

П. Е. Твердохлеб, Ю. А. Щепеткин

(Новосибирск)

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
ЛАЗЕРНОГО ГЕТЕРОДИННОГО ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗАТОРА
ОПТИЧЕСКИХ ФАЗОВЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ***

Проведено экспериментальное исследование характеристик вейвлет-анализатора, предназначенного для анализа оптических фазовых неоднородностей в комплексном базисе Морле. Определены диапазон перестройки масштаба вейвлета, количество разрешаемых элементов, скорость анализа, порог чувствительности, а также разрешающая способность по пространственной частоте, координате и глубине. Показано, как при использовании информации о фазе рассеянного света можно улучшить разрешающую способность вейвлет-анализатора по пространственной частоте. Предложен метод повышения разрешающей способности по глубине, основанный на принципах доплеровской томографии.

Введение. В работах [1, 2] предложен прямой лазерный метод анализа оптических фазовых неоднородностей в комплексном базисе вейвлета Морле. Метод основан на акустооптической развертке сканирующего светового пучка и коллинеарном фазочувствительном гетеродинном детектировании светового поля, рассеянного на неоднородностях исследуемой среды. Главным достоинством метода является возможность непосредственного фазочувствительного анализа неоднородностей объемной среды, при котором спектр выходного электрического сигнала соответствует спектру пространственных гармоник рассеивающей свет структуры. Были даны оценки порога чувствительности, быстродействия и диапазона перестройки базисной функции вейвлет-преобразования. Найдены условия, при которых отношение сигнал/шум на входе гетеродинного фотоприемника может быть увеличено не менее чем на порядок.

Дальнейшие исследования в этом направлении носили в основном экспериментальный характер и были посвящены оценке основных характеристик метода: диапазона перестройки масштаба вейвлета; разрешающей способности по координате, пространственной частоте и глубине; времени анализа; размеров поля сканирования и других. С этой целью был создан экспериментальный образец вейвлет-анализатора и проведено его исследование.

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-15-99089).

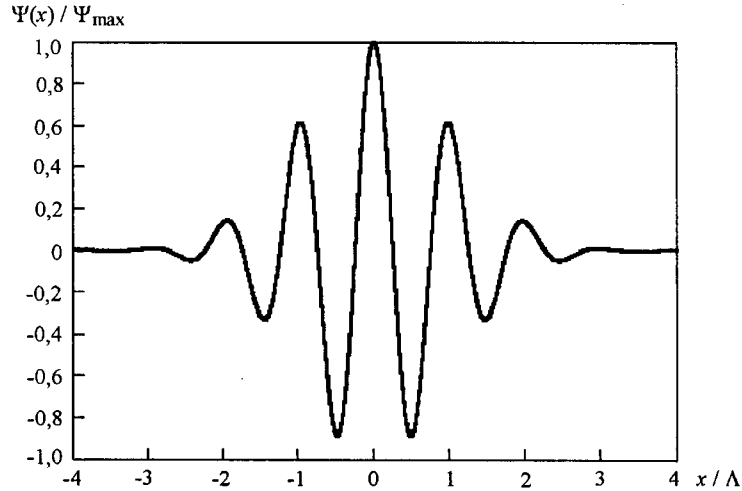


Рис. 1

Как и в работах [1, 2], в качестве базисной функции был выбран хорошо локализованный в пространственной и частотной областях комплексный вейвлет Морле (рис. 1):

$$\Psi(x) = \Psi_{\max} \exp(-x^2/2\Lambda^2) \exp(jKx), \quad (1)$$

где $K = 2\pi/\Lambda$, Λ – период высокочастотной несущей, который в данном случае является масштабом. Наиболее часто материнский вейвлет (1) представляют в виде функции двух безразмерных величин $\xi = x/\Lambda$ и κ [3]. При этом $\kappa = 2\pi$, а

$$\Psi(\xi) = \Psi_{\max} \exp(-\xi^2/2) \exp(j\kappa\xi). \quad (2)$$

Опτικο-электронная схема анализатора приведена на рис. 2. Пучок света полупроводникового лазера 1 формируется коллиматором 2 и далее сжимается в плоскости XZ цилиндрической линзой 4. Лазер ориентирован так, что наибольшая расходимость лазерного излучения лежит в этой плоскости. Между коллиматором и цилиндрической линзой расположена пластинка 3, поворачивающая плоскость поляризации света на 90° . Сформированный таким способом сходящийся клиновидный пучок света поступает на оптический вход акустооптического модулятора (АОМ) 5. Непродифрагировавший свет 6 блокируется экраном 10. Рабочие пучки света – опорный 7 и сканирующий 8 – с помощью телескопической системы 9, 11 совмещаются в зоне исследуемого объекта 12. Фотоприемник 13 установлен в сканирующем световом пучке 8, прошедшем через объект. На него также попадает и подвергается гетеродинному детектированию та часть света от пучка 7, рассеянного на фазовой микроструктуре исследуемого объекта (на рис. 2 обозначен пунктиром), которая совпадает по направлению с пучком 8.

Электронная система анализатора содержит два управляемых по частоте генератора (синтезаторы частоты) 15, 17. Напряжение опорного сигнала с выхода генератора 15 через сумматор 19 и усилитель мощности 23 подается на электрический вход АОМ и создает в зоне акустооптического взаимо-

