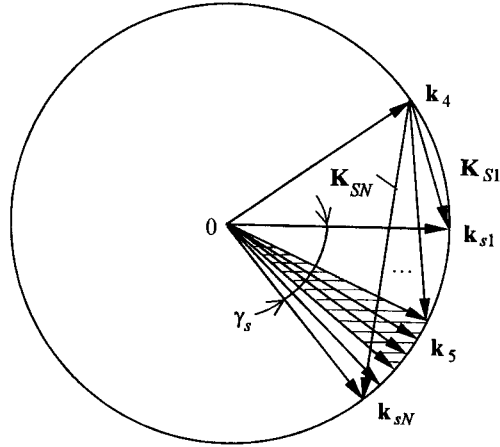


Рис. 4

наихудшем случае можно считать, что $K_{45} = K_{41} - K_{51}$ (с ошибкой, не превышающей 0,12 %).

На рис. 4 приведена векторная диаграмма преобразования световых пучков в исследуемой области среды. Здесь \mathbf{k}_4 – волновой вектор опорного пучка 4; \mathbf{K}_S – векторы дифракционных решеток рассеивающей среды (расположены в диапазоне от \mathbf{K}_{S1} до \mathbf{K}_{SN}); \mathbf{k}_s – волновой вектор рассеянного света (рассеяние от \mathbf{k}_{s1} до \mathbf{k}_{sN} в пределах угла γ_s); \mathbf{k}_5 – волновые векторы сканирующего пучка света (диапазон рабочих углов заштрихован).

Известно [6], что если квантовый выход фотоприемника не зависит от пространственных координат и смешиваемые волны полностью согласованы по поляризации, то выражение для фототока при гетеродинном детектировании имеет вид

$$i(t) = B \int_{\sigma} |\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_5(\mathbf{r}, t)|^2 d^2r,$$

где $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{E}_5(\mathbf{r}, t)$ – напряженности электрических полей рассеянного света и световой волны сканирующего зонда соответственно; \mathbf{r} – радиус-вектор элемента $d\sigma$ светочувствительной площадки фотоприемника; B – коэффициент пропорциональности.

Используя разложение световых полей по плоским волнам (угловому спектру) и известное соотношение [9] между функцией $\xi(t)$ и ее спектром $\Phi(\omega)$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \xi_1(t) \xi_2(t) dt = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1(\omega) \Phi_2(-\omega) d\omega,$$

можно записать выражение для информационной составляющей фототока:

$$\begin{aligned} I(t) &= B \int_{\sigma} [\mathbf{E}_s^*(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_5(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_5^*(\mathbf{r}, t)]^2 d^2r = \\ &= B_1 \int_{-\infty}^{\infty} [S_s^*(\mathbf{k}, t) S_5(\mathbf{k}, t) + S_s(\mathbf{k}, t) S_5^*(\mathbf{k}, t)] d^2k = \end{aligned}$$

$$= B_1 \int_{-\infty}^{\infty} S_s(\mathbf{k}) S_5(\mathbf{k}) \cos[(\omega_4 - \omega_5)t - \theta] d^2 k, \quad (6)$$

где $S_s(\mathbf{k}, t)$ и $S_5(\mathbf{k}, t)$ – пространственные спектры $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{E}_5(\mathbf{r}, t)$ соответственно; B_1 – коэффициент пропорциональности.

Обозначим \mathbf{K} преобразованный телескопом вектор решетки \mathbf{K}_{45} (см. рис. 3, а). Поскольку $K_{45} = (\omega_4 - \omega_5)/V$, то каждому значению \mathbf{K} соответствует свое значение доплеровского сдвига частоты света. Далее, учитывая, что $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_4 + \mathbf{K}_s$, $\mathbf{k}_5 = \mathbf{k}_4 + \mathbf{K}$ (см. рис. 4), получим из (6)

$$I(t) = B_1 \int_{-\infty}^{\infty} S_1(K) S_2(K) \cos(KV_1 t - \theta) dK, \quad (7)$$

где $S_1(K)$ и $S_2(K)$ – пространственные спектры Фурье светового зонда и рассеивающей структуры соответственно, а $V_1 = VF_2/F_1$. Выражение (7) легко привести к виду (3), поскольку $V_1 t = b_1, t = b_1/V_1$, где $b_1 = bF_2/F_1$ – смещение в области исследуемой среды.

