

Б.А. Каргин, Г.М. Креков, М.М. Крекова

**ВЛИЯНИЕ ВЗВОЛНОВАННОЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ  
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИДАРНОГО СИГНАЛА**

Методом Монте-Карло выполнены оценки средних значений энергии и мощности сигнала самолётного лидара, работающего на  $\lambda = 0,5$  мкм в условиях ветрового волнения. Исследована их зависимость от скорости ветра  $V$ , изменяющегося в диапазоне  $1 \leq V \leq 7$  м/с, и оптико-геометрических условий наблюдения. Показано, что характер формирования мощности эхосигнала, приходящего из глубины воды, существенно определяется состоянием её поверхности.

Серия экспериментов по лазерному аэрозондированию верхнего слоя океана продемонстрировали его перспективность как для прямой экспрессной и высокоточной батиметрии прибрежных вод, так и для решения широкого круга задач, связанных с контролем и изучением состава морской воды. Лазерное зондирование верхнего слоя океана позволяет получать данные о распределении оптических параметров по глубине.

Количественные и качественные характеристики отраженного сигнала определяются геометрией эксперимента, стратификацией оптических свойств морской воды (МВ), а также состоянием границы раздела воздух—вода. На необходимость учета волнения поверхности при интерпретации эхосигнала указывалось в ряде работ, например [1, 2], в связи с обнаруженной корреляционной зависимостью абсолютного уровня сигнала и степенью волнения.

Задача картирования вод по оптическим признакам или стратификации оптических свойств по глубине предполагает извлечение количественной информации из лидарного эхосигнала. Требования к достоверности получаемых данных указывают на необходимость теоретического изучения влияния различных факторов, в том числе и волнения водной поверхности, на особенности формирования временной структуры регистрируемого сигнала.

В данном сообщении представлены результаты численного моделирования, направленного на исследование специфики формирования структуры локационного сигнала в условиях ветрового волнения. Возможная фокусировка сигнала, наблюдаемая в некоторых случаях [1, 3], теоретически рассмотрена ранее, например в [4], и нами не учитывалась.

Мощность и энергия эхосигнала может быть определена из решения нестационарного уравнения переноса в рамках начальных и граничных условий, характерных для работы моностатического самолётного лидара. Оценки выполняются методом Монте-Карло, позволяющим отдельно анализировать зависимость структуры отраженного сигнала от вариаций оптических параметров среды и геометрических условий эксперимента.

В результате решения находятся оценки средних (по пространству или по ансамблю реализаций) значений энергии и мощности излучения, регистрируемого приемным устройством.

Теория и алгоритмы решения подобного класса задач подробно изложены в [5], поэтому остановимся лишь кратко на некоторых моментах математической постановки задачи.

Рассматривается слой  $0 \leq z \leq H$  трехмерного однородного пространства, заполненного рассеивающим и поглощающим свет веществом. Внутри слоя на высоте  $z = h$  расположена граница раздела двух сред атмосфера—океан, которую будем представлять как неоднородную поверхность, состоящую из набора случайно ориентированных микроплощадок с центрами в плоскости  $z = h$ , а  $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$  — нормали к площадкам.

Процесс переноса световых квантов в среде регламентируется заданием индикатрисы рассеяния  $g(\mu)$  и коэффициентов ослабления  $\sigma$ , рассеяния  $\sigma_s$  и поглощения  $\sigma_a$ .

Плоскость  $z = 0$  соответствует положению дна и является ламбертовским отражателем с альбедо  $A_L$ . Допускаем, что источник, находящийся на высоте  $z = \{x_u, y_u, z_u\}$ , излучает практически мгновенно ( $\delta(t - t_0)$ ) световой сигнал, энергия которого распределена изотропно в пределах телесного угла  $\Omega_u$  с раствором  $\varphi_u$ . Диффузно отраженный сигнал регистрируется приемником  $r_{\Pi} = (0, 0, z_{\Pi})$  в телесном угле  $\Omega_{\Pi}$  с раствором  $\varphi_d$ .