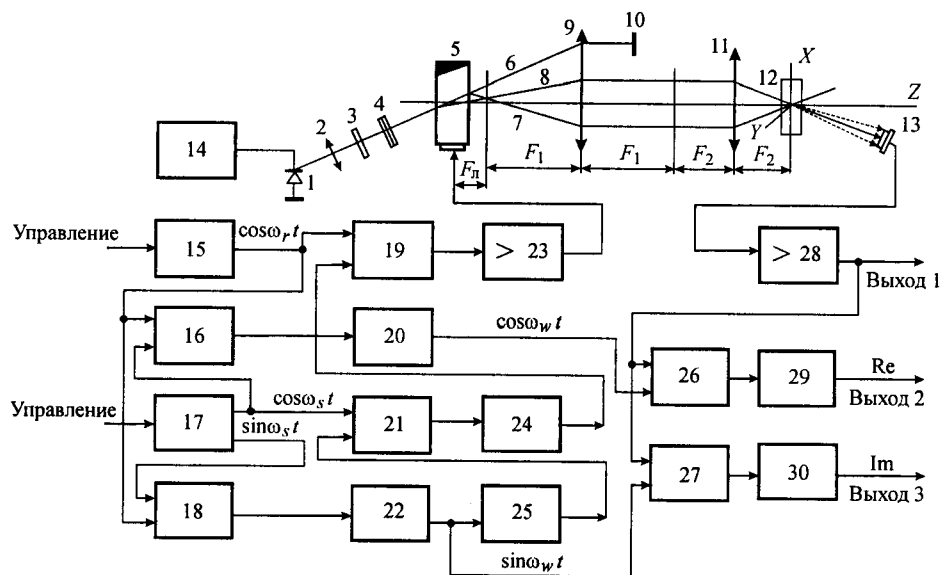


Рис. 2

действия АОМ непрерывную бегущую ультразвуковую дифракционную решетку. Дифрагированный на этой решетке опорный световой пучок 7 имеет постоянный сдвиг частоты, равный частоте опорного напряжения $f_r = \omega_r / 2\pi$.

Генератор 17 предназначен для формирования сканирующего (бегущего) оптического пучка, параметры которого определяют масштаб базисной функции вейвлета Морле. Два ортогональных напряжения генератора 17 и напряжение генератора 15 используются для формирования двух сдвинутых по фазе на 90° напряжений с частотой $f_w = \omega_w / 2\pi$, равной разности частот f_r и $f_s = \omega_s / 2\pi$ напряжений на выходах этих генераторов. Для этой цели предусмотрены множители 16, 18 и фильтры нижних частот 20, 22. Частота f_w во временной области равна несущей частоте вейвлета Морле.

Формирование огибающей базисной функции проводится в блоке 25 с тактовой частотой f_w . С изменением этой частоты изменяется и масштаб огибающей, поскольку выборки значений ее из ПЗУ производятся с частотой, кратной f_w . Период следования импульсов напряжения огибающей равен удвоенному апертурному времени АОМ. Блок 25 является также генератором синхроимпульсов, предназначенных для управления работой устройства в целом.

После перемножения в блоке 21 напряжения огибающей и высокочастотного напряжения генератора 17 образуется импульс с высокочастотным заполнением, который далее через дисперсионную линию задержки (ДЛЗ) 24, сумматор 19 и усилитель мощности 23 подается на пьезопреобразователь АОМ. После дифракции света на «бегущей» решетке ультразвукового цуга возникает пучок света 8.

Часть пучка света 7, рассеянного на стационарных (неподвижных) оптических неоднородностях среды 12, имеет постоянный частотный сдвиг излучения, равный частоте напряжения генератора 15. Сдвиг же частоты света сканирующего пучка 8 для каждой его пространственной гармоники опре-

деляется соответствующей гармоникой временного спектра напряжения, формирующего ультразвуковой пучок. В результате гетеродинного детектирования рассеянного света и бегущего сканирующего пучка на выходе фотодиода 13 появляется электрический сигнал, спектр которого в области временных частот определяется однозначно пространственным спектром рассеянного светового поля.

Перемножители 26, 27 и фильтры нижних частот 29, 30 образуют два ортогональных канала синхронного детектирования сигнала.

Основные параметры элементов.

1. Полупроводниковый лазер 1 с блоком питания 14 (тип лазера SDL-7311-G1): длина волны излучения $\lambda = 0,68$ мкм, мощность 15 мВт (мощность стабилизирована с помощью системы автоматического регулирования по сигналу встроенного фотоприемника).

2. Коллиматор 2 – микрообъектив ОМ-5 с числовой апертурой $N_a = 0,3$ и фокусным расстоянием 15,5 мм.

3. Цилиндрическая линза 4 с фокусным расстоянием 270 мм.

4. Акустооптический модулятор 5: материал светозвукопровода TeO_2 , скорость звука $V = 0,72$ км/с, диапазон частоты управляющего напряжения 80–140 МГц, дифракционная эффективность при мощности электрического сигнала 1 Вт равна 0,3, апертурное время $t_a = 12$ мкс.

5. Телескоп 9, 11: входной объектив 9 типа «Юпитер-11» с фокусным расстоянием $F_1 = 135$ мм; выходной объектив 11 – микрообъектив ОМ-27П, у которого $N_a = 0,4$, $F_2 = 8,4$ мм, коэффициент уменьшения телескопа $Q = F_1/F_2 = 16$.

6. Фотоприемник 13, 28 на основе фотодиода ФД-256: полоса рабочих частот сигнала 0–60 МГц, переходное сопротивление 12,3 кОм, чувствительность 3,7 В/мВт, уровень шумов, приведенных ко входу, составляет $2 \cdot 10^{-11}$ Вт/Гц^{1/2}.

7. Дисперсионная линия задержки на поверхностных акустических волнах 24: величина задержки увеличивается от 2 до 6 мкс ($\Delta\tau = 4$ мкс) при изменении частоты входного сигнала в диапазоне 144–80 МГц ($\Delta f = 64$ МГц).

8. Фокусное расстояние бегущей акустооптической линзы $F_n = \frac{\Delta\tau V^2}{\Delta f \lambda}$

($F_n = 4,5$ см).

Спектр электрических сигналов управления АОМ. На рис. 3 сплошными линиями показано положение спектров основных сигналов, формирующих сканирующий пучок с минимальным масштабом Λ , где $f_{s \min} = 93,6$ МГц – минимальное значение частоты f_s напряжения на выходе генератора-синтезатора 17; $f_{r \max} = 136,4$ МГц – максимальное значение частоты f_r напряжения на выходе генератора-синтезатора 15; $f_0 = (f_s + f_r)/2 = 115$ МГц – среднее значение частоты; $\Delta f_m = 56,4$ МГц – максимальная полоса частот управляющего напряжения АОМ; $f_{w \max} = f_{r \max} - f_{s \min} = 42,8$ МГц – максимальная частота напряжения на выходах ФНЧ 20 и 22, соответствующая минимальному масштабу вейвлета: $\Lambda_{\min} = V/Qf_{w \max}$; $2\Delta f_{w \max} = 2f_{w \max}/\pi = 2 \cdot 13,6$ МГц – наибольшая ширина спектра огибающей вейвлета Морле по уровню $1/e^2$ ее максимального значения.

