

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕНЕВОГО ПРИБОРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В. Н. Стасенко

(Ленинград)

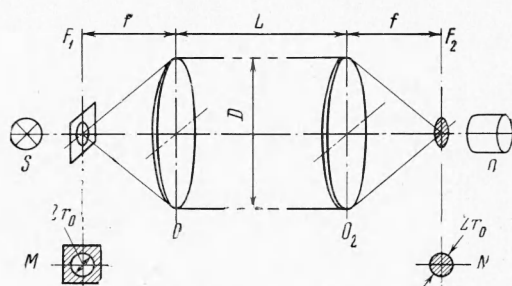
Развитие экспериментальных работ в области изучения турбулентности сопровождается совершенствованием методов исследования среды. В настоящее время для исследования мелкомасштабной турбулентности все большее распространение получают оптические методы [1-3].

Интерес к оптическим методам объясняется их большими возможностями. Оптическим приборам свойственны практическая безынерционность, высокая чувствительность и высокое пространственно-частотное разрешение. Существенно, что оптические приборы не оказывают возмущающего воздействия на среду в исследуемом объеме.

Одним из основных оптических методов, применяемых для исследования турбулентности, является теневой метод. В этом методе используется эффект отклонения световых лучей, проходящих сквозь

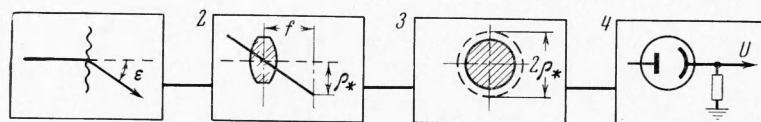
оптически неоднородную среду. Существование оптических неоднородностей в турбулентной среде связано с пульсациями плотности или показателя преломления среды. Последние обусловлены пульсациями таких характеристик среды, как температура, скорость, давление, концентрация примесей и др.

В теневых приборах применяют фотографическую или фотоэлектрическую регистрацию данных. По теневым фотографиям обычно изучают структуру турбулентных потоков при проведении аэродинамических и плазменных исследований [3,4].



Фиг. 1

Рассмотрим возможность применения для измерений характеристик турбулентности среды теневых приборов с фотоэлектрической регистрацией. Для примера выберем оптическую схему метода Тейлера (фиг. 1). Пусть в фокальной плоскости F_1 коллиматорного объектива O_1 помещается равномерно освещаемая от источника S световая диафрагма M в виде круглого отверстия радиуса r_0 . Объектив O_2 проектирует изображение световой диафрагмы в плоскости F_2 , в которой размещается экран N (теневая диафрагма) в виде круга того же радиуса r_0 . Для регистрации светового потока за теневой диафрагмой расположим фотоэлектрический приемник Q . Исследуемая среда находится между объективами O_1 и O_2 .



Фиг. 2

В отношении преобразования информации оптический прибор, выполненный по изложенной схеме, можно представить как систему, состоящую из четырех основных звеньев, представленных на фиг. 2, где звеньям 1, ..., 4 соответствуют

$$\begin{array}{cccc} 1 & 2 & 3 & 4 \\ \langle \epsilon^2 \rangle = k_1 \langle n'^2 \rangle, & \rho_* = k_2 \langle \epsilon^2 \rangle^{1/2}, & \Delta\Phi = k_3 \rho_*, & u = k_4 \Delta\Phi \end{array}$$

Исходным звеном в такой системе следует считать исследуемый объем среды. Флуктуации угла распространения световых лучей, проходящих сквозь исследуемый объем турбулентной среды, несут информацию о свойствах самой турбулентности. Важнейшей характеристикой турбулентности может служить [5] структурная функ-

ция, определяемая, например, для поля пульсаций показателя преломления света в среде, как [6]

$$D_n(r) = \langle n'^2 \rangle = \langle (n_1 - n_2)^2 \rangle = C_n^2 r^{2/3} \quad (1)$$

Здесь C_n^2 — структурная постоянная среды, r — расстояние между двумя точками с локальными значениями коэффициента преломления n_1 и n_2 .

Соотношение (1) справедливо для инерционной области турбулентности, т. е. при выполнении условия

$$l \ll r \ll L_0$$

Здесь L_0 — внешний масштаб турбулентности, l — внутренний масштаб турбулентности, соизмеримый с радиусом корреляции оптических неоднородностей.

Структурная функция $\langle n'^2 \rangle$ характеризует «интенсивность» пульсаций показателя преломления в среде с масштабами, не превышающими по порядку величины r . Для оценки интенсивности пульсаций используют [7] еще величину $\langle n'^2 \rangle^{1/2}$, называемую также структурной функцией.

