

МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ И ИЗОБРАЖЕНИЙ

УДК 681.327.68 : 535.241.13 : 534

П. Е. Твердохлеб, И. Ш. Штейнберг, Ю. А. Щепеткин*(Новосибирск)***СПОСОБ ГЕТЕРОДИННОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ
ИМПУЛЬСНЫХ СВЕТОВЫХ СИГНАЛОВ**

Рассмотрены особенности гетеродинного детектирования рассеянных световых полей при импульсном освещении исследуемого объекта и синхронном ступенчатом изменении фазы гетеродинного светового пучка. Найдены спектры сигнала и помехи и определены условия выделения полезного сигнала на фоне помехи. Результаты анализа подтверждены экспериментально на примере считывания амплитуды и фазы микрорешеток, записанных во многих слоях объемной оптической среды.

Метод гетеродинного детектирования находит широкое применение в спектроскопии, лазерной локации и связи, радиометрии и адаптивной оптике [1]. Среди наиболее привлекательных свойств, отличающих гетеродинное детектирование от методов прямого фотосчитывания, следует отметить его высокую чувствительность и возможность выделения информации не только об амплитуде, но также и о фазе светового сигнала.

Большинство работ, посвященных разработке и исследованию методов гетеродинного детектирования, ориентированы на использование лазеров непрерывного излучения. В то же время уже известны примеры гетеродинирования с импульсным освещением. Так, в работе [2] предложена оптико-электронная система для гетеродинного приема импульсных световых полей, рассеянных на фазовой микроструктуре, локализованной в объеме исследуемого материала. Приведены результаты считывания амплитуды и фазы такой структуры. Применение импульсных лазеров для гетеродинирования может оказаться полезным при глубинном зондировании среды или материала, например, при отсутствии лазеров непрерывного излучения с требуемыми характеристиками. В связи с этим исследование методов гетеродинного приема импульсных световых сигналов, несомненно, будет способствовать дальнейшему расширению области их применения.

Данная работа посвящена исследованию гетеродинного детектирования импульсных сигналов в коллинеарных системах [3, 4]. Особенностью этих систем является то, что необходимые для гетеродинирования сигнальный и опорный пучки сохраняют свою коллинеарность вплоть до входа в апертуру детектора. Это позволяет свести к минимуму влияние на результат детекти-

рования тех искажений волновых фронтов пучков, которые возникают из-за недостаточного качества дополнительных оптических элементов, расположенных на пути коллинеарного распространения сигнального и опорного пучков [3]. Ранее нами был предложен метод детектирования импульсных световых полей [2], при котором импульсная подсветка синхронизирована с изменением фазы гетеродинной световой волны, а само приращение фазы производится дискретно во времени. Поэтому далее нас будут интересовать спектры сигнала и помехи, а также условия выделения полезного сигнала на фоне помехи.

Функциональная схема устройства, реализующего предложенный метод, приведена на рис. 1. Луч света импульсного лазера 1 (в данном случае полупроводникового) с помощью объектива 2 формируется в виде перетяжки в зоне акустооптического взаимодействия модулятора 3. Полученный в результате брэгговской дифракции гетеродинный пучок света 4 и недифрагированный опорный пучок 5 совмещаются телескопической системой 6, 7 на исследуемом объекте 8. Фотоприемник 9 установлен в опорном, прошедшем через объект световом пучке 5. Электронная часть устройства содержит генератор напряжения высокой частоты (ВЧ) 12, расщепитель фазы этого напряжения 13 (например, четырехуровневый), двоичный счетчик-делитель частоты 15, переключатель фазы 14 напряжения управления акустооптическим модулятором (АОМ), устройство формирования импульсов запуска лазера 16, усилитель фототока 17, полосовой фильтр 18 и фазочувствительный детектор 19.

