

**ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ  
КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОДЫ ТЕПЛЕРОВСКИМ  
ПРИБОРОМ**

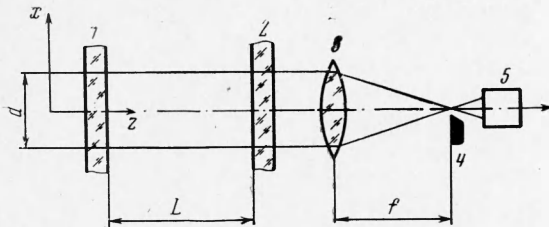
*С. Р. Стефанов, А. М. Трохан, Ю. Д. Чашечкин*

(Москва)

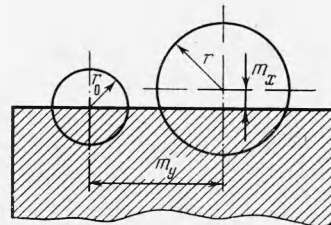
Теплеровские приборы находят все более широкое применение для исследования мелкомасштабной турбулентности. При этом используется как фотоэлектрическая [1], так и фотографическая [2] регистрации. В работе описано применение буксируемого теплеровского прибора с фотоэлектрической регистрацией для исследования турбулентных флуктуаций коэффициента преломления морской воды. Даны оценки области применимости прибора, приведен пример получаемых результатов измерений.

Рассмотрим схему фиг. 1, иллюстрирующую работу теплеровского прибора с фотоэлектрической регистрацией.

Близкий к параллельному пучок света диаметром  $d$  проходит путь  $L$  сквозь исследуемую среду, расположенную между окнами 1 и 2, попадает



Фиг. 1



Фиг. 2

в объектив 3 и собирается им в фокальной плоскости. Величина радиуса пучка света в фокальной плоскости  $r_0$  (радиус пятна) при отсутствии оптических неоднородностей в исследуемой среде определяется угловой расходимостью пучка, его дифракцией на ограничивающей диафрагме и aberrациями оптической системы. Вклад, вносимый первыми двумя источниками, для лазерного теплеровского прибора примерно одинаков и на порядок меньше вклада, вносимого третьим источником.

В фокальной плоскости расположен плоский нож Фуко 4, за которым находится фотоприемник 5.

Нож Фуко представляет собой непрозрачную диафрагму, которая отсекает часть света на пути к фотоприемнику. Положение ножа выбирается таким образом, чтобы при отсутствии флуктуаций коэффициента преломления в исследуемой среде положение кромки ножа совпадало с диаметром пятна в фокальной плоскости.

Наличие флуктуаций коэффициента преломления нарушает первоначальную параллельность лучей и приводит к увеличению пятна до размера  $r$  и к смещению его относительно первоначального положения (фиг. 2).

Увеличение пятна происходит благодаря рассеянию света на флуктуациях коэффициента преломления, линейный размер которых мал по сравнению с величиной пути луча  $L$ , смещение же пятна как целого определяется поворотом лучей на флуктуациях коэффициента преломления, размер которых сравним или больше длины пути  $L$ .

Смещения пятна вдоль осей  $x$  и  $y$  равны

$$m_i = f\theta_i = \frac{f}{n_0} \int_0^L \frac{\partial n}{\partial x_i} dz \quad (1)$$

Здесь  $i = x, y$ ;  $\theta$  — угол поворота пучка света на выходе из исследуемой области;  $f$  — фокусное расстояние объектива;  $n_0$  — коэффициент преломления воздуха.

Аксиально-симметричное увеличение пятна на счет рассеяния, обусловленного малыми флуктуациями коэффициента преломления, определяется соотношением [3]

$$\langle r^2 \rangle = f^2 \langle \theta^2 \rangle = \frac{2}{3} f^2 \langle (n - n_*)^2 \rangle \frac{L}{\lambda_0} \quad (2)$$

Здесь  $\langle \theta^2 \rangle$  — дисперсия углов рассеянных лучей на выходе из исследуемого объема,  $n - n_*$  — турбулентная пульсация коэффициента преломления,  $n_* = \langle n \rangle$ .