Ставится задача оценить энергию и временное распределение интенсивности эхосигнала.

Методом Монте-Карло решается уравнение переноса, для удобства записанное в интегральной форме:

$$I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t) = S(\mathbf{r} - \xi_0 \boldsymbol{\omega}) \exp \left\{ - \int_0^{\xi_0} \sigma(\mathbf{r} - \xi' \boldsymbol{\omega}) d\xi' \right\} + \frac{1}{2\pi} \int_0^{\xi_0} d\xi \sigma_s(\mathbf{r} - \xi \boldsymbol{\omega}) \exp \left\{ - \int_0^{\xi} \sigma(\mathbf{r} - \xi' \boldsymbol{\omega}) d\xi' \right\} \times \\ \times \int_{\Omega} d\boldsymbol{\omega}' g(\mathbf{r} - \xi \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\mu}) I(\mathbf{r} - \xi \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}', t). \quad (1)$$

Здесь  $I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, t)$  — полная интенсивность излучения в точке  $\mathbf{r}$  в направлении  $\boldsymbol{\omega}$ ,  $\boldsymbol{\mu} = (\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')$ . Функция  $S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$  определяется распределением источников и характером воздействия границы раздела среды на излучение

$$S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) = \begin{cases} I_0 |\boldsymbol{\omega}|, & \boldsymbol{\omega} \in \Omega_-, z = z_n, \\ I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}), & \boldsymbol{\omega} \in \Omega, z = h, \\ I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}), & \boldsymbol{\omega} \in \Omega_+, z = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где

$$I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})|_{\boldsymbol{\omega} \in \Omega_+, z=0} = \dot{R}_0 I, \\ I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})|_{\boldsymbol{\omega} \in \Omega, z=h} = \dot{R}_h I, \\ \xi_0 = \begin{cases} (z - H)/c, & z \in [h, H], \boldsymbol{\omega} \in \Omega_-, \\ (z - h)/c, & z \in [h, H], \boldsymbol{\omega} \in \Omega_+ \text{ и } z \in [0, h], \boldsymbol{\omega} \in \Omega_+, \\ z/c, & z \in [0, h], \boldsymbol{\omega} \in \Omega_-, \end{cases} \quad (3)$$

где  $\Omega_+$  — полусфера с  $c \in [-1, 0]$ ;  $\Omega$  — полусфера с  $c \in [0, 1]$ , а  $\Omega_-$  — множество всех направлений  $[-1, 1]$ ,  $\dot{R}_0$  — линейный интегральный оператор, описывающий закон отражения излучения плоскостью  $z = 0$ , оператор  $\dot{R}_h$  определяет воздействие границы раздела воздух—вода на излучение и записывается в виде [6]:

$$\dot{R}_h I = \int_{\Omega_+} dS \int_{\Omega} P(\mathbf{S}) R(\boldsymbol{\omega}', \mathbf{S}) I((\mathbf{r}_\perp, h), \boldsymbol{\omega}') \delta(\boldsymbol{\omega}' - \boldsymbol{\omega}_{\text{отп}}) d\boldsymbol{\omega}' + v^2 \int_{\Omega_+} dS \int_{\Omega} P(\mathbf{S}) (1 - R(\boldsymbol{\omega}', \mathbf{S})) I((\mathbf{r}_\perp, h), \boldsymbol{\omega}') \delta(\boldsymbol{\omega}' - \boldsymbol{\omega}_{\text{пр}}) d\boldsymbol{\omega}', \quad (4)$$