Режимы работы вейвлет-анализатора. Оптическая схема анализатора юстировалась так, чтобы при симметричном расположении f_r и f_s относительно f_0 отсутствовала составляющая вектора бегущей решетки, направленная по оси Z (глубине). Для этого на место исследуемого объекта 12

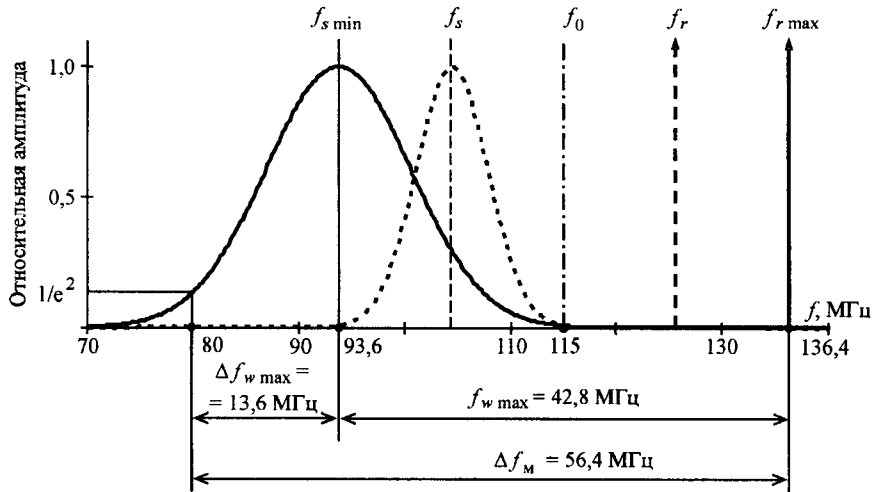


Рис. 3

(см. рис. 2) устанавливалась тонкая дифракционная решетка, которая перемещалась по оси Z . Экспериментально показано, что при смещении решетки по Z на ± 500 мкм Z -составляющую пространственной гармоники вейвлета ($\Lambda = 2,3$ мкм) можно уменьшить до величины порядка $1/\text{мм}$.

В режиме сканирования по координате X (при перестройке масштаба вейвлета) частоты f_r и f_s изменяются симметрично относительно f_0 . Положение спектров сканирующего и опорного напряжений для $\Lambda = 2$ мкм показано на рис. 3 пунктирными линиями.

Другим режимом работы вейвлет-анализатора является режим сканирования пространственных гармоник по глубине. В этом случае изменяется f_0 , а частота вейвлета $f_w = f_r - f_s$ остается неизменной. В результате вектор интерференционной решетки, образованной при пересечении пучков 7 и 8 (см. рис. 2), приобретает составляющую, направленную по глубине. Максимальный диапазон перестройки f_0 зависит от частоты вейвлета f_w : $\Delta f_{0 \max} = (1 + 1/\pi)(f_{w \max} - f_w)$ (см. рис. 3).

Напряжение полезного сигнала $U(t)$ на выходе 1 (см. рис. 2) можно представить в виде узкополосного процесса с центральной частотой f_w , изменением фазы $\varphi(t)$ и огибающей $U_{\max}(t)$, т. е. $U(t) = U_{\max}(t) \cos[2\pi f_w t - \varphi(t)]$. После перемножения этого сигнала и двух опорных ортогональных напряжений $\cos 2\pi f_w t$ и $\sin 2\pi f_w t$ в блоках 26, 27 и выделения спектральных составляющих нижних частот с помощью фильтров 29, 30 получим значение напряжения на выходах 2 и 3: $\text{Re } U(t) = [U_{\max}(t)/2] \cos \varphi(t)$, $\text{Im } U(t) = [U_{\max}(t)/2] \sin \varphi(t)$. Максимальная ширина спектра этих сигналов $\Delta f_{w \max}$ примерно в 4 раза меньше спектрального диапазона Δf_m процесса $U(t)$ (см. рис. 3), что позволяет уменьшить объем информации, передаваемой в компьютер. Спектры двух других составляющих, которые являются результатом детектирования интенсивностей сканирующего и рассеянного пучков света, расположены в области нижних частот, поэтому после перемножения перенесутся в область высших частот и не проходят через фильтры 29, 30.

Разрешающая способность по частоте (масштабу). Эта характеристика определяет способность анализатора различать две соседние пространственные гармоники. Количественной мерой разрешающей способности по частоте служит ширина резонансной кривой, определенной как отклик

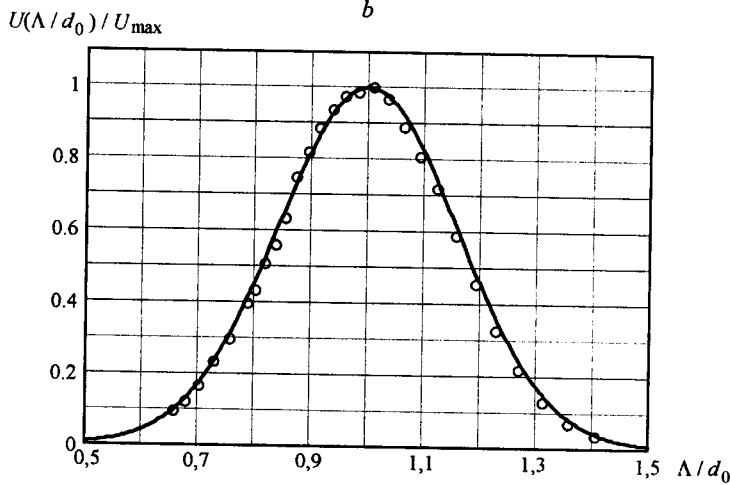
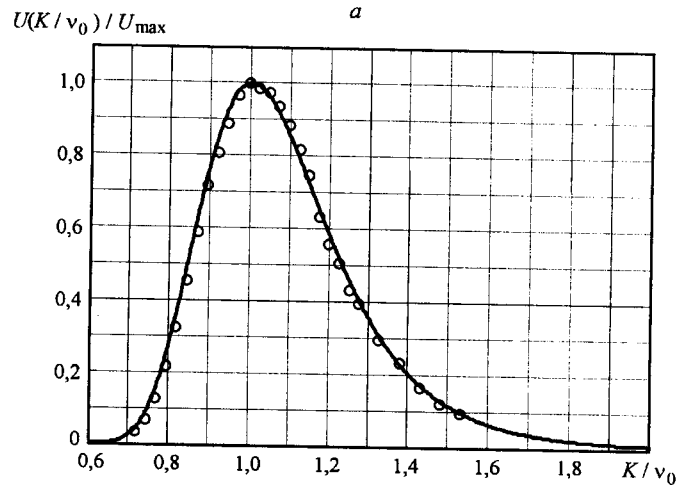