Структурную функцию поля показателя преломления среды можно связать с флуктуациями угла отклонения световых лучей. Для случая, когда расстояние L , проходимое световой волной в турбулентной среде, удовлетворяет условию $L \ll l^2 / \lambda$, где λ — длина волны света, можно воспользоваться приближением геометрической оптики [8]. Согласно [9] для изотропной среды справедливо соотношение

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle n'^2 \rangle L / l \quad (2)$$

Здесь $\langle \varepsilon^2 \rangle$ — дисперсия угла отклонения лучей света на выходе из исследуемого объема.

Из соотношения (2) видно, что, измеряя флуктуации угла прихода световых лучей, можно определять важнейшую характеристику турбулентности — структурную функцию или структурную постоянную среды.

Существенно, что спектр флуктуаций угла отклонения световых лучей $F_\varepsilon(\kappa)$ отображает спектр турбулентности $\Phi_n(\kappa)$. Для изотропного поля пульсаций показателя преломления согласно [10]

$$F_\varepsilon(\kappa) \sim \pi k^2 L \Phi_n(\kappa), \quad k = 2\pi / \lambda \quad (\kappa - \text{пространственная частота}) \quad (3)$$

Одной из особенностей передачи изображения источника света через изотропную турбулентную среду является осевая симметрия углового распределения рассеянного света [11]. Это обстоятельство должно привести к тому, что изображение круглого источника света, получаемое в фокальной плоскости объектива рассматриваемого прибора, «размывается». Размеры пятна размытия определяются как интенсивностью турбулентности в исследуемом объеме, так и параметрами объектива O_2 .

Объектив прибора O_2 следует рассматривать в качестве второго звена в системе преобразования информации. Радиус светового пятна в фокальной плоскости объектива можно определять из выражения

$$\rho_* = \langle \varepsilon^2 \rangle^{1/2} f \quad (4)$$

Здесь f — фокусное расстояние объектива.

Для заданного прибора передаточный коэффициент объектива — величина постоянная.

Для последующего важно знать, как распределяется освещенность в световом пятне, получаемом в фокальной плоскости объектива. Вид такой зависимости определяется интенсивностью пульсаций показателя преломления в среде. Различают случаи малых и больших пульсаций показателя преломления в среде [12]. Для этого пользуются некоторым параметром

$$\alpha = \sqrt{\pi} \langle n'^2 \rangle \frac{4\pi^2}{\lambda^2} lL \quad (5)$$

Когда $\alpha \gg 1$ и диаметр объектива прибора $D \gg l$, освещенность в изображении точечного источника света убывает с удалением от фокуса согласно выражению [12]

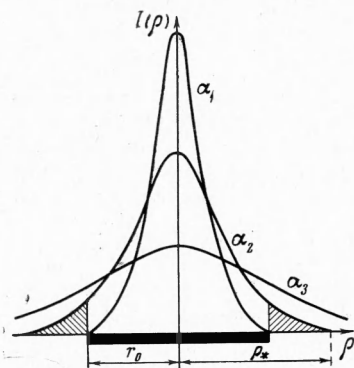
$$I(\rho) = I_0 [\exp(-\beta \rho^2)], \quad I_0 = \frac{\pi l D^2}{\alpha \lambda^2 f^2} A_0^2, \quad \beta = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{\pi l}{\lambda f} \right)^2 \quad (6)$$

Здесь I_0 — освещенность в фокусе, ρ — расстояние от фокуса, β — коэффициент затухания, A_0 — амплитуда световой волны.

Эффективным радиусом светового пятна можно считать величину

$$\rho_* = \frac{1}{\sqrt{\beta}} = \sqrt{\alpha} \frac{\lambda f}{\pi l} \quad (7)$$

так как на расстоянии ρ_* освещенность в изображении источника света становится пренебрежимо малой (здесь, как и ранее, пренебрегаем дифракционными эффектами).



Фиг. 3

Для определения величины $\Delta\Phi$ воспользуемся соотношениями (6). Переходя к полярным координатам, имеем

$$\Delta\Phi = \int_0^{2\pi} \int_{r_0}^{\rho_*} I_0(\theta, \rho) \rho d\rho d\theta = \int_{r_0}^{\rho_*} I_0 [\exp(-\beta\rho^2)] \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\theta$$

Отсюда

$$\Delta\Phi = \frac{\pi I_0}{\beta} [\exp(-\beta r_0^2) - \exp(-\beta \rho_*^2)] \quad (8)$$

После подстановки в (8) выражений (6) и (7) получим

$$\Delta\Phi = D^2 A_0^2 \left[\exp\left(-\frac{r_0^2 l}{4 \sqrt{\alpha} \pi L f^2 \langle n'^2 \rangle}\right) - \frac{1}{c} \right] \quad (9)$$

Оценка соотношения (9) при известных параметрах прибора показывает, что между величинами $\Delta\Phi$ и $\langle n'^2 \rangle^{1/2}$ существует приблизительно линейная связь в диапазоне малых изменений $\langle n'^2 \rangle^{1/2}$.

