

УДК 551.463.5

© А.Г.Лучинин, 2012

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

luch@hydro.appl.sci-nnov.ru

О СИСТЕМАХ ПОДВОДНОГО ВИДЕНИЯ СО СЛОЖНО МОДУЛИРОВАННЫМИ ПУЧКАМИ ПОДСВЕТКИ

Обсуждается схема построения систем видения, использующих сложно модулированный пучок подсветки и обработку принятого эхо-сигнала, предусматривающую выделение модулированной составляющей и ее согласованную фильтрацию. Построена приближенная модель сигнала, учитывающая влияние поверхностного волнения и многократного рассеяния в воде. Оценены предельные величины продольного и поперечного разрешения системы, определяемые случайным преломлением на поверхности и рассеянием в воде. Оценены характеристики систем видения с предельно высокой частотой модуляции пучка подсветки.

Ключевые слова: системы подводного видения, модулированные пучки света, дисперсия волн модуляции, сжатие сложного сигнала, случайное преломление, взволнованная поверхность.

Как известно, основными факторами, снижающими дальность и разрешающую способность подводных систем видения, являются многократное рассеяние и поглощения света в воде. Эти факторы приводят к энергетическому ослаблению полезного сигнала, формирующего изображение наблюдаемого подводного объекта, и неустранимому искажению этого изображения вследствие диффузного расплывания приемной диаграммы направленности и (или) пучка подсветки. Исследования закономерностей формирования полезного сигнала и различного рода помех создали фундамент современной теории инструментального видения в рассеивающих средах, в том числе в морской воде [1–5]. Практически одновременно с формированием этой теории были начаты исследования свойств синусоидально модулированных световых пучков, распространяющихся в рассеивающих средах [6–11]. Интерес к таким исследованиям стимулировался априорно понятными и многообещающими для приложений свойствами таких пучков. В частности, ожидалось, что диффузное расплывание пучка по переменной составляющей будет существенно меньше, чем по постоянной составляющей. Этот эффект связан с некогерентным на частоте модуляции сложением компонент различной кратности рассеяния. Поэтому представлялось, что можно построить систему видения в воде, использующую в качестве подсветки такой пучок и приемник, детектирующие переменную составляющую и обладающую повышенным разрешением. Впервые идея использования пучков подсветки с высокочастотной амплитудной модуляцией в системах подводного видения была сформулирована А.В.Гапоновым-Греховым в середине 60-х годов прошлого века. Выполненные по его инициативе исследования как теоретические, так и экспериментальные полностью подтвердили эти ожидания. Однако предложенная тогда схема работы подводной системы видения или подводного лидера с модулированным пучком подсветки так и не была реализована. По-видимому, это было вызвано двумя причинами. Первая определялась сложностью аппаратной реализации такой схемы. Вторая обусловлена энергетической невыгодностью такого рода систем, поскольку одновременно с увеличением разрешающей способности уменьшается коэффициент передачи. Сравнительно недавно интерес к исследованиям свойств модулированных пучков и различных систем на их основе возобновился, что, по-видимому, связано с совершенствованием и

удешевлением необходимой элементной базы [12–14]. В работах [15, 16] была предложена схема подводного лидара, использующего зондирующий пучок, амплитуда которого модулируется во времени так называемым сложным сигналом.¹ Идея такого лидара заимствована из гидро- и радиолокации, где похожая технология применяется для снижения мощности излучаемого импульса при одновременном сохранении энергетического потенциала и разрешения по дальности гидро- или радиолокационных станций. При этом разрешение определяется длительностью сжатого сигнала, обратно пропорциональной полосе модуляции несущей частоты или фазы излучаемого сигнала, а амплитуда сжатого сигнала пропорциональна квадратному корню из произведения полосы на длительность излучаемого импульса (баз сигнала). Для подводного лидара сложный сигнал предлагается использовать для модуляции амплитуды излучаемого импульса, а не частоты несущей, как это обычно делается в традиционных областях применения этих сигналов. Другими словами, речь идет о модуляции частоты (или фазы) огибающей импульсного сигнала подсветки. При этом прием и обработка принятого сигнала должны предусматривать несколько этапов: детектирование и выделение сигнала модуляции, свертка с эталонным сигналом модуляции (сжатие сигнала) и детектирование свертки сигнала. Принципы работы такой системы на модельном примере эволюции импульса в процессе его распространения в среде и при обработке поясняет рис.1.

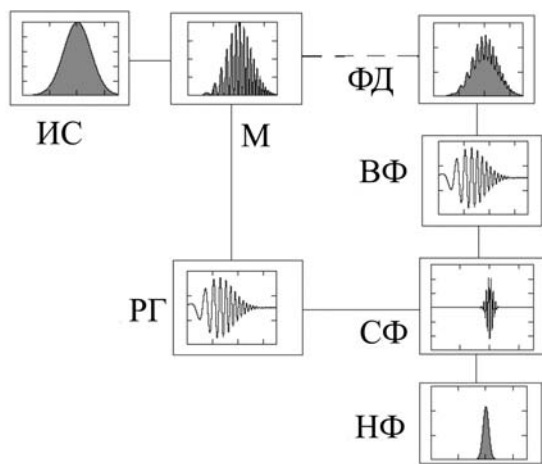


Рис.1. Эволюция сложно модулированного импульса при его распространении в среде и обработке в приемной системе.

ИС – источник света, М – модулятор, РГ – источник высокочастотного сигнала, ФД – фотодетектор, ВФ – фильтр высоких частот, СФ – согласованный фильтр, НФ – фильтр низких частот. По осям ординат – амплитуда импульса (в усл. ед.), по осям абсцисс – текущее время (в усл. ед.).

Источник света (ИС) излучает достаточно длинный импульс, который проходит через модулятор (М). На модулятор подается модулирующий сигнал высокочастотного (в радиодиапазоне) генератора (РГ), на выходе которого формируется импульс, модулированный по амплитуде. Частота модуляции на протяжении импульса может меняться, например, по линейному закону. Модулированный таким образом пучок сохраняет все отмеченные ранее свойства синусоидально модулированных пучков в рассеивающих средах, приобретая некоторые новые качества, которые могут быть использованы для улучшения потребительских свойств подводных и надводных систем наблюдения. Обработка принятого сигнала должна предусматривать несколько этапов. Во-первых, стандартное фотодетектирование (ФД), фильтрация (выделение) высокочастотной составляющей (ВФ), затем свертка с опорным сигналом (согласованная фильтрация – СФ) и, наконец, выделение (детектирование) огибающей этой свертки (НФ). Длительность полученного таким образом сигнала, если на минуту забыть о его искажениях, привнесенных рассеивающей средой и поверхностным волнением, обратно пропорциональна полосе девиации модулирующего сигнала, а его амплитуда – квадратному корню из базы сигнала модуляции, т.е. произведения полосы девиации на длительность импульса. В

¹ Сложным сигналом называют сигнал, база которого, т.е. произведение ширины полосы на длительность, много больше единицы.

