

Е.Б.Шибанов

*Морской гидрофизический институт НАН Украины, г.Севастополь***УЧЕТ СТРУКТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ВОДЫ
ПРИ РАСЧЕТЕ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ В МОРЕ**

На основе анализа экспериментальных данных, полученных в подспутниковых экспериментах, предлагается полуэмпирическая теория переноса излучения в структурированной среде. Получена система уравнений переноса, учитывающая структурную неоднородность воды. Показано, что предлагаемая теория позволяет устранить противоречия между экспериментально измеренными характеристиками светового поля и константами поглощения морской воды.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: *перенос излучения, структурная неоднородность, оптические константы воды.*

Поглощение и рассеяние света играет важную роль в функционировании экосистемы моря. Аналитические и эмпирические связи характеристик восходящего излучения с концентрацией оптически активных примесей используются в различных биофизических моделях. Начиная с 2002 г., на океанографической платформе, расположенной у пгт.Кацивели на Черном море у южного побережья Крымского п-ова проводились подспутниковые эксперименты по измерению оптического состояния верхнего слоя моря [1]. Специфика экспериментов состояла в измерении всех величин, входящих в уравнение переноса излучения [2]. Как было показано в [3], для вод Черного моря не всегда удается получить соответствия результатов измерений коэффициента яркости и модельных расчетов. Частично это может быть объяснено систематическими погрешностями прямых методов определения биооптических характеристик морской воды. Однако даже для чистых вод Мирового океана с ничтожной концентрацией примесей наблюдается очевидное расхождение между предсказаниями официальной теории и результатами натурных экспериментов. В данной работе рассматривается проблема теоретического описания взаимодействия электромагнитного излучения с водной средой.

Теория распространения и рассеяния света в воде выводится из системы уравнений Максвелла в предположении о статистически равновесном распределении рассеивающих центров. Уравнение переноса излучения для плоскопараллельной среды

$$\left(\cos \theta \frac{d}{dz} + c(\lambda) \right) L(\Omega, z, \lambda) = \int \beta(\Omega \cdot \Omega', \lambda) L(\Omega', z, \lambda) d\Omega' \quad (1)$$

описывает угловую структуру поля яркости $L(\Omega, z, \lambda)$ на длине волны λ в зависимости от глубины z , показателей ослабления $c(\lambda)$, равного сумме показателей поглощения $a(\lambda)$ и рассеяния света $b(\lambda)$. Величина $b(\lambda)$ выражается через интеграл от углового показателя рассеяния $\beta(\cos \theta, \lambda)$

$$b(\lambda) = \int \beta(\Omega, \lambda) d\Omega, \quad (2)$$

который характеризует угловое распределение интенсивности однократно рассеянного света единицей объема.

В чистых водах Мирового океана концентрация примесей пренебрежимо мала и световое поле в основном определяется константами чистой воды $\beta_w(\cos \theta, \lambda)$ и $a_w(\lambda)$ - показателями молекулярного рассеяния и показателем поглощения чистой воды. Тем не менее, для чистой воды соответствия расчетов экспериментам не наблюдается. Если в качестве константы поглощения чистой воды взять данные работы [4], то форма спектра восходящего излучения будет соответствовать экспериментальным данным, но абсолютные значения окажутся заниженными в 2 – 3 раза. Напротив, использование меньших констант поглощения [5] объясняет высокие значения максимума коэффициента яркости, но не спектральный состав восходящего излучения. Исследования закономерностей ослабления света с глубиной, выполненные авторами работы [6], показывают, что для самых чистых вод Мирового океана в коротковолновой части видимого диапазона показатель вертикального ослабления света $K_d = (a + b_b)/\bar{\mu}$, где b_b - показатель обратного рассеяния, $\bar{\mu}$ - средний косинус тела яркости, оказывается ниже лабораторно измеренных величин показателя поглощения искусственной чистой воды.