Соотношение (2) справедливо при условии выполнения приближения геометрической оптики ( $\lambda \ll \lambda_0$ ,  $\sqrt{\lambda L} \ll \lambda_0$ ) и условия  $\lambda_0 \ll L$ , а также изотропности и однородности турбулентного поля. Здесь  $\lambda$  — длина волны света,  $\lambda_0$  — минимальный размер неоднородностей, в качестве которого можно принять, например, колмогоровский масштаб.

Прибор регистрирует интегральный световой поток, проходящий мимо ножа и попадающий на фотоприемник. Поэтому (фиг. 2) смещение пятна вдоль кромки ножа (изменение  $m_y$ ) не приводит к изменению фототока. Смещение же в направлении, перпендикулярном кромке ножа, приводит к изменению светового потока, которое, например, при гауссовском распределении интенсивности света в пятне равно

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \exp \left\{ -\frac{m_x^2}{\langle r^2 \rangle \sin^2 \varphi} \right\} d\varphi \quad (3)$$

Здесь  $\Phi$  — световой поток, попадающий на фотоприемник,  $\Phi_0$  — полный световой поток в пятне.

При параболическом распределении интенсивности света в пятне получаем следующую зависимость:

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{m_x}{\sqrt{\langle r^2 \rangle}} + \frac{m_x}{\sqrt{\langle r^2 \rangle}} \sqrt{1 - \frac{m_x^2}{\langle r^2 \rangle}} \left( \frac{5}{3} - \frac{2m_x^2}{3\langle r^2 \rangle} \right) \quad (4)$$

Как видно из этих соотношений, изменение величины  $\langle r^2 \rangle$  без смещения центра пятна к изменению фототока не приводит, если нож делит пятно пополам.

Для регистрации изменений дисперсии углов рассеяния необходимо использовать темнопольную систему (нож перекрывает большую часть пятна).

При малых величинах смещения  $m_x$  в соотношениях (3), (4) можно ограничиться линейными членами разложения их в ряд Тейлора. Здесь зависимость  $\Phi = \Phi(m_x)$  получается в обоих случаях одинаковой и близкой

к линейной. По ней можно определить и рассчитывать приборную постоянную, определяемую как

$$A = du/d\theta_x$$

где  $u$  — напряжение полезного сигнала на нагрузке ФЭУ.

Расчет дает для  $A$  следующее выражение:

$$A = \frac{2\gamma f}{\pi r} \Phi_0$$

где  $\gamma = \partial u / \partial \Phi$  — чувствительность фотоприемника по напряжению.

Была проведена калибровка прибора, используемого в данной работе, в результате которой для  $A$  было получено значение  $10^5$  в.

Таким образом, при анализе работы теплеровского прибора можно выделить две области

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle &= \text{const}, & m_x &= \text{var} \\ \langle r^2 \rangle &= \text{var}, & m_x &= \text{const} \end{aligned}$$

Первое справедливо, когда  $\Lambda$  — линейный масштаб турбулентных пульсаций коэффициента преломления — сравним или больше базы измерения  $L$ , второе — когда масштаб пульсаций много меньше  $L$ , но больше диаметра луча.

При работе прибора в этих областях анализ результатов измерений сравнительно прост.

Флуктуации коэффициента преломления, линейный размер которых порядка  $d$ , приводят к неаксиально-симметричной деформации пятна, флуктуации с линейным размером меньше  $d$  приводят к перераспределению интенсивности света в пятне, пропорционально второй производной коэффициента преломления и не регистрируются прибором данного типа.

При  $L \lesssim \Lambda$  можно найти корреляционную функцию для поля коэффициента преломления среды по корреляционной функции измеренного сигнала при условии выполнения гипотезы о замороженности турбулентности.