результате мы размениваем полосу сигнала на его длительность, тем самым максимально увеличивая продольное разрешение лидара, а длительность исходного сигнала – на мощность эхо-сигнала, увеличивая отношение сигнал/шум. Это, разумеется, идеализированный вариант. Рассеивающая среда и поверхностное волнение вносят свои искажения и определяют пределы, которые в принципе могут быть достигнуты. Поэтому важно дать хотя бы предварительные оценки величины рассматриваемых эффектов на основе упрощенных моделей. В работах [15, 16] рассматривались свойства эхо-сигналов лидаров, построенных на предлагаемом принципе для чисто подводной трассы наблюдения. Ниже представлено обобщение результатов этих работ, позволяющее оценить влияние волнения и многократного рассеяния в воде на параметры сигналов для лидаров и систем видения, размещенных на воздушных носителях. В заключительной части настоящей работы представлены некоторые соображения и оценки, касающиеся свойств систем подводного видения, использующих пучки подсветки с предельно высокими частотами модуляции.

Модель сигнала в системах видения, размещенных на надводных носителях. В силу линейности уравнения переноса излучения и в соответствии с принципом суперпозиции пространственно-угловое распределение спектральных (на частоте ω) компонент нестационарного во времени t сигнала можно исследовать независимо. Уравнение для мощности сигнала имеет вид [3]:

$$P(z, t, \mathbf{r}_0) = \frac{\Sigma \Omega}{\pi m^2} \iiint_{\infty} R_b(z, \mathbf{r}) E_S(z, \mathbf{r} - \mathbf{r}_0, t') E_R(z, \mathbf{r} - \mathbf{r}_0, t - t') d\mathbf{r} dt', \quad (1)$$

где z – глубина дна, или дальность до наблюдаемого объекта; $R_b(z, \mathbf{r})$ – распределение его коэффициента отражения, которое предполагается диффузным; Σ и Ω – собственно площадь приемной апертуры и телесный угол приема; m – показатель преломления воды; E_S – распределение освещенности в поперечном сечении пучка подсветки; E_R – аналогичное распределение для фиктивного источника с такими же, как у приемника, пространственно-угловыми характеристиками и единичной начальной энергией; $\mathbf{r}_0$ – вектор определяющий положение элемента разрешения системы видения в предметной плоскости (например, элемента изображения дна).

Соответствующее уравнение для комплексного спектра огибающей принимаемого сигнала получается из (1) стандартным преобразованием Фурье:

$$P(z, \mathbf{r}_0, \omega) = \frac{\Sigma \Omega}{\pi m^2} \iint_{\infty} R_b(z, \mathbf{r}) E_S(z, \mathbf{r} - \mathbf{r}_0, \omega) E_R(z, \mathbf{r} - \mathbf{r}_0, \omega) d\mathbf{r}.$$

Для того чтобы исследовать свойства сложно модулированных сигналов применительно к задаче видения через поверхность, сделаем ряд упрощающих предположений. Будем считать, что коэффициент отражения от объекта однороден. Тогда выражение

$$K(z, \omega) = P(0, \omega)^{-1} \iint_{\infty} E_S(z, \mathbf{r}, \omega) E_R(z, \mathbf{r}, \omega) d\mathbf{r} \quad (2)$$

можно интерпретировать как спектральный коэффициент передачи сигнала через поверхность и слой воды (функция $P(0, \omega)$ есть спектр принимаемого сигнала при нулевой толщине водного слоя). В дальнейшем нас будут интересовать свойства именно функции $K(z, \omega)$ и, в частности, ее аргумента, поскольку именно его зависимость от частоты определяет задержку и уширение сигнала модуляции. В самом деле, если функция $P(0, \omega)$ занимает некоторую полосу $\Delta\omega$ с центральной частотой ω_0 , то сигнал, распространяющийся в среде, можно представить в виде пакета волн модуляции, фазовая и групповая скорость которых определяется соотношениями

$$V_{ph} = \frac{\omega}{k}, \quad V_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \left(-\frac{1}{z} \frac{\partial \varphi_\omega}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \right)^{-1},$$

где $k = \varphi_\omega / z$, $\varphi_\omega = \arg(K(z, \omega))$. Соответственно дополнительные задержка такого пакета и его расплывание (уширение) вследствие рассеяния в среде выражаются через производные от фазы коэффициента передачи:

$$\bar{t} = \frac{z}{V_{gr}} = -\frac{\partial \varphi_\omega}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}, \quad (3)$$

$$\Delta t = z \frac{\partial^2 k(\omega)}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} \Delta \omega \quad \text{или} \quad \Delta t = \frac{\partial^2 \varphi_\omega}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} \Delta \omega. \quad (4)$$

Для импульсного сигнала без модуляции ($\omega_0 = 0$) уширение импульса в отличие от (4) определяется уравнением

$$\Delta t = \sqrt{\frac{\partial^2 \ln K}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=0}}. \quad (5)$$

Уравнение (3) соответствует смещению оценки при определении времени прихода эхо-сигнала, а (4), (5) – разрешению системы видения или лидара по глубине.

