

В.Л. Вебер

Флуктуации естественного светового излучения, выходящего из-под взволнованной морской поверхности

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

Поступила в редакцию 8.08.2001 г.

Разработана методика расчета флуктуаций яркости выходящего из толщи моря через взволнованную поверхность солнечного излучения. В основу методики положена локально параболическая модель границы раздела воздух–вода. Исследованы зависимости дисперсии, коэффициента вариации и коэффициента корреляции сигнала обратного рассеяния от скорости ветра, зенитного угла Солнца и длины волны оптического излучения.

Исследование флуктуационных характеристик выходящего из толщи моря через взволнованную поверхность естественного светового излучения представляет значительный интерес в связи с задачами получения и дешифровки изображений шельфа, дистанционной диагностики волнения, оперативной оценки оптических характеристик морской воды.

В теоретическом плане задача определения статистических характеристик выходящего из моря светового излучения является весьма сложной в силу, прежде всего, своей многофакторности – на формирование принимаемого системой наблюдения (СН) сигнала обратного рассеяния (СОР) влияют случайно-неровная граница раздела, рассеивающая среда, ограниченность пространственных и угловых размеров фотоприемника СН, геометрия освещения и визирования. К особым трудностям приводит необходимость учета корреляционных эффектов, возникающих при двукратном прохождении излучения через одни и те же участки случайно-неровной границы раздела воздух–вода. Эти эффекты отчетливо проявляются уже при исследовании первого статистического момента СОР [1,2]. Специфика их проявления в более высоких моментах сигнала изучена еще не достаточно. В работах [3,4] задача определения пространственного спектра и пространственной функции корреляции яркости выходящего из толщи моря солнечного излучения решена в рамках линейного по уклонам волн приближения. Это приближение, однако, справедливо лишь в условиях малости эффектов рассеяния на границе раздела по сравнению с эффектами рассеяния в водной среде и не может быть признано исчерпывающе адекватным.

Целью данной работы являются разработка методики расчета дисперсии флуктуаций яркости выходящего из моря излучения, базирующейся на локально параболической модели взволнованной границы раздела воздух–вода (без использования линейного приближения), и исследование на ее основе зависимостей коэффициента вариации и спектральной функции корреляции от характеристик трассы зондирования. Все рассмотрение производится в рамках геометрооптического приближения в терминах фотометрических величин. Граница раздела предполагается случайной, с гауссовой статистикой.

1. Постановка задачи. Исходные соотношения

Источник света (Солнце) с угловой диаграммой направленности $D_s(\Omega_1)$ освещает взволнованную поверхность моря под углом θ_s (рис. 1). Световое излучение, проникающее в воду через поверхность, рассеивается и частично поглощается в водной толще. Часть рассеянного излучения возвращается в атмосферу и попадает в фотоприемник системы наблюдения, имеющий приемную диаграмму $D_r(\mathbf{r}_1, \Omega_1')$. Здесь и ниже вектор Ω_i обозначает проекцию единичного вектора Ω_i^0 на плоскость $z = \text{const}$, \mathbf{r}_i – координаты точек в плоскости $z = \text{const}$. В дальнейшем предполагаем, что визирование моря производится в надир.

Выражение для мощности принимаемого от толщи моря светового сигнала (интегрального СОР) записывается следующим образом:

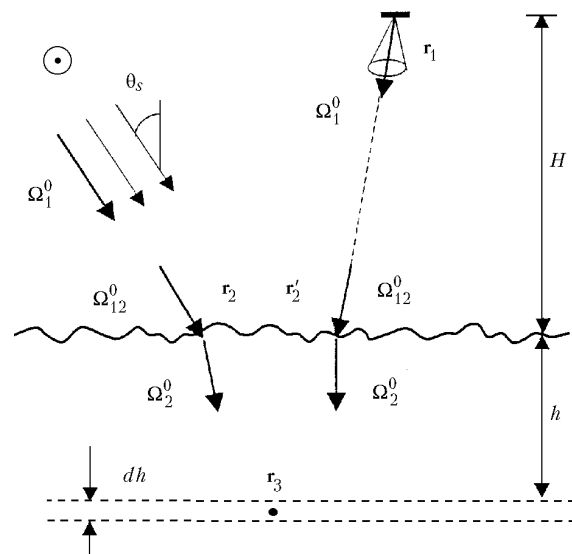


Рис. 1. Схема наблюдения

$$P_i = \int_0^{\infty} P_d(h) dh, \quad (1)$$

где $P_d dh$ – мощность сигнала обратного рассеяния от элементарного слоя толщиной dh с глубины h (мощность дифференциального СОР).