где  $R(\boldsymbol{\omega}', \mathbf{S})$  — френелевский коэффициент отражения;  $\mathbf{S}$  — внешняя нормаль к микроплощадке;  $P(\mathbf{S})$  — плотность распределения нормалей. Исходя из представления поверхности как совокупности случайно ориентированных микроплощадок, и на основании результатов [6] полагаем, что нормали к ним распределены в соответствии с усеченной двумерной плотностью распределения уклонов  $z_x$  и  $z_y$  как

$$P(\mathbf{S}) = P(z_x, z_y) = 2\pi (\sigma_x \sigma_y)^{-1} \exp \left\{ - (z_x/\sigma_x)^2/2 - (z_y/\sigma_y)^2/2 \right\}, \quad (5)$$

где  $z_x = S_x/S_z$ ,  $z_y = S_y/S_z$ , а дисперсии уклонов изменяются в зависимости от скорости ветра как

$$\sigma_x^2 = 0,00316 V; \quad \sigma_y^2 = 0,003 + 0,00192 V. \quad (6)$$

Следует отметить, что авторы [7] по измерениям в Черном море указывают, с одной стороны, на ограничение применимости данных эмпирической модели значениями скорости поверхностного ветра  $V \lesssim 7$  м/с, а зависимость  $\sigma_x^2$  и  $\sigma_y^2$  от скорости ветра предлагается в виде

$$\sigma_x^2 = 0,00174 + 0,00157 V, \quad \sigma_y^2 = 0,00134 + 0,0012 V. \quad (7)$$

С другой стороны, серия экспериментальных измерений [8], выполненных в диапазоне скоростей ветра  $7 < V < 15$  м/с показала хорошее соответствие эмпирических распределений с распределением по нормальному закону.

Нужно сказать, что при решении задач лазерного зондирования вполне оправдано для представления состояния взволнованной поверхности использование фасеточной модели. Действительно, в работе [9] показано, что для излучения, падающего на поверхность под углами  $0 < \theta < 60^\circ$  относительно вертикали, выбор модели для расчета доли отраженной радиации не принципиален. В частности, расчеты, выполненные в [9] для двух более общих и фасеточной модели волнения, дали практически одинаковые результаты. Уточнение оптической модели волнения необходимо при скользящих углах зондирования, когда возникают эффекты взаимного затенения волн и переотложения излуче-

ния между ними. В качестве модели поведения дисперсий уклонов микроплощадок в зависимости от скорости ветра в данных расчетах использовались выражения (6) и (7).

Известной особенностью алгоритмов статистического моделирования оптико-локационных систем с локализованными детекторами является применение так называемой схемы локальной оценки потока. Если случайная точка рассеяния находится в атмосфере, то локальная оценка имеет вид (см., например, [10]):

$$\varphi(\omega_j, \mathbf{r}_j \rightarrow \omega, \mathbf{r}_n) = \frac{\exp(-\tau(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_n)) g(\mu)}{2\pi |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_n|^2} \Delta(\Omega_n) \Delta_i t, \quad (8)$$

где  $\Delta(\Omega_n)$  – индикатор области  $\Omega_n$  и  $\Delta_i t$  – характеристическая функция  $i$ -го временного интервала;  $\tau(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_n)$  – оптическая толщина атмосферы от точки  $\mathbf{r}_j$  до  $\mathbf{r}_n$  в направлении  $\omega = \frac{\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_j|}$ ,  $\mu = (\omega_j, \omega)$ . В

том случае, когда точки столкновения принадлежат границе раздела, вид оценки (8) сохраняется, но индикатриса рассеяния  $g(\mu)/2\pi$  заменяется на плотность вероятности выбранного уклона площадки  $P(\mathbf{S})$  и учитывается коэффициент отражения  $R(\omega_j, \mathbf{S})$ .

