

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 535.41

А.Г. Боровой, Н.И. Вагин, Г.А. Селиванова

ОБНАРУЖЕНИЕ ИСТОЧНИКА КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА В СИЛЬНОРАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ

Предлагается экспериментальный метод обработки оптического сигнала, прошедшего стохастическую среду. Метод сводится к модуляции фазовым ножом принимаемого излучения в телескопической системе. В качестве примера приводятся результаты эксперимента по обнаружению лазерного пучка, рассеянного оптически плотными экранами.

Показано, что направление на источник излучения определяется достаточно надежно до значений оптической толщи $\tau < 12$, при этом когерентное излучение было в 2 раза меньше рассеянного фона.

При распространении когерентного оптического излучения в светорассеивающих средах при больших оптических толщах существует предел, когда исходная световая волна уже не наблюдается из-за наложения рассеянного поля. Вместе с тем если даже прошедшая среду и рассеянная волны сравниваются по амплитудам (критерий обнаружения по яркостному контрасту), то все же существуют физические признаки, по которым они различаются.

В данной статье рассмотрим возможность обнаружения падающего когерентного излучения по кривизне его волнового фронта в случае, когда рассеянный фон образует спекл-структуру. Такие спекл-структуры возникают, например, если изображение восстанавливается с какой-либо голограммы [1].

Действительно, рассеянное излучение есть совокупность случайных сферических волн, в то время как когерентное излучение имеет, как правило, плоский фронт, приходящий в точку наблюдения под фиксированным направлением. В телескопической системе эти волны сфокусируются в разных плоскостях, что и позволит нам воздействовать только на одну из компонент поля.

Если ограничиться рассмотрением рассеивающих сред в виде локализованных слоев, то задача решается особенно просто. В этом случае можно указать плоскость изображения слоя, где рассеянные волны сфокусированы, а искомая когерентная волна локализована в некоторой области. Если поместить фазовый нож в эту плоскость, то фаза части волнового фронта когерентного излучения будет сдвинута и когерентное излучение в точке своего изображения будет промодулировано. В то же время у сферических волн фаза поменяется в целом, что не должно заметным образом отразиться в плоскости наблюдения.

Таким образом, с целью обнаружения когерентного излучения, прошедшего слой рассеивающей среды, предлагается промодулировать излучение фазовым ножом в плоскости изображения слоя среды. Отметим, что аналогичная идея фазовой модуляции поля предлагалась в [2] для измерения мелкомасштабных флуктуаций поля, прошедшего случайно-неоднородную среду.

Нами экспериментально исследована предложенная оптическая схема (рис. 1). Коллимированный пучок света, излучаемого лазером ЛГ-38 (длина волны $\lambda = 0,63$ мкм, $d = 6$ мм, линейно поляризованный), использовался в качестве объекта, подлежащего обнаружению. Рассеиватели представляли собой экраны из промасленной кальки с хаотически пробитыми малыми отверстиями. Телескоп был собран из двух линз с $F = 100$ мм и $f = 72$ мм. Экран располагался на расстоянии $Z = 455$ мм от объектива, и соответственно с этим устанавливался фазовый нож между фокальной плоскостью и короткофокусной линзой. Наблюдение проводилось на большом расстоянии от выходной линзы телескопа $R = 5,89$ м, так что плоскость наблюдения являлась плоскостью изображения, при этом достигалось линейное увеличение наблюдаемой картины, равное $m = R/f = 82$. В качестве фазового ножа использовалась пластинка Кастлера, установленная под углом $\varphi = 45^\circ$ к плоскости поляризации. Система регистрации изображе-

ния собрана на основе фотодиодной матрицы ФПУ-14 (32×32 элемента, шаг матрицы – 250 мкм), данные с которой поступают на ЭВМ <Электроника-60>.