Физический смысл выражения (7) прост: во-первых, из-за свойства селекции гетеродинного детектирования каждая плоская волна рассеянного света взаимодействует только с той фурье-компонентой светового зонда, которая совпадает с ней по направлению распространения; во-вторых, каждая пространственная гармоника (плоская волна) зонда «помечена» своим значением доплеровского сдвига частоты света, поэтому временной спектр фототока несет полную информацию о пространственном спектре рассеянного света, получаемого при вейвлет-анализе.

Вейвлет-преобразование реализует идею так называемого многомасштабного анализа [4]. Многие исследователи называют вейвлет-анализ «математическим микроскопом» за его замечательное свойство сохранять хорошее разрешение при разных масштабах [3]. Ясно, что возможности многомасштабного анализа определяются двумя параметрами: диапазоном изменения параметра a и скоростью перестройки базисной функции.

В рассматриваемой оптической системе диапазон масштабирования и быстродействие анализатора определяются в основном параметрами акустооптического модулятора. На рис. 5 на оси временных частот показано поло-

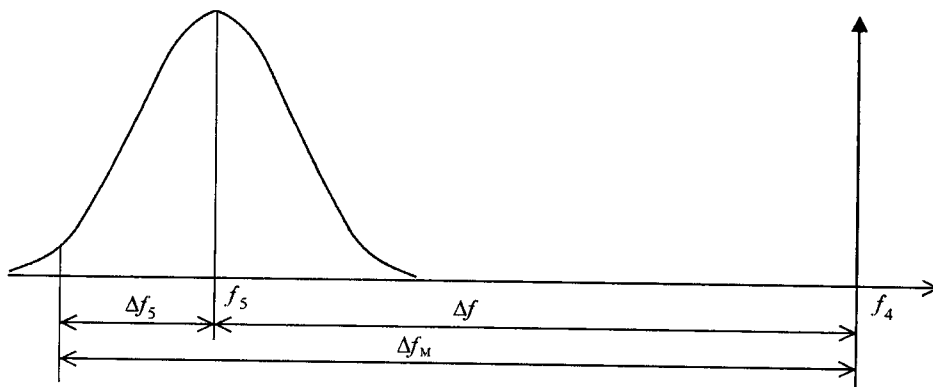


Рис. 5

жение спектров основных сигналов, формирующих световой зонд с максимальной разрешающей способностью по пространственной координате, где Δf_m – максимальная полоса частот управляющего напряжения АОМ; $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$ – полоса частот, соответствующая максимальной частоте несущей вейвлета Морле; $f_4 = \omega_4/2\pi$ – частота напряжения, формирующего опорный (гетеродинный) пучок света 4; $f_5 = \omega_5/2\pi$ – средняя частота спектра напряжения, формирующего огибающую вейвлета Морле, а $2\Delta f_5$ – ширина спектра огибающей по уровню $1/e^2$ ее максимального значения.

Учитывая, что $\Lambda = V/\Delta f$, где V – скорость звука, запишем выражение для вейвлета Морле (2) в области временных координаты и частоты:

$$\Psi(t) = \exp(-\Delta f^2 t^2 / 2) \exp(j\Delta\omega t). \quad (8)$$

Спектр $S_m(\omega)$ огибающей $\Psi_{\max}(t) = \exp(-\Delta f^2 t^2 / 2)$ представим в виде

$$S_m(\omega) = [(2\pi)^{1/2} / \Delta f] \exp(-\omega^2 / 2\Delta f^2).$$

Отсюда $\Delta f_5 = \Delta f / \pi$ и, как видно из кривой на рис. 5, $\Delta f_m = \Delta f + \Delta f_5 = \Delta f [(\pi + 1)/\pi]$. Длительность вейвлета Морле Δt по уровню $1/e^2$ амплитуды огибающей получим из (8): $\Delta t = 4/\Delta f$. Наименьшее значение $\Delta t_{\min} = 4(\pi + 1)/\pi\Delta f_m$. Обозначив t_a как апертурное время АОМ, равное времени пробега акустической волны через световую апертуру модулятора, получим выражение для максимального значения разрешаемых элементов:

$$N_{\max} = t_a / \Delta t_{\min} = t_a \Delta f_m \pi / 4(\pi + 1) = N_p \pi / 4(\pi + 1) = 0,19N_p, \quad (9)$$

где $N_p = t_a \Delta f_m$ – количество элементов сканирования (отклонения) оптического луча, разрешаемых по критерию Рэлея.

Поскольку $N_{\min} = 1$, то выражение (9) определяет также диапазон масштабирования вейвлета Морле.