Из рисунка следует, что в микрообласти объекта 8, где возникает рассеянное излучение, присутствует не только гетеродинный пучок 4, но и опорный пучок 5. Выделяется то рассеянное поле 10 светового пучка 4, которое совпадает по направлению с опорным пучком 5, прошедшим через объект. Возможен аналогичный вариант с пучками 11, 5 и 4. Ввиду того что рассеянный и опорный пучки далее распространяются коллинеарно до входа в

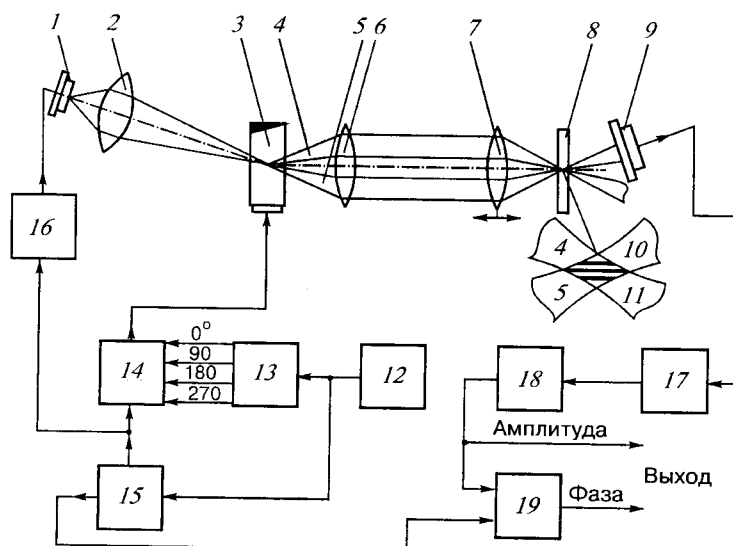


Рис. 1

апертуру фотоприемника 9, фазовые искажения на этом оптическом пути мало влияют на результат детектирования.

При коллинеарном гетеродинировании фотоприемник может быть установлен как в опорном световом пучке 5, прошедшем без отклонения в АОМ, так и в гетеродинном, дифрагированном пучке 4. По чувствительности ни один из этих случаев не имеет существенных преимуществ. Однако в условиях изменения частоты напряжения генератора 12 гетеродинирование, при котором фотоприемник находится в опорном пучке 5, является более предпочтительным, так как детектирование можно вести при меньшей числовой апертуре фотоприемника. Дальнейший анализ выполнен применительно к этому случаю.

Частота ω_0 напряжения на выходе генератора 12 устанавливается в пределах рабочего диапазона частот АОМ. Счетчик-делитель частоты 15 обеспечивает синхронный запуск импульсного лазера. Коэффициент деления определяется необходимой частотой следования импульсов света. Коммутатор через равные интервалы времени Δt последовательно наращивает значение начальной фазы ВЧ-напряжения в порядке ее нарастания, т. е. 0, 90, 180, 270, 0° и т. д. Очевидно, что возможен и другой случай, когда начальная фаза меняется в порядке уменьшения: 360, 270, 180, 90, 360° и т. д. Интервал времени между двумя последующими изменениями фазы ВЧ-напряжения выбирается большим времени пробега ультразвуковой волны в АОМ через его световую апертуру.

В результате фаза интерференционной решетки, образованной в зоне пересечения пучков 4 и 5, ступенчато (дискретно) изменяется во времени относительно фазы соответствующей пространственной гармоники волны, рассеянной на неоднородностях исследуемой среды. Импульс света на входе фотоприемника максимален при совпадении фаз решетки и пространственной гармоники рассеивающей структуры и имеет минимальное значение при их противофазном положении. При дискретном перемещении считывающей решетки импульсы тока на выходе фотоприемника оказываются ступенчато модулированными в соответствии с амплитудой и фазой указанной пространственной гармоники. Как будет показано ниже, первая гармоника сигнала на выходе фотоприемника 9 и усилителя 17 оказывается равной $f/4$, где $f = 1/\Delta t$ – частота смены фазы ВЧ-напряжения. Сигнал обрабатывается полосовым фильтром 18, настроенным на частоту $f/4$, и далее с помощью фазочувствительного детектора 19 измеряются значения амплитуды и фазы детектируемой пространственной гармоники рассеивающей структуры.