Для того чтобы исследовать зависимость этих величин от характеристик трассы распространения сигнала и параметров зондирующего сигнала, конкретизируем вид частотного коэффициента передачи $K(z, \omega)$. Общее выражение для случайных реализаций функций $E_{S,R}(z, \mathbf{r}, t)$ с учетом преломления на взволнованной поверхности было получено в [17, 18]. Его модификация для спектральных компонент освещенности $E_{S,R}(z, \mathbf{r}, \omega)$ имеет вид:

$$E_{S,R}(z, \mathbf{r}, \omega) = T \int \dots \int F_{s,r} \left(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_1 H' + \mathbf{k}_2 \frac{z'}{m} \right) \Phi(k_2, z', \omega) \times \\ \times \exp \left(i \mathbf{k}_1 \mathbf{r}_{sf} - i \mathbf{k}_2 (\mathbf{r}_{sf} - \mathbf{r}) + i \mathbf{k}_2 \boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}_{sf}) q (z + \xi(\mathbf{r}_{sf})) - i \frac{\tilde{k}}{m} H' - i \tilde{k} z' \right) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{r}_{sf}, \quad (6)$$

где $H' = (H - \xi(\mathbf{r}_{sf})) (1 + n_0^2 / 2)$, $z' = (z + \xi(\mathbf{r}_{sf})) \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\mathbf{n}_0}{m} - q \boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}_{sf}) \right)^2 \right)$; $F_{S,R}$ – Фурье-

трансформанты начального пространственно-углового распределения зондирующего излучения и аппаратной функции приемника; T – коэффициент пропускания границы; Φ – пространственный спектр распределения освещенности в поперечном сечении бесконечно узкого мононаправленного пучка единичной мощности; H – высота расположения лидара над средним уровнем поверхности; $\mathbf{n}_0$ – вектор, определяющий начальное направление зондирующего пучка (проекция на горизонтальную плоскость единичного вектора, совпадающего по направлению с осью диаграммы направленности или максимума зондирующего пучка); $\xi(\mathbf{r}_{sf})$, $\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}_{sf})$ – возвышение и уклон поверхности в точке с координатами $\mathbf{r}_{sf}$, $q = (m - 1) / m$, $\tilde{k} = \omega m / c$; c – скорость света. Уравнение (6) является решением уравнения переноса излучения со случайными граничными условиями в малоугловом приближении. В дальнейшем для упрощения задачи будем полагать, что зондирование осуществляется в надир ($\mathbf{n}_0 = 0$), первоначально узким пучком, а приемник излучения имеет широкую диа-

грамму направленности и апертуру, размеры которой меньше характерных масштабов принимаемого излучения, т.е. в уравнение (6) можно положить

$$F_S = (2\pi)^{-4}, \quad F_R = (2\pi)^{-2} \delta(\mathbf{k}_1 H + \mathbf{k}_2 z / m).$$

Дополнительно к этим допущениям будем пренебрегать влиянием поверхности на изменение эффективной длины трассы, т.е. положим $\Phi(k, z', \omega) = \Phi(k, z, \omega)$. В этом случае влияние границы раздела сводится к случайному отклонению зондирующего пучка при преломлении и изменению фазы сигнала за счет случайного изменения длины трассы. В результате уравнения (6) существенно упрощаются и принимают вид:

$$E_S(z, \mathbf{r}, \omega) = (2\pi)^{-4} T \exp(-i\tilde{k}(H/m + z)) \int \dots \int \Phi(k_2, z, \omega) \times \\ \times \exp(i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_{sf} - i\mathbf{k}_2 (\mathbf{r}_{sf} - \mathbf{r}) + i\mathbf{k}_2 \boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}_{sf}) qz - i\tilde{k}\Delta z) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{r}_{sf}, \quad (7)$$

$$E_R(z, \mathbf{r}, \omega) = (2\pi H)^{-2} T \exp(-i\tilde{k}(H/m + z)) \int \dots \int \Phi(k, z, \omega) \times \\ \times \exp(-i\mathbf{k}(\mathbf{r}_{sf}(1 + z/mH) - \mathbf{r}) + i\mathbf{k}\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}_{sf}) qz - i\tilde{k}\Delta z) d\mathbf{k} d\mathbf{r}_{sf} \quad (8)$$

где величина $\Delta z = \xi(\mathbf{r}_{sf}) + q^2 |\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}_{sf})|^2 z / 2$ определяет случайный набег фазы для луча, преломленного в точке поверхности с координатами $\mathbf{r}_{sf}$. Подставляя (7), (8) в (2) и усредняя по ансамблю случайных реализаций поверхности, получаем уравнение для среднестатистической величины коэффициента передачи:

$$\langle K(z, \omega) \rangle = T^2 (2\pi H)^{-2} \exp(-2i\tilde{k}(H/m + z)) \iint_{\infty} W(\bullet) \Phi(k, z, \omega)^2 \Theta(\bullet) d\mathbf{k} d\boldsymbol{\rho} d\xi_1 d\xi_2 d\boldsymbol{\eta}_1 d\boldsymbol{\eta}_2, \quad (9)$$

где $\Theta(\bullet) = \exp\left(-iqz\mathbf{k}(\boldsymbol{\eta}_1 - \boldsymbol{\eta}_2) - i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}(1 + z/mH) - i\omega m q / c \left(\xi_1 + \xi_2 + qz\eta_1^2/2 + qz\eta_2^2/2 \right)\right)$,

$W(\bullet) = W(\xi_1, \xi_2, \boldsymbol{\eta}_1, \boldsymbol{\eta}_2, \boldsymbol{\rho})$ есть совместная двухточечная функция распределения возвышений и уклонов поверхности. Если пренебречь корреляционными связями между соседними участками поверхности, приводящими к эффекту усилению обратного рассеяния (этому эффекту посвящено много публикаций, например, [19–24]), то уравнение (9) значительно упрощается. Для изотропного волнения оно может быть приведено к виду:

$$\langle K(z, \omega) \rangle = T^2 (H + z/m)^{-2} (1 + i\tilde{k}q^2 z \sigma_{\eta}^2)^2 \Phi(0, z, \omega)^2 \exp\left(-2i\tilde{k}(Hm + z) - (\tilde{k}q\sigma_{\xi})^2\right), \quad (10)$$

где σ_{ξ}^2 и σ_{η}^2 – дисперсии возвышений и уклонов поверхности соответственно. Для сравнительной оценки влияния поверхности и толщи воды на задержку и уширение эхо-сигнала необходимо конкретизировать вид функции $\Phi(z, 0)$, задать значения первичных гидрооптических характеристик и параметров волнения. Воспользуемся автомоделным решением уравнения переноса излучения в малоугловом диффузионном приближении [3, 19]:

$$\Phi(0, z, \omega) = (\cosh(\nu))^{-1} \exp(-a_1 z), \quad (11)$$

где $\nu = (b_1(a_1 + i\tilde{k}))^{1/2} z / \mu$, $b_1 = b(1 - \varphi_{45})$, $a_1 = a + b\varphi_{45}$ – «малоугловые» коэффициенты рассеяния и поглощения; a , и b – коэффициенты поглощения и рассеяния; φ_{45} – часть света, рассеиваемого в диапазоне углов $45^\circ \leq \gamma \leq 180^\circ$ [3]; μ – параметр индикатрисы рассеяния.