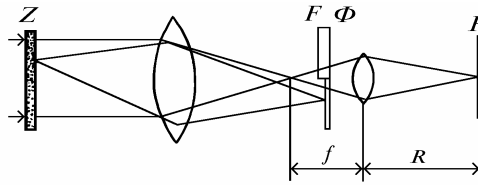


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки

Прежде чем переходить к описанию экспериментальных результатов, обсудим подробнее возможность имитировать слой рассеивающей среды использованным нами экраном из кальки с хаотически пробитыми в нем малыми отверстиями. Как известно, когерентная волна, проходящая рассеивающую среду, ослабляется по экспоненте. Ее интенсивность равна

$$I_c = I_0 \exp(-\tau), \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность падающей волны; τ – оптическая толщина рассеивающей среды. Интенсивность излучения в произвольной точке за средой складывается как из когерентной (1), так и из некогерентной или рассеянной частей I_s :

$$I = I_c + I_s. \quad (2)$$

В задачах обнаружения источников излучения основным параметром и является отношение между этими величинами

$$U = I / I_s = 1 + I_c / I_s. \quad (3)$$

В оптических системах, формирующих изображение источника излучения, величина U называется яркостным контрастом.

Задача обнаружения источников когерентного излучения осложняется тем, что в плоскости изображения мы наблюдаем хаотическую спекл-структуру, изображенную, например, на рис. 2. Здесь даже при сравнительно высоком яркостном контрасте источника бывает трудно выделить его изображение на фоне спекл-структуры.

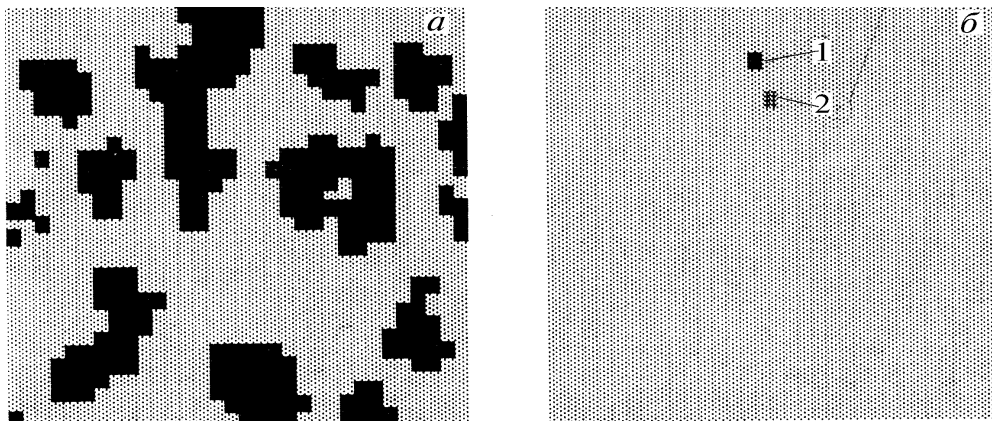


Рис. 2. Пример обнаружения координат источника когерентного излучения:
a – спекл-структура в изображении лазерного источника излучения ($I_c/I_s = 0,46$; $\tau = 12,5$);
б – координаты исходного (1) и обнаруженного (2) пучков

В наших экспериментах когерентное излучение формировалось в основном за счет излучения, прошедшего через хаотически расположенные отверстия экранов. Тем не менее для

характеристики прозрачности экранов мы также пользовались понятием оптической толщи, определяемой формулой (1). Интенсивность I_s формировалась светом, рассеянным после прохождения оптически плотной кальки. Отметим, что оптические толщи в экспериментах достигали больших значений ($\tau > 10$), поэтому для регистрации интенсивности падающего излучения I_0 использовался плотный фильтр с пропусканием $\exp(-10)$.

В наблюдаемой в плоскости приемника случайной картине, представляющей собой спекл-структуру, характерный размер отдельных пятен, так называемых индивидуальных спеклов, имел значение $l = 0,83$ мм, так что в плоскости расположения фазового ножа им соответствуют размеры $l_f = 10$ мкм.

При поперечном смещении фазового ножа в плоскости изображения рассеивающего экрана Φ граница раздела фаз модулирует амплитуду когерентной волны. При этом в пределах характерных размеров индивидуальных спеклов l происходит перераспределение яркости вблизи точки изображения источника, т.е. яркость в точке изображения приемника существенно изменяется, в то время как остальная спекл-картина флуктуирует значительно слабее.