В основе оптического гетеродинного детектирования лежит явление интерференции двух световых волн на чувствительной площадке фотодетектора [1]. Напряженности электрических полей этих волн зависят не только от времени t , но и от пространственных координат x , y и могут быть представлены в виде

$$\mathbf{E}_r(x, y, t) = \mathbf{e}_r E_{rm} A_r(x, y) B_r(t) \exp\{j[2\pi\nu t + \psi_r(x, y)]\},$$

$$\mathbf{E}_s(x, y, t) = \mathbf{e}_s E_{sm} A_s(x, y) B_s(t) \exp\{j[(2\pi\nu + \omega_0)t + \varphi(t) + \psi_s(x, y)]\},$$

где E_{rm} – амплитуда электрического поля опорной световой волны; E_{sm} – амплитуда рассеянной на объекте сигнальной волны, частота которой из-за эффекта Доплера в АОМ сдвинута на ω_0 относительно круговой частоты

света $2\pi\nu$ опорной волны ($\omega_0 \ll 2\pi\nu$); \mathbf{e}_r и \mathbf{e}_s – единичные векторы поляризации полей (считаем их неизменными в зоне светочувствительной площадки фотодетектора); x, y – координаты в плоскости фотодетектора; $B_r(t), B_s(t)$ – функции, характеризующие изменение во времени относительных амплитуд электрических полей опорной и рассеянной волн соответственно; $A_r(x, y), A_s(x, y)$; $\psi_r(x, y), \psi_s(x, y)$ – функции, характеризующие распределения относительных амплитуд и фаз взаимодействующих электрических полей опорного и рассеянного пучков в плоскости фотодетектора; $\varphi(t)$ – закон изменения начальной фазы ВЧ-напряжения.

Найдем значение тока на выходе фотоприемника. При этом будем предполагать, что разность времени распространения света в опорном 5 и гетеродинном 4 каналах существенно меньше длительности импульса и что можно пренебречь фильтрующими свойствами исследуемого объекта и АОМ как дифракционных решеток. В силу этого длительности импульсов интерферирующих световых волн 4 и 5, как и длительность импульса сигнальной волны, являются одинаковыми. Функции $B_r(t)$ и $B_s(t)$ имеют «импульсный вид» и совпадают во времени так, что $B_r(t) = B_s(t) = B(t)$. Оценки показывают, что для большинства известных схем гетеродинамирования, в которых используются АОМ, последнее условие легко выполняется уже при длительностях импульсов света больше 0,1 нс.

Если квантовый выход фотоприемника не зависит от пространственных координат и смешиваемые волны полностью согласованы по поляризации, то выражение для его фототока i имеет вид

$$i(t) = K|\mathbf{E}_r(t) + \mathbf{E}_s(t)|^2 = K[E_r^2(t) + E_s^2(t) + 2\mathbf{E}_r(t)\mathbf{E}_s(t)] = i_r(t) + i_s(t) + i_{rs}(t),$$

где $i_r(t), i_s(t)$ – фототоки, соответствующие опорной и сигнальной волнам; $i_{rs}(t)$ – перекрестная (информационная) составляющая фототока; K – коэффициент пропорциональности. При этом

$$i_r(t) = \frac{1}{2} E_{rm}^2 B^2(t) \left(\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{g\eta}{h\nu} \iint_s A_r^2(x, y) dx dy = \gamma P_r(t),$$

$$i_s(t) = \frac{1}{2} E_{sm}^2 B^2(t) \left(\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{g\eta}{h\nu} \iint_s A_s^2(x, y) dx dy = \gamma P_s(t),$$

$$i_{rs}(t) = 2\gamma [P_r(t)P_s(t)]^{1/2} \chi \cos[\omega_0 t + \varphi(t) + \psi], \quad (1)$$

$$\gamma = g\eta/h\nu, \quad P_r(t) = P_r B^2(t), \quad P_s(t) = P_s B^2(t),$$

где ϵ_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянные; ϵ – диэлектрическая проницаемость среды; g – заряд электрона; η – квантовый выход фотоприемника; h – постоянная Планка; $0 \leq \chi \leq 1, \psi$ – модуль и фаза коэффициента согласования волновых фронтов опорного и рассеянного полей; P_r, P_s – макси-