Выражение для P_d получено в работе [5], посвященной исследованию флуктуаций лидарного СОР, применительно к системе зондирования с искусственным источником света:

$$P_d(h) = \frac{B_s \rho_d}{\pi m^2} \int \int E_s(\mathbf{r}_3, h) E_r(\mathbf{r}_3, h) d\mathbf{r}_3, \quad (2)$$

где

$$E_{s,r}(\mathbf{r}_3, h) = \int \dots \int D_{s,r}(\mathbf{r}_1, \mathbf{\Omega}_1) e_{s,r}(\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r}_3, \mathbf{\Omega}_1, h) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{\Omega}_1,$$

$$e_{s,r}(\bullet) = \int \dots \int G_a(\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r}_2, \mathbf{\Omega}_1 \rightarrow \mathbf{\Omega}_{12}) G_n(\mathbf{\Omega}_{12} \rightarrow \mathbf{\Omega}_2, \mathbf{r}_2) \times$$

$$\times e_c(\mathbf{r}_2 \rightarrow \mathbf{r}_3, \mathbf{\Omega}_2, h) d\mathbf{r}_2 d\mathbf{\Omega}_{12} d\mathbf{\Omega}_2;$$

B_s – яркость источника; G_a – функция Грина уравнения переноса излучения в атмосфере, определяющая яркость светового поля в точке \mathbf{r}_2 в направлении $\mathbf{\Omega}_{12}$ при облучении среды точечным мононаправленным источником единичной мощности, расположенным в точке \mathbf{r}_1 и излучающим в направлении $\mathbf{\Omega}_1$; G_n – функция Грина поверхности раздела, описывающая деформацию тела яркости при прохождении излучения через неровную границу раздела воздух–вода; e_c – распределение освещенности в водной среде от точечного мононаправленного источника на глубине h ; m – показатель преломления воды; $\rho_d = s_p/4$, σ_π – коэффициент рассеяния элементарного объема воды при угле 180° .

Модифицируем данное выражение применительно к условиям нашей задачи. Для источника света (в нашем случае – бесконечно протяженного), наклонно освещающего водную поверхность, можно записать:

$$G_a(\bullet) = \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 - \mathbf{\Omega}_1 H / \gamma_s) \delta(\mathbf{\Omega}_1 - \mathbf{\Omega}_{12}),$$

$$G_n(\bullet) = m^2 \delta[\mathbf{\Omega}_{12} - m\mathbf{\Omega}_2 + A_s \mathbf{q}(\mathbf{r}_2)];$$

$$e_c(\bullet) \equiv e_c(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2 - l\mathbf{\Omega}_2, l), \quad (3)$$

$$A_s = m\gamma_{0s} - \gamma_s, \quad l = h/\gamma_{0s}, \quad \gamma_s = \sqrt{1 - \Omega_s^2},$$

$$\gamma_{0s} = \sqrt{1 - (\Omega_s / m)^2}, \quad \omega_s = \sin\theta_s;$$

\mathbf{q} – вектор-градиент уклонов взволнованной водной поверхности.

Для фотоприемника СН, визирующего водную поверхность по нормали к ее среднему уровню, аналогичные соотношения имеют следующий вид:

$$G_a(\bullet) = \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 - H\mathbf{\Omega}_1) \delta(\mathbf{\Omega}_1 - \mathbf{\Omega}_{12}),$$

$$G_n(\bullet) = m^2 \delta[\mathbf{\Omega}_{12} - m\mathbf{\Omega}_2 + A_r \mathbf{q}(\mathbf{r}_2)]; \quad (4)$$

$$e_c(\bullet) \equiv e_c(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2 - h\mathbf{\Omega}_2, h), \quad A_r = m - 1.$$

Анализ статистических характеристик интегрального СОР (1) в общем виде с использованием соотношений (2)–(4) оказывается практически невозможным из-за наличия интегралов высокой кратности. Для того чтобы обойти (хотя бы частично) эти трудности, рассмотрим упрощенную локально параболическую модель границы раздела. Допустим, что в некоторой круговой области $M_q(\mathbf{r}_2)$, большей элемента разрешения СН, функция уклонов границы раздела описывается формулой

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}_2) = \mathbf{q}_0 + p\mathbf{r}_2. \quad (5)$$

Это выражение описывает наклонно (под углом \mathbf{q}_0 к горизонту) расположенную на поверхности моря сферическую линзу (с кривизной p). Вне области M_q поверхность раздела описывается случайной функцией $\mathbf{q}(\mathbf{r}_2)$.

С использованием соотношений (2)–(5) выражения для $E_{s,r}$ принимают следующий вид:

$$E_s(\mathbf{r}_3, h) = E_1(\mathbf{r}_3, h) + E_2(\mathbf{r}_3, h), \quad (6)$$

где

$$E_1(\bullet) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int F_s \left(\mathbf{k} \frac{1}{m} \right) F_q[\mathbf{k}(1 + a_s p)] F_c(\mathbf{k}, l) \times$$

$$\times \exp[i\mathbf{k}(\mathbf{r}_3 - a_s \mathbf{q}_0)] d\mathbf{k},$$

$$E_2(\bullet) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int F_s \left(\mathbf{k} \frac{1}{m} \right) [1 - M_q(\mathbf{r}_2)] F_c(\mathbf{k}, l) \times$$

$$\times \exp\{i\mathbf{k}[\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2 - a_s \mathbf{q}(\mathbf{r}_2)]\} d\mathbf{k} d\mathbf{r}_2,$$

$$E_r(\mathbf{r}_3, h) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int F_r[\mathbf{k}(1 + a_r p), \mathbf{k}H(1 + \alpha + a_r p)] F_c(\mathbf{k}, h) \times$$

$$\times \exp[i\mathbf{k}(\mathbf{r}_3 - a_r \mathbf{q}_0)] d\mathbf{k}; \quad (7)$$