Задержка и уширение сигнала, отраженного от объекта. Приведенные выше уравнения позволяют выполнить необходимые количественные оценки. При расчетах здесь и далее примем следующие характерные значения параметров среды и поверхностного волнения: $b_1 = 0.14$ 1/м, $a_1 = 0.07$ 1/м, $\mu = 7$, $\sigma_\xi^2 = 0.03$ м², $\sigma_\eta^2 = 0.01$.

Итак, нас будут интересовать величины задержки и уширения модулированного импульса, определяемые уравнениями (3) и (4), для эхо-сигнала, описываемого среднестатистическим коэффициентом передачи (10) при условии, что многократное рассеяние в воде может быть описано уравнением (11). На рис.2 представлен результат расчета величины $\delta Z(\omega_0, z) = \bar{t} m/c - 2(H + mz)$, представляющей задержку эхо-сигнала, пересчитанную в эффективное увеличение длины трассы зондирования при различных значениях центральной частоты модуляции ω_0 в зависимости от глубины дна z . Из расчетов следует, что вклад поверхностного волнения в задержку сигнала пренебрежимо мал (соответствующие кривые на рис.2, рассчитанные с учетом волнения и без него, практически неразличимы). Основной вклад, связанный с многократным рассеянием света, вносит водный участок трассы. С ростом частоты модуляции задержка сигнала уменьшается. Этот эффект обусловлен уменьшением роли рассеяния вследствие некогерентного по фазе модуляции сложения компонент различной кратности рассеяния. Аналогичные эффекты проявляются и для уширения эхо-сигнала (рис.3). На рисунке показана зависимость дополнительного, вносимого поверхностью и водным слоем уширения эхо-сигнала от глубины, пересчитанная в продольный пространственный масштаб, именно величины:

$$\Delta Z(\omega_0, z) = \sqrt{\left. \frac{c^2}{m^2} \frac{\partial^2 \Phi_\omega}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}} \Delta\omega + 2q^2 \sigma_\xi^2.$$

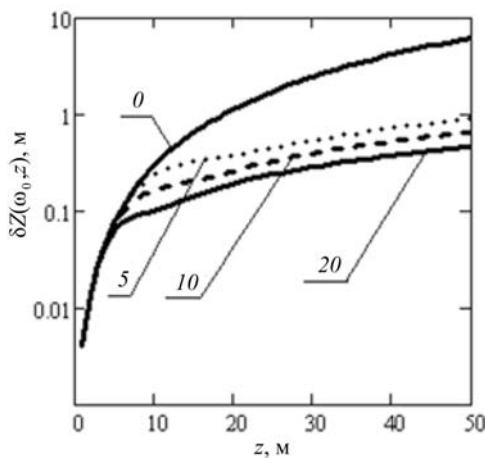


Рис.2. Эффективное удлинение трассы как функция глубины при различных значениях несущей частоты модуляции. Цифры у кривых (здесь и далее) показывают значение параметра $\tilde{k} = \omega t / c$ (в обр. м).

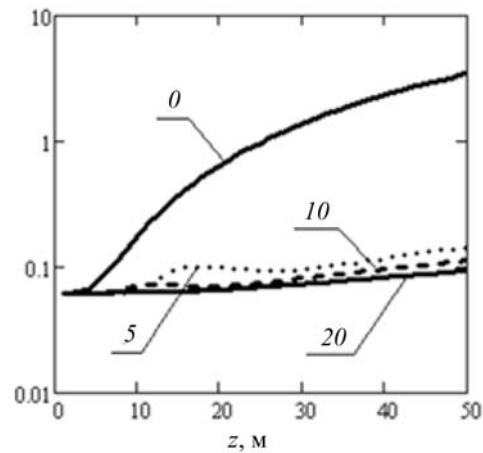


Рис.3. Минимально достижимый пространственный масштаб эхо-сигнала как функция глубины. $\Delta\omega = 0.3\omega_0$.

Стартовое, начальное уширение сигнала (при $z = 0$) не зависит от частоты модуляции и определяется разбросом задержек, вызванных случайными возвышениями поверхности. Влияние уклонов поверхности сказывается лишь для больших глубин, значительно превышающих возможности лидара. Зависимость уширения от глубины при ненулевых частотах модуляции имеет немонотонный (с минимумом для некоторых глубин) характер. Вероятно, этот эффект связан перераспределением по фазам компонент излучения с различной кратностью рассеяния. Кроме того, возможно, что появление этого минимума связано с проявлением эффекта автокомпрессии пакета волн, распространяющихся в среде с дисперсией. Этот эффект известен в классической электродинамике

[20]. Однако интерпретация его в нашем случае требует дальнейшего более подробного анализа. Вместе с тем важно подчеркнуть, что с ростом частоты модуляции влияние многократного рассеяния в воде на длительность эхо-сигнала существенно уменьшается. Разрешение лидара по глубине в этом случае будет целиком определяться длительностью импульса, свернутого со своим эталоном, которая может быть много меньше его исходной физической длительности. Разумеется, полная эквивалентная длина такого импульса должна оцениваться по следующей формуле:

$$\Delta Z(\omega_0, z) = \sqrt{\frac{c^2}{m^2} \frac{\partial^2 \Phi_\omega}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} \Delta \omega + 2q^2 \sigma_\xi^2 + \frac{c^2}{m^2 (\Delta \omega)^2}}.$$

При линейном изменении частоты модуляции во времени ширина полосы девиации $\Delta \omega$ определяется в соответствии с формулой $\Delta \omega = 2\beta t_0$, где β – скорость изменения частоты модуляции, а t_0 – длительность исходного импульса. Заметим, что уже при величине $\tilde{k}_0 = 10$ и $\Delta \omega = 0.3\omega_0$ разрешение лидара составляет около 0.3 м, что превышает величину дополнительного уширения, привносимого средой и поверхностью. Заметим, что лидары со сложно модулированным пучком подсветки с таким разрешением становятся конкурентоспособными по отношению к широко применяемым импульсным лидарам, имеющим длительность зондирующего импульса, равную нескольким наносекундам.