Для точек столкновения в водной среде безусловное ядро перехода (8)  $\varphi(\omega_j, \mathbf{r}_j \rightarrow \omega, \mathbf{r}_n)$  целесообразно заменить произведением условного перехода на вероятность условия

$$\varphi(\omega_j, \mathbf{r}_j \rightarrow \omega, \mathbf{r}_n) = \varphi(\omega_j, \mathbf{r}_j \rightarrow \mathbf{S}, \mathbf{r}' \rightarrow \omega, \mathbf{r}_n) P(\mathbf{S}) (1 - R(\omega_j, \mathbf{S}))/n^2.$$

Приводимые ниже результаты расчетов выполнены для моностатического лидара, работающего на длине волны  $\lambda = 0,5$  мкм и находящегося в атмосфере на расстоянии  $z_n = 200$  м от границы раздела. Оптическая ось лидара направлена в надир, угловая апертура источника  $\varphi_n = 2'$ , а приемника изменялась в пределах  $2' \leq \varphi_d \leq 2^\circ$ . Оптические свойства атмосферы над океаном соответствовали дымке  $M$  [11], а показатель ослабления  $\sigma = 2$  км<sup>-1</sup> по всему слою.

Коэффициент ослабления света в морской воде как в многокомпонентной среде представлялся в виде

$$\sigma = \sigma_{п.в} + \sigma_{св} + \sigma_{сг} + \kappa_x C_x + \kappa_{ж} C_{ж},$$

где  $\sigma_{п.в}$ ,  $\sigma_{св}$ ,  $\sigma_{сг}$  – коэффициенты поглощения и рассеяния чистой водой и взвешенными нерастворенными частицами органического и минерального происхождения ( $\gamma$ ),  $\kappa_x$ ,  $\kappa_{ж}$  – удельное поглощение хлорофилла и желтого вещества, а  $C_x$  и  $C_{ж}$  – их концентрации.

В соответствии с рекомендациями [12] приняты следующие значения указанных величин:  $\sigma_{п.в} = 0,0271$  м<sup>-1</sup>,  $\sigma_{св} = 0,0023$  м<sup>-1</sup>,  $\kappa_x = 0,025$  м<sup>2</sup>/мг,  $\kappa_{ж} = 0,022$  м<sup>-1</sup>,  $C_x = 0,5$  мг/м<sup>3</sup> и  $C_{ж} = 0,5$  ед. В расчетах использовались два типа индикатрис рассеяния [13]:  $g_1(\mu)$ , ее средний косинус  $\langle \cos \mu \rangle = 0,95$  и  $g_2(\mu)$ , для которой  $\langle \cos \mu \rangle = 0,8$ . Кроме того, в направлениях, близких к  $180^\circ$ , значения  $g_2(\mu)$  почти на порядок выше  $g_1(\mu)$ . Индикатрисы первого типа  $g_1(\mu)$  характерны для открытых вод океанов, второй тип  $g_2(\mu)$  более характерен для прибрежных вод, отличающихся повышенной концентрацией минеральной фракции. Расчеты выполнены для состояния морской поверхности при скоростях ветра, изменяющихся в диапазоне от 1 до 7 м/с, т.е. в отсутствие на ней пены, образующейся за счет опрокидывания волн.

Принимая во внимание возможные потери части излучения при отражении от неровной поверхности, рассмотрим прежде всего влияние ветрового волнения на изменение уровня энергии излучения, поступающего на детектор.

На рис. 1 представлены зависимости средней энергии  $E(V, \varphi_d)$ , рассчитанные соответственно для соотношений (6) – модели I и (7) – модели II, определяющих связь дисперсий уклонов микроплощадок со скоростью ветра. Расчеты показали, что средний уровень энергии падает с увеличением балла волнения для всего указанного диапазона углов приема. Уширение расходимости пучка за счет разброса фотонов по направлениям при пересечении случайно ориентированных микроплощадок, приводит к тому, что часть фотонов покидает пределы конуса визирования, снижая общий уровень сигнала. Выбор зависимости  $\sigma_x^2$  и  $\sigma_y^2$  от скорости ветра при оценке  $E$  не принципиален для  $V < 1,5$  м/с. Расхождения в оценках  $E_I$  и  $E_{II}$  нарастают с увеличением скорости ветра, особенно они существенны при малых углах приема ( $\varphi_d \sim \varphi_n$ ), в больших углах приема оценки  $E_I$  и  $E_{II}$  сближаются.