Предположения, на которых строится теория распространения света, для воды выполняются не строго. Статистика молекул воды как конденсированного состояния вещества должна отличаться от статистики идеального газа. Невозможность двум молекулам находиться на расстоянии меньшем диаметра молекулы приводит к сокращению размерности беспорядка, а хаос размерностью ниже размерности пространства по определению считается коррелированным. Именно поэтому на временном интервале, меньшем периода трансляционной моды ($t < 10^{-11}$ с), неоднородности пространственно согласованы, что и вызывает анизотропию рассеяния света в воде, не содержащей крупных частиц [7]. Результаты численного моделирования структуры воды показывают, что если молекулы разбить на классы по значениям таких параметров, как локальная плотность и потенциальная энергия, то классы молекул с экстремальными величинами этих параметров имеют тенденцию к пространственному согласованию [8]. Особо отмечается, что классы молекул с малыми и большими значениями локальной плотности, то есть дефектов, образуют области, имеющие вид бесконечных ветвящихся кластеров.

Полуэмпирическая теория переноса излучения в структурированной среде. Зависимость показателя рассеяния от пространственного распределения неоднородностей означает его неинвариантность по отношению к выбору макроскопически малого объема. Условное разделение воды на части приводит к разрыву согласованных оптических неоднородностей, а, следовательно, и пространственных особенностей электромагнитного поля на границах выделенного объема. Для сохранения принципа инвариантности будем считать, что интенсивность светового излучения $L(\Omega, z)$ есть сумма компонент двух типов. К первому типу относится однородное падающее поле и его случайные флуктуации $L_c(\Omega, z)$, обусловленные рассеянием на локальных неоднородностях. Примером излучения первого типа является излучение, распространяющееся в атмосфере, находящейся в состоянии термодинамического равновесия. Вторая компонента $L^*(\Omega, z)$ обусловлена

структурными неоднородностями среды, сопоставимыми с длиной волны. Ее средние характеристики зависят от способа осреднения во времени и по пространству. Наглядным примером, в котором присутствует излучение второго типа, есть система световодов, случайно расположенных в пространстве.

Каждая из двух компонент имеет собственные закономерности взаимодействия с водой. Компонента однородного поля яркости L_C ослабляется по закону Бугера-Ламберта $L_C(r) = L_C(0)\exp[-(a + b)r]$, где a , b - объемные показатели поглощения и рассеяния морской воды. Величина b определяется через интеграл (2) от экспериментально измеренного углового показателя рассеяния $\beta(\cos\theta)$. Неоднородность поля яркости описывается структурной компонентой $L^*(\Omega, z)$, которую нельзя представить в виде луча света. Направление распространения структурированного излучения весьма условно, поскольку оно по определению не является плоской волной. Излучение L^* ослабляется вследствие поглощения a^* и рассеяния $b^* = \int \beta^*(\Omega) d\Omega$ в дефектах. В отличие от a и b , величины a^* и b^* (а также и $c^* = a^* + b^*$) относятся к категории не объемных, т.е. не измеряемых характеристик среды. Чтобы получить их оценку, предположим, что структурированный свет распространяется в согласованном подпространстве дефектов, соответствующем минимуму локальной плотности. Поскольку молекулы воды в газовой фазе рассеивают свет на порядок сильнее, чем в жидкой фазе и не имеют в видимой области спектра широких полос поглощения, то с уменьшением плотности молекулярное рассеяние должно увеличиваться, а поглощение падать. Поэтому $a^* < a_{pw}$ и $b_{pw} < b^* < 10b_{pw}$, где индекс «pw» относится к идеально чистой (оптически чистой) воде.

