

В.Л. Вебер

О ВЛИЯНИИ ВОЛНЕНИЯ НА КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПОДВОДНОГО ОБЪЕКТА, ПОЛУЧЕННОГО ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ЧЕРЕЗ МОРСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Проведен теоретический анализ влияния морского волнения на оптическую передаточную функцию (ОПФ) и функцию рассеяния точки (ФРТ) системы наблюдения через границу раздела «воздух—вода». Показано, что в случае направленного освещения эффекты двукратного прохождения излучения через случайную поверхность моря приводят к специфическим искажениям вида ФРТ по сравнению со случаем диффузного освещения.

Изображение подводного объекта, полученное через поверхность моря, является случайным в силу случайного характера волнения на границе раздела воздух—вода. При статистическом усреднении этого изображения по реализациям границы раздела (иначе говоря, при длительном накоплении оптического сигнала) можно получить регулярное изображение, качество которого определяется оптической передаточной функцией (ОПФ) или функцией рассеяния точки (ФРТ) тракта переноса изображения, включающего в себя случайно-неровную границу раздела и рассеивающую толщу воды. В том случае, если объект освещается диффузным источником (рассеянным светом неба), «сквозная» ОПФ тракта переноса изображения определяется путем перемножения оптических передаточных функций взволнованной поверхности моря, рассеивающего слоя воды и приемника системы наблюдения [1—3]. В случае же направленного освещения (Солнцем или искусственным источником света) ситуация оказывается гораздо более сложной и интересной. Из-за эффектов двукратного прохождения излучения через взволнованную поверхность моря «сквозная» ОПФ приобретает комплексный характер, а ФРТ становится несимметричной — в отличие от случая диффузного освещения.

Некоторые свойства ОПФ при направленном освещении исследованы в [4]. Цель данной статьи — проанализировать свойства ФРТ в условиях солнечного освещения. Решение этой задачи базируется на геометрикооптическом рассмотрении процесса распространения света в море с использованием малоуглового решения уравнения переноса излучения в мутных средах. Рассмотрим схему наблюдения (рис. 1). Поверхность моря, заданная функцией $q(\mathbf{r}_2)$ (\mathbf{q} — вектор-градиент поверхности), освещается широким пучком солнечных лучей. На глубине h в плоскости z_3 находится диффузно-отражающая поверхность с распределением коэффициента отражения $R_0(\mathbf{r}_3)$. На высоте H над поверхностью моря находится фотоприемник системы наблюдения (СН), ориентированный в надир.

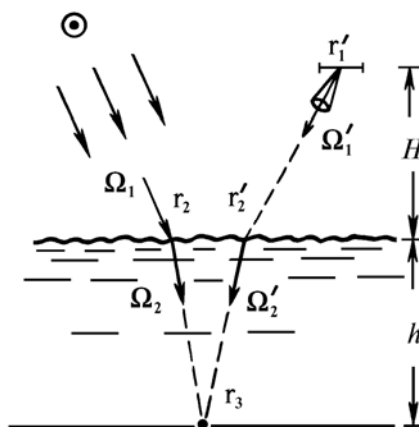


Рис. 1. Схема наблюдения

В [5] получено выражение для случайной реализации световой мощности в элементе изображения (речь идет о «мгновенном» изображении):

$$P = P_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_0(\mathbf{r}_3) E_{\text{н}}(\mathbf{r}_3) E_{\text{п}}(\mathbf{r}_3) d\mathbf{r}_3, \quad (1)$$

где P_0 — принимаемая световая мощность от поверхности объекта с однородным коэффициентом отражения; $E_{\text{н}}$ — распределение освещенности от Солнца на глубине h ; $E_{\text{п}}$ — распределение освещен-

ности, создаваемое источником единичной мощности с диаграммой направленности, тождественной диаграмме направленности приемника, в плоскости z_3 .

