

О ПОВЫШЕНИИ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Ю. И. Копылевич, Б. В. Курасов, Е. Г. Неопалимов и Г. Б. Социлин

Предложен метод улучшения разрешающей способности теневых приборов с фотоэлектрической регистрацией, применяемых для исследования турбулентности, основанный на вторичной фильтрации светового поля. Важным достоинством метода является возможность его реализации в существующих теневых приборах при небольших существенных конструктивных переделках. Теоретически исследована связь дисперсии сигнала прибора с двойной фильтрацией светового поля с энергетическим спектром оптических неоднородностей в среде, и проведено сравнение со случаем обычного прибора (с одной фильтрацией). Приведены экспериментальные результаты, подтверждающие эффективность предлагаемого метода улучшения разрешающей способности теневых приборов с фотоэлектрической регистрацией.

Теневые приборы с фотоэлектрической регистрацией в последние годы нашли широкое применение при исследовании турбулентных оптических неоднородностей [1, 2]. Общей чертой этих приборов является ограниченность пространственного разрешения, т. е. размера наименьших неоднородностей, оказывающих влияние на статистические характеристики сигнала прибора (дисперсия, энергетический спектр), величиной диаметра светового пучка [3, 4].

Способом повышения разрешающей способности теневых приборов с фотоэлектрической регистрацией может служить уменьшение диаметра используемого в приборе светового пучка, однако возрастающая при этом роль дифракционных явлений делает затруднительной практическую реализацию этого способа. В настоящей работе рассматривается метод улучшения пространственного разрешения теневого прибора с фотоэлектрической регистрацией с помощью вторичной фильтрации светового поля, свободный от указанного недостатка.

Принцип предлагаемого метода может быть пояснен схемой рис. 1. Как и в обычном теневом приборе, пучок света от осветителя 1 проходит слой исследуемой среды толщиной L между плоскостями 2 и 3; в задней фокальной плоскости 4 собирающей линзы 5 расположена теневая диафрагма. В отличие от обычного теневого прибора свет, прошедший теневую диафрагму, отображается линзой 6 на плоскость 8 (плоскости 3 и 8 являются оптически сопряженными), в которой расположена вырезающая диафрагма. За этой диафрагмой находится фотоприемник 7. Предполагается, что среда движется относительно прибора со средней скоростью v , направленной перпендикулярно оси прибора.

Мы назвали теневой прибор со схемой рис. 1 прибором с двойной фильтрацией светового поля, так как в нем наряду с фильтрацией, осуществляемой теневой диафрагмой в плоскости 4, происходит фильтрация поля с помощью добавочной диафрагмы в плоскости 8.

Пусть $u(L, \rho, t)$ — случайное распределение светового поля на плоскости 3 (ρ — координаты в этой плоскости, t — время). Если плоскость 3 является передней фокальной плоскостью линзы 5, поле в плоскости 4 есть [5]

$$\tilde{u}(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int e^{ix\rho} u(L, \rho, t) d\rho, \quad (1)$$

где координаты \mathbf{x} связаны с ρ соотношением $\mathbf{x} = 2\pi/\lambda f_1 \rho$ (λ — длина световой волны, f_1 — фокусное расстояние линзы 5). В случае, когда расстояние между плоскостью 3 и линзой 5 не равно фокусному расстоянию линзы, поле на плоскости 4 отличается от (1) множителем, равным по модулю единице. Так как окончательный результат при этом не изменяется, для упрощения записи будем считать плоскость 3 передней фокальной плоскостью линзы 5; очевидно, что в этом случае плоскости 4 и 8 должны быть соответственно передней и задней фокальными плоскостями линзы 6.

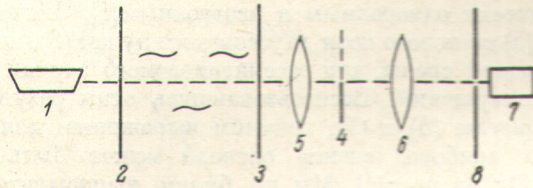


Рис. 1.

Тогда преобразование поля \tilde{u} на плоскости 4 в поле w на плоскости 8, осуществляемое линзой 6, можно представить в виде обратного преобразования Фурье [5]

$$w(\xi, t) = \frac{1}{2\pi} \int \tilde{u}(\mathbf{x}, t) \chi(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{x}\xi} d\mathbf{x} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int u(L, \rho, t) \int e^{i\mathbf{x}(\rho-\xi)} \chi(\mathbf{x}) d\mathbf{x} d\rho, \quad (2)$$

где $\chi(\mathbf{x})$ — амплитудная функция пропускания теневой диафрагмы, а координаты ξ связаны с координатами \mathbf{x} и ρ соотношением

$$\xi = -\left(\frac{2\pi}{\lambda f_2}\right)^{-1} \mathbf{x} = -\frac{f_2}{f_1} \rho,$$