При рассеянии происходит обмен энергии между двумя типами излучений L_C и L^* . Неоднородности светового поля образуются в результате рассеяния излучения L_C , причем степень неоднородности зависит от характера распределения рассеивающих центров. Представим угловой показатель рассеяния $\beta(\cos\theta)$ в виде

$$\beta = \beta_C + k \cdot \beta_q + (1-k)\beta_q = \beta_{loc} + (1-k)\beta_q = \beta_{loc} + \beta_{nl}, \quad (3)$$

где показатели рассеяния имеют следующий смысл: β_C описывает вклад молекул и частиц, статистически равномерно распределенных в пространстве; β_q - рассеяние, обусловленное пространственными корреляциями положений молекул и мелких частиц; β_{loc} характеризует излучение, рассеиваемое локально; β_{nl} формирует излучение, которое после рассеяния распространяется по глобальной системе дефектов среды до следующего акта рассеяния. В [7] было показано, что согласованные неоднородности в воде можно рассматривать как оптические квазичастицы. Коэффициент k характеризует степень локальности рассеяния на квазичастицах. Представим структуру воды как совокупность оптических квазичастиц или кластеров, заполняющих весь объем. Их пространственное распределение одновременно случайно и согласованно. Согласованность распределения заключается в том, что кластеры не пересекаются, а их границы составляют двумерную односвязную область. Согласно теории аномальной дифракции рассеяние света на частице есть результат интерференции двух лучей - прошедшего через частицу и прошедшего через однородную среду. В пределе, когда частицы или

кластеры заполняют весь объем, рассеяние света происходит не на одной частице, а на совокупности частиц, при этом однородное пространство топологически стягивается в двумерное подпространство дефектов среды. Выделим произвольным образом группу смежных кластеров. Исходя из общей логики приближения аномальной дифракции, половина рассеянного света формируется лучами, не прошедшими через выбранную группу кластеров. Вследствие произвольности выбора группы, свет который не проходит через кластеры распространяется по системе дефектов. Таким образом, при рассеянии света на глобальной двумерной системе дефектов $k \approx 1/2$. Так как толщина дефекта порядка размера молекулы, то рассеяние в дефектах носит молекулярный характер, то есть $\beta^*(\cos \gamma) = (1 + \cos^2 \gamma)b^*/4\pi$. По этой же причине, излучение L^* покидает дефект в результате рассеяния. Запишем сказанное выше в математической форме.

$$\begin{cases} \left(\mu \frac{d}{dz} + c \right) L_c(\Omega, z) = \int \beta_{loc}(\Omega \cdot \Omega') L_c(\Omega', z) d\Omega' + \int \beta^*(\Omega \cdot \Omega') L^*(\Omega', z) d\Omega'; \\ \left(\mu \frac{d}{dz} + c^* \right) L^*(\Omega, z) = \int \beta_{nl}(\Omega \cdot \Omega') L_c(\Omega', z) d\Omega', \end{cases} \quad (4)$$

где $\mu = \cos \theta$, θ – зенитный угол. Без учета эффекта преломления и внутреннего отражения на границе вода-воздух, для полубесконечной среды величины L_c и L^* удовлетворяют следующим граничным условиям:

$$\begin{cases} \forall \Omega \ L_c(\Omega, \infty) = 0, \text{ и } L^*(\Omega, \infty) = 0; \\ L^*(\Omega, 0) = 0, L_c(\Omega, 0) = L_0(\Omega, 0), \text{ при } \cos \theta > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Напомним, что $L(\Omega, z) = L_c(\Omega, z) + L^*(\Omega, z)$. В граничных условиях (5) $L_0(\Omega, 0)$ – угловое распределение падающего излучения. Следовательно, $L^*(\Omega, z) = 0$ при $k = 1$ и система (4) преобразуется в уравнение (1). Если же $k \neq 1$, то количество оптических характеристик среды увеличивается, по крайней мере, в два раза. Проблема заключается в том, что неизвестно как можно измерить прямыми методами эти дополнительные оптические характеристики. С другой стороны, вследствие широкого применения численных методов в оптических исследованиях, математическое усложнение задачи переноса излучения не должно вызывать принципиальных трудностей. Система линейных интегро-дифференциальных уравнений (4) эквивалентна одному уравнению в матричном виде, т.е. решение системы (4) становится даже проще, чем численное решение векторного уравнения переноса излучения – уравнения переноса с учетом поляризации.