мальные мощности этих полей соответственно. В свою очередь, здесь принято, что

$$\chi = (a^2 + b^2)^{1/2} \left[\iint_s A_r^2(x, y) dx dy \iint_s A_s^2(x, y) dx dy \right]^{-1/2},$$

$$\psi = \text{arctg}(a/b),$$

$$a = \iint_s A_s(x, y) A_r(x, y) \sin[\psi_s(x, y) - \psi_r(x, y)] dx dy,$$

$$b = \iint_s A_s(x, y) A_r(x, y) \cos[\psi_s(x, y) - \psi_r(x, y)] dx dy.$$

Видно, что составляющие выражения (1) отличаются от соответствующих составляющих в случае непрерывного режима излучения наличием фазового сдвига $\varphi(t)$ и множителя $B^2(t)$, которые, как отмечено ранее, определяют закон изменения фазы ВЧ-напряжения и синхронизированный с ним импульсный режим работы источника излучения. Что касается пространственно-частотных характеристик, то из (1) следует, что они не зависят от $B^2(t)$ и $\varphi(t)$, т. е. имеют такие же значения, как и в случае непрерывного излучения лазера. В частности, разрешающая способность (ширина аппаратной функции в области пространственных частот) изображенного на рис. 1 устройства определяется размерами зондирующих пучков 4 и 5, а диапазон анализируемых пространственных частот – параметрами телескопа 6, 7 и интервалом перестройки пространственной частоты бегущей ультразвуковой решетки в АОМ. Коэффициент согласования χ и его фаза ψ также не зависят от режима освещения. Поскольку нас в основном интересуют особенности, связанные с импульсным освещением, при дальнейшем анализе будем предполагать, что $\chi = 1, \psi = 0$. Это соответствует случаю идеального согласования волновых фронтов сигнальной и опорной волн и максимальному значению сигнала.

Известно [1], что при непрерывном излучении функции $i_r(t)$ и $i_s(t)$ имеют дельтообразную спектральную составляющую на нулевой частоте, а функция $i_{rs}(t)$ – две спектральные составляющие на частотах $\pm\omega_0$, расположенных симметрично относительно нулевой частоты. Поэтому «полезная» боковая компонента, несущая информацию об амплитуде и о фазе измеряемого поля, может быть легко отделена от i_r и i_s методами спектральной фильтрации, поскольку частотный интервал между ними существенно превышает ширину области «полезных» спектральных составляющих.

При импульсном освещении спектральный состав $i_r(t)$ и $i_s(t)$ определяется функцией $B^2(t)$, спектр которой может перекрывать весь диапазон от нулевой частоты вплоть до области спектральных составляющих полезного сигнала. При этом условия выделения сигнала путем частотной фильтрации в значительной степени усложняются.

Обозначим через N количество градаций фазы ВЧ-напряжения и найдем спектр выходного сигнала $i_{rs}(t)$ гетеродинного приемника при регулярной модуляции оптических полей и стационарном характере поля рассеяния исследуемого объекта. В этом случае $\varphi(t)$ в выражении (1) определяется суммой информационного значения фазы φ_0 и ее дискретного приращения

$2\pi n/N$ ($n=1,2,3,\dots$), полученного в результате работы фазового модулятора. При этом из (1) следует, что сигнал i_{rs} на выходе фотоприемника пропорционален

$$\sum_{n=0}^{\infty} B^2(t-n\Delta t) \cos(\omega_0 t + 2\pi n/N + \varphi_0),$$

т. е. является периодической функцией времени с периодом, равным ΔtN – времени дискретного приращения фазы на 2π ($n=N$). Выражение для одного периода такого сигнала имеет вид

$$i_{rs}(t) = i_{rsm} \sum_{n=0}^{N-1} B^2(t-n\Delta t) \cos[\omega_0(t-n\Delta t) + \varphi_0 + 2\pi n/N],$$

где $i_{rsm} = 2\gamma(P_r P_s)^{1/2}$ – амплитуда составляющей тока i_{rs} .