В соотношении (9) есть одна неопределенная величина — это масштаб корреляции оптических неоднородностей l . Обычно при практических расчетах параметров изображений предметов, наблюдаемых сквозь турбулентную среду, величиной l задаются (см., например, [13]). Для этого или пользуются результатами соответствующих измерений масштаба l , или рассчитывают эту величину по известным в аэродинамике соотношениям, например для поля скоростей

$$l = \sqrt{\nu^3 / \varepsilon_0} \quad (10)$$

Здесь ν — коэффициент кинематической вязкости в среде, ε_0 — скорость диссипации кинетической энергии в среде.

Соотношение (9) справедливо для случая точечного источника света при выполнении неравенства $r_0 \leq \rho_*$. Однако, как правило, в реальных приборах источник света следует рассматривать как источник конечных размеров. В этом случае радиус светового пятна в плоскости теневой диафрагмы можно записать в виде

$$\rho_k = r_0 + \rho_* \quad (11)$$

где r_0 — радиус световой диафрагмы в излучателе.

Анализ распределения светового потока в плоскости теневой диафрагмы с точки зрения определения разностного потока $\Delta\Phi$ при различных пульсациях $\langle n'^2 \rangle^{1/2}$

в среде показывает, что диапазон линейности характеристики $\Delta\Phi = \varphi \langle n'^2 \rangle^{1/2}$ для источника света конечных размеров существенно больший, чем это имеет место для точечного источника.

Четвертым звеном в оптическом приборе, как в системе преобразования информации, можно считать фотоприемник, который обычно используется в линейном режиме. Таким образом, линейность по отношению к величине $\langle n'^2 \rangle^{1/2}$ прослеживается во всех звеньях прибора.

Поступила 5 VI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Деревянко Н. Ф., Трохан А. М. Исследование турбулентности оптическими методами. ПМТФ, 1968, № 4.
2. Холдер Д., Норт Р. Теневые методы в аэродинамике. М., «Мир», 1966.
3. Душин Л. А., Павличенко О. С., Исследование плазмы с помощью лазеров, М., Атомиздат, 1968.
4. Ubergi M. S., Kovaszny L. S. G. Analysis of turbulent density fluctuations by the shadow method. J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, No. 1.
5. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. Докл. АН СССР, 1941, т. 30, № 4.
6. Обухов А. М. Структура температурного поля в турбулентном потоке. Изв. АН СССР, Сер. геогр. и геофиз., 1949, т. 13, № 1.
7. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 2. М., «Наука», 1967.
8. Гурвич А. С. Определение характеристик турбулентности из экспериментов по распространению света. Изв. АН СССР, Сер. физ. атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 2.
9. Weiner M. M. Atmospheric turbulence in optical surveillance systems. Appl. Optics, 1967, vol. 6., No. 11.
10. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
11. Кабанов М. В. Оптическая передаточная функция для рассеивающих сред. Изв. АН СССР, Сер. физ. атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 8.
12. Чернов Л. А. Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. М., Изд-во АН СССР, 1958.
13. Колчинский И. Г. Оптическая нестабильность земной атмосферы по наблюдениям звезд. Киев, «Наукова думка», 1967.

О ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ПРИ НЕУСТАНОВИВШИХСЯ ТЕЧЕНИЯХ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

В. С. Сизонов

(Ростов-на-Дону)

Рассматривается диссипация энергии при неустановившихся ламинарных течениях несжимаемой вязкой жидкости.

Показано, что в зависимости от условий движения диссипируется от 50 до 100% энергии, затраченной на тангенциальное перемещение твердой поверхности в жидкости. Рассмотрен также вопрос об оценке полей скоростей, найденных решением приближенных уравнений движения жидкости.

Имеет место следующее предложение: при внезапном приведении в тангенциальное движение твердых границ, скорость перемещения которых в дальнейшем остается постоянной, на вовлечение в движение вязкой жидкости, заключенной внутри движущихся границ в отсутствие инерционных ускорений, расходуется половина всей затраченной работы, вторая половина работы диссипируется в тепло, причем это отношение не зависит ни от физических свойств жидкости, ни от скорости перемещения границ.

На основании теорем сравнения Гельмгольца и Рэля можно утверждать, что при таких же движениях границ, но с наличием инерционных ускорений в жидкости, доля диссипированной энергии превышает $1/2$.

Ограничимся рассмотрением лишь наиболее интересных частных случаев.