Быстродействие анализа определяется максимальным числом пространственно разрешаемых элементов, сканируемых в единицу времени. При этом необходимо учитывать, что для получения информации об амплитуде и фазе вейвлет-преобразования Морле сканирование необходимо выполнять дважды. Из (9) получаем выражение для быстродействия:

$$\zeta = N_{\max} / t_a = \Delta f_m \pi / 8(\pi + 1) = 0,095\Delta f_m.$$

В качестве примера определим N_{\max} , ζ для сканера, выполненного на основе высокоразрешающего АОМ [10], параметры которого близки к предельным значениям и составляют соответственно $\Delta f_m = 32$ МГц, $t_a = 64$ мкс, $N_p = 2048$. Такой сканер обеспечивает $N_{\max} = 389$ пикселов, $\zeta = 3 \cdot 10^6$ пиксел/с.

Порог чувствительности определяется как величина относительного уровня рассеянного света (дифракционная эффективность) в единичной по-

лосе пространственных частот, соответствующая собственным шумам вейвлет-анализатора. Значение порога чувствительности 10^{-10} мм² соответствует уровню рассеяния высококачественного термически полированного стекла.

Порог чувствительности зависит в основном от двух факторов: уровня мощности зондирующих пучков 4 и 5 (см. рис. 2) и минимальной мощности сигнала, обнаруживаемого фотоприемником. В свою очередь, при оценке первого фактора необходимо учитывать:

- потери света на этапе преобразования гауссова распределения лазерного света в клиновидный сходящийся пучок с относительно равномерным по апертуре АОМ распределением интенсивности;

- потери света при формировании опорного пучка и бегущего светового зонда;

- неизбежные потери света в элементах оптической схемы анализатора.

Преобразование гауссова распределения света в клиновидный сходящийся пучок производится с помощью коллиматора и цилиндрической линзы. Для того чтобы получить относительно равномерное распределение интенсивности света в направлении сканирования, апертура клиновидного пучка света, как показано на рис. 2, ограничивается экраном по координате X . Несложный расчет показывает, что если допустима неравномерность распределения интенсивности $\pm 10\%$, то используется только половина мощности лазера P_0 . Если ужесточить требование неравномерности до $\pm 5\%$, то полезная доля света уменьшится до $P_0 = 0,35P_0$.

Потери света при формировании сканирующего луча наиболее существенны при больших N_{\max} . Обусловлено это, прежде всего, тем, что бегущий акустический цуг занимает лишь $1/N_{\max}$ часть световой апертуры АОМ. Соответственно и доля полезно используемого света уменьшается не менее чем в N_{\max} раз.

Определим мощность P_5 сканирующего пучка в наихудшем случае, т. е. когда $N = N_{\max}$. Если через η_{\max} обозначить максимальную дифракционную эффективность бегущего акустического цуга, то для фазовой дифракционной решетки с гауссовой огибающей получим

$$P_5 = P_0 \eta_{\max} (\pi + 1) / N_p \pi^{1/2} = 0,44 P_0 \eta_{\max} / N_{\max}.$$

Определим $\eta_{\Sigma} = 2\eta_{\max}$ как суммарную дифракционную эффективность АОМ, когда на электрическом входе модулятора действуют два напряжения с разными частотами. В [11] показано, что в оптически изотропной среде светозвукопровода АОМ и режиме брэгговской дифракции $\max \eta_{\Sigma} = 0,339$. С учетом требования линейности амплитуды дифрагированного света от управляющего напряжения [11] принимаем $2\eta_{\max} = 0,2$. Далее можно показать, что гетеродинное детектирование происходит только в объемной зоне рассеивающей структуры, где происходит перекрытие сканирующего пучка и совпадающей с ним части опорного пучка. Это означает, что полезная мощность опорного пучка в каждый момент времени равна в первом приближении мощности сканирующего пучка. Учитывая это, получим для переменной составляющей мощности света на входе фотоприемника $P_c = 2\kappa P_5 \eta_{\text{рас}}^{1/2}$, где $\kappa < 1$ – пропускание по свету оптической системы (от выхода лазера до входа фотодиода), $\eta_{\text{рас}}$ – дифракционная эффективность рассеивающей структуры. Предположим, что в полосе пространственных частот сканирую-

щего пучка рассеянный свет имеет постоянную спектральную плотность Φ , равную отношению мощности света, рассеянного в единичной полосе двумерной пространственной частоты, к мощности опорного пучка. Тогда

$$\eta_{\text{рас}} = \Phi \Delta B_{\text{эф}} = \Phi \Delta v_{\text{max}}^2 N / 2\pi N_{\text{max}},$$