В соответствии с теоремами о спектральной плотности сдвинутого во времени сигнала и спектре амплитудно-модулированного колебания [5] получим выражение для спектральной плотности одного периода $T = \Delta tN$ сигнала $i_{rs}(t)$:

$$\begin{aligned} S_{rs}(\omega) = & i_{rsm} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=0}^{N-1} B^2(t-n\Delta t) \cos[\omega_0(t-n\Delta t) + \varphi_0 + 2\pi n/N] \times \\ & \times \exp(-j\omega t) dt = 0,5 i_{rsm} \left\{ S(\omega - \omega_0) \sum_{n=0}^{N-1} \exp \left[j \left(\varphi_0 + \frac{2\pi n}{N} - \Delta t n \omega \right) \right] + \right. \\ & \left. + S(\omega + \omega_0) \sum_{n=0}^{N-1} \exp \left[-j \left(\varphi_0 + \frac{2\pi n}{N} + \Delta t n \omega \right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где $S(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} B^2(t) \exp(-j\xi t) dt$ – спектр функции $B^2(t)$.

Дискретный спектр периодического сигнала (коэффициенты C ряда Фурье [5]) определяется с точностью до постоянного множителя $1/T$ значением $S_{rs}(\omega_k)$ при $\omega_k = 2\pi k/\Delta tN = 2\pi k/T = k\Omega_0$, $k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$:

$$\begin{aligned} C_{rs}(k\Omega_0) = & (i_{rsm}/2T) \left\{ S(k\Omega_0 - \omega_0) \exp(j\varphi_0) \sum_{n=0}^{N-1} \exp[j(2\pi n/N)(1-k)] + \right. \\ & \left. + S(k\Omega_0 + \omega_0) \exp(-j\varphi_0) \sum_{n=0}^{N-1} \exp[-j(2\pi n/N)(1+k)] \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Суммы членов геометрических прогрессий в выражении (2):

$$R_{n1} = \sum_{n=0}^{N-1} \exp[j(2\pi n/N)(1-k)] = N$$

при $k = -(Nl - 1)$ ($l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) и $R_{n1} = 0$ при остальных значениях k ;

$$R_{n2} = \sum_{n=0}^{N-1} \exp[-j(2\pi n/N)(1+k)] = N$$

при $k = Nl - 1$ и $R_{n2} = 0$ при остальных значениях k .

Выражение для коэффициентов ряда Фурье (2), записанное для области положительных значений частот, примет окончательно вид:

$$C_{rs}(k\Omega_0) = (i_{rsm}/\Delta t) \{ \exp(j\varphi_0) S[(N_- + 1)\Omega_0 - \omega_0] + \\ + \exp(-j\varphi_0) S[(N_+ - 1)\Omega_0 + \omega_0] \}, \quad l_- = 0, 1, 2, 3, \dots; \quad l_+ = 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

Коэффициенты ряда Фурье C_u фототока помехи $i_r(t) + i_s(t)$ определяются спектром $S(\xi)$ функции $B^2(t)$, повторяющейся с частотой $1/\Delta t = N\Omega_0/2\pi$, и поэтому могут быть найдены из выражения для $S(\xi)$ при $\xi = kN\Omega_0$ ($k = 0, 1, 2, 3, \dots$):

$$C_u(kN\Omega_0) = [(i_{rm} + i_{sm})/\Delta t] 2S(kN\Omega_0), \quad k = 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

$$C_u(0) = [(i_{rm} + i_{sm})/\Delta t] S(0). \quad (5)$$

Оценим относительный уровень амплитуд составляющих фототока $i_{rsm}/2(i_{rm} + i_{sm})$. Обозначим через ρ_m и ρ_s дифракционные эффективности акустооптического модулятора и фазовой рассеивающей среды, равные отношению мощности рассеянного света к мощности светового пучка, прошедшего через модулятор (среду) при отсутствии дифракции. Тогда при $\rho_s < 1$

$$i_{rsm}/2(i_{rm} + i_{sm}) = \gamma(P_r P_s)^{1/2} / \gamma(P_r + P_s) \approx \\ \approx [(1 - \rho_m)(1 - \rho_s)\rho_m \rho_s]^{1/2} / [(1 - \rho_m)(1 - \rho_s) + \rho_m \rho_s].$$

Максимальное значение сигнала получим при $\rho_m = 0,5$:

$$i_{rsm}/2(i_{rm} + i_{sm}) \approx [\rho_s(1 - \rho_s)]^{1/2}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что при характерных значениях $\rho_s \leq 0,1$ амплитуда помехи превышает уровень полезного сигнала даже при идеальном согласовании волновых фронтов сигнальной и опорной волн ($\chi = 1$).