Приведенные на рис. 1 кривые 1–3 и 4–6, рассчитанные с индикатрисами  $g_1(\mu)$  и  $g_2(\mu)$  соответственно, показывают, что качественный характер зависимости средней энергии  $E$  от  $V$  в обоих случаях практически одинаковый, различаются лишь абсолютные уровни энергий сигналов.

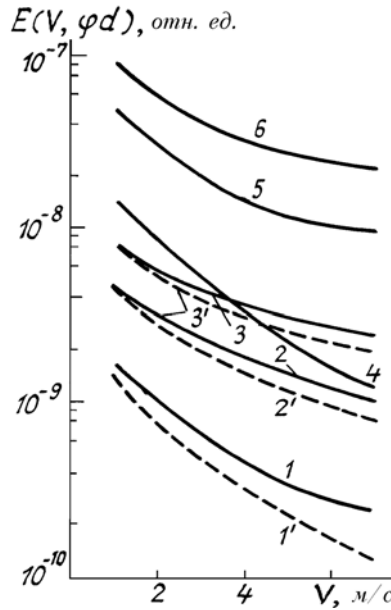


Рис. 1. Зависимость средней энергии лидарного сигнала от скорости ветра. Кривые 1-3 —  $E_1(V)$ , 1'-3' —  $E_{1n}(V)$ , расчет с индикатрисой  $g_1(\mu)$ ; 4-6 —  $E_1(V)$ , расчет с  $g_2(\mu)$ ; 1, 1', 4; 2, 2', 5; 3, 3', 6 для  $1/2\varphi_d = 2', 12'$  и  $40'$  соответственно;  $\sigma = 0,2 \text{ м}^{-1}$ ,  $W = 0,823$

Сопоставление средней энергии сигнала лидара, работающего в условиях ветрового волнения и сигнала, рассчитанного для плоской границы раздела, приведены на рис. 2. Потери энергии за счет волнения могут составлять 50–90% в зависимости от размеров углового конуса визирования. Вариации коэффициента ослабления  $\sigma$  и вероятности выживания кванта  $W$ , как показали расчеты, приводят к изменению абсолютного уровня энергии  $E$ , но качественный характер зависимости  $E(V)$  при этом сохраняется. Действительно, расчеты соотношения  $E/E_{0,в}$  (представленного на рис. 2), выполненные для  $\sigma = 0,4 \text{ м}^{-1}$  и  $W = 0,9$ , а также  $\sigma = 0,1$  и  $W = 0,6$ , показали, что качественные и количественные его изменения незначительны.

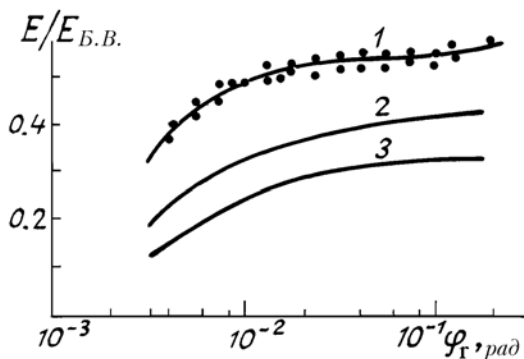


Рис. 2. Соотношение между энергиями сигналов лидара, работающего в условиях ветрового волнения и в его отсутствие в зависимости от угловых размеров детектора и скорости ветра. Кривые 1-3 для  $V = 3, 5, 7 \text{ м/с}$ ; точки — расчет для  $\sigma = 0,4 \text{ м}^{-1}$  и  $0,1 \text{ м}^{-1}$ ,  $V = 3 \text{ м/с}$