Выражения для $E_{\Pi, \Pi}$ имеют следующий вид:

$$E_{\Pi}(\mathbf{r}_3) = m^2 \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int D_S(\mathbf{\Omega}_1 - \mathbf{\Omega}_{\Pi}) \delta[\mathbf{\Omega}_1 - m\mathbf{\Omega}_2 - (m-1)\mathbf{q}(\mathbf{r}_2)] e_c(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2 - h\mathbf{\Omega}_2) d\mathbf{r}_2 d\mathbf{\Omega}_1 d\mathbf{\Omega}_2 ;$$

$$E_{\Pi}(\mathbf{r}_3) = m^2 \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int D_{\Pi}(\mathbf{\Omega}'_1 - \mathbf{\Omega}_{\Pi}) \delta[\mathbf{\Omega}'_1 - m\mathbf{\Omega}'_2 - (m-1)\mathbf{q}(\mathbf{r}'_2)] \delta(\mathbf{r}_{\Pi} - \mathbf{r}'_2 + H\mathbf{\Omega}'_1) e_{\Pi}(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}'_2 - h\mathbf{\Omega}'_2) d\mathbf{r}'_2 d\mathbf{\Omega}'_1 d\mathbf{\Omega}'_2, (2)$$

где $D_{\Pi, \Pi}$ – диаграммы направленности источника света и приемника СН, $\iint D_{\Pi, \Pi}(\mathbf{\Omega}) d\mathbf{\Omega} = 1$; e_c – распределение освещенности от точечного мононаправленного источника единичной мощности на расстоянии h от него в рассеивающей среде; \mathbf{r}_{Π} – координата центра приемной апертуры СН; $\mathbf{\Omega}_{\Pi, \Pi}$ – проекции единичных векторов, сонаправленных с осями диаграмм направленности излучателя и приемника на плоскость $z = \text{const}$; $m = 1,33$ – показатель преломления воды.

Усредняя (1) с учетом (2) по реализациям уклонов морской поверхности, после преобразований получим выражение для распределения яркости в регулярном изображении подводного объекта:

$$P(\mathbf{r}) = P_0 (2\pi)^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} \int F_0(\mathbf{k}) \Phi(\mathbf{k}; \Delta\rho) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{k}, (3)$$

где F_0 – Фурье образ объекта R_0 ; Φ – ОПФ тракта переноса изображения; $\mathbf{r} = \mathbf{r}_{\Pi} + L\mathbf{\Omega}_{\Pi}$ – координата точки наблюдения в плоскости объекта; $L = H + \frac{h}{m}$.

Выражение для ОПФ, входящее в (3), имеет следующий вид:

$$\Phi(\mathbf{k}; \Delta\rho) = (2\pi)^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int F_{\Pi}(h_0 \boldsymbol{\omega}) F_{\Pi}(h_0 \boldsymbol{\omega} + L\mathbf{k}) F_c(\boldsymbol{\omega}) F_c(\boldsymbol{\omega} + \mathbf{k}) \Theta_2(a\boldsymbol{\omega}; -a(\boldsymbol{\omega} + \mathbf{k}); \rho) e^{i\boldsymbol{\omega}(\rho - \Delta\rho)} d\boldsymbol{\omega} d\boldsymbol{\rho}, (4)$$

где $F_{\Pi, \Pi}$ – Фурье образы апертурных функций $D_{\Pi, \Pi}$ источника и приемника; F_c – оптическая передаточная функция водного слоя; Θ_2 – двухточечная характеристическая функция распределения вероятностей уклонов взволнованной морской поверхности; $\Delta\rho = h_0(\mathbf{\Omega}_{\Pi} - \mathbf{\Omega}_{\Pi})$, $a = h_0(m-1)$, $h_0 = h/m$.

Из выражения (3) следует, что изображение может формироваться путем сканирования объекта либо по пространству ($\mathbf{r}_{\Pi} = \text{var}$), либо по углу ($\mathbf{\Omega}_{\Pi} = \text{var}$). В дальнейшем мы будем рассматривать первый способ формирования изображения.

Без учета корреляции световых лучей, входящих в воду и выходящий из-под поверхности, выражение (4) приводится к виду

$$\Phi(\mathbf{k}) = F_c(\mathbf{k}) \Theta_1(a\mathbf{k}) F_{\Pi}(L\mathbf{k}), (5)$$

где Θ_1 – одноточечная характеристическая функция распределения вероятностей уклонов морской поверхности (или ЧКХ взволнованной поверхности) [2, 3].

Аналогично описывается ОПФ в случае диффузного освещения поверхности моря (это следует из (4) при $F_{\Pi}(\cdot) \sim \delta(\cdot)$).

Дальнейший анализ ОПФ требует конкретизации функций, входящих в выражение (4). Зададим ОПФ источника и приемника в гауссовском виде

$$F_{\Pi, \Pi}(\mathbf{p}) = \exp\left(-\frac{\Delta_{\Pi, \Pi}}{4\pi} \rho^2\right), (6)$$

где $\Delta_{\Pi, \Pi}$ – телесные углы излучения и приема (в элементе изображения).