функции F_s, F_r, F_q, F_c представляют собой Фурье-образы функций D_s, D_r, M_q, e_c ;

$$a_s = A_s l / m, \quad a_r = A_r h / m, \quad \alpha = h / (mH).$$

Подставляя соотношения (6), (7) в выражение (2), получим

$$P_d(h) = P_1(h) + P_2(h), \quad (8)$$

где

$$P_1(h) = \frac{B_s \rho_d}{\pi m^2} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int F_s \left(\mathbf{k} \frac{1}{m} \right) F_r(\mathbf{k}\xi_r, \mathbf{k}H\eta_r) F_q(\mathbf{k}\xi_s) \times$$

$$\times F_c(\mathbf{k}, l) F_c(\mathbf{k}, h) \exp[i(a_r - a_s) \mathbf{k}\mathbf{q}_0] d\mathbf{k}, \quad (9)$$

$$P_2(h) = \frac{B_s \rho_d}{\pi m^2} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int F_s \left(\mathbf{k} \frac{1}{m} \right) F_r(\mathbf{k}\xi_r, \mathbf{k}H\eta_r) [1 - M_q(\mathbf{r})] \times$$

$$\times F_c(\mathbf{k}, l) F_c(\mathbf{k}, h) \exp(i a_r \mathbf{k}\mathbf{q}_0) \exp\{-i\mathbf{k}[\mathbf{r} + a_s \mathbf{q}(\mathbf{r})]\} d\mathbf{k} d\mathbf{r}, \quad (10)$$

$$\xi_{s,r} = 1 + a_{s,r} p; \quad \eta_r = 1 + \alpha + a_r p.$$

2. Модели источника, приемника и рассеивающей среды

Для проведения последующих рассуждений необходимо конкретизировать оптические передаточные функции источника света, фотоприемника СН и рассеивающей толщи воды. Аппроксимируя диаграммы направленности источника и приемника гауссовыми функциями, получим

$$F_s(\omega) = \Delta_s \exp(-\Delta_s \omega^2 / 4\pi), \quad (11)$$

$$F_r(\mathbf{k}, \omega) = \Sigma_r \Delta_r \exp[-(\Sigma_r k^2 + \Delta_r \omega^2) / 4\pi], \quad (12)$$

где Σ_r – площадь приемной апертуры; $\Delta_{s,r}$ – телесный угол излучения, приема.

В качестве оптической передаточной функции рассеивающей толщи воды используем Фурье-образ распределения освещенности в среде с сильно анизотропным рассеянием, соответствующего автомодельному решению уравнения переноса излучения [6]:

$$F_c(\mathbf{k}, h) = \sum_{i=1}^2 C_i(h) \exp[-g_i(h) k^2 / 4\pi], \quad (13)$$

где $C_1 = \exp(-\varepsilon h)$ – амплитуда нерассеянной компоненты излучения, $\varepsilon = \sigma + \kappa$; $C_2 = \exp(-kh) / \text{ch}\zeta - \exp(-\varepsilon h)$ – амплитуда рассеянной компоненты излучения; $g_1 = 0$; $g_2 = 4\pi(\zeta - \text{th}\zeta) / \{\kappa^2 \Omega_\infty [1 - \text{ch}\zeta \exp(-\sigma h)]\}$ – площадь сечения узкого пучка света на расстоянии h от источника, $\zeta = 0, \Omega_\infty \kappa h$, $\Omega_\infty = \sqrt{2\sigma \bar{\gamma}^2} / \kappa$, σ – коэффициент рассеяния воды; κ – коэффициент поглощения; $\bar{\gamma}^2$ – дисперсия индикатрисы рассеяния.

Область, занимаемую линзой на водной поверхности, определим функцией

$$M_q(\mathbf{r}) = \exp(-\pi \rho^2 / S_q), \quad (14)$$

где $S_q = \pi r_q^2$, ρ_q – характерный радиус корреляции уклонов взволнованной поверхности.

3. Расчетные соотношения для моментов СОР

Прежде чем приступить к выводу соотношений, описывающих первый и второй статистические моменты мощности сигнала обратного рассеяния, сделаем несколько упрощающих предположений. Как видно из выражений (9), (10), в них входят две случайные величины – p и \mathbf{q}_0 , а также случайная функция $\mathbf{q}(\mathbf{r})$. Допустим, во-первых, что все эти величины и функция взаимно некоррелированы. Во-вторых, предположим, что функция $\mathbf{q}(\mathbf{r})$ имеет δ -коррелированный характер (это означает, что поверхность раздела вне линзовой области имеет мелкомасштабные неровности). Кроме того, в последующих рассуждениях предположим гауссов характер функции распределения вероятностей уклонов (с дисперсией σ_q^2) и кривизн (с дисперсией σ_p^2).

Покажем, что при выполнении этих условий формулы для расчета первого и второго статистических моментов СОР получаются достаточно простыми и, что немаловажно, физически наглядными.