Поперечное разрешение системы видения. Обсудим далее возможное разрешение лидара в плоскости, перпендикулярной зондирующему пучку. Для этого достаточно исследовать среднестатистическое распределение функции $E_s(z, \mathbf{r}, \omega)$:

$$\begin{aligned} \langle E_s(z, \mathbf{r}, \omega) \rangle &= (2\pi)^{-4} T \exp(-i\tilde{k}(H/m+z)) \int \dots \int \Phi(k_2, z, \omega) W(\xi, \boldsymbol{\eta}) \times \\ &\times \exp(i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_{sf} - i\mathbf{k}_2 (\mathbf{r}_{sf} - \mathbf{r}) + i\mathbf{k}_2 \boldsymbol{\eta} (\mathbf{r}_{sf}) qz - i\tilde{k} \Delta z) d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{r}_{sf} d\xi d\boldsymbol{\eta}. \end{aligned} \quad (12)$$

В тех же приближениях, что и ранее, из (12) следует:

$$\frac{\langle E_s(z, \mathbf{r}, \omega) \rangle}{\langle E_s(z, 0, \omega) \rangle} = \exp\left(-\frac{\pi r^2}{S_\Sigma}\right). \quad (13)$$

Функция S_Σ описывает суммарный вклад в размытие пучка многократного рассеяния в толще воды и углового разброса лучей при случайном преломлении на взволнованной поверхности и имеет вид

$$S_\Sigma = S(z, \omega) + \frac{2q^2 z^2 \sigma_\eta^2}{1 + i\tilde{k} q^2 z \sigma_\eta^2 / 2}, \quad (14)$$

где $S(z, \omega)$ в соответствии с [3, 19] определяется следующим уравнением:

$$S(z, \omega) = \frac{(\nu z - \text{th}(\nu z)) \left((\text{ch}(\nu z))^{-1} - \exp(-\sigma_1 z) \right)}{2\kappa_1 \nu \left((\text{ch} \nu)^{-1} - (1 + \sigma_1 z) \exp(-\sigma_1 z) \right)}. \quad (15)$$

Эффективную ширину пучка на гармонической составляющей с частотой ω можно рассчитать на основе уравнения

$$S_{eff} = \frac{S_\Sigma S_\Sigma^*}{\text{Re } S_\Sigma}. \quad (16)$$

Наиболее интересен вопрос о зависимости этой величины от глубины зондирования для различных частот модуляции и степени эффективности применения модулированного пучка подсветки для уменьшения влияния волнения и многократного рассеяния на поперечное разрешение системы видения. Для ответа на этот вопрос нормируем величину S_{eff} на собственное значение при $\omega = 0$ и рассчитаем ее зависимость от глубины при различной частоте модуляции. На рис.4 приведен пример такого расчета, сделанного на основе формул (13)–(16) для тех же параметров трассы зондирования, что и для рис.2 и 3.

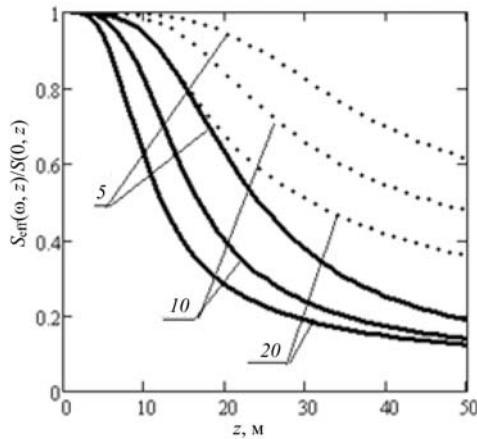


Рис.4. Эффективная ширина пучка, нормированная на свою величину при $\omega = 0$, как функция глубины. Пунктирные кривые рассчитаны для случая плоской границы.

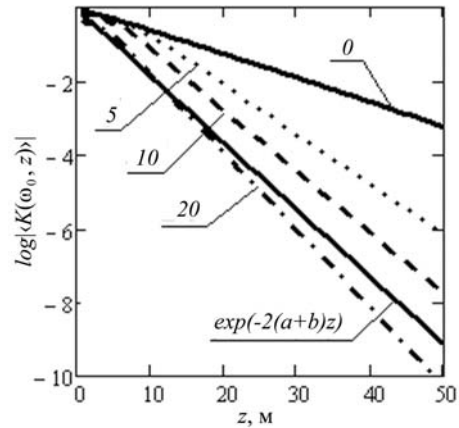


Рис.5. Логарифм модуля коэффициента передачи, нормированного на свое значение при $z = 0$, как функция глубины.

Нетрудно видеть, что с ростом частоты эффективная ширина пучка уменьшается и этот эффект тем заметнее, чем больше глубина зондирования. Кроме того, важно подчеркнуть, что этот эффект особенно выражен в присутствии волнения. Разумеется, ненормированная ширина пучка увеличивается при волнении для любых частот модуляции.

Коэффициент передачи эхо-сигнала. К сожалению, предлагаемая схема наблюдения на основе излучателя со сложной модуляцией внутри зондирующего импульса имеет существенный недостаток. Он связан с уменьшением энергетического коэффициента передачи, обусловленного теми же эффектами, которые позволяют увеличить разрешение при увеличении частоты модуляции. На рис.5 приведена зависимость логарифма модуля коэффициента передачи от глубины дна, рассчитанная на основе уравнения (10) при разных частотах модуляции. Нетрудно видеть, что с ростом частоты коэффициент передачи падает. Эту потерю, как уже указывалось выше, можно частично компенсировать увеличением длительности импульса. Однако максимальная длительность излучаемого импульса не должна превышать время прохождения излучения по трассе зондирования. Поскольку амплитуда принятого и свернутого с эталоном импульсов увеличивается пропорционально величине $g = \sqrt{\Delta t_0 \Delta \omega}$ (Δt_0 — длительность зондирующего импульса), то, зная предполагаемую высоту лидача над поверхностью и минимальную ожидаемую глубину дна, можно оценить возможную компенсацию этих потерь. Пусть, например, $H = 200$ м, $z = 0$. Тогда $g = \sqrt{H \Delta \tilde{k}}$, где $\Delta \tilde{k} = \Delta \omega$, м/с. При $\Delta \tilde{k} = 0.5 \tilde{k}_0$ и $\tilde{k}_0 = 20 \text{ м}^{-1}$ получим, что $\lg g = 1.8$.