Для упрощения задачи ограничимся рассмотрением случая одномерного ветрового волнения. Выражение для двухточечной характеристической функции взволнованной морской поверхности имеет следующий вид [2]:

$$\Theta_2(\mathbf{k}_1; \mathbf{k}_2; \rho) = \exp\left[-\frac{\sigma_q^2}{2} (k_{1x}^2 + k_{2x}^2 + 2R_q(\rho_x) k_{1x} k_{2x})\right], (7)$$

где σ_q^2 – дисперсия уклонов; R_q – нормированная корреляционная функция уклонов поверхности моря.

Поскольку основной нашей задачей является оценка влияния волнения на качество изображения, то в дальнейшем будем пренебрегать фактором рассеяния светового излучения в воде (хотя это не принципиально), то есть положим $F_c(\cdot) \equiv 1$.

Анализ выражений (4), (6), (7) может быть проведен численным интегрированием, но мы хотим получить основные результаты в аналитическом виде. Для этой цели аппроксимируем характеристическую функцию уклонов следующей зависимостью;

$$\Theta_2(a\omega_x; -a(\omega_x + k_x); \rho_x) = \Theta_1(ak_x) \cdot \tilde{Q}_2(\omega_x; k_x; \rho_x),$$

$$\text{где } \Theta_1(\cdot) = \exp\left(-\frac{\Sigma_q}{4\pi} k_x^2\right); \quad (8)$$

$$\tilde{Q}_2(\cdot) = \exp\left(-\frac{\pi\rho^2}{S_q}\right) + \exp\left(-\frac{\Sigma}{4\pi} \omega_x(\omega_x + k_x)\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{\pi\rho^2}{S_q}\right)\right),$$

$2\pi a^2 \sigma_q^2 = \Sigma_q$ — характерная площадь разброса лучей в плоскости z_3 из-за преломления на шероховатой границе раздела воздух—вода; $S_q = \pi\rho_q^2$ — характерная площадь корреляции уклонов границы раздела (ρ_q — радиус корреляции).

Подставим соотношения (6), (8) в выражение (4) и проведем последовательное интегрирование по переменным $\rho_y, \omega_y, \rho_x, \omega_x$. В результате после преобразований получим выражение для ОПФ тракта переноса изображения через одномерную случайно-неровную границу раздела в аналитическом виде

$$\Phi(\mathbf{k}; \Delta\rho) = \Phi_0(\mathbf{k}) \cdot \tilde{F}(k_x; \Delta\rho), \quad (9)$$

где

$$\Phi_0(\mathbf{k}) = \exp\left[-\frac{1}{4\pi}(k_x^2 S_0 + k_y^2 S_\Pi)\right],$$

$$\tilde{F}(k_x; \Delta\rho) = 1 + \Phi_1(k_x; \Delta\rho) - \Phi_2(k_x; \Delta\rho),$$

$$\Phi_j(\cdot) = \sqrt{\frac{S_j}{S_q}} \exp\left[\frac{\pi}{S_j} \left(i\Delta\rho + \frac{\Sigma_j}{2\pi} k_x\right)^2\right], \quad (j = 1, 2),$$

$$S_1 = (\Delta_\Pi + \Delta_\Pi) h_0^2 + S_q, \quad S_2 = S_1 + 2\Sigma_q,$$

$$\Sigma_1 = \Delta_\Pi L h_0, \quad \Sigma_2 = \Sigma_1 + \Sigma_q,$$

$$S_\Pi = \Delta_\Pi L^2, \quad S_0 = S_\Pi + \Sigma_q, \quad \Delta\rho = h_0(\Omega_{\text{нх}} - \Omega_{\text{пх}}).$$

Функция Φ_0 описывает ОПФ системы наблюдения через взволнованную поверхность в условиях диффузного освещения (при $\Delta_\Pi \rightarrow \infty$); множитель Φ определяет поправку, учитывающую направленный характер солнечного освещения. Из (9) следует, что при достаточно большом «рассогласовании» направлении освещения и наблюдения ($\Delta\rho \rightarrow \infty$) величина $\tilde{F}(\cdot) \equiv 1$, т. е. в результате получаем «фильтр» вида (5), как и в случае диффузного источника.

В общем случае ОПФ (9) является комплексной и только при $\Delta\rho = 0$ или $\Delta\rho \rightarrow \infty$ — действительной, на что указано в [4].