Подставляя соотношения (9), (10) с учетом (11)–(14) в (8) и проведя статистическое усреднение по реализациям уклонов линзы (интеграл по уклонам \mathbf{q}_0 берется аналитически), получаем выражение для первого статистического момента СОР:

$$\bar{P}_i = \int_0^\infty \bar{P}_d(h) dh, \quad (15)$$

где

$$\bar{P}_d(h) = \bar{P}_1(h) + \bar{P}_2(h),$$

$$\bar{P}_1(h) = A \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 C_i C_j \left\langle \frac{S_q}{Q_{ij}} \right\rangle,$$

$$\bar{P}_2(h) = A \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 C_i C_j \left(1 - \left\langle \frac{S_q}{T_{ij}} \right\rangle \right);$$

$$A = B_s \Delta_s \Sigma_r \Delta_r \rho_d / (\pi m^2);$$

скобками $\langle \rangle$ обозначено усреднение по кривизне p ;

$$Q_{ij} = \Delta_s (l/m)^2 + \xi_r^2 \Sigma_r + \eta_r^2 S_r + \xi_s^2 S_q + 2\pi \sigma_q^2 (a_s - a_r)^2 + g_i + g_j;$$

$$T_{ij} = \Delta_s (l/m)^2 + \xi_r^2 \Sigma_r + \eta_r^2 S_r + S_q + 2\pi \sigma_q^2 (a_s^2 + a_r^2) + g_i + g_j;$$

$S_r = \Delta_r H^2$; функции C_i, g_i зависят от h , а функции C_j, g_j – от l .

Заметим, что выражение для первого момента СОР содержит всего два интеграла: один – по кривизне p , второй – по глубине h . Эти интегралы берутся численно.

Из выражения (15), как следствие, можно получить соотношение, описывающее мощность СОР в условиях отсутствия волнения на границе раздела (СОР через гладкую водную поверхность):

$$P_i^0 = A \int_0^\infty \left(\sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 C_i C_j dh \right).$$

Выражение для второго статистического момента СОР может быть получено аналогичным (15) образом; после проведения громоздких, хотя в принципе несложных, выкладок оно имеет следующий вид:

$$\bar{P}_i^2 = \int_0^\infty \int_0^\infty M_d(h_1, h_2) dh_1 dh_2, \quad (16)$$

где

$$M_d(h_1, h_2) = M_{11}(h_1, h_2) + M_{12}(h_1, h_2) + M_{21}(h_1, h_2) + M_{22}(h_1, h_2),$$

$$M_{11} = \langle P_1(h_1) P_1(h_2) \rangle, \quad M_{12} = \langle P_1(h_1) P_2(h_2) \rangle;$$

$$M_{21} = \langle P_2(h_1) P_1(h_2) \rangle, \quad M_{22} = \langle P_2(h_1) P_2(h_2) \rangle;$$

$$M_{11} = A^2 \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 \sum_{l=1}^2 C_i C_j C_k C_l \left\langle \frac{S_q^2}{S_{ij} S_{kl}} (1 + 2\pi \sigma_q^2 [(a_{s1} - a_{r1})^2 / S_{ij} + (a_{s2} - a_{r2})^2 / S_{kl}])^{-1} \right\rangle;$$

$$S_{ij} = \Delta_s (l_1 / m)^2 + \xi_{r1}^2 \Sigma_r + \eta_{r1}^2 S_r + \xi_{s1}^2 S_q + g_i + g_j ;$$

$$S_{kl} = \Delta_s (l_2 / m)^2 + \xi_{r2}^2 \Sigma_r + \eta_{r2}^2 S_r + \xi_{s2}^2 S_q + g_k + g_l ;$$

$$\xi_{r1,r2} = 1 + a_{r1,r2} p, \quad \xi_{s1,s2} = 1 + a_{s1,s2} p,$$

$$\eta_{r1,r2} = 1 + h_{1,2} / (mH) + a_{r1,r2} p, \quad a_{r1,r2} = A_r h_{1,2} / m,$$

$$a_{s1,s2} = A_s l_{1,2} / m, \quad l_{1,2} = h_{1,2} / \gamma_{0s}.$$

Здесь функции C_i, g_i зависят от h_1 , функции C_j, g_j – от l_1 , функции C_k, g_k – от h_2 , а функции C_l, g_l – от l_2 ;

$$M_{12} = A^2 \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 \sum_{l=1}^2 C_i C_j C_k C_l \left\langle \frac{S_q}{S_{ij}} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{S_q}{\Sigma_{kl}} \frac{1}{T_2} \right) \right\rangle,$$

$$T_1 = 1 + 2\pi\sigma_q^2 (a_{s1} - a_{r1})^2 / S_{ij},$$

$$T_2 = 1 + 2\pi\sigma_q^2 [(a_{s1} - a_{r1})^2 / S_{ij} + a_{r2}^2 / \Sigma_{kl}],$$

$$\Sigma_{kl} = \Delta_s (l_2 / m)^2 + \xi_{r2}^2 \Sigma_r + \eta_{r2}^2 S_r + S_q +$$