Заметим, однако, что при высоких частотах модуляции использованная в расчетах модель светового поля на основе автомодельного приближения уравнения переноса в малоугловом приближении становится непригодной. В частности, из физических соображений понятно, что скорость ослабления сигнала с ростом глубины не может превышать величину, определяемую законом Бугера. Между тем, как следует из рис.5, уже

при величине $\tilde{k}_0 = 20 \text{ м}^{-1}$ мы получаем завышенную оценку ослабления. Поэтому желательно построение такого решения уравнения переноса излучения, которое бы позволило осуществить расчеты и при максимально возможных частотах модуляции.

О системах видения с предельно высокой частотой модуляции пучка подсветки. Из физических соображений следует, что при очень высоких частотах модуляции рассеивающая среда по отношению к переменной составляющей светового поля должна вести себя как чисто поглощающая, с коэффициентом поглощения, равным коэффициенту ослабления. Поэтому можно ожидать, что при некоторой частоте модуляции, которую условно можно назвать предельно высокой, рассеянием в среде по отношению к модулирующему сигналу можно пренебречь.² Энергетическое ослабление такого сигнала должно описываться законом Бугера. В этом случае в отличие от рассмотренного выше целесообразно использовать приемник с узкой диаграммой направленности, позволяющей избежать засветки фотокатода от ближних слоев воды. При такой схеме наблюдения (узкий пучок подсветки – узкая приемная диаграмма) изображение формируется за счет синхронного сканирования диаграмм направленности приемника и излучателя, которые пересекаются в предметной плоскости. По терминологии [3] и более ранних работ такая система относится к типу «З». Конечно, такую схему формирования изображения практически невозможно реализовать для систем наблюдения, расположенных над взволнованной поверхностью. Это связано с тем, что при конечной базе приемная и излучающая диаграммы преломляются поверхностью в разных участках и под разными углами. Поэтому практически невозможно их одновременное совмещение в предметной плоскости. Возникающие при этом проблемы требуют отдельного исследования. В связи с этим здесь ограничимся случаем чисто подводного наблюдения и оценим, на каких дальностях возможно наблюдение без потери разрешения при справедливости гипотезы об отсутствии диффузионного расплывания высокочастотной (модуляционной) составляющей пучка за счет рассеяния. Тогда расчет полезного сигнала и помехи предельно упрощается и можно оценить зависимость отношения сигнал/шум в изображении от дальности наблюдения. Будем считать, что объектом наблюдения служит бесконечная мира с синусоидальным распределением коэффициента отражения, пространственный период которой Λ больше размера элемента разрешения, определяемого конечной угловой расходимостью пучка подсветки и приемной диаграммы:

$$R(x) = R_0 \left(1 + M_0 \cos\left(2\pi \frac{x}{\Lambda}\right) \right),$$

где R_0 – средний коэффициент отражения, M_0 – контраст мира.

Определим, что полезным сигналом является разница в мощности сигнала между светлыми и темными участками изображения. С учетом сделанных предположений эта разница для переменной составляющей сигнала с учетом сжатия сигнала при обработке может быть представлена в следующем виде:

$$|\Delta P(z, \omega)| = \frac{2P(0, \omega) \Sigma R_0 M_0 \exp(-2(a+b)z) \sqrt{t_0 \Delta f}}{\pi z^2}. \quad (17)$$

Будем считать, что предельно различимая величина $|\Delta P(z, \omega)|$ определяется уровнем шумов приемной аппаратуры, который в свою очередь зависит от уровня полной засветки фотокатода. Среднеквадратичный уровень дробового шума фототока определяется формулой Шоттки

² Разумеется, значение этой частоты или диапазон частот, внутри которого такое допущение справедливо, должно быть определено из более точных моделей функции Грина уравнения переноса излучения, чем те, что использовались ранее, или (и) на основе моделирования методом Монте-Карло.

$$\overline{\Delta i_{\text{др}}^2} = s_{\lambda} P_{\Sigma} 2(1+B)e\Delta f, \quad (18)$$

где s_{λ} – спектральная чувствительность фотокатода; P_{Σ} – полная мощность излучения, поступившего на фотокатод; B – коэффициент, учитывающий вклад вторичных каскадов усиления в уровень дробовых шумов (обычно для фотоумножителей полагают $B = 2$); e – заряд электрона; Δf – ширина полосы сигнала, определяющая длительность «сжатого» импульса. В нашем случае следует полагать $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$, где $\Delta\omega$ – полоса девиации частоты модулирующего сигнала. Обратим внимание на то, что при этом мощность излучения P_{Σ} следует рассчитывать для «постоянной» составляющей ($\omega = 0$).

В отсутствие сторонних источников засветки (наблюдение в ночное время или на такой глубине, где уровень солнечного излучения пренебрежимо мал) излучение, попадающее на фотокатод, представляет собой сумму излучения, отраженного от объекта наблюдения, и помехи обратного рассеяния P_{bs} , формируемой излучением в объеме воды вблизи объекта наблюдения:

$$P_{bs} = \frac{P(0, \omega = 0) \Sigma b_{bs} \Delta z \exp(-2(a+b)z)}{4\pi z^2}, \quad (19)$$

где b_{bs} – коэффициент обратного рассеяния воды; Δz – эффективная толщина слоя воды, в котором формируется помеха обратного рассеяния и которая определяется геометрией системы наблюдения. Оценка этой величины может быть сделана на основе приближенной формулы:

$$\Delta z = \frac{\theta_0 z^2}{x_0 + \theta_0 z},$$

где θ_0 – угловая расходимость источника излучения (предполагается, что она совпадает с шириной приемной диаграммы); x_0 – расстояние между источником и приемником (база системы наблюдения).