Проанализируем случай $\Delta\rho = 0$. Считая для простоты приемник идеальным ($\Delta_\Pi = 0$), преобразуем выражение (9) к виду:

$$\Phi(\mathbf{k}; 0) = \exp\left(-\frac{\Sigma_q}{4\pi} k_x^2\right) \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1+\alpha}} - \frac{1}{\sqrt{1+\alpha+2\gamma}} \exp\left(+\frac{\Sigma_q}{4\pi} \frac{\gamma k_x^2}{1+\alpha+2\gamma}\right)\right), \quad (10)$$

где

$$\gamma = \Sigma_q/S_q, \quad \alpha = \Delta_\Pi h_0^2/S_q;$$

здесь γ является параметром, определяющим фокусирующие свойства неровной поверхности воды [6]; а характеризует относительную площадь фокусной «перетяжки».

На основании (10) можно определить пространственную частоту κ_0 , на которой ОПФ обращается в нуль:

$$\kappa_0^2 = \frac{4}{\gamma \rho_q^2} \frac{1 + \alpha + 2\gamma}{\gamma} \ln \left(\sqrt{1 + \alpha + 2\gamma} + \sqrt{\frac{1 + \alpha + 2\gamma}{1 + \alpha}} \right).$$

Нормированное на ширину полосы «фильтра» Φ_0 , равную $4 / \gamma \rho_q^2$, значение κ_0 зависит от глубины размещения объекта немонотонным образом: на малых ($\gamma \ll 1$) и больших ($\gamma \gg 1$) глубинах κ_0 велико; минимальное значение κ_0 достигается при $\gamma \approx 1$, т.е. при расположении объекта на глубине максимальных фокусировок [6] – в этом случае поправка $\tilde{\Phi}$ к Φ_0 наиболее «заметна».

Обратимся к анализу ФРТ тракта переноса изображения через морскую поверхность. ФРТ определяется Фурье обращением ОПФ (9). В результате проведения несложных преобразований получаем следующее выражение для ФРТ:

$$Q(\mathbf{r}; \Delta\rho) = Q_0(\mathbf{r})\tilde{Q}(x; \Delta\rho),$$

$$Q_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S_0 S_n}} \exp \left[-\pi \left(\frac{x^2}{S_0} + \frac{y^2}{S_n} \right) \right]; \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{Q}(x; \Delta\rho) &= 1 + Q_1(x; \Delta\rho) - Q_2(x; \Delta\rho); \\ Q_j(\cdot) &= \sqrt{\frac{S_0 S_q}{S_0 S_j - \Sigma_j^2}} \exp \left[-\pi \left(\Delta\rho + x \frac{\Sigma_j}{S_0} \right)^2 \frac{S_0}{S_0 S_j - \Sigma_j^2} \right], \quad (j = 1, 2). \end{aligned}$$

Функция Q_0 описывает ФРТ системы наблюдения через морскую поверхность в условиях диффузного освещения; корректирующий множитель \tilde{Q} учитывает специфику направленного солнечного излучения.

Проведем аналитическое исследование выражения (11), для чего положим в нем $\Delta_{\pi} = \Delta_{\pi} = 0$ (узкие диаграммы направленности излучателя и приемника); кроме того, отвлечемся от двумерного характера ФРТ и рассмотрим ту ее часть, которая зависит только от x -координаты. Перейдя к безразмерным координатам $\xi = x/\rho_q$ и $\delta = \Delta\rho/\rho_q$, запишем выражение для ФРТ в следующем виде:

$$Q(\xi; \delta) = \frac{1}{\sqrt{\Sigma_q}} \exp \left(-\frac{\xi^2}{\gamma} \right) \left(1 + e^{-\delta^2} - \frac{1}{\sqrt{1 + \gamma}} \exp \left(-\frac{(\xi + \delta)^2}{1 + \gamma} \right) \right). \quad (12)$$

Влиянием корреляционных эффектов на вид ФРТ можно пренебречь при выполнении условия $\delta^2 \gg 1 + \gamma$ (данное условие в случае размещения объекта на глубине, большей 1 м, формулируется еще проще: $\Delta\theta \gg \sigma_q$, где $\Delta\theta = \Omega_{\text{изл}} - \Omega_{\text{пр}} - \text{угол между направлениями освещения и наблюдения}$). При выполнении этого условия $Q(\cdot) \equiv Q_0(\cdot)$.