Рис. 4

анализатора на сигнал, спектр которого в области пространственных частот является δ -функцией. Резонансная кривая анализатора определялась путем зондирования образцовой фазовой решетки при различных масштабах вейвлета. На рис. 4, а приведена резонансная кривая, полученная при изменении частоты вейвлета K . Значения амплитуды сигнала U и пространственной частоты K нормированы.

Сплошная линия получена расчетным путем, а измеренные значения обозначены кружками. При расчете использовалась нормированная функция вейвлета Морле (1) $\Psi_n(x) = (1/\Lambda)\Psi(x)$. Такая нормировка обеспечивает несмещенную оценку пространственной частоты решетки ν_0 по максимуму зависимости $U(K)$. Соответствующая ей нормировка результатов измерения может быть представлена в виде

$$U_n(K) = [U(K)/U(K_0)] [P_r(K_0)P_s(K_0)] / [P_r(K)P_s(K)],$$

где P_r, P_s – мощности опорного и сканирующего пучков соответственно, а $K_0 = \nu_0 = 2\pi/d_0$.

Эксперименты показали, что при перестройке масштаба вейвлета частота сигнала на выходе 1 (см. рис. 2) не изменяется и целиком определяется значением пространственной частоты тестируемой решетки. Этот результат подтверждает вывод [1] о том, что при гетеродинировании бегущим оптическим пучком возникает взаимно однозначное соответствие спектра выходного сигнала спектру пространственных гармоник рассеянного света.

Согласно рис. 4, *a* резонансная кривая является несимметричной. Наблюдается уширение отклика в области высоких частот: правый склон характеристики имеет меньший наклон, чем его левая сторона. Это объясняется тем, что при перестройке частоты (масштаба) вейвлета изменяется и его длительность. Уменьшение длительности вейвлета (при малых масштабах) вызывает, в свою очередь, уширение спектра, что и приводит к расширению высокочастотной составляющей резонансной кривой. Однако та же зависимость как функция масштаба вейвлета Λ , как видно из рис. 4, *b*, имеет симметричный характер (относительно частоты, соответствующей максимальному значению).

Способ повышения разрешающей способности по частоте. Разрешающую способность при определении пространственной частоты решетки или локальных нарушений ее периодичности можно существенно улучшить, если воспользоваться фазовой составляющей вейвлет-спектра. При этом приращение фазы сигнала $\Delta\varphi(x)$ относительно текущего ее значения $\varphi(x) = \nu_0 x$ вычисляется по \sin - и \cos -составляющим спектра с выходов анализатора 2 и 3 соответственно. Если круговые пространственные частоты решетки ν_0 и вейвлета K совпадают, то $\Delta\varphi(x) = \text{const}$, поэтому разностная частота на выходах 2 и 3 становится равной нулю («нулевые биения»). При $K \neq \nu_0$ появляется линейный набег фазы $\Delta\varphi(x) = (\nu_0 - K)x$. Обозначив $\delta\varphi$ как минимальное обнаруживаемое изменение фазы, получим выражение для относительной ошибки измерения пространственной частоты решетки $\Delta\nu_0/\nu_0 = \delta\varphi/2\pi n$, где $n = \Delta x \nu_0/2\pi$ – количество периодов решетки на интервале Δx .

Из полученного выражения следует, что при прочих равных условиях погрешность определения частоты уменьшается в области малых значений масштаба (больших ν_0), т. е. как раз там, где при использовании селективных свойств огибающей вейвлета (см. рис. 4, *a*) разрешающая способность его по частоте падает. Однако поскольку величина $\Delta\nu_0/\nu_0$ зависит также от величины интервала Δx , для корректного сравнения разрешающих способностей обоих методов определим значение $\Delta\nu_0/\nu_0$, когда Δx находится в пределах конуса влияния вейвлета. Конус влияния δx соответствует пространственной локализации всех растянутых вейвлетов в некоторой выбранной координате x_0 .

Для вейвлета (1) можно принять $\delta x = 4\Lambda$, при этом свыше 99 % энергии вейвлета находится в пределах δx . Если $\Delta x = \delta x$, $K = \nu_0$, то $n = 4$, поэтому $\Delta\nu_0/\nu_0 = \delta\varphi/8\pi$. Тогда оценка $\delta\varphi = \pm\pi/2$ дает значение $\Delta\nu_0/\nu_0 = \pm 0,063$. Расчет показывает, что такой ошибке определения ν_0 соответствует уменьшение сигнала относительно максимума всего на 4,5 %. Полученная величина вполне сравнима с ошибкой измерения амплитуды огибающей сигнала. Это позволяет сделать вывод о том, что даже в случае предельно малых по длине реализаций исследуемой структуры частотное разрешение по приращению фазы не уступает соответствующему разрешению по максимуму огибающей вейвлет-спектра.

Экспериментальное подтверждение получено на тестовой решетке ($d_0 = 2,3$ мкм): при $K = \nu_0$ ($\Delta\varphi(x) = \text{const}$) частота сигнала на выходе 1 оказалась равной 19,5 МГц, значению $\delta\varphi = \pm\pi/2$ соответствует изменение этой частоты на ± 25 кГц, отсюда $\Delta\nu_0/\nu_0 = \pm 1,3 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, «селекция» по приращению фазы позволяет в случае простых исследуемых структур не менее чем на порядок улучшить разрешающую способность по частоте. В общем же случае интерпретация результатов такого вейвлет-анализа требует специального исследования.