Двухпотоковое приближение для структурно неоднородной среды. Для того, чтобы получить предварительные аналитические оценки, необходимо использовать приближенный метод решения уравнения переноса излучения. Перейдем к азимутально-осредненным величинам:

$$\begin{aligned} L_c(\mu, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} L_c(\Omega, z) d\varphi, & L^*(\mu, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} L^*(\Omega, z) d\varphi, \\ \beta_{loc}(\mu, \mu') &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \beta_{loc}(\cos \gamma) d\varphi, & \beta^*(\mu, \mu') &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \beta^*(\cos \gamma) d\varphi, \end{aligned}$$

$$\beta_{\text{nl}}(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \beta_{\text{nl}}(\cos\gamma) d\varphi,$$

где $\cos\gamma = \mu \cdot \mu' + \sqrt{1-\mu^2} \sqrt{1-\mu'^2} \cos(\varphi - \varphi')$. Для простоты дальнейших выкладок будем считать, что рассеяние в дефектах носит изотропный характер, т.е.

$$\beta^*(\mu, \mu') = \frac{b^*}{4\pi}, \quad (6)$$

а для оставшихся угловых показателей рассеяния воспользуемся транспортным приближением:

$$\beta_{\text{loc}}(\mu, \mu') = ((b_{\text{loc}} - 2b_{\text{b}_{\text{loc}}})\delta(\mu - \mu') + b_{\text{b}_{\text{loc}}})/2\pi, \quad (7)$$

$$\beta_{\text{nl}}(\mu, \mu') = ((b_{\text{nl}} - 2b_{\text{b}_{\text{nl}}})\delta(\mu - \mu') + b_{\text{b}_{\text{nl}}})/2\pi, \quad (8)$$

где $b_{\text{b}_{\text{loc}}}, b_{\text{b}_{\text{nl}}}$ – интегральные показатели рассеяния назад, $\delta(\mu - \mu')$ – дельта-функция Дирака. Подставив в систему (4) выражения (6) – (8) получим следующую систему для азимутально-осредненных величин:

$$\begin{cases} \mu \frac{dL_c(\mu, z)}{dz} = -(c - b_{\text{loc}} + 2b_{\text{b}_{\text{loc}}})L_c(\mu, z) + b_{\text{b}_{\text{loc}}} \int_{-1}^1 L_c(\mu', z) d\mu' + \frac{b^*}{2} \int_{-1}^1 L^*(\mu', z) d\mu'; \\ \mu \frac{dL^*(\mu, z)}{dz} = -c^* L^*(\mu, z) + (b_{\text{nl}} - 2b_{\text{b}_{\text{nl}}})L_c(\mu, z) + b_{\text{b}_{\text{nl}}} \int_{-1}^1 L_c(\mu', z) d\mu'. \end{cases} \quad (9)$$

Перейдем от интенсивности в произвольном направлении к потокам лучистой энергии ($E_d(z)$ – нисходящий поток световой энергии, $E_u(z)$ – восходящий поток):

$$\begin{cases} E_d(z) = 2\pi \int_0^1 L(\mu, z) d\mu, \\ E_u(z) = -2\pi \int_{-1}^0 L(\mu, z) d\mu. \end{cases} \quad (10)$$