В качестве примера определим нормированные значения амплитуд спектральных составляющих фототока при следующих параметрах:

- частота управляющего сигнала АОМ 72 МГц, $\omega_0 = 2\pi \cdot 72 \cdot 10^6$ 1/с (модулятор типа МЛ-201); $\rho_m = 0,5$, $\rho_s = 0,2$;
- количество уровней изменения фазы $N = 4$ ($T = 4\Delta t$);
- частота следования импульсов лазерного излучения и частота коммутации фазы равны $1/\Delta t = 24$ МГц, поэтому $\Omega_0 = 2\pi/T = 2\pi \cdot 6 \cdot 10^6$ 1/с;

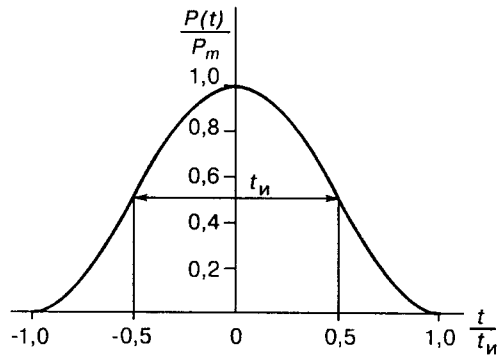


Рис. 2

– форма импульса мощности лазерного излучения $P(t)$ – один период косинусоиды на подставке («косинус – квадратный импульс», рис. 2):

$$P(t) = \frac{P_m}{2} \left(1 + \cos \pi \frac{t}{t_n} \right), \quad -t_n \leq t \leq t_n;$$

– длительность импульса t_n по уровню 0,5 максимальной мощности P_m равна 5 нс, по основанию – 10 нс.

Выражение для относительной величины спектральной плотности такого импульса имеет вид

$$\bar{S} = (\sin 2\pi \bar{f}) / 2\pi \bar{f} (1 - 4\bar{f}^2), \quad (7)$$

где $\bar{f} = t_n \omega / 2\pi$, $\bar{S} = S(\omega) / S(0)$, $S(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt = P_m t_n$ – спектральная плотность на нулевой частоте.

Подставив выражение (7) в (3)–(5), а также учитывая (6) и приведенные выше параметры схемы гетеродинного приема, получим значения коэффициентов $C(k\Omega_0)$ разложения в ряд Фурье составляющих фототока. Графики 1 и 2, соответствующие распределениям по частоте нормированных значений спектральных составляющих фототока помехи $i_p + i_s$ (1) и информационной составляющей i_{rs} (2), приведены на рис. 3. Значения амплитуд нормированы относительно $2C_u(0)$.

Графики на рис. 3 иллюстрируют основные особенности метода гетеродинного детектирования при импульсном освещении:

1. Отсутствует спектральная составляющая сигнала на частоте ω_0 . Это означает, что в рассматриваемом случае реализуется режим гетеродинирования с подавлением несущей (балансная модуляция).

2. Информационный сигнал i_{rs} не содержит постоянную составляющую, т. е. $C_{rs}(0) = 0$, а интервал между гармониками этого сигнала равен $2\Omega_0$.