Разрешающая способность по координате X. Отличительной особенностью рассмотренного вейвлет-анализа объектов типа дифракционной решетки является то, что ширина спектра пространственных гармоник рассеянного света в этом случае значительно меньше ширины спектра вейвлета. Другой крайний случай соответствует вейвлет-анализу «точечных» или случайных рассеивающих структур, у которых, напротив, ширина спектра рассеяния значительно превышает ширину спектра вейвлета.

На рис. 5, *a* приведена осциллограмма напряжения сигнала с выхода 1 анализатора, полученная при сканировании рельефно-фазового объекта. Фрагмент в верхней части рисунка – сечение объекта в направлении сканирования. Глубина рельефа около 14 мкм, остальные размеры соответствуют масштабу оси абсцисс. Частота вейвлета $f_w = 700$ кГц. Отклик содержит низкочастотный пьедестал и переменную составляющую – изображение материнской функции вейвлета Морле. Низкочастотная составляющая сигнала частично подавлена входной цепью осциллографа, постоянная времени которой около 100 мс. Результат окончательной фильтрации с помощью ЭВМ в режиме полосового фильтра показан на рис. 5, *b*: 1 – сигнал, 2 – его фаза, 3 – огибающая, 4 – расчетный вейвлет Морле, предназначенный для сравнения с экспериментальной кривой 1,

$$\Psi_1(t) = \exp[-(t - t_0)^2 f_{w1}^2 / 2] \cos [2\pi f_{w1}(t - t_0) - \varphi_0],$$

где $t_0 = 5,252$ мкс – абсцисса максимального значения огибающей сигнала; $f_{w1} = 0,7$ МГц – частота несущей вейвлета Морле; $\varphi_0 = 1,35$ – начальная фаза.

Экспериментальная кривая нормирована по максимальному значению огибающей. Из сравнения кривых 1 и 4 видно, что, несмотря на довольно сложный характер оптико-электронных преобразований сигналов в схеме анализатора, экспериментальные результаты вейвлет-анализа довольно хорошо соответствуют расчетным данным. Некоторое уширение экспериментального отклика объясняется тем, что он является результатом свертки вейвлета с функцией рассеяния такого объекта, ширина спектра которого соизмерима с шириной спектра вейвлета. Частота сигнала на выходе 1 анализатора определяется частотой вейвлета, поэтому изменение фазы сигнала $\Delta\varphi$ незначительно ($\Delta\varphi \ll 2\pi$).

Отметим еще некоторые особенности вейвлет-анализа локальных рассеивающих структур. Эксперименты с рельефно-фазовой структурой, приведенной на рис. 5, *a*, показали, что если размер сканирующего пучка меньше длины наклонных стенок такой структуры, то при детектировании света, рассеянного в результате рефракции на стенках структуры, сигнал промежуточной частоты не образуется. Причиной является наличие также и рефракции сканирующего пучка, в результате чего полностью нарушается основное

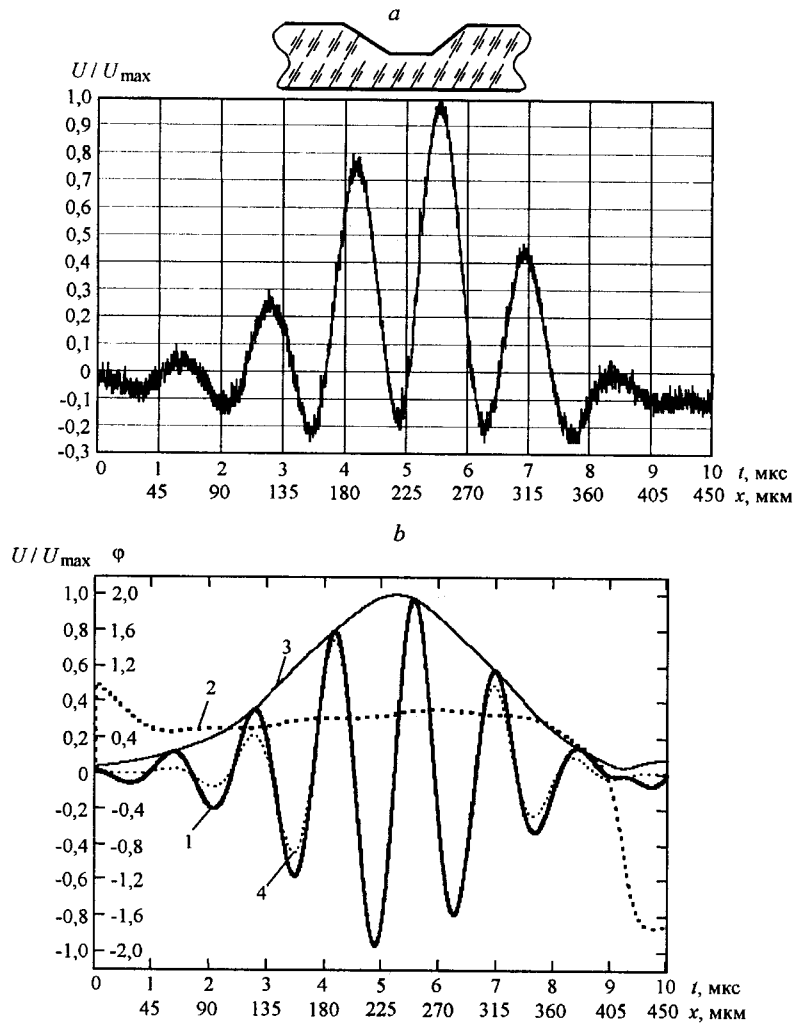


Рис. 5

условие гетеродинного детектирования – согласование волновых фронтов рассеянного и сканирующего пучков [4, 5].