Тогда, применив операторы $2\pi \int_0^1 d\mu$ и $2\pi \int_{-1}^0 d\mu$ к системе (9), получим систему уравнений в двухпоточковом приближении:

$$\begin{cases} \frac{dE_{d_c}}{dz} = -\frac{(c - b_{\text{loc}} + b_{\text{b}_{\text{loc}}})}{\mu_{d_c}} E_{d_c} + \frac{b^*}{2\mu_d^*} E_d^* + \frac{b_{\text{b}_{\text{loc}}}}{\mu_{u_c}} E_{u_c} + \frac{b^*}{2\mu_u^*} E_u^*; \\ \frac{dE_d^*}{dz} = \frac{(b_{\text{nl}} - b_{\text{b}_{\text{nl}}})}{\mu_{d_c}} E_{d_c} - \frac{c^*}{\mu_d^*} E_d^* + \frac{b_{\text{b}_{\text{nl}}}}{\mu_{u_c}} E_{u_c}; \\ -\frac{dE_{u_c}}{dz} = \frac{b_{\text{b}_{\text{loc}}}}{\mu_{d_c}} E_{d_c} + \frac{b^*}{2\mu_d^*} E_d^* - \frac{(c - b_{\text{loc}} + b_{\text{b}_{\text{loc}}})}{\mu_{u_c}} E_{u_c} + \frac{b^*}{2\mu_u^*} E_u^*; \\ -\frac{dE_u^*}{dz} = \frac{b_{\text{b}_{\text{nl}}}}{\mu_{d_c}} E_{d_c} + \frac{(b_{\text{nl}} - b_{\text{b}_{\text{nl}}})}{\mu_{u_c}} E_{u_c} - \frac{c^*}{\mu_u^*} E_u^*, \end{cases} \quad (11)$$

где $\mu_d = \int_0^1 L(\mu) \mu d\mu / \int_0^1 L(\mu) d\mu$ и $\mu_u = - \int_{-1}^0 L(\mu) \mu d\mu / \int_{-1}^0 L(\mu) d\mu$ – средние косинусы тела яркости, вычисленные для передней и задней полусфер соответственно. В действительности как μ_d , так μ_u зависят от z и, поэтому, существует много вариантов классических двухпоточковых приближений, но все они приближенные.

Решение системы (11) выражается в виде линейной комбинации

$$E(z) = C_1 e^{-\lambda_1 z} + C_2 e^{-\lambda_2 z} + C_3 e^{-\lambda_3 z} + C_4 e^{-\lambda_4 z}, \quad (12)$$

где $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ – собственные значения линейной системы (11). Вследствие граничных условий (5), при отрицательных собственных значениях λ_i константы C_i равны нулю, таким образом, для всех видов $E(z)$ имеем:

$$E(z) = C_1 e^{-\lambda_1 z} + C_2 e^{-\lambda_2 z}. \quad (13)$$

На примере нисходящих потоков радиации рассмотрим особенности решения (13). Пусть $\lambda_1 > \lambda_2$, тогда с ростом z решение асимптотически стремится к самосогласованному режиму $E(z) = C_2 e^{-\lambda_2 z}$, т.е. λ_2 – собственное значение, описывающее распространение света в среде при согласовании излучения со структурой среды. Значение λ_1 есть максимальный коэффициент затухания потока энергии, характерный для диапазона малых глубин, но при условии, что средний косинус прошедшего под воду света близок к величине μ_d в глубинном режиме. Интересно ведет себя зависимость $E_d^*(z)$. Согласно граничным условиям (5) $E_d^*(0) = 0$ и $E_d^*(\infty) = 0$, поэтому на определенной глубине z_m наблюдается локальный максимум потока структурированного света.

Система уравнений (11) неудобна для получения выражений в аналитическом виде. Достаточно корректный способ упрощения состоит в том, чтобы пренебречь в первых двух уравнениях членами, содержащими компоненты восходящего светового потока, поскольку эти слагаемые входят с малым множителем (в морской воде обычно $b_b \ll a$) и $E_u(z) \ll E_d(z)$. Два уравнения для $E_{dc}(z)$ и $E_d^*(z)$ не содержат переменных $E_u(z)$, поэтому следующую систему можно решить независимо от 3-го и 4-го уравнений из системы (11)

$$\begin{cases} \frac{dE_{dc}}{dz} = - \frac{(c - b_{loc} + b_{b_{loc}})}{\mu_{dc}} E_{dc} + \frac{b^*}{2\mu_d^*} E_d^*; \\ \frac{dE_d^*}{dz} = \frac{(b_{nl} - b_{b_{nl}})}{\mu_{dc}} E_{dc} - \frac{c}{\mu_d^*} E_d^* \end{cases}. \quad (14)$$