Чтобы продемонстрировать работоспособность предложенного метода, мы ограничились в данном случае только измерениями с двумя положениями фазового ножа, что, разумеется, привело к разбросу восстановленных координат источника в пределах одного пятна спекл-структуры.

Порядок измерений был выбран следующий. Предварительно регистрировалось изображение исходного пучка, для того чтобы определить его координаты (x_0, y_0) и интенсивность I_0 . Затем устанавливался рассеивающий экран, и дважды регистрировалось изображение спекл-структуры в виде кадра 32×32 элемента:

- в первом случае измерение проводилось без фазового ножа ($I_1(x, y)$);
- во втором – нож делил волновой фронт пополам ($I_2(x, y)$).

Ясно, что во втором случае из-за сдвига фазы на π когерентная волна полностью гасилась в точке изображения источника, т.е. на оптической оси. На рис. 3 в качестве иллюстрации приведено наблюдаемое нами распределение интенсивности $I_0(x, y)$ в плоскости изображения без рассеивающей среды.

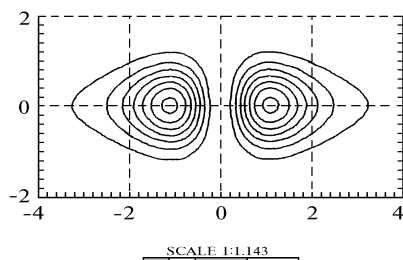


Рис. 3. Распределение интенсивности при модуляции фазовым ножом гауссова пучка

Из первого изображения $I_1(x, y)$ определялся яркостный контраст U (см. (3))

$$U = I_1(x_0, y_0) / \langle I_1(x, y) \rangle, \quad (4)$$

где усреднение $\langle \dots \rangle$ проводилось по области, исключая область вокруг точки изображения (x_0, y_0) с размерами порядка одного индивидуального спекла.

Используя оба кадра, мы находим величину

$$K(x, y) = \frac{|I_1(x, y) - I_2(x, y)|}{I_1(x, y) + I_2(x, y)}, \quad (5)$$

которая характеризует флуктуации спекл-структуры и которую назовем модуляционным контрастом. Использование последнего (для нахождения координат изображения источника) вместо яркостного контраста будем называть методом модуляционного контраста.

В методе модуляционного контраста координаты источника излучения находятся как координаты точки в спекл-структуре, где изменение интенсивности максимально

$$K(x_c, y_c) = \max.$$

На рис. 2 приведен случай предельного обнаружения когерентного источника для рассеивающего экрана с оптической толщиной $\tau = 12,5$. На рис. 2, б $x_0 = 7, y_0 = 15$ – координаты исходного пучка, $x_c = 4, y_c = 14$ – координаты обнаруженного пучка. Погрешность в определении координат составила 3,16 делений матрицы, что меньше характерных размеров индивидуальных спеклов $l = 3,33$.

Для экранов с большей оптической толщиной координаты точки $K(x, y) = \max$ становились хаотическими, т. е. изображение источника уже не восстанавливалось. Для исследования границы применимости предложенного метода мы провели вначале измерения максимального значения K для экрана с большой оптической толщиной $\tau > 12$, где когерентной частью интенсивности (1) можно было пренебречь. На рис. 4 представлена зависимость K от продольного смещения фазового ножа. Из рисунка видно, что минимальное воздействие фазового ножа на интенсивность рассеянного излучения I_s происходит тогда, когда нож установлен в плоскости изображения рассеивающего экрана. При этом минимальное значение модуляционного контраста достигало 0,24, что, очевидно, определяет уровень шумов, который характерен для данной экспериментальной установки.

Покажем, что именно уровень шума, соответствующий $K = 0,24$, и определил отмеченное выше ограничение на величину оптической толщи экрана: $\tau < 12$. Для этого мы исследовали экспериментально яркостный и модуляционный контрасты в точке изображения источника для экранов с различной оптической толщиной от $\tau = 9,7$ до $\tau = 12$.