3. Весь ряд гармоник C_{rs} сдвинут на величину Ω_0 по отношению к ω_0 . Такой сдвиг является следствием периодического приращения фазы дифрагированного пучка 4, реализуемого с помощью АОМ. При положительном приращении фазы, т. е. когда коммутатор переключает фазу в направлении ее увеличения, угловая частота ω_0 получает приращение Ω_0 и весь спектр

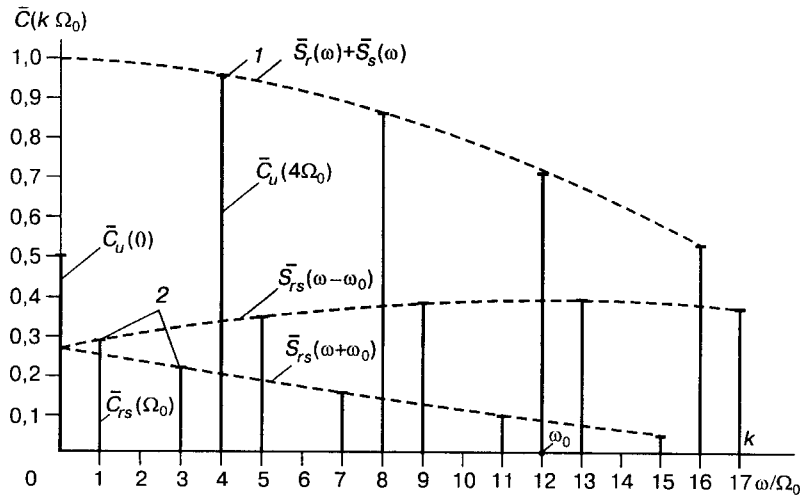


Рис. 3

сдвигается в сторону увеличения частоты. В случае же когда коммутатор переключает фазу в направлении ее уменьшения, результирующая частота ВЧ-напряжения уменьшается на Ω_0 и все гармоники сдвигаются в сторону уменьшения частоты.

Можно видеть, что наилучшие условия для выделения информационной составляющей тока путем частотной фильтрации имеются у первой гармоники $C_{rs}(\Omega_0)$. Частота ее может быть выбрана независимо от ω_0 достаточно малой, что позволяет применять фотоприемники с относительно невысоким быстродействием и большой площадью светочувствительной поверхности. Такие фотоприемники оказываются часто незаменимыми при гетеродинном выделении полезного сигнала.

Уменьшение амплитуды первой гармоники по сравнению с максимальным значением $C_{rs}(\omega_0 + \Omega_0)$ является следствием процесса усреднения сигнала с доплеровским сдвигом частоты ω_0 при детектировании его в течение времени $2t_n$. Уменьшение амплитуды определяется отношением $S(\omega_0 - \Omega_0)/S(\Omega_0)$, что и обуславливает выбор длительности импульса лазерного излучения t_n (или частоты ω_0 напряжения управления АОМ).

Приведенный на рис. 3 спектр помехи $\bar{S}_r + \bar{S}_s$ соответствует наиболее простому случаю, когда частоты модуляции излучения лазера и переключения фазы ВЧ-напряжения совпадают. Это означает, что после каждого приращения фазы ВЧ-напряжения проводится подсветка АОМ одним импульсом света. В более общем случае частота следования импульсов света может быть увеличена так, чтобы каждая из реализаций фазового сдвига подсвечивалась несколькими импульсами лазерного излучения. Важно только, чтобы соблюдалось условие стробоскопической подсветки: частота модуляции излучения должна быть кратной $\omega_0/2\pi$. Можно показать, что спектр $S(\omega)$ при этом имеет другой вид, однако условия и результат детектирования первой гармоники $C_{rs}(\Omega_0)$ изменяются мало даже в крайнем случае, когда частота следования импульсов света достигает значения $\omega_0/2\pi$.

Рассмотренный метод гетеродинирования импульсных световых полей был апробирован в экспериментах по многослойной оптической записи и считыванию информации [2]. Толщина органического фотополимерного

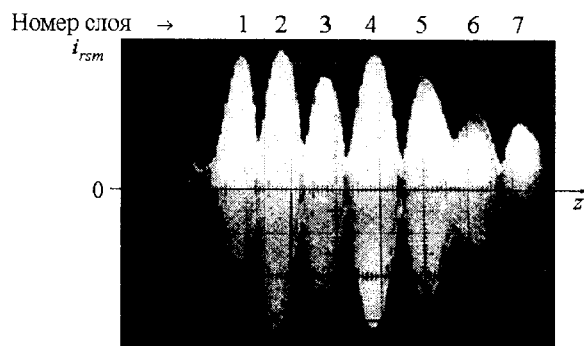


Рис. 4

материала составляла около 100 мкм. Расстояние между слоями по глубине – 10 мкм. В каждом из семи слоев была записана фазовая дифракционная микрорешетка, при этом фаза последующей решетки изменялась на 180° по отношению к фазе решетки предыдущего слоя. Дифракционная эффективность решетки составляла $(0,5-1) \cdot 10^{-2}$.