Для удобства обозначим коэффициенты системы (14) как:

$$g_1 = \frac{(c - b_{loc} + b_{b_{loc}})}{\mu_{dc}}; g_2 = \frac{b^*}{2\mu_d^*}; g_3 = \frac{(b_{nl} - b_{b_{nl}})}{\mu_{dc}}; g_4 = \frac{c}{\mu_d^*}. \quad (15)$$

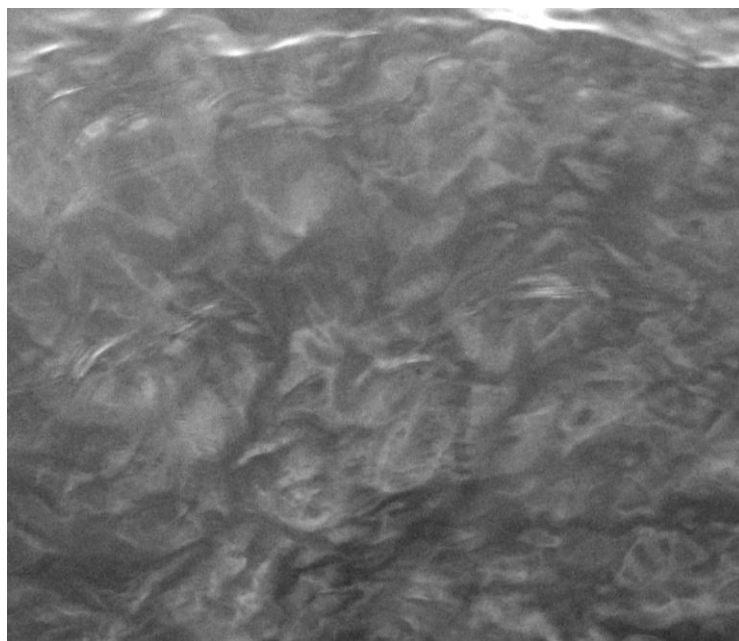
$$\text{Тогда} \quad \lambda_1, \lambda_2 = \frac{g_1 + g_4 \pm \sqrt{(g_1 - g_4)^2 + 4g_2g_3}}{2}. \quad (16)$$

Для единичного подающего потока находим значения констант в формуле (13). Имеем:

$$E_{dc}(z) = \frac{g_1 - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_1 z} + \frac{\lambda_1 - g_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 z}, \quad E_d^*(z) = -\frac{g_1 - \lambda_2}{g_2} e^{-\lambda_1 z} + \frac{g_1 - \lambda_2}{g_2} e^{-\lambda_2 z}.$$

Оба собственных значений положительны, при этом λ_1 может быть в 3 – 5 раз больше, чем λ_2 , если выбрать значения оптических констант из общих соображений, указанных выше. Следовательно, показатель вертикального ослабления действительно может быть существенно меньшим объемных констант поглощения морской воды. Предварительные оценки величин коэффициента яркости, рассчитанные по выведенным формулам и выполненные для оптических констант присущих чистым водам Мирового океана, показали, что и его значения будут гораздо выше, чем дают расчеты по классическим формулам теории переноса.