При  $L \gg \Lambda$  в предположении локальной изотропности и однородности поля турбулентных пульсаций коэффициента преломления можно найти дисперсию коэффициента преломления, а при задании вида спектра можно определить структурную постоянную среды. Так, например, для инерционного диапазона, когда спектральная плотность поля пульсаций коэффициента преломления равна [4]

$$F_n(k) = 0.033 C_n^2 k^{-11/3} \exp\{-0.16 k^2 \lambda_0^2\} \quad (5)$$

для структурной постоянной среды  $C_n^2$  имеем

$$C_n^2 = 1.22 \langle r^2 \rangle \lambda_0^{1/3} / f^2 L \quad (6)$$

где  $k$  — волновое число.

В остальных случаях, когда одновременно меняются и радиус пятна и его смещение, анализ результатов измерения оказывается значительно более сложным.

Возвращаясь к области  $L \lesssim \Lambda$ , оценим связь между корреляционными функциями поля коэффициента преломления  $B_n$  и регистрируемого сигнала  $B_u$  в предположении малости смещения пятна. При этом анализируется флуктуационная составляющая сигнала.

В этом случае имеется линейная связь между регистрируемым сигналом и углом поворота луча на выходе из исследуемой области. Тогда с учетом

(4) имеем

$$B_u(x_1, x_2, t_1, t_2) = \frac{A^2}{n_0^2} \int_0^L \int_0^L dz_1 dz_2 \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_2} B_n(x_1, x_2, 0, z_1, z_2, t_1, t_2) \quad (7)$$

Это соотношение справедливо при выполнении условия  $d \ll \lambda_0$ , когда интегрированием по диаметру луча можно пренебречь.

Предполагая поле турбулентных флуктуаций коэффициента преломления стационарным, однородным и изотропным, а также принимая гипотезу заморозенности поля, соотношение (7) можно записать следующим образом:

$$B_u(\xi) = -\frac{2LA^2}{n_0^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \int_0^L \left(1 - \frac{\eta}{L}\right) B_n(\xi, 0, \eta) d\eta \quad (8)$$

Здесь

$$\xi = x_1 - x_2, \quad \eta = z_1 - z_2, \quad \rho^2 = \eta^2 + \xi^2, \quad B_n(\xi, \eta) = B_n(\rho)$$

Проанализируем полученное выражение для различных отношении длины луча к масштабу неоднородностей. Рассмотрим три области  $\Lambda > L$ ,  $\Lambda < L$ ,  $\Lambda \sim L$ .

В первой области, когда длина луча меньше масштаба неоднородностей, можно считать, что  $B_n$  не зависит от  $\eta$  и, следовательно

$$B_u^*(\xi) = -\frac{L^2 A^2}{n_0^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} B_n(\xi) \quad (9)$$

Сделав одномерное фурье-преобразование, получим связь между одномерным пространственным спектром пульсаций коэффициента преломления  $V_n(k)$  и спектром регистрируемого сигнала  $V_u(k)$

$$V_n(k) = \frac{n_0^2}{A^2 L^2} \frac{V_u(k)}{k^2} = b \frac{V_u(k)}{k^2} \quad (10)$$

Здесь  $b$  — приборная постоянная.

Во второй области, когда длина луча больше масштаба неоднородностей, в формуле (8) можно пренебречь величиной  $\eta/L$  по сравнению с единицей и заменить верхний предел интегрирования на бесконечность [4]. В этом случае получаем

$$B_u(\xi) = -\frac{2L^2 A^2}{n_0^2} \left(\frac{\Lambda}{L}\right) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} B_n(\xi) \quad (11)$$

$$V_n(k) = \frac{b}{2} \left(\frac{L}{\Lambda}\right) \frac{V_u(k)}{k^2} \quad (12)$$