$$+ 2\pi\sigma_q^2 a_{s2}^2 + g_k + g_l ;$$

$$M_{21} = A^2 \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 \sum_{l=1}^2 C_i C_j C_k C_l \left\langle \frac{S_q}{S_{kl}} \left(\frac{1}{T'_1} - \frac{S_q}{\Sigma_{ij}} \frac{1}{T'_2} \right) \right\rangle,$$

$$T'_1 = 1 + 2\pi\sigma_q^2 (a_{s2} - a_{r2})^2 / S_{kl};$$

$$T'_2 = 1 + 2\pi\sigma_q^2 [(a_{s2} - a_{r2})^2 / S_{kl} + a_{r1}^2 / \Sigma_{ij}];$$

$$\Sigma_{ij} = \Delta_s (l_1 / m)^2 + \xi_{r1}^2 \Sigma_r + \eta_{r1}^2 S_r + S_q + 2\pi\sigma_q^2 a_{s1}^2 + g_i + g_j ;$$

$$M_{22} = A^2 \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 \sum_{l=1}^2 C_i C_j C_k C_l \langle (1 - I_1 - I_2 + I_{12}) \rangle,$$

$$I_1 = S_q / (\Sigma_{ij} + 2\pi\sigma_q^2 a_{r1}^2),$$

$$I_2 = S_q / (\Sigma_{kl} + 2\pi\sigma_q^2 a_{r2}^2),$$

$$I_{12} = S_q^2 / (\Sigma_{ij} \Sigma_{kl} + 2\pi\sigma_q^2 a_{r1}^2 \Sigma_{kl} + 2\pi\sigma_q^2 a_{r2}^2 \Sigma_{ij}).$$

Как следует из полученных соотношений, для определения второго статистического момента СОР необходимо вычислить серию трехкратных интегралов, в каждом из которых один интеграл берется по кривизне и два – по глубине. Заметим, что современные персональные ЭВМ позволяют осуществлять это без больших затрат времени.

Несмотря на свою кажущуюся сложность, соотношения (15) и (16) физически просты и наглядны. Ключом для их понимания являются параметры Q_{ij}, T_{ij} и им подобные в выражениях для \bar{P}_i и \bar{P}_i^2 , которые определяют «концентрацию излучения» от источника и приемника на глубине h . Если последовательно упрощать рассматриваемую модель флуктуаций, сначала пренебрегая эффектами рассеяния в воде, затем исключая из рассмотрения область гра-

ницы раздела вне линзы, а внутри нее полагая $\mathbf{q}_0 = 0$, и, наконец, полагая освещение нормальным к границе, приходим к весьма простой однолинзовой схеме зондирования, впервые описанной и подробно исследованной в работе [7].

4. Анализ полученных численных результатов

Соотношения (15), (16) позволяют исследовать зависимость коэффициентов вариации и корреляции интегрального СОР от балльности волнения, угла освещения морской поверхности и длины волны излучения. Некоторые из полученных результатов будут представлены на рис. 2–9. Во всех рассмотренных случаях ширина угловой диаграммы излучения составляла $0,5^\circ$, приема – $0,1^\circ$, диаметр приемной апертуры $0,04$ м, высота расположения СН 300 м, скорость ветра в тех случаях, когда она не являлась варьируемым параметром, составляла 4 м/с.

Для расчета радиуса корреляции уклонов, который определяет размеры области, занятой линзой, используем формулу [5]:

$$\rho_q = \sqrt{2\sigma_q^2 / \sigma_p^2},$$

где $\sigma_q^2 = (3 + 1,92v)10^{-3}$, $\sigma_p^2 = (-4,13 + 1,23v)^2$; v – скорость ветра.

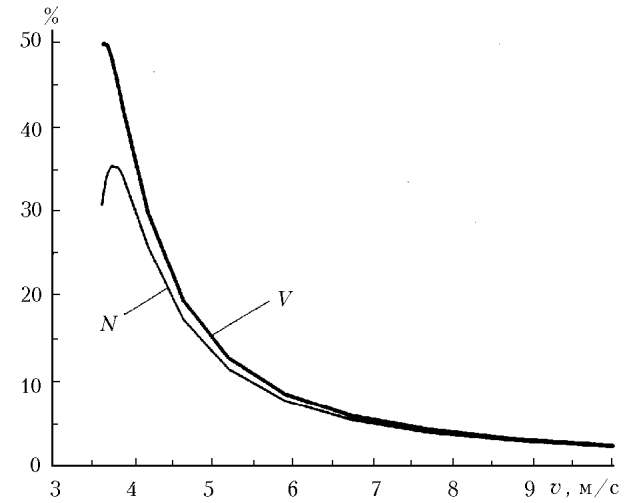


Рис. 2. Зависимости коэффициентов усиления N и вариации V от скорости ветра

На рис. 2 приведены зависимости так называемого [1] коэффициента усиления СОР $N = \bar{P}_i / P_i^0 - 1$ и коэффициента вариации СОР $V = \sigma_i / \bar{P}_i$ (здесь $\sigma_i^2 = \overline{P_i^2} - \bar{P}_i^2$ – дисперсия флуктуаций СОР) от скорости ветра над водной поверхностью v (оптические параметры $\sigma = 0,09$ м $^{-1}$, $\kappa = 0,0125$ м $^{-1}$ соответствуют океану). Общий монотонно спадающий характер этих зависимостей объясняется, во-первых, уменьшением с ростом скорости ветра площади линзового участка границы раздела и, во-вторых, увеличением углового разброса световых лучей при преломлении их на водной поверхности и связанным с ним уменьшением освещенности на всех глубинах зондирования. Отметим, что монотонно спадающий характер