в котором f_2 — фокусное расстояние линзы 6. Из (2) следует, что рассматриваемый прибор относится к классу систем, описанных в [6], причем передаточная функция системы есть

$$A(\rho, \xi) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int e^{i\mathbf{x}(\rho-\xi)} \chi(\mathbf{x}) d\mathbf{x}. \quad (3)$$

Воспользуемся выражением для корреляционной функции $B(t, t+\tau)$ флуктуаций мгновенного сигнала прибора $I(t)$,

$$B(t, t+\tau) \equiv \langle [I(t) - \langle I(t) \rangle] [I(t+\tau) - \langle I(t+\tau) \rangle] \rangle$$

(угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю реализаций случайной среды), приведенным в [6],

$$B(t, t+\tau) = \int d\xi_1 \Sigma(\xi_1) \int d\xi_2 \Sigma(\xi_2) \iiint d\rho_1 d\rho_2 d\rho_3 d\rho_4 \times \\ \times A(\rho_1, \xi_1) A^*(\rho_2, \xi_1) A(\rho_3, \xi_2) A^*(\rho_4, \xi_2) \hat{\Gamma}(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4; t, t+\tau). \quad (4)$$

Здесь $\Sigma(\xi)$ — функция пропускания по интенсивности вырезающей диафрагмы в плоскости 8, $\hat{\Gamma}(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4; t, t+\tau)$ — централизованный двухвременной четвертый момент поля u на плоскости 3

$$\hat{\Gamma}(\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4; t, t+\tau) \equiv \langle u(L, \rho_1, t) u^*(L, \rho_2, t) u(L, \rho_3, t+\tau) u^*(L, \rho_4, t+\tau) \rangle - \\ - \langle u(L, \rho_1, t) u^*(L, \rho_2, t) \rangle \langle u(L, \rho_3, t+\tau) u^*(L, \rho_4, t+\tau) \rangle. \quad (5)$$

Мы ограничимся рассмотрением теневого прибора с экраном Фурье, для которого функция пропускания теневой диафрагмы есть

$$\chi(\mathbf{x}) = \begin{cases} 1, & x_1 \geq 0, \\ 0, & x_1 < 0, \end{cases} \quad (6)$$

где x_1 — одна из декартовых проекций двумерного вектора \mathbf{x} . Функцию пропускания вырезающей диафрагмы зададим в виде

$$\Sigma(\xi) = \exp\left(-\frac{\xi^2}{b^2}\right), \quad (7)$$

где b — эффективный радиус отверстия диафрагмы. Гауссовская функция пропускания (7) является удобным приближением к функции пропускания круглого отверстия.

Пусть осветитель создает на плоскости Z (рис. 1) распределение поля вида

$$u(0, \rho, t) = A \exp\left(-\frac{\rho^2}{2a^2}\right), \quad (8)$$

где a — эффективный радиус светового пучка, A — амплитуда поля на оси.

Случайное поле оптических флуктуаций в среде будем считать стационарным, статистически однородным и изотропным [7]. Вычисление статистического момента (5) светового поля гауссовского пучка (8), прошедшего слой L случайно-неоднородной среды, для рассматриваемого случая проведено в [3, 4] методом теории возмущений. Воспользовавшись этим результатом и подставив в (3), (4) формулы (6) и (7), получим выражение для корреляционной функции сигнала прибора; спектр сигнала может быть получен отсюда преобразованием Фурье по τ [6]. Мы не будем выписывать здесь этих выражений ввиду их громоздкости; приведем только формулу для дисперсии сигнала $D = \overline{B(t, t)}$

$$D = \int_0^{\infty} F(\tau) P(\tau) d\tau, \quad (9)$$

$$P(\tau) = E_0^2 \left(\frac{b}{a}\right)^2 \frac{\pi}{96} L^3 \tau^3 \int_0^{2\pi} \left[\Phi^2\left(\frac{a\tau \cos \varphi}{2}\right) + \frac{2}{\pi a^2 \tau^2} \cos^2 \varphi \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{a^2 \tau^2 \cos^2 \varphi}{2}\right) + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{a\tau} \cos \varphi \Phi\left(\frac{a\tau \cos \varphi}{2}\right) \exp\left(-\frac{a^2 \tau^2 \cos^2 \varphi}{2}\right) \right] d\varphi.$$

Здесь $F(\tau)$ — энергетический спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости среды, $\Phi(z)$ — интеграл вероятности, E_0 — поток энергии через поперечное сечение светового пучка (мощность источника света). При выводе (9) использованы предположения

$$b \ll a, \quad \left(\frac{L}{kl_0^2}\right)^2 \ll 1, \quad \left(\frac{L}{ka^2}\right)^2 \ll 1, \quad (10)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число света, l_0 — минимальный размер неоднородностей среды.