Из выражения (12) следует, что в общем случае ФРТ системы наблюдения через взволнованную поверхность не является симметричной (четной функцией) относительно точки $x = 0$. Для оценки влияния волнения и условий освещения на форму ФРТ можно воспользоваться интегральными моментами функции (12):

$$m_n = \rho_q^{n+1} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\xi, \delta) \xi^n d\xi.$$

Определим, исходя из моментов, координату «центра тяжести» ФРТ:

$$C = m_1 / m_0.$$

Поскольку величина m_0 изменяется в небольших пределах ($1 \leq m_0 \leq 2$), то приближенно можно считать, что

$$C \equiv m_1 = \rho_q \frac{\gamma\delta}{(1 + 2\gamma)^{3/2}} \exp \left(-\frac{\delta^2}{1 + 2\gamma} \right). \quad (13)$$

Отсюда следует, что зависимость $C(\delta)$ — немонотонная, центрально симметричная относительно точки $\delta = 0$. Максимум этой зависимости

$$C_{\max} = \frac{\rho q}{\sqrt{2e}} \frac{\gamma}{1 + 2\gamma}.$$

достигается при «рассогласовании» осей диаграмм излучения и приема, равном

$$\delta = \sqrt{\frac{1 + 2\gamma}{2}}.$$

Представляет интерес оценить также ширину ФРТ в случае «соосного» варианта освещения и наблюдения ($\Delta\rho = 0$). Среднеквадратическая ширина ФРТ (12), нормированная на ширину ФРТ при диффузном освещении, определяется соотношением:

$$\Delta x_{\text{норм}} = \sqrt{\left(2 - \frac{1 + \gamma}{(1 + 2\gamma)^{3/2}}\right) / \left(2 - \frac{1}{(1 + 2\gamma)^{3/2}}\right)}. \quad (14)$$

Отсюда следует, что зависимость $\Delta x_{\text{норм}}(\gamma)$ — немонотонная, с максимумом, равным 1,07 при $\gamma = 0,71$. Можно сделать вывод, что при $\Delta\rho = 0$ функция $Q(\mathbf{r}; 0)$ наиболее существенно отличается от $Q_0(\mathbf{r})$ в том случае, когда объект расположен на глубине максимальных фокусировок $h_m = 4R_{\text{кр}}$ ($R_{\text{кр}}$ — среднеквадратическое значение радиуса кривизны морской поверхности).

Результаты аналитического исследования подтверждаются более точными расчетами на основе формулы (11) для следующих значений основных параметров: $H = 5$ м; $\Theta_{\text{н}} = 5$ мрад, $\Theta_{\text{п}} = 1$ мрад ($\Theta_{\text{н,п}}$ — угловые ширины диаграмм излучения, приема); $\sigma_q^2 = 0,021$, $\rho_q = 0,16$ м (это соответствует волнению при скорости ветра 4 м/с).

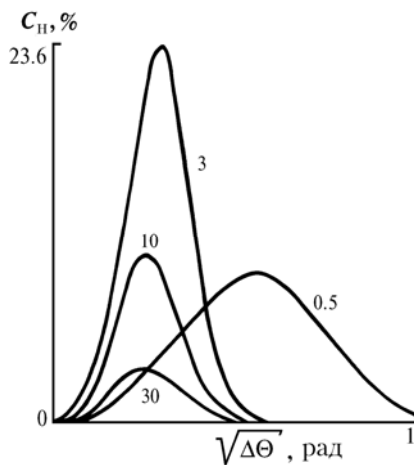


Рис. 2

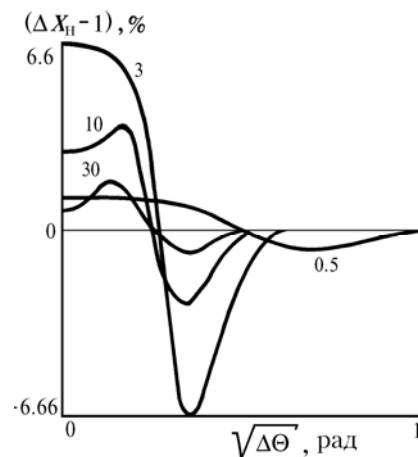


Рис. 3

На рис. 2 приведены зависимости координаты «центра тяжести» ФРТ от угла между направлениями освещения и наблюдения. (Цифры у кривых — значения глубины в метрах). Заметим, что эти зависимости нормированы на характерную ширину ФРТ в случае диффузного освещения, равную $|\sqrt{S_0}/2\pi|$. Аналогичная нормировка проведена и в отношении зависимостей на других рисунках. Из рис. 2 видно, что зависимость $C_n(\Delta\Theta)$ имеет немонотонный характер. Максимум этой зависимости с увеличением глубины расположения объекта смещается в область меньших значений $\Delta\Theta$, а его величина сначала растет, а затем на глубинах, меньших h_m , падает. Заметим, что смещение «центра тяжести» ФРТ происходит в сторону, противоположную той, в которой находится Солнце.