Два рассеивающих центра могут быть обнаружены даже тогда, когда расстояние между ними меньше размера вейвлета. Для этого необходимо масштаб вейвлета выбрать таким, чтобы отклики от этих центров находились в противофазе. Речь здесь идет только об обнаружении рассеивающих микроструктур, оценка их координат по максимуму сигнала невозможна из-за возникающей при этом очень большой ошибки измерения.

Разрешающая способность по глубине. Важным с практической точки зрения свойством гетеродинного вейвлет-анализатора является продольная избирательность (селекция по глубине). Она позволяет адресно анализировать отдельные слои объекта, параллельные плоскости сканирования.

Особенности селекции по глубине поясним с помощью рис. 6, а, где в увеличенном масштабе приведен фрагмент оптической системы вейвлет-анализатора (см. рис. 2): 1 – выходной объектив телескопа; 2, 3 – сканирующе-

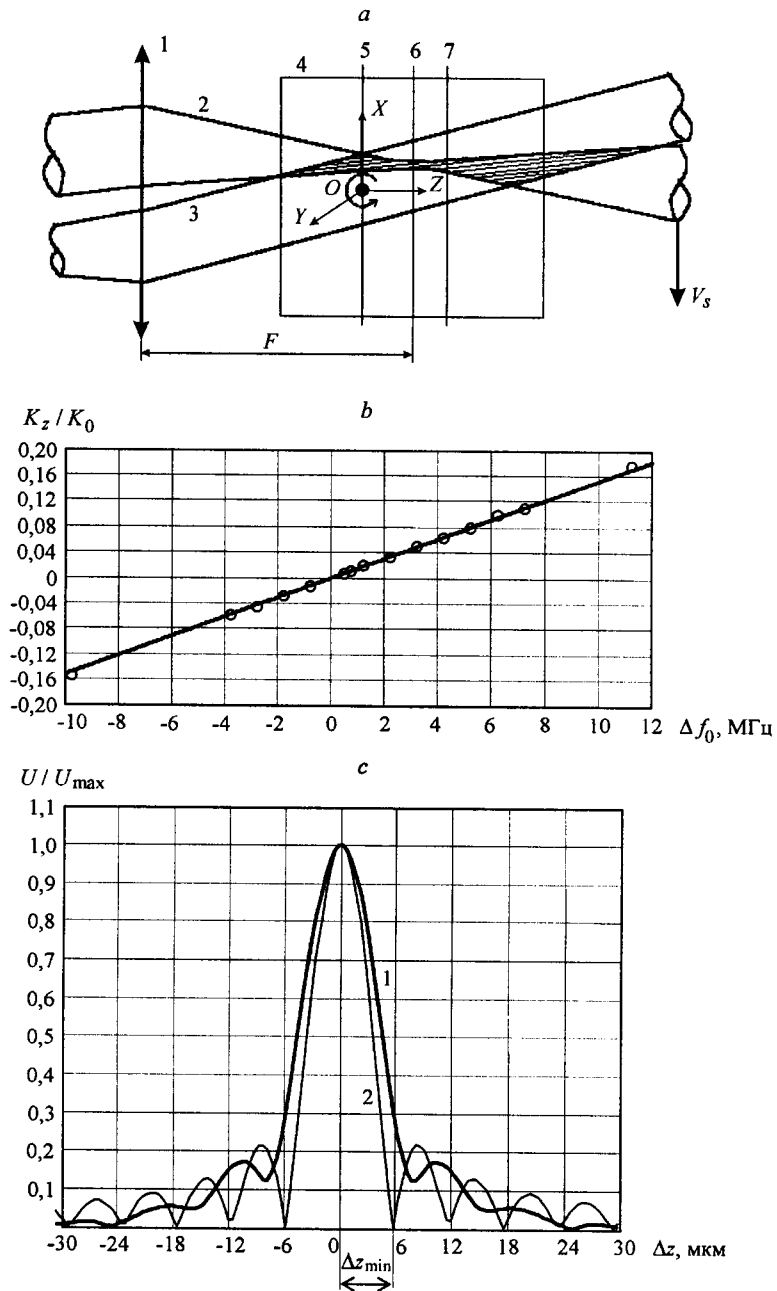


Рис. 6

щий и опорный пучки соответственно; 4 – исследуемая среда; 5 – плоскость изображения световой апертуры АОМ, которая находится примерно на расстоянии F_n/Q^2 от фокальной плоскости 6 объектива 1. Зона перекрытия пучков заштрихована.

Пучок 2 при линейном сканировании перемещается поступательно вдоль оси X со скоростью $V_s = V/Q$. На рисунке показано крайнее положение

пучка 2 в начале сканирования. Особое положение плоскости 5 состоит в том, что только в ней границы зоны сканирования и границы опорного пучка совпадают и диапазон сканирования по оси X максимален. Кроме того, при изменении f_s (или f_r) пучок 2 (или 3) сканирует по углу, причем «ось вращения» пучков O лежит в той же плоскости 5. Селекция по глубине возникает из-за рассогласования волновых фронтов сканирующего и рассеянного пучков. Это означает, что в области пространственных частот нарушается синхронизация фаз отдельных гармоник и, как следствие, снижается результат их суммарного действия. Фазовое рассогласование по глубине существенно зависит от параметров вейвлет-анализатора и от вида исследуемой рассеивающей структуры.

Наихудшее разрешение получается при анализе структуры типа решетки. Здесь спектр рассеянного света $S_r(\nu_x)$ определяется целиком длиной L_0 опорного пучка в направлении X , его ширина $\approx 4\pi/L_0$, что в 170 раз меньше, чем у сканирующего пучка при $\Lambda = \Lambda_{\min} = 1$ мкм. Ощутимое рассогласование спектров из-за фазового набега, обусловленного углом схождения пучков, наблюдается только на большой глубине. Можно показать, что из-за уменьшения зоны перекрытия пучков (см. рис. 6, а) зависимость амплитуды спектра сигнала $U(t)$ от z может быть представлена в виде

$$W(z)/W(0) \approx (1 - \lambda|z|/\Lambda L_0). \quad (3)$$

Из (3) при $W(z)/W(0) = 0,5$, $\lambda = 0,68$ мкм, $\Lambda = \Lambda_{\min} = 1$ мкм, $L_0 = 540$ мкм получим $z = \Delta z = 400$ мкм. По мере уменьшения L_0 или размера неоднородностей объекта δ разрешающая способность по z улучшается и при L_0 (или δ), сравнимом с минимальным размером сканирующего пучка 2,8 мкм, Δz достигает ориентировочно значения $\Delta z \approx 5,5\Lambda^2/\lambda$. Если $\Lambda_{\min} = 1$ мкм, $\lambda = 0,68$ мкм, то $\Delta z \approx 8$ мкм [6].