Отношение сигнал/шум, приведенное к току фотодетектора, можно представить в следующем виде:

$$\delta(z) = \frac{s_{\lambda} |\Delta P(z, \omega)|}{\sqrt{s_{\lambda} P_{\Sigma}(z, \omega = 0) 2(1+B)e\Delta f}}. \quad (20)$$

Учитывая (17)–(19) и полагая $P(0, \omega) = m_0 P(0, \omega = 0)$, где m_0 – глубина модуляции излучения, уравнение (20) можно представить в форме

$$\delta(z) = \frac{2m_0 M_0 R_0 r_a \exp(-(a+b)z)}{z} \sqrt{\frac{s_{\lambda} P(0, \omega = 0) t_0}{(b_{bs} \Delta z / 4 + R_0)(2e(1+B))}}, \quad (21)$$

где r_a – радиус приемной апертуры. Уравнение (21) определяет отношение сигнал/шум в одном элементе изображения, сформированном одним импульсом подсветки. Разумеется, это отношение может быть улучшено (увеличено) за счет накопления импульсов, если такую возможность допускает аппаратура. Введем параметры, характеризующие полное изображение: T_k – время формирования одного кадра изображения, $\Delta\psi$ – угол обзора, t_{el} – время, которое может быть отпущено на формирование одного элемента изображения. Число элементов в кадре определяется отношением $N = (\Delta\psi/2\Theta_0)^2$ соответственно время, отводимое на один элемент, оценивается формулой:

$$t_{el} = T_k / N = T_k 4\Theta_0^2 / (\Delta\psi)^2.$$

Поэтому число импульсов n , которые можно использовать для одного элемента изображения (для накопления) оценивается по формуле

$$n = \frac{T_k}{t_0} \frac{4\theta_0^2}{(\Delta\psi)^2}.$$

Отношение сигнал/шум в накопленном изображении увеличивается в $\sqrt{n}$ раз и, как нетрудно видеть, не зависит от полосы модуляции. Таким образом, как и в «классических» системах видения, эта величина полностью определяется энергией излучения, приходящейся на один элемент изображения. При этом физическая длительность (несжатого) импульса должна определяться возможностями источника излучения. Ясно, что наиболее выгодно применять источники с максимальной средней мощностью излучения, а длительность излученного модулированного импульса не должна превышать время пробега до объекта наблюдения и обратно. Приведем в качестве примера расчет отношения сигнал/шум в накопленном изображении $\delta_{\text{cum}} = \delta\sqrt{n}$ при конкретных значениях параметров системы видения. Пусть $T_k = 1$ с, $\theta_0 = 10^{-3}$ рад, $\Delta\psi = 0.3$ рад, $m_0 = M_0 = 1$, $R_0 = 0.2$, $s_\lambda = 0.04$ а/Вт, $P = 1$ Вт, оптический радиус приемной апертуры $(a+b)r_a = 0.02$, оптическая база $(a+b)x_0 = 0.2$, $B = 2$. На рис.6 представлена зависимость δ_{cum} от оптического расстояния $\tau = (a+b)z$ между системой наблюдения и объектом. На этом рисунке горизонтальная прямая соответствует отношению сигнал/шум, равному 5. Такая величина δ_{cum} может быть получена для оптических дальностей порядка 7, что примерно соответствует глубине видимости белого диска.

Если увеличить потенциал системы примерно на два порядка (что соответствует увеличению δ_{cum} на один порядок), например за счет увеличения средней мощности или(и) площади приемной апертуры, или(и) уменьшения числа элементов в изображении при уменьшении поля зрения системы, можно продвинуться по дальности на две оптические единицы.

На рис.6 этому случаю соответствует кривая 2. Стоит заметить, что при выбранной конфигурации системы наблюдения отношение сигнал/шум слабо зависит от базы. Поэтому приведенные оценки можно использовать и для соосной системы.

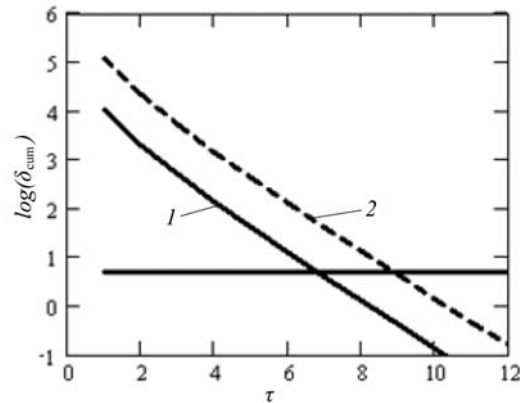


Рис.6. Зависимость (кривая 1) отношения сигнал/шум в накопленном изображении от оптического расстояния ($b_{bs} = 0.003$).

Приведенные выше оценки относятся лишь к одному набору параметров, характеризующих поверхностное волнение и оптические свойства воды. Такие же оценки легко могут быть получены и для каких-то других встречающихся в природе комбинаций. Не приводя количественных данных (которые бы существенно увеличили объем статьи), укажем на следующие тенденции. Увеличение рассеивающих свойств воды (ее мутности) приводит, так же как и в случае простого импульсного сигнала, к увеличению задержки и уширению сложно модулированного импульсного сигнала. Однако для высоких частот модуляции эффект увеличения мутности сказывается существенно меньше. Например, при увеличении коэффициента рассеяния с 0.14 до 0.3 1/м минимально достижимый пространственный масштаб эхо-сигнала для глубины 40 м увеличивается от 2.34 до 4.4 м при $\omega/c = 0$ и от 0.096 до 0.12 м при $\omega/c = 10$ 1/м. Аналогичная тенденция имеет место и для задержки эхо-сигнала. Эти оценки имеют достаточно общий характер

и не зависят от типа сложного сигнала, используемого для модуляции зондирующего пучка. В частности, это могут быть сигналы с линейной или гиперболической модуляцией частоты (ЛЧМ- и ГЧМ-сигналы), так называемые М-последовательности и т.д. Для рассматриваемых здесь эффектов принципиально важен диапазон частот модуляции и дисперсионные свойства трассы распространения по отношению к волнам модуляции (в частности, вид первой и второй производных коэффициента передачи по частоте). Применение конкретного типа модуляции должно определяться рядом других требований, формулировка и исследование которых выходят за пределы данной работы. Например, могут оказаться принципиально важным и характер и уровень боковых лепестков при свертке принятого сигнала с эталоном а также ряд других соображений, в том числе технического характера.

Однако проделанные расчеты позволяют сделать некоторые предварительные выводы о возможности и целесообразности применения модулированных пучков подсветки в системах видения и подводной локации.

1. Водная среда по отношению к пакету волн модуляции (волны фотонной плотности) является средой с нормальной (положительной) дисперсией. Это приводит к запаздыванию сжатого импульсного сигнала и его расплыванию по времени.

2. Повышение частоты модуляции приводит к уменьшению дисперсионных эффектов и обужению поперечного размера пучка подсветки по переменной составляющей как для систем подводного видения, так и систем наблюдения через взволнованную поверхность моря.

3. Применение сложных (с переменной частотой) сигналов для модуляции пучка подсветки позволяет создать систему видения с хорошим разрешением по всем трем координатам.