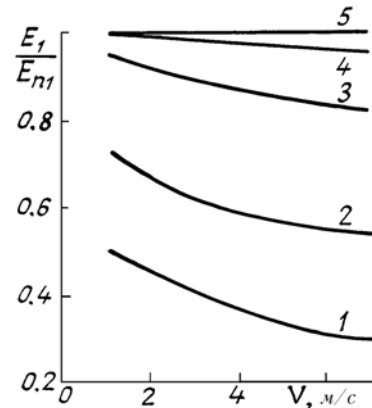


Рис. 3. Зависимость отношения  $E_1/E_{1n}$  от угловых размеров детектора; кривые 1-5 — для  $1/2 \varphi_d = 2', 12', 20', 30'$  и  $1'$ , расчет с индикатрисой  $g_1(\mu)$ ,  $\sigma = 0,2 \text{ м}^{-1}$  и  $W = 0,823$

Извлечение информации об оптических свойствах морской воды зачастую базируется на приближении однократного рассеяния. В условиях ветрового волнения наряду с энергией полного сигнала изменяется характер формирования средней энергии сигнала однократного рассеяния  $E_1$ .

На основании численных оценок можно отметить, что уровень  $E_1$  зависит от угловых размеров приемной апертуры. С увеличением  $\varphi_d$  до определенного значения  $\tilde{\varphi}_d$  он растет, далее, достигнув предельного уровня  $E_{1n}$ , сохраняется неизменным при любых  $\varphi_d > \tilde{\varphi}_d$ . На рис. 3 приведено отношение средней энергии однократного сигнала, приходящего в заданную апертуру приема  $E_1$  к предельному значению средней энергии однократного сигнала  $E_{1n}$  в зависимости от скорости ветра. В данном

расчетном примере  $E_{1n}$  достигается в апертуре  $\varphi_d \sim 30' - 1^\circ$ . В случае плоской границы раздела однократный сигнал в рассматриваемой схеме эксперимента полностью сосредоточен в апертуре  $\varphi_d = \varphi_u$ . По оценкам предельный уровень  $E_{1n}$  составляет не более 70% от энергии однократного сигнала, рассчитанного для плоско-стратифицированной среды. Результаты расчетов показали, что в условиях ветрового волнения снижение общего уровня средней энергии эхо-сигнала в ограниченной апертуре существенно определяется падением абсолютного уровня энергий сигналов низких кратностей рассеяния. Относительный вклад  $E_1$  в  $E$  приведен в таблице.

Зависимость отношения  $E_1/E$  (%) от угловых размеров детектора  $\varphi_d$  и скорости ветра

V, м/с	Индикатриса							
	g <sub>1</sub>				g <sub>2</sub>			
	$\varphi_d$ (град)							
	2'	12'	40'	2°	2'	12'	40'	2°
1	90	82	64	35	85	68	53	28
3	89	79	62	33	81	64	51	28
5	88	70	56	28	78	58	51	27
7	87	63	50	26	75	56	50	26

При широких апертурах приема практически исчезает зависимость  $E_1/E$  от скорости ветра, особенно для среды, характеризующейся менее вытянутой индикатрисой рассеяния.

Таким образом, работа лидара в условиях ветрового волнения сопровождается значительными потерями энергии эхосигнала, которые особенно велики при работе с узкими апертурами приема  $\varphi_d \sim \varphi_u$ . Расчеты показали, что наиболее оптимальными с точки зрения снижения потерь энергии являются апертуры  $\varphi_d \geq 10 \varphi_u$ .

Прежде чем переходить к анализу особенностей формирования временной структуры эхосигнала рассмотрим характер распределения его по кратностям взаимодействия. На рис. 4 приведена зависимость мощности сигнала первой кратности рассеяния  $P^{(1)}(h)$  от глубины зондируемого слоя и угловых размеров приемной апертуры. С увеличением угла  $\varphi_d$  изменяется качественный характер поведения  $P^{(1)}(h)$ , его формирование завершается при  $\varphi_d \sim 30' - 1^\circ$ .