Экспериментальная проверка уровня селекции по глубине при $L_0 = 25$ мкм проводилась на дифракционной решетке, имеющей период $d_0 = 2,3$ мкм. Оказалось, что зависимость $W(z)$ является линейной, а интервал Δz между уровнями $W(z)/W(0) = 0,5$ равен 41 мкм. Соответствующая оценка по формуле (3) при $\Lambda = d_0$ дает значение $z = \Delta z = 42,3$ мкм.

Значение наилучшей разрешающей способности определялось по длине зоны корреляции сигнала при вейвлет-анализе случайной фазовой структуры. В этом случае $\Delta z = 7,3$ мкм.

Таким образом, прямой метод селекции, основанный на перестройке по глубине фокальной плоскости телескопа, имеет практическое значение только в случае предельно малых масштабов вейвлета.

Разрешающая способность по углу в режиме анализа Z -составляющей пространственной гармоники определяется расходимостью опорного пучка в плоскости XZ : $\alpha \approx \lambda/L_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$. От этой же величины зависит также минимальное обнаруживаемое значение $\nu_z = K_{z \min} : \alpha = K_{z \min} / K_0$. Для оценки количества разрешаемых позиций необходимо найти диапазон перестройки K_z .

Значения K_z определялись экспериментально путем перемещения дифракционной решетки в направлении, перпендикулярном ее поверхности (по глубине), и измерения расстояния d_z , при котором фаза сигнала на выходах 2 и 3 анализатора изменялась на 2π . На рис. 6, б кружками показаны значения $K_z / K_0 = \Lambda_0 / \Lambda_z$ ($\Lambda_0 = 2,3$ мкм) в зависимости от приращения средней час-

тоты Δf_0 относительно ее значения $f = 115$ МГц: $\Delta f_0 = f_0 - 115$ МГц (см. рис. 3). Изменение знака K_z означает смену направления вектора \mathbf{K}_z на противоположное. На этом же рисунке приведена расчетная зависимость

$$K_z / K_0 \approx Q\lambda\Delta f_0 / V = \lambda\Delta f_0 / d_0 f_w \quad (4)$$

при $Q = 16$, $\lambda = 0,68$ мкм, $V = 0,72$ км/с, $f_w = 19,5$ МГц.

Способ повышения разрешающей способности по глубине. Возможности еще одного метода селекции по глубине, основанного на принципе доплеровской томографии [7], поясним с помощью рис. 6, а.

Скорость движения сканирующего пучка относительно трехмерной рассеивающей структуры 4 имеет две составляющие: одна образуется в результате поступательного движения сканирующего пучка $V_s = V/Q$, другая возникает вследствие вращения пучков относительно центра O : $V_\Omega = \Omega z \approx (\lambda Q/V)(df_0/dt)z$, где Ω – угловая скорость вращения световых пучков, z – расстояние слоя от центра вращения. Эта составляющая скорости, зависящая от глубины расположения слоя, вызывает приращение частоты выходного сигнала $\Delta f = f_w V_\Omega / V_s \approx f_w (\lambda Q^2 / V^2)(df_0/dt)z$. Разрешающую способность по глубине Δz_{\min} при $(df_0/dt) = \text{const}$ определим из условия $\Delta f \Delta t = 1$, где $\Delta t = \Delta f_{0 \max} / (df_0/dt)$ – максимальное время сканирования по углу при изменении f_0 в максимальном диапазоне частот $\Delta f_{0 \max}$:

$$\Delta z_{\min} \approx V^2 / (f_w \Delta f_{0 \max} \lambda Q^2). \quad (5)$$

Точно такое же значение Δz_{\min} можно получить из выражения (4) при $\Delta f_0 = \Delta f_{0 \max}$, $d_0 = V/f_w Q$ и условии разделения слоев по глубине $\Delta z_{\min} / d_z = 1$.

Наличие в знаменателе выражения (5) множителя Q^2 отражает известное свойство трехмерных гетеродинных систем: при прочих равных условиях разрешение по z изменяется как квадрат избирательной способности в плоскости XY [4].

Из (5) следует, что существует оптимальная величина несущей частоты вейвлета $\text{opt} f_w = f_w \max / 2 = 21,4$ МГц, при которой расстояние Δz_{\min} минимально:

$$\min \Delta z_{\min} = 4\pi V^2 / (\pi + 1) f_w^2 \lambda Q^2, \quad \min \Delta z_{\min} = 4,93 \text{ мкм.}$$

Минимум зависимости $\Delta z_{\min}(f_w)$ выражен не резко: при допустимом ухудшении разрешающей способности вдвое ($\Delta z_{\min} < 9,86$ мкм) значения f_w , при которых это условие выполняется, занимают область 6,3–36,5 МГц, т. е. большую часть рабочего диапазона изменения f_w от 0,4 до 42,8 МГц.

Разрешающая способность по глубине проверялась экспериментально на фрагменте тонкой фазовой решетки, имеющей период полос $d_0 = 2,3$ мкм. Частота вейвлета f_w устанавливалась равной 19,5 МГц, что соответствует режиму нулевых биений.

Решетка перемещалась по оси Z шагами по 30 мкм на расстояние ± 270 мкм от фокальной плоскости телескопа. После каждого сдвига решетки частота f_0 дискретно изменялась (переключалась) в диапазоне 99,7–125,3 МГц ($\Delta f_0 = 25,6$ МГц). Напряжение с выхода 2 анализатора (см. рис. 2)

поступало на вход регистратора через фильтр нижних частот, граничная частота пропускания которого выбиралась меньше частоты переключения.