где $\Delta B_{\text{эф}}$, Δv_{max} – эффективная полоса двумерной пространственной частоты и максимальная несущая пространственная частота вейвлета Морле при $N = N_{\text{max}}$ соответственно. С учетом полученных выше соотношений найдем выражение для P_c при допустимой неравномерности освещающего АОМ пучка $\pm 5\%$:

$$P_c = 0,308 \kappa P_{\text{л}} \eta_{\text{max}} \Delta v_{\text{max}} (\Phi / 2\pi N N_{\text{max}})^{1/2}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что минимальное значение мощности сигнала $P_{c \text{ min}}$ получается тогда, когда $N = N_{\text{max}}$. Поэтому при $\kappa = 0,1$, $P_{\text{л}} = 20$ мВт, $\eta_{\text{max}} = 0,1$, $\Delta v_{\text{max}} = 1000$ мм⁻², $\Phi = 10^{-10}$ мм², $N_{\text{max}} = 64$ получим, что $P_{c \text{ min}} = 3,8 \times 10^{-9}$ Вт = 0,0038 мкВт.

Найдем порог чувствительности S_{min} фотоприемника. Полоса пропускания фотоприемника $\Delta f_{\phi} \geq 2\Delta f_5 = 2\Delta f_m / \pi + 1$. Если полоса рабочих частот напряжения управления АОМ $\Delta f_m = 50$ МГц, то $\Delta f_{\phi} = 24,2$ МГц и минимальная мощность света, обнаруживаемого в единичной полосе временных частот, $S_{\text{min}} = P_{c \text{ min}} / \Delta f_{\phi}^{1/2} = 7,7 \cdot 10^{-13}$ Вт/Гц^{1/2}. Для обнаружения таких малых сигналов необходимо применять кремниевые лавинные фотодиоды со структурой $n^+ - p - i - p^+$. Эти фотоприемники имеют порог чувствительности порядка 10^{-13} Вт/Гц^{1/2}.

ВЫВОДЫ

В работе предложен метод прямого лазерного вейвлет-анализа светорассеивающих фазовых структур. Показано, что:

1. Путем применения акустооптического модулятора и оптической схемы коллинеарного гетеродинного детектирования можно выполнять все основные операции вейвлет-преобразования: генерацию светового распределения, соответствующего вейвлету Морле, его масштабирование и сдвиг, перемножение с полем рассеянной световой волны и интегрирование по пространству полученного произведения.

2. Достоинством метода является взаимно однозначное соответствие спектра выходного электрического сигнала спектру пространственных гармоник рассеянного света.

3. Анализатор, выполненный на базе АОМ с полосой рабочих частот 32 МГц и апертурным временем 64 мкс, обеспечивает скорость анализа не менее $3 \cdot 10^6$ пиксел/с и количество разрешаемых позиций порядка 390.

4. Формирование светового вейвлет-зонда в виде бегущего в АОМ акустического цуга позволяет наиболее просто перестраивать масштаб базисной функции. Однако при этом доля полезно используемого света уменьшается пропорционально масштабу. При большом диапазоне перестройки $(a_{\text{max}} / a_{\text{min}}) > 100$ потери света становятся настолько большими, что обнару-

жить светорассеивающую структуру со спектральной плотностью дифракционной эффективности порядка 10^{-10} мм² можно только в том случае, если фотоприемником является кремниевый лавинный фотодиод, имеющий порог чувствительности не хуже 10^{-12} Вт/Гц^{1/2}.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шефер Д., Кефер К. Структура случайных силикатов: полимеры, коллоиды и пористые твердые вещества // Фракталы в физике. М.: Мир, 1988.
2. Джейкмен Э. Рассеяние на фракталах // Там же.
3. Астафьева Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // УФН. 1996. 166, № 11.
4. Маслюк Л. Л. Дайджест вейвлет-анализа, в двух формулах и 22 рисунках // Компьютерра. 1999. № 8 (236).
5. Карлтон Х., Мэлони В., Мелц Г. Коллинеарное гетеродинамирование в оптических процессорах // ТИИЭР. 1969. 57, № 5.
6. Протопопов В. В., Устинов Н. Д. Лазерное гетеродинамирование. М.: Наука, 1985.
7. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
8. Магдич Л. Н., Молчанов В. Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978.
9. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М.: Физматгиз, 1962.
10. Вовк Ю. В., Затолокин В. Н., Рудаков И. Б. и др. Акустооптический сканер на основе бегущей акустической ЛЧМ-линзы // Автометрия. 1992. № 1. С. 54.
11. Hecht D. L. Multifrequency acoustooptic diffraction // IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics. 1977. SU-24, N 1.

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
E-mail: peter@iae.nsk.su*

*Поступила в редакцию
12 сентября 2001 г.*