Сравним (9) с выражением для дисперсии сигнала прибора, в котором добавочная фильтрация не производится [8],

$$D = \int_0^{\infty} F(\tau) P(\tau) d\tau, \quad (11)$$

$$P(\tau) = E_0^2 \frac{\pi k^2}{2} L \tau \exp\left(-\frac{a^2 \tau^2}{2}\right) \int_0^{2\pi} \Phi^2\left(\frac{a\tau \cos \varphi}{2}\right) d\varphi.$$

Эта формула может быть получена аналогично (9), если вместо (7) в выражение (4) подставить $\sum(\xi) = 1$ (вырезающая диафрагма отсутствует). Отметим следующие различия в формулах (9) и (11).

1. Величина энергии пучка E_0 в формуле (9) ослабляется по сравнению с (11) множителем $(b/a)^2$, равным отношению площади отверстия вырезающей диафрагмы к площади сечения пучка.

2. В случае прибора с двойной фильтрацией дисперсия сигнала пропорциональна кубу базы прибора L ; дисперсия сигнала прибора с одной фильтрацией зависит от базы линейно [для не слишком больших баз, удовлетворяющих условиям (10)].

3. Весовая функция $P(\tau)$ в (9) не содержит множителя $\exp(-a^2 \tau^2/2)$, входящего в (11), который указывает на нечувствительность прибора с одной фильтрацией к неоднородностям, пространственные частоты

которых велики по сравнению с $\eta_* \sim a^{-1}$ (т. е. к неоднородностям, размеры которых малы по сравнению с $l_* \sim a$). Таким образом, прибор с двойной фильтрацией чувствителен к мелкомасштабным неоднородностям, если выполнено условие (10) $l_0^2 \gg L/k$.

На рис. 2 приведены результаты спектральной обработки сигналов двух теневых приборов с фотоэлектрической регистрацией и ножом Фуко, полученных в одинаковых условиях. Кривая 1 соответствует прибору

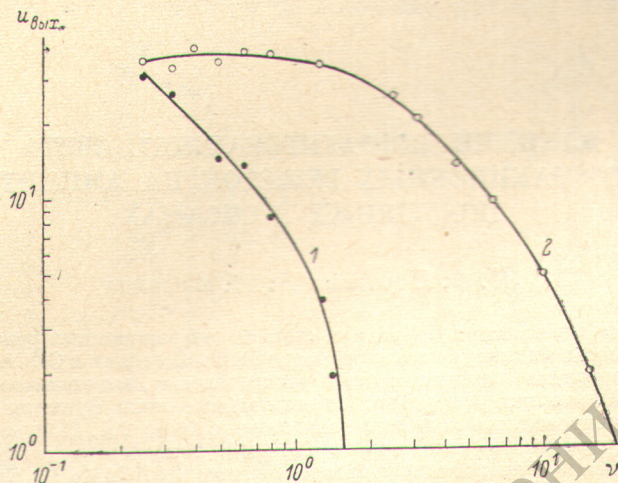


Рис. 2.

с одной фильтрацией, кривая 2 — прибору с двойной фильтрацией светового поля ($b/a=0.05$). По оси ординат отложена величина $U_{\text{вых.}}$, равная корню из нормированной спектральной плотности сигнала, по оси абсцисс — безразмерная частота $\nu = f a / v$ (f — частота, a — радиус светового пучка, v — средняя скорость среды относительно прибора). Разрешающая способность прибора с двойной фильтрацией, как видно из этого графика, улучшилась более чем на порядок по сравнению с обычным прибором.

Предложенный метод может найти широкое применение при исследовании мелкомасштабной турбулентности. Существенным достоинством метода является то, что он может быть легко реализован в существующих теневых приборах с фотоэлектрической регистрацией без существенных конструктивных переделок.

Литература

- [1] В. Н. Стасенко. ПМТФ, № 3, 152, 1970.
- [2] С. Р. Стефанов, А. М. Трохан, Ю. Д. Чашечкин. ПМТФ, 5, 103, 1971.
- [3] Ю. И. Копилевич. ПМТФ, № 6, 121, 1975.
- [4] Ю. И. Копилевич. ПМТФ, № 1, 1978.
- [5] Л. М. Сороко. Основы голографии и когерентной оптики. «Наука», М., 1971.
- [6] Ю. И. Копилевич, Г. Б. Сочилин. Опт. и спектр., 47, 136, 1976.
- [7] В. И. Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере. «Наука», М., 1967.
- [8] Ю. И. Копилевич, Г. Б. Сочилин. Оптика-механика. пружинил., № 9, 18, 1977.

Поступило в Редакцию 8 апреля 1977 г.