На рис. 3 приведены нормированные зависимости ширины ФРТ от угла между направлениями освещения и наблюдения, вычисленные по формуле:

$$D = \sqrt{\frac{m_2}{m_0} - \left(\frac{m_1}{m_0}\right)^2} / \sqrt{\frac{S_0}{2\pi} - 1},$$

где m_n — моменты функции рассеяния (11). (Цифры у кривых — значения глубины в метрах).

Эти зависимости имеют сложный осциллирующий характер, причем если при малых $\Delta\Theta$ ширина ФРТ $Q(x; \Delta\rho)$ больше ширины $Q_0(x)$, (в окрестности глубины фокусировок h_m это различие максимальное), то при достаточно больших значениях $\Delta\Theta$ имеет место обратное соотношение.

На рис. 4 и 5 приведены зависимости нормированных величин C и D от глубины объекта при разных значениях угла (цифры у кривых) между направлениями освещения и наблюдения. Эти зависимости имеют немонотонный характер, что говорит о селективности эффектов искажения формы ФРТ не только по углу $\Delta\Theta$, но и по глубине h .

Полученные результаты согласуются с оценками, даваемыми приближенными формулами (13), (14). Из приведенных данных следует, что при скорости ветра 4 м/с более или менее значительные отличия ФРТ $Q(x; \Delta\rho)$ от $Q_0(x)$ наблюдаются в области глубин до 10÷15 м. При больших скоростях ветра эта, вообще говоря, условная граница «поднимается» к поверхности.

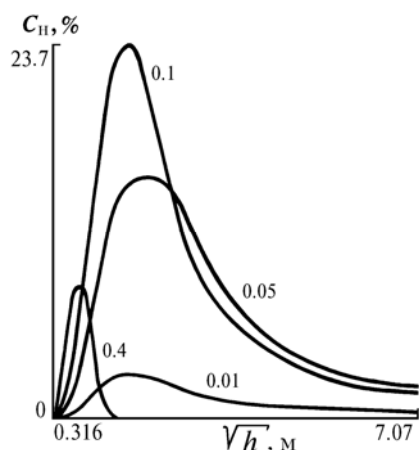


Рис. 4

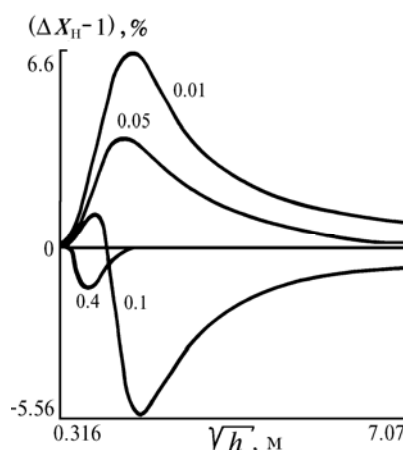


Рис. 5

Рассеяние света в мутной воде приводит к «сглаживанию» рассмотренных эффектов — уменьшению «амплитуды» и «растяжке» зависимостей положения «центра тяжести» и ширины ФРТ от угла $\Delta\Theta$ и глубины h . Эти вопросы нуждаются в более внимательном анализе и выходят за рамки данной статьи.

1. Мулламаа Ю. - А. Р. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1975. Т. 11. № 2. С. 199—205.
2. Вебер В. Л. //Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 8. С. 989—1001.
3. Лучинин А. Г. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. № 7. С. 732—736.
4. Лучинин А. Г. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. № 3. С. 330—333.
5. Вебер В. Л., Лучинин А. Г. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. № 6. С. 631—638.
6. Вебер В. Л. //Известия АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. № 9. С. 953—962.

Институт прикладной физики РАН,
Нижний Новгород

Поступила в редакцию
26 марта 1992 г.

V. L. Weber. Oil the Influence of Sea Waves on the linage Quality when Observed through the Marine Surface.

The influence of sea waves on the optical transfer function and the point scattering function of an optical system for observations through the air-water interface is analyzed theoretically. It is shown that the effects of radiation double passage through a random sea surface lead to specific distortions in the form of the point scattering function.