Спектральный анализ полученного сигнала свидетельствует о том, что приращение частоты Δf в плоскости 5 (см. рис. 6, а) не равно нулю, а сам сигнал имеет линейную частотную модуляцию. Причиной этого является наличие у ДЛЗ как постоянной, так и частотно-зависимой задержек выходного сигнала. В результате напряжение, формирующее сканирующий пучок, оказывается задержанным относительно напряжения управления опорным пучком. Постоянная задержка не влияет на разрешающую способность, поскольку эквивалентна сдвигу начала отсчета частоты. Напротив, действие задержки, линейно зависящей от частоты, приводит к большому уширению спектра сигнала и существенному ухудшению разрешающей способности. Для устранения этого недостатка сигнал подвергался математической обработке, при которой исключались все составляющие изменения фазы во времени, кроме линейной. Полученная в результате этого аппаратная функция, полностью характеризующая разрешающую способность по глубине, представлена на рис. 6, с, где кривая 1 – аппаратная функция; 2 – ее идеальный вариант, у которого амплитуда выходного сигнала постоянна (изменяется линейно во времени только фаза), а разрешение по критерию Рэлея, как следует из рисунка, оценивается расстоянием $\Delta z_{\min} = 5,8$ мкм. При $V = 0,72$ км/с, $f_w = 19,5$ МГц, $\Delta f_{0 \max} = 25,6$ МГц, $\lambda = 0,68$ мкм, $Q = 16$ из (5) получим оценку той же разрешающей способности $\Delta z_{\min} \approx 5,97$ мкм. Отличие реальной аппаратной функции 1 от идеальной 2 обусловлено в основном неравномерностью огибающей выходного сигнала. Из-за этого на графике 1 наблюдается эффект частичной аподизации, который приводит к уширению аппаратной функции и к уменьшению уровня боковых лепестков.

Аппаратная функция, показанная на рис. 6, с, получена для случая, когда положение тестовой решетки совпадает с фокальной плоскостью телескопа. Однако и при сдвиге решетки по глубине относительно этого положения на ± 270 мкм не обнаружено никакого уширения аппаратной функции из-за дефокусировки оптических пучков. Это следствие обработки информации о фазе рассеянного света, при которой устраняются также и нелинейные искажения волнового фронта, обусловленные дефокусировкой. Последний пример подтверждает вывод о том, что наличие информации о фазе рассеянного света является важнейшим свойством гетеродинного детектирования, поскольку создает предпосылки для реализации других, выходящих за рамки данной работы, полезных свойств рассмотренного здесь способа вейвлет-анализа.

Основные характеристики вейвлет-анализатора. Диапазон перестройки масштаба вейвлета Λ от 1 до 100 мкм; наибольшее количество разрешаемых элементов в строке при условии перекрытия их по уровню $1/e^2$ максимального значения 210; скорость сканирования 45 мкм/мкс; длина зоны сканирования при $\Lambda = 1$ мкм составляет 420 мкм, при $\Lambda = 100$ мкм равна 540 мкм; распределение амплитуды сканирующего и опорного пучков в направлении Y гауссово; размер перетяжки по уровню $1/e$ максимальной амплитуды 8,2 мкм; размер опорного пучка в направлении X составляет $L_0 = 540$ мкм; время одного цикла сканирования (при $\Lambda = \text{const}$) 25 мкс; величина дифракционной эффективности объекта, соответствующая собственным шумам анализатора (порог чувствительности) $5 \cdot 10^{-6}$.

Заключение. Создан и исследован экспериментальный образец вейвлет-анализатора, характеристики которого подтвердили теоретические оценки [1, 2]. Показано также, что при гетеродинном считывании бегущим световым пучком происходит взаимно однозначное преобразование спектра пространственных частот исследуемого объекта в спектр временных гармоник выходного электрического сигнала.

Предложен и исследован метод фазовой селекции, позволяющий значительно улучшить разрешающую способность по частоте при анализе периодических структур, размеры которых существенно превышают величину конуса влияния вейвлета.

Установлено, что при предельно малых значениях масштаба вейвлета необходимо использовать прямой метод селекции по глубине, основанный на перестройке по глубине фокальной плоскости оптической системы; в области же средних масштабов наилучшим является метод доплеровской томографии, который позволяет не менее чем в 10 раз улучшить разрешение по сравнению с прямым методом.

Следует отметить, что все экспериментальные исследования выполнены на простейших тестовых объектах. Тем не менее они убедительно свидетельствуют о том, что метод вейвлет-анализа (см. [1]) обладает уникальными возможностями, которые обусловлены, прежде всего, способностью гетеродинного детектирования считывать не только амплитуду, но и фазу рассеянного света. Методы же интерпретации результатов гетеродинного вейвлет-анализа таких сложных объектов, как трехмерные шумоподобные фазовые структуры, требуют специального исследования.

Авторы выражают благодарность А. В. Трубецкому за разработку и изготовление акустооптического модулятора, Н. Н. Вьюхиной за программное обеспечение экспериментов, И. Ш. Штейнбергу за полезные советы и помощь при юстировке оптической схемы анализатора и В. И. Наливайко, предоставившему для испытаний образцы фазовых объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А. Вейвлет-анализ оптических фазовых неоднородностей с использованием коллинеарного гетеродинирования // *Автоматрия*. 2002. № 1. С. 58.
2. Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А. Повышение разрешающей способности вейвлет-анализа оптических фазовых неоднородностей // *Автоматрия*. 2002. 38, № 4. С. 94.
3. Яковлев А. Н. Основы вейвлет-преобразования сигналов: Учебное пособие. М.: САЙНС-ПРЕСС, 2003.
4. Протопопов В. В., Устинов Н. Д. Лазерное гетеродинирование. М.: Наука, 1985.
5. Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982.
6. Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А., Трубецкой А. В., Штейнберг И. Ш. Многослойная оптическая память // *3D лазерные информационные технологии* / Под ред. П. Е. Твердохлеба. Новосибирск: «ОФСЕТ», 2003. С. 117.
7. Мюллер Р. К., Кавех М., Уэйд Г. Реконструктивная томография и ее применение в ультразвуковой технике // *ТИИЭР*. 1979. 67, № 4. С. 146.