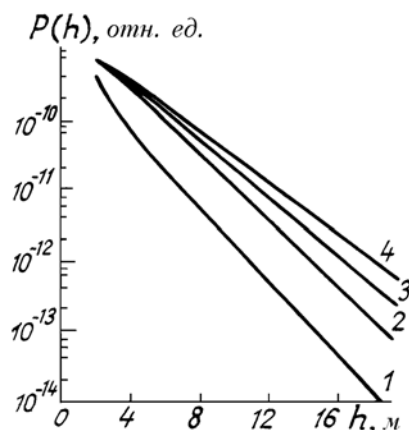


Рис. 4. Временная зависимость мощности сигнала однократного рассеяния, расчет для скорости ветра  $V = 3$  м/с; кривые 1-4 для  $1/2\varphi_d = 2', 12', 20', 40'$ ;  $\sigma = 0,2$  м<sup>-1</sup>,  $W = 0,823$ , для  $\sigma_x, \sigma_y$  распределение 1 (6)

В условиях ветрового волнения уширение угловых размеров пучка, при двукратном пересечении фотонами нерегулярной границы раздела, приводит к изменению временной структуры сигнала, прежде всего за счет излучения низких кратностей рассеяния. На рис. 5 представлено распределение средней мощности эхосигнала по кратностям рассеяния  $P^{(k)}(h)$  для двух значений скорости ветра  $V$ . С увеличением  $V$  наблюдается значительный спад уровней мощности первых двух кратностей рассеяния. Уровни  $P^{(k)}(h)$  порядков рассеяния  $k > 2$  в меньшей степени зависят от вариаций скорости ветра. Тем не менее в сравнении со случаем плоской границы раздела [14] наблюдаются изменения в характере формирования кратностей высокого порядка. Происходит монотонное нарастание мощностей  $P^{(k)}(h)$ ,  $k > 2$ , их максимумы размыты по времени, отсутствует резкий спад. Подобное поведение  $P^{(k)}(h)$ ,  $k > 2$ , по-видимому, обеспечивается фотонами, вышедшими в процессе взаимодействия с границей раздела или с частицами среды за пределы конуса визирования, но попадающими с периферии на приемное устройство при повторном пересечении элементов поверхности. Расчеты, выполненные с

индикатрисами рассеяния  $g_1(\mu)$  и  $g_2(\mu)$ , показали, что с уменьшением степени асимметрии  $g(\mu)$  максимумы  $P^{(k)}(h)$  кратностей  $k > 2$  становятся еще более размытыми по времени.

Зависимость полной мощности эхосигнала  $P(h)$  от скорости ветра представлена на рис. 6. Увеличение скорости ветра сопровождается спадом абсолютного уровня мощности  $P(h)$ . В начальных временных интервалах различия в уровнях  $P(h, V)$  наиболее заметны. В дальнейшем происходит некоторое сближение их уровней. Сигнал, приходящий из более глубоких зондируемых слоев, в несколько меньшей степени подвержен влиянию вариаций скорости ветра, так как формируется в основном за счет фотонов высоких кратностей рассеяния, зависимость которых от  $V$  (см. рис. 5) более слабо выражена.