коэффициентов усиления и вариации СОР сохраняется для любых углов освещения Солнцем поверхности моря. Вообще, из самых простых физических соображений следует, что при переходе к мелкошероховатой границе (а именно это и происходит с увеличением скорости ветра) флуктуации, в том числе связанные с корреляционными эффектами, должны уменьшаться. Небольшой начальный участок с ростом зависимости $N(\nu)$ не очень характерен, его физическое происхождение объяснено в работе [8].

На рис. 3 приведены зависимости коэффициентов усиления и вариации от зенитного угла Солнца (или, иначе говоря, от угла между направлениями освещения и визирования водной поверхности).

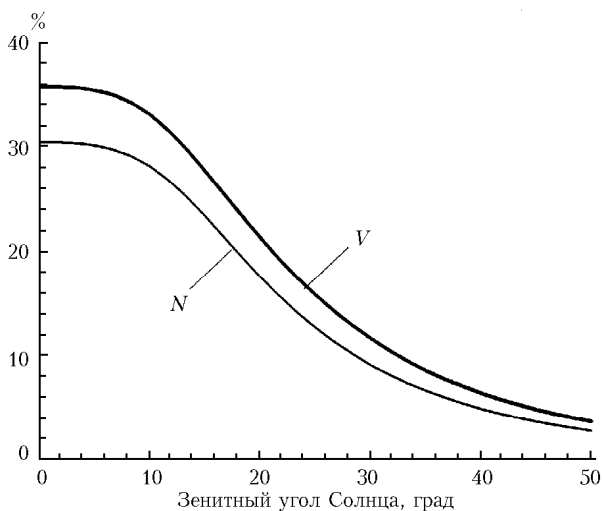


Рис. 3. Зависимости коэффициентов усиления N и вариации V от зенитного угла Солнца

Эти зависимости, полученные применительно к условиям океана ($\sigma = 0,09 \text{ м}^{-1}$, $\kappa = 0,0125 \text{ м}^{-1}$), качественно весьма схожи, и обе они имеют монотонно спадающий характер. Заметим, что впервые исследование зависимости $M(\theta_s)$ проведено в [1] на основе более общей, чем в нашей работе, модели случайной границы раздела воздух–вода. Результаты, представленные на рис. 3, находятся в согласии с аналогичными результатами, полученными в [1].

При исследовании флуктуационных характеристик СОР весьма важным является вопрос об их зависимости от длины волны оптического излучения λ . Поскольку зависимыми от λ в нашей задаче являются характеристики рассеяния σ и поглощения κ , предметом дальнейшего рассмотрения будут два характерных типа вод – океан («чистая» вода) и море («мутная» вода).

На рис. 4, 5 приведены спектральные зависимости σ и κ от λ , полученные в [9,10]. Ниже на основе этих данных рассматриваются спектральные зависимости таких статистических характеристик СОР, как дисперсия, коэффициент усиления и коэффициент вариации, а также коэффициент корреляции между сигналами, принятыми на двух различных длинах волн.

На рис. 6 приведены зависимости дисперсии флуктуаций СОР σ_i^2 от длины волны излучения для двух типов вод и двух значений зенитного угла Солнца (0 и 50°). Все эти зависимости являются немонотонными, с максимумами, расположенными на 510 нм (для океана) и 560 нм (для моря).