Механизм увеличения прозрачности и повышения отражательной способности водной массы заключается в «приспособлении» электромагнитной волны к системе неоднородностей воды, имеющих глобальный характер. Это должно приводить и к пространственным неоднородностям яркости рассеянного света. В чистых водах в ясную погоду неоднородности восходящего излучения легко наблюдать в направлении обратного рассеяния, например, с борта судна или с платформы. На рис. показана фотография поверхности Тирренского моря в черно-белом цвете, с увеличенной контрастностью. Размер изображения 50×50 см. По структуре изображения становится очевидным, что показанные неоднородности не вызваны спектром



Р и с. Неоднородности восходящего излучения в зоне рассеяния солнечного света водой на 180° . Снимок сделан в 2004 г. в Тирренском море с борта НИС «Сюрюа».

волнения. В ходе экспедиций на океанографической платформе в Кацивели за период с 2002 по 2010 гг. автором были замечены аналогичные неоднородности восходящего излучения в зоне рассеяния солнечного света водой на 180° при $z_d \approx 17$ м.

Таким образом, проблема несоответствия экспериментально измеренных характеристик светового поля и оптических характеристик морской воды объясняется гораздо более сложным механизмом взаимодействия электромагнитного поля с жидкой средой.

Выводы. Представления о воде как структурно неоднородной среде позволяет объяснить множество экспериментальных фактов таких как:

- слабое соответствие параметров светового поля в Черном море и измеренных биооптических характеристик;
- высокую анизотропию рассеяния света во всех чистых водах;
- 2-х - 3-х кратное превышение коэффициента яркости в чистых водах Мирового океана над его теоретическими оценками;
- способность проникновения светового излучения на большие глубины, по сравнению с предсказанными значениями;
- пространственную неоднородность светового поля.

Строгий учет неоднородностей воды в рамках классической электромагнитной теории практически невозможен. Приближенный способ учета структурных неоднородностей воды требует введения ряда дополнительных оптических констант, описывающих поглощение и рассеяние света в системе глобальных структурных дефектов, вероятность перехода фотона в дефект и обратно.

Предложена полуэмпирическая теория переноса излучения в структурированной среде. Выведена соответствующая система уравнений, которая допускает точное численное решение.

Получены формулы двухпотокowego приближения для структурно неоднородной среды. Проведены оценки особенностей изменения нисходящих световых потоков с глубиной. Структурная неоднородность наиболее сильно проявляется в природных чистых водах, при этом показатель вертикального ослабления света уменьшается примерно в 3 раза, а коэффициент яркости возрастает в 3 раза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кортаев Г.К., Хоменко Г.А., Шами М. и др.* Международный подспутниковый эксперимент на океанографической платформе МГИ (п. Кацивели) // Морской гидрофизический журнал. – 2004. – № 3. – С.25-38.
2. *Chami M., Churilova T.Y., Khomenko G.A.* Optical properties of the particles in the Crimea coastal waters (Black Sea) // J. Geophys. Res. – 2005. – v.110, C11020. – doi: 10.1029/2005JC003008.
3. *Shybanov E.B., Lee M.E., Churilova T.Y.* Some results of the sea reflectance reconstruction from inherent optical properties data // II Int. Conf. "Current Problems in Optics of Natural Waters". - St.Petersburg, 2003. – P.220-224.
4. *Smith R.C., Baker K.S.* Optical properties of clearest natural waters (200-800 nm) // Appl. Optics. – 1981. – v.20, № 2. – P.177-184.

5. *Pope R.M., Fry E.S.* Absorption spectrum (380-700 nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements // *Appl. Optics.*— 1987.- v.36, № 33.- P.8710-8723.
6. *Morel A., Gentili B., Claustre H., et al* Optical properties of the “clearest” natural waters // *Limnol. Oceanogr.*— 2007 – 52, № 1.— P.217-229.
7. *Шибанов Е.Б.* Влияние мелкодисперсной примеси на рассеяние света в «чистой» фильтрованной воде // *Морской гидрофизический журнал.*— 2008.— № 2.— С.46-56.
8. *Маленков Г.Г.* Структура и динамика жидкой воды // *Журнал структурной химии.*— 2006.— 47.— P.5-35.

Материал поступил в редакцию 27.10.2010 г.