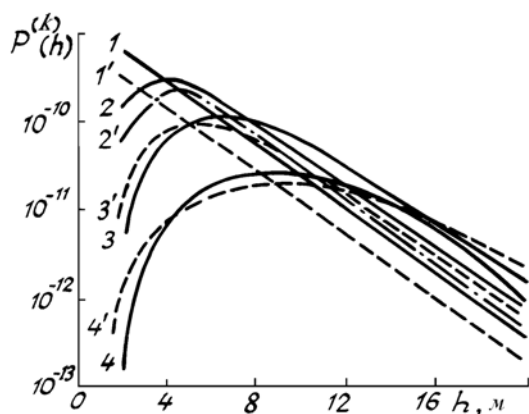


Рис. 5. Распределение мощности сигнала по кратностям взаимодействия. Номера кривых соответствуют порядку кратностей. Для  $1 \div 4 - V = 1$  м/с;  $1' \div 4' - V = 3$  м/с;  $1/2\varphi_d = 40'$

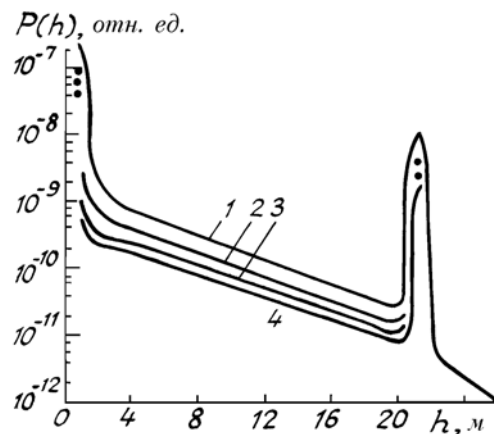


Рис. 6. Изменение временной структуры сигнала в зависимости от скорости ветра;  $1-4$  для  $V = 1, 3, 5, 7$  м/с,  $1/2\varphi_d = 40'$ ,  $\sigma = 0,2$  м,  $W = 0,813$ ,  $A_L = 0,2$

В заключение следует отметить, что при батиметрических измерениях ветровое волнение не создает серьезных препятствий к возможности регистрации сигнала, отраженного от дна (см. рис. 6). Снижается только абсолютный уровень сигнала, а относительный сохраняется достаточно высоким.

1. Ногэ Ф., Свифт Р. // Appl. Opt. 1983. V. 22. № 1. P. 37.
2. Власов Д. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 5. С. 433.
3. Ногэ Ф., Свифт Р. // Appl. Opt. 1983. V. 22. № 23. P. 3778.
4. Власов В. Н., Стрельцов В. Н., Слободянин В. А. // Дистанционное зондирование океана. Труды ИОФАН. Т. 1. М.: Наука, 1986. С. 39.
5. Джетыбаев Е. О., Каргин Б. А. // Актуальные проблемы прикладной математики и математического моделирования. Новосибирск: Наука, 1982. С. 83.
6. Сох С., Мунк В. // JOSA. 1954. V. 44. № 11. P. 838.
7. Пелевин В. Н. // Оптика океана. Т. 2. 1983. С. 101.
8. Цыплухин В. Ф., Марцинкевич Л. М. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1973. Т. 9. № 7. С. 748.
9. Пригарин С. М. // Канд. дис. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1990.
10. Марчук Г. И., Михайлов Г. А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 284 с.
11. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
12. Копелевич О. В., Шифрин К. С. // Оптика океана и атмосферы. М.: Наука, 1981. С. 4.
13. Креков Г. М., Крекова М. М. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 1. С. 73.
14. Креков Г. М., Крекова М. М., Самохвалов И. В. // Исследование Земли из Космоса. 1986. № 6. С. 77.

Вычислительный центр СО РАН, Новосибирск  
Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск

Поступила в редакцию  
17 декабря 1991 г.

**B. A. Kargin, G. M. Krekov, M. M. Krekova. Influence of Water Surface Undulation on the Lidar Return Characteristics.**

Using the Monte-Carlo technique estimations are made in this paper of energy and power of a lidar return signal obtained with an airborne lidar operating at  $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$  from a water surface under the conditions of wind undulation. Dependence of these parameters of wind velocity  $V$  ( $1 \leq V \leq 7$  m/s), optical conditions and geometry of observations has been investigated. It is shown that the formation of lidar return power within the water strongly depends on the surface shape.