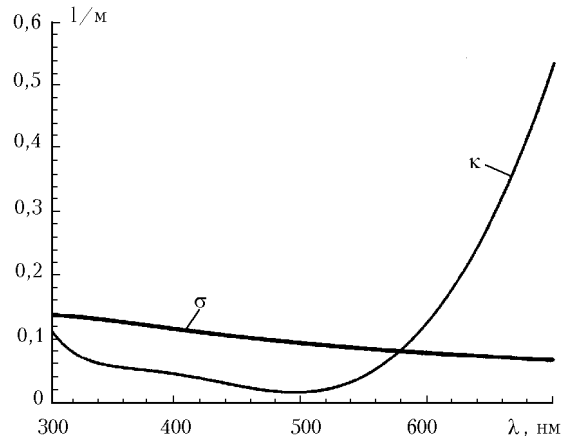


Рис. 4. Оптические характеристики океанской воды

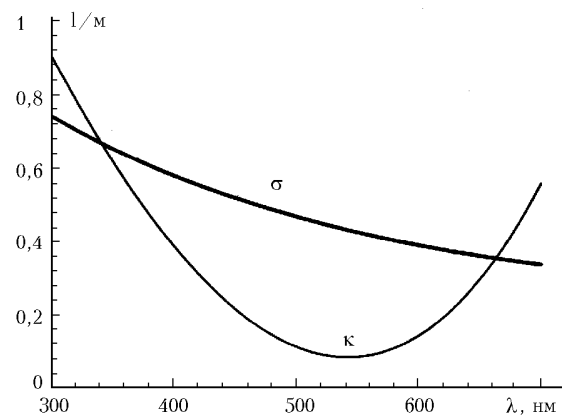


Рис. 5. Оптические характеристики морской воды

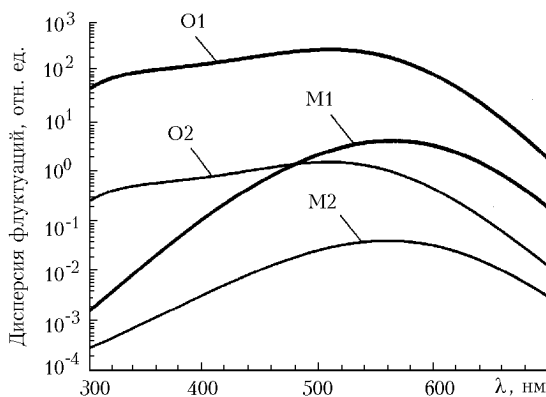


Рис. 6. Зависимости дисперсии флуктуации СОР от длины волны излучения: O1 – океан, $\theta_s = 0^\circ$; O2 – океан, $\theta_s = 50^\circ$; M1 – море, $\theta_s = 0^\circ$; M2 – море, $\theta_s = 50^\circ$

Отметим, что минимумы спектральных зависимостей коэффициента поглощения расположены на $\lambda = 500 \text{ нм}$ (для океана) и 540 нм (для моря). Таким образом, можно заключить, что флуктуации интегрального СОР максимальны в окне прозрачности данного типа вод.

Более сложными по сравнению с предыдущими являются зависимости коэффициентов усиления и вариации СОР от длины волны излучения, приведенные на рис. 7 и 8.

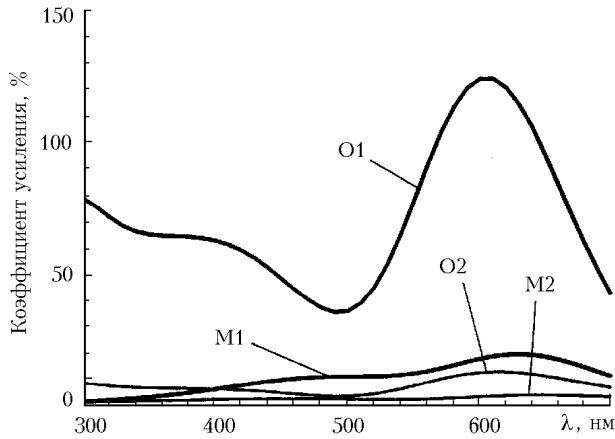


Рис. 7. Зависимости коэффициентов усиления COP от длины волны излучения (обозначения см. рис. 6)

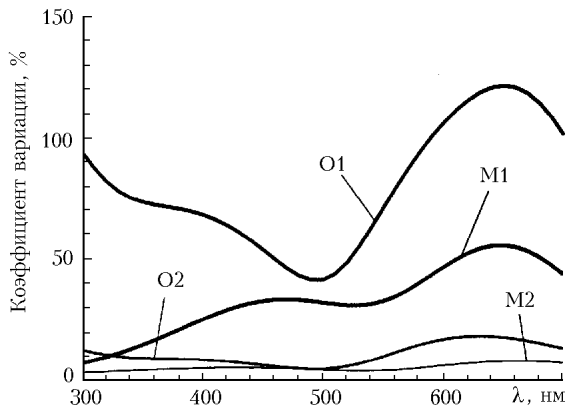


Рис. 8. Зависимости коэффициентов вариации COP от длины волны излучения (обозначения см. рис. 6)

Если сравнивать зависимости $N(\lambda)$, полученные при различных углах освещения, то нетрудно убедиться в их подобии. То же можно сказать и о зависимости $V(\lambda)$. Следует отметить схожесть характеров зависимостей $N(\lambda)$ и $V(\lambda)$, полученных для одних и тех же условий (например, для океанского типа вод и $\theta_s = 0^\circ$). Это обстоятельство говорит об одинаковом характере проявления корреляционных эффектов в формировании первого и второго статистических моментов COP. Небезынтересно то, что все зависимости на рис. 7, 8 имеют локальные минимумы, положение которых совпадает с положениями максимумов соответствующих кривых дисперсии флуктуаций COP (см. рис. 6), которые, в свою очередь, совпадают с положением окон прозрачности соответствующих типов вод. И наконец, необходимо отметить наличие довольно отчетливо выраженных максимумов у всех приведенных кривых, положение которых определяется примерно одной и той же длиной волны 650 нм. Это любопытное обстоятельство позволяет сделать тот далеко не очевидный вывод, что флуктуации COP «окрашены в красный цвет».