Схема экспериментальной установки соответствовала рис. 1. В ней использовались: импульсный полупроводниковый лазер ИЛПИ-2-7К-А, имеющий длину волны излучения 0,67 мкм, АОМ типа МЛ-201, фотоприемник ФД-24К. Количество градаций фазы $N = 4$. Расщепитель фазы выполнен на элементах цифровой техники. Частота напряжения управления АОМ – 75 МГц, частота повторения и длительность импульсов света составляли соответственно ≈ 586 кГц и ≈ 5 нс, частота коммутации фазы – 18,3 кГц. В этом случае при каждом значении фазы несущая подсвечивалась серией из 32 импульсов. Выделялась первая гармоника, частота которой составляла около 4,6 кГц.

На рис. 4 показано, как зависит амплитуда (огibaющая) сигнала при сканировании зоны пересечения световых пучков 4 и 5 по глубине (толщине) Z материала (см. рис. 1). Изменение фазы этого сигнала приведено на рис. 5. Характерным признаком является скачкообразное изменение фазы рассеянного света на границах слоев.

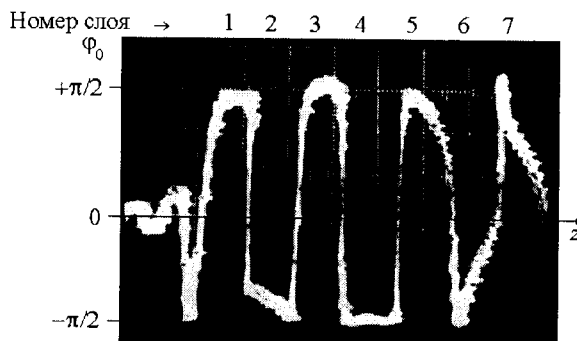


Рис. 5

ВЫВОДЫ

Проведено исследование метода гетеродинного детектирования рассеянных световых полей при импульсном освещении исследуемого объекта и синхронном ступенчатом изменении фазы напряжения, управляющего работой акустооптического модулятора.

Показано, что в результате дискретного нарастающего или спадающего во времени изменения фазы напряжения реализуется режим гетеродинирования со смещенной частотой и с подавлением несущей. Направление смещения частоты зависит от направления изменения фазы в сторону увеличения или уменьшения ее значений. Кроме того, при таком режиме гетеродинирования происходит также перенос спектра сигнала в область нижних частот, что позволяет считывать амплитуду и фазу высокочастотных световых полей фотоприемником с относительно невысоким быстродействием. Устройство дискретного приращения фазы может быть выполнено на элементах цифровой техники, что позволяет существенно упростить его по сравнению с известными схемами однополосной модуляции.

Авторы выражают благодарность В. С. Соболеву за замечания и полезные советы при обсуждении данной работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и технологий РФ (подпрограмма «Фундаментальная метрология») и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-15-98219).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Протопопов В. В., Устинов Н. Д. Лазерное гетеродинирование. М.: Наука, 1985.
2. Рудаков И. Б., Штейнберг И. Ш., Щепеткин Ю. А. Метод многослойной оптической записи информации // Автометрия. 1991. № 3. С. 76.
3. Карлтон, Мэлони, Мелц. Коллинеарное гетеродинирование в оптических процессорах // ТИИЭР. 1969. 57, № 5.
4. Вовк Ю. В., Щепеткин Ю. А. Параллельное гетеродинное считывание двоичных данных из одномерных голограмм Фурье // Автометрия. 1984. № 3. С. 35.
5. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М.: ГИФМЛ, 1962.

Поступила в редакцию 15 февраля 1999 г.