Для третьей области получить простые зависимости не удастся и необходимо пользоваться формулой (8). Интеграл, входящий в нее, может быть вычислен, если вид  $B_n(\rho)$  известен. Например, для  $B_n(\rho) = a^2 \exp\{-\rho^2/\Lambda^2\}$

$$V_n(k) = b_1 \left(\frac{L}{\Lambda}\right) \frac{V_u(k)}{k^2}$$

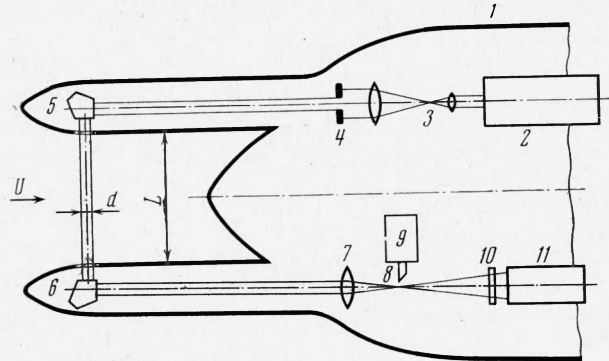
Здесь

$$b_1 = \frac{b}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(L/\Lambda) - [1 - \exp\{-L^2/\Lambda^2\}] \Lambda/L}, \quad \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$$

Авторами было проведено исследование турбулентных флуктуаций коэффициента преломления морской воды с помощью буксируемого при-

бора с борта научно-исследовательского судна «Академик Курчатов» во время его девятого рейса.

Схема прибора приведена на фиг. 3. Прибор расположен в корпусе 1. Излучение гелий-неонового лазера 2, пройдя коллиматор 3 и ограничивающую диафрагму 4 с отверстием диаметром 5 мм, попадает через пентапризму 5 в рабочий промежуток, расположенный в носовой части корпуса.



Фиг. 3

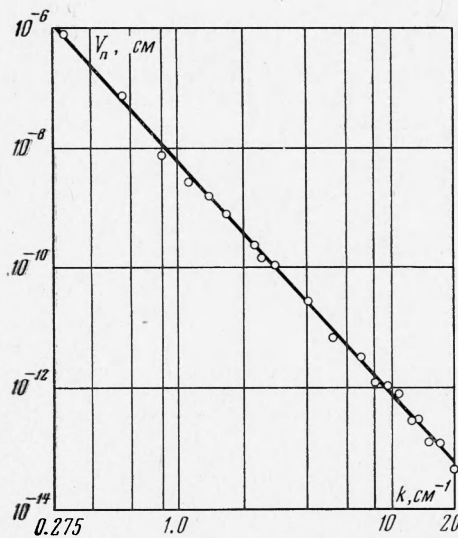
С целью максимального уменьшения влияния пограничного слоя у корпуса прибора на результаты измерений рабочий промежуток вынесен при помощи обтекателей на расстояние 120 мм от носа корпуса.

На выходе из рабочего промежутка  $L$  длиной 100 мм луч поворачивается пентапризмой 6 и фокусируется объективом 7. В фокальной плоскости объектива расположен нож Фуко 8, край которого перпендикулярен оси луча. Положения ножа регулируются с помощью дистанционного механизма 9. За ножом Фуко расположены интерференционный фильтр 10 и фотоумножитель 11. Буксировка прибора осуществлялась с помощью буксируемой системы [5].

Спектр зарегистрированных сигналов находился при помощи спектроанализатора С5-3 с полосой анализа 6 гц и временем осреднения 30 сек.

На фиг. 4 в качестве примера результатов измерений приведен спектр флуктуаций коэффициента преломления, полученный при буксировке прибора на глубине 30 м со скоростью  $2.22 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}$  в тропической области Атлантического океана. Масштаб логарифмический по обеим осям.

Данный спектр получен путем пересчета спектра зарегистрированных сигналов по приведенным выше соотношениям. Прямая, приведенная на графике, соответствует  $k^{-3.9}$ . Верхняя граница зарегистрированных волновых чисел  $25 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует размеру оптических неоднородностей порядка половины диаметра светового луча в исследуемой среде. Вид



Фиг. 4