Большой научный и практический интерес представляет изучение корреляционных связей между COP, полученными на разных длинах волн излучения. Для исследования этих связей введем в рассмотрение коэффициент корреляции (нормированную функцию корреляции COP по двум λ):

$$R = \sigma_{12}^2 / (\sigma_1 \sigma_2),$$

где

$$\sigma_{12}^2 = \overline{(P)_i(\lambda_1)P_i(\lambda_2)} - \overline{P}_i(\lambda_1)\overline{P}_i(\lambda_2),$$

$$\sigma_{1,2}^2 = \overline{P}_i^2(\lambda_{1,2}) - \overline{P}_i(\lambda_{1,2})^2.$$

Будем исследовать корреляцию между двумя сигналами из водной толщи, один из которых принимается на длине волны 400 нм, а другой – на длине волны, смещенной относительно первой на величину $\Delta\lambda$. На рис. 9 представлены зависимости коэффициента корреляции R от разности длин волн излучения $\Delta\lambda$ для различных типов вод и различных углов освещения. При анализе этих зависимостей прежде всего обращает на себя внимание наличие высокой степени корреляции COP с разными длинами волн излучения. Увеличение зенитного угла Солнца не приводит к какой-либо существенной декорреляции сигналов. Положение локальных минимумов зависимостей $R(\Delta\lambda)$ таково, что длина волны второго COP $\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$ «попадает» в участок прозрачности соответствующего типа вод.

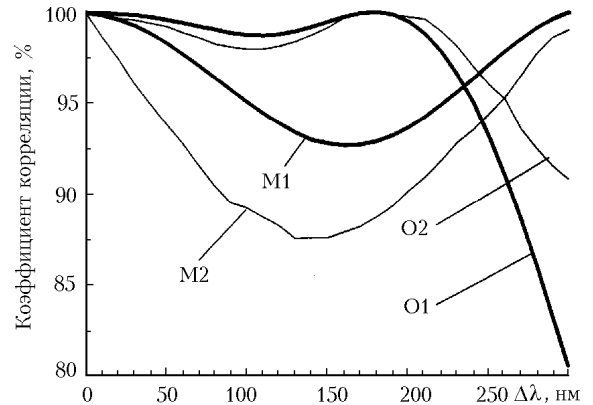


Рис. 9. Зависимости коэффициента корреляции между сигналами с длинами волн излучения λ_1 и λ_2 от разности $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ (обозначения см. рис. 6)

Существование высокой степени корреляции между сигналами различной длины волны излучения объясняется тем, что в формировании флуктуаций COP основное участие принимает приповерхностный слой воды, в котором эффекты рассеяния и поглощения светового излучения проявляются относительно слабо, а именно (и только) этими эффектами определяется спектральная зависимость COP. Можно утверждать, что для заметного проявления эффекта декорреляции COP по длине волны излучения необходимо, во-первых, иметь среду с сильной дисперсией оптических характеристик и, во-вторых, длина свободного пробега фотона в воде, хотя бы для одной из длин волн излучения, должна быть сопоставима с характерной глубиной фокусировки излучения случайно-неровной водной поверхности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 99-05-64798).

1. Лучинин А.Г. Влияние ветрового волнения на характеристики светового поля, обратно рассеянного дном и толщей воды // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1979. Т. 15. №7. С. 770-775.

2. Лучинин А.Г., Сергиевская И.А. О влиянии волнения на цвет моря // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1986. Т. 22. N 7. С. 773–776.
3. Лучинин А.Г. О спектре флуктуаций яркости естественного светового поля, выходящего из-под взволнованной морской поверхности // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1982. Т. 18. N 5. С. 558–562.
4. Вебер В.Л. Статистическая теория явления ореола // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1984. Т. 20. N 3. С. 255–262.
5. Вебер В.Л. Флуктуации лидарного сигнала при зондировании моря через взволнованную поверхность // Изв. вузов. Радиофиз. 1999. Т. 42. N 10. С. 992–1005.
6. Долин Л.С. О прохождении импульсного светового сигнала через поглощающую среду с сильно анизотропным рассеянием // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 25. N 3. С. 300–309.
7. Бункин А.Ф., Власов Д.В., Миркамилов Д.М. Физические основы лазерного аэрозондирования поверхности Земли. Ташкент: ФАН, 1987. 272 с.
8. Вебер В.Л., Сергиевская И.А. Интегральные характеристики эхосигнала при аэрокосмическом лазерном зондировании толщи моря через взволнованную поверхность // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 1993. Т. 29. N 3. С. 414–420.
9. Оптика океана. Т. 1. Физическая оптика океана. М.: Наука, 1983. 372 с.
10. Долин Л.С., Левин И.М. Справочник по теории подводного видения. Л.: Гидрометеониздат, 1991. 230 с.

W.L. Weber. Fluctuations of the sun light coming out of the rough sea surface.

The technique of calculating the fluctuations of luminosity of the sun radiation, coming out of the sea depth through the rough surface, is developed. The technique is based on the locally parabolic model of the air/water boundary. The dependences of the dispersion, the variation and correlation coefficients of the backscattered signal (BSS) on the wind velocity, zenith angle of the Sun and optical radiation wavelength are studied.