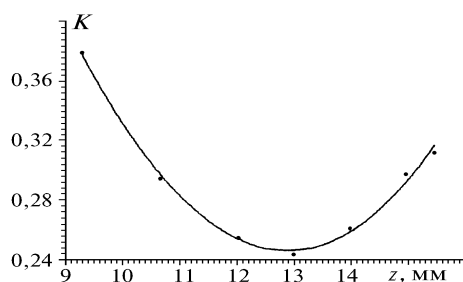


Рис. 4. Зависимость уровня модуляционного контраста от продольной установки фазового ножа для оптически плотного рассеивающего экрана

Заметим, что в идеальной ситуации, когда когерентная часть интенсивности полностью гасится за счет фазового ножа, а некогерентная часть не меняется, мы получаем

$$U = (I_c + I_s)/I_s; \quad K = I_c/(I_c + 2 I_s). \quad (7)$$

В результате U и K связаны между собой следующим простым соотношением:

$$K = (U - 1)/(U + 1). \quad (8)$$

На рис. 5 показано, что экраны в исследуемом диапазоне оптических толщ практически удовлетворяют этому соотношению. Обе величины K и U в (7) определяются одним и тем же параметром – отношением когерентной к рассеянной части интенсивности I_c/I_s в точке изображения источника. Кроме того, любую из процедур измерения величин K или U можно использовать также для независимого определения абсолютных значений I_c и I_s . Например, в рамках процедуры измерения яркостного контраста когерентная часть интенсивности находится простым вычитанием интенсивности в точке изображения источника и в ее окрестности:

$$I_c = I_T - \langle I_T \rangle. \quad (9)$$

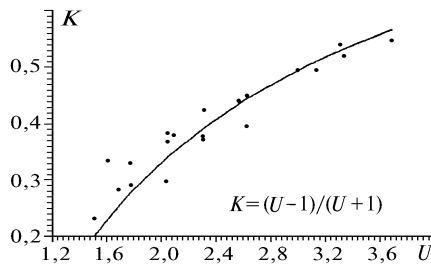


Рис. 5. Зависимость модуляционного контраста от яркостного контраста

В эксперименте эта процедура использовалась для нахождения оптической толщи экранов согласно (1), для чего использовалось измеренное значение интенсивности излучения I_0 без экрана.

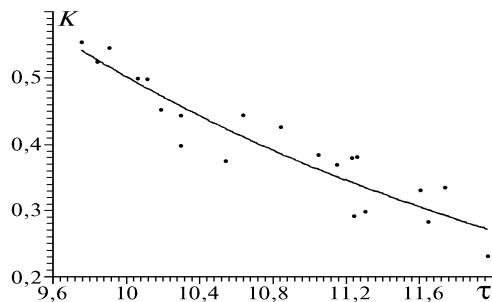


Рис. 6. Зависимость модуляционного контраста от оптической толщи

С увеличением оптической толщи экранов как модуляционный, так и яркостный контрасты будут убывать из-за увеличения отношения I_s/I_c . В частности, из (7) следует

$$K = 1/(1 + 2 I_s/I_c). \quad (10)$$

На рис. 6 представлены экспериментально измеренные значения модуляционного контраста для экранов с различной оптической толщиной. Как видим, модуляционный контраст достиг уровня шумов $K = 0,24$ при $\tau = 12$, что и ограничивает в вышеописанном эксперименте возможность обнаружения координат источника оптическими толщинами $\tau < 12$.

Таким образом, мы продемонстрировали работоспособность метода модуляционного контраста для обнаружения координат когерентного источника излучения на фоне помех в виде спекл-структур. При этом возможности экспериментальной установки оказались ограниченными оптическими толщинами $\tau = 12$.

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.
2. Боровой А.Г., Вагин Н.И., Демин В.В. и др. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 4. С. 53–56.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
г. Томск

Поступила в редакцию
2 июля 1993 г.

A.G. Borovoy, N.I. Vagin, G.A. Selivanova. Detection of a Source of Coherent Light in Strongly Scattering Media.

A technique for instrumental processing of an optical signal passed through a stochastic medium is proposed in this paper. The performance of the technique is reduced to modulation of a received radiation by a phase blade within a telescope optical system. As an example, the results of an experiment on detecting a laser source using radiation scattered by an optically dense screens are presented. It is shown in this paper, that the direction towards a source of radiation can reliably be determined in media with the optical thickness τ up to twelve, with the portion of coherent radiation being twice as low as the background of scattered radiation.