4. Можно ожидать, что если применить для модуляции пучка подсветки достаточно высокую частоту, то можно создать такую систему подводного видения, для которой эффекты многократного рассеяния несущественны. Такая система должна обладать таким же разрешением, как в свободном пространстве. Однако энергетический ее системы несколько хуже, чем у систем, использующих импульсную или стационарную подсветку, но имеющих меньшее разрешение.

5. Возможность использования модулированных пучков подсветки для систем видения, размещаемых на воздушных носителях, требует отдельного рассмотрения. Если для высоких частот модуляции рассеянием в воде можно пренебречь, то основную роль в ухудшении качества изображения будет играть случайное преломление света на взволнованной границе раздела. По-видимому, частичная компенсация влияния этого эффекта может быть достигнута за счет применения специальных методов обработки принятого сигнала. В частности, для этого может быть использован сигнал обратного рассеяния, принятый от подповерхностных слоев воды. По этому сигналу можно определить случайный угол преломления при входе пучка подсветки в воду и внести соответствующую коррекцию при формировании изображения. Технология такой обработки обсуждалась в [25] применительно к импульсным пучкам подсветки и, вероятно, может быть применена и для сложно модулированных пучков.

6. Технология обработки принятого сигнала, описанная выше, не исключает параллельного формирования изображения «классическим» способом с помощью низкочастотной составляющей сигнала. В принципе возможна также последовательная обработка изображения: предварительно формируется изображение с низким разрешением за счет низкочастотной компоненты, затем включается высокочастотный канал для более детального анализа.

В заключение следует подчеркнуть, что вопрос об оптимальном частотном диапазоне модулирующих сигналов остается открытым. Необходима, как указывалось выше, разработка более точной модели сигнала при высоких частотах модуляции на основе новых решений уравнения переноса с учетом разброса фотонов по путям пробега и (или) соответствующего численного моделирования на основе метода Монте-Карло.

Автор благодарен Л.С.Долину и И.М.Левину за полезные обсуждения и советы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-05-00384 и 11-05-97045), а также Министерства образования и науки РФ (договор 11.G34.31.0048).

Литература

1. Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Лучинин А. Г., Савельев В.А. Некоторые вопросы видения в мутных средах // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1969. Т.5, № 7. С.672–684.
2. Mertence L., Replogle F. Use of point spread and beam spread functions for analysis of imaging systems in water // J. Opt. Soc. Am. 1977. V.67. P.1105–1117.
3. Долин Л.С., Левин И.М. Справочник по теории подводного видения. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 230 с.
4. Dolin L.S., Levin I.M. Optics, underwater // Encyclopedia of Applied Physics. 1995. New York: VCH Publ. V.12. P.571–601.
5. Dolin L.S., Levin I.M. Underwater optics // Eds Th.G.Brown et al. The Optics Encyclopedia. 2004. Weinheim: Wiley-VCH Publ. V.5. P.3237–3271.
6. Лучинин А.Г., Савельев В.А. О распространении синусоидально модулированного светового пучка в рассеивающей среде // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т.12, № 2. С.256–262.
7. Лучинин А.Г., Савельев В.А. Асимптотика синусоидально модулированного излучения в изотропно рассеивающей среде // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т.13, № 12. С.1789–1793.
8. Кацев И.Л. О глубинном режиме при распространении в мутной среде синусоидально модулированного пучка света // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1971. Т.8, № 2. С.212–216.
9. Лучинин А.Г. О пространственной структуре синусоидально модулированного пучка света в среде с сильноанизотропным рассеянием // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т.14, № 12. С.1925–1927.
10. Лучинин А.Г. Пространственный спектр узкого синусоидально модулированного пучка света в анизотропно рассеивающей среде // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1974. Т.10, № 12. С.1312–1317.
11. Гордеев Л.Б., Лучинин А.Г., Щегольков Ю.Б. Экспериментальные исследования структуры узкого синусоидально модулированного пучка света в модельной анизотропно рассеивающей среде // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т.11, № 1. С.86–89.
12. Mullen L., Laux A., Concannon B., Zege E.P., Katsev I.L., Prikhach A.S. Amplitude-Modulated Laser Imager // Applied Optics. 2004. V.43. P.3874–3892.
13. Zege E.P., Katsev I.L., Prikhach A.S., Mullen L.J. Simulating the performance of in-water modulated vision systems with estimation of the image quality characteristics // Proc. of the Intern. Conf. on Current Problems in Optics of Natural Waters (ONW'2005). SPb. D.S.Rozhdestvensky Optical Society. 2005. P.312–320.
14. Mullen L., Laux A., Concannon B., Zege E.P., Katsev I.L., Prikhach A.S. Demodulation techniques for the amplitude modulated laser imager // Applied Optics. 2007. V.46. P.7374–7383.
15. Лучинин А.Г. Теория подводного лидара со сложно модулированным пучком подсветки // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т.47. В печати.
16. Luchinin A.G. Conception of oceanologic lidar with maximal 3D resolution // Proc. of the Intern. Conf. on Current Problems in Optics of Natural Waters (ONW'2011). D.S.Rozhdestvensky Optical Society. 2011. P.37–43.
17. Лучинин А.Г., Долин Л.С. Влияние волнения на предельное разрешение авиационных океанологических лидаров // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т.44, № 5. С.710–720.
18. Luchinin A.G. Light pulse propagation along the path: atmosphere – rough surface – sea water // Applied Optics. 2010. V.49. P.5059–5066.
19. Долин Л.С. Решение уравнения переноса излучения в малоугловом приближении для стратифицированной мутной среды с учетом разброса фотонов по путям пробега // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. Т.16, № 1. С.55–64.
20. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 685 с.
21. Лучинин А.Г. Влияние ветрового волнения на характеристики светового поля, обратно рассеянного дном и толщей воды // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. Т.15, № 7. С.770–775.
22. Вебер В.Л., Сергиевская И.А. Интегральные характеристики эхо-сигнала при аэрокосмическом зондировании толщи моря через взволнованную поверхность // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. Т.29, № 3. С.414–420.
23. Бункин А.Ф., Власов Д.В., Миркамов Д.М. Физические основы лазерного аэрозондирования поверхности земли. Ташкент: Фан, 1987. 272 с.
24. Walker R.E. Marine light field statistics. New York: Wiley, 1994. 675 p.
25. Dolin L.S., Luchinin A.G. Water-scattered signal to compensate for the rough sea surface effect on bottom lidar imaging // Applied Optics. 2008. V.47, N 36. P.6871–6878.

Статья поступила в редакцию 15.03.2012 г.

