

УДК 551.465

© А. Г. Лучинин*, М. Ю. Кириллин, Л. С. Долин, 2024

Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук, 603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия

*luch@ipfran.ru

СИГНАЛ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ПОДВОДНЫХ ЛИДАРАХ СО СЛОЖНО МОДУЛИРОВАННЫМ ЗОНДИРУЮЩИМ ПУЧКОМ

Статья поступила в редакцию 29.03.2024, после доработки 12.09.2024, принята в печать 18.09.2024

Аннотация

Представлены результаты статистического моделирования сигнала обратного рассеяния в лидарах при зондировании толщи воды импульсами с внутренней модуляцией сложными частотно модулированными сигналами и их согласованной обработке в приемном тракте лидара. Проведено сравнение результатов моделирования с аналитическими расчетами в малоугловом приближении. Показано, что разброс фотонов по путям пробега, связанный с многократным рассеянием в среде, не препятствует эффективному сжатию сложного сигнала и малоугловое приближение хорошо описывает энергонесущую часть сигнала, обратно рассеянного толщей воды. Проведено сравнение уровней сигналов обратного рассеяния при зондировании воды коротким импульсом и сложно модулированным импульсом. Показано, что применение сложно модулированных импульсов подсветки позволяет снизить излучаемую источником мощность при сохранении уровня сигнала обратного рассеяния в лидаре и его разрешения по дальности. Выполнены расчеты уровней сигнала, обратно рассеянного локализованным диффузно отражающим объектом, и показано, что при величине задержки, соответствующей времени прихода баллистических фотонов, сжатый импульс не искажается. При больших временах запаздывания формируется «хвост» импульса, обусловленный разбросом фотонов по путям пробега. Приведен пример расчета импульса обратного рассеяния при наличии в воде не отражающего объекта.

Ключевые слова: подводный лидар, сложные сигналы, частотная модуляция, согласованная обработка, обратное рассеяние, метод Монте-Карло

UDC 551.465

© А. У. Luchinin*, М. Ю. Kirillin, L. S. Dolin, 2024

A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, 603950, Ul'anova str., 46, Nizhny Novgorod, Russia

*luch@ipfran.ru

BACKSCATTER SIGNAL IN UNDERWATER LIDARS WITH A COMPLEXLY MODULATED PROBE BEAM

Received 29.03.2024, Revised 12.09.2024, Accepted 18.09.2024

Abstract

The results of statistical modeling of the backscatter signal in lidars when probing the water column with pulses with internal modulation by complex frequency modulated signals and their matched processing in the receiving path of the lidar are presented. The simulation results are compared with analytical calculations in the small-angle approximation. It is shown that the photons spread along their paths, associated with multiple scattering in the medium, does not prevent effective compression of the complex signal, and the small-angle approximation well describes the energy-carrying part of the signal backscattered by the water column. A comparison was made of the levels of backscatter signals when probing water with a short pulse and a complexly modulated pulse. It is shown that the use of complexly modulated illumination pulses makes it possible to reduce the power emitted by the source while maintaining the level of the backscattering signal in the lidar and its range resolution. Calculations of the levels of the signal backscattered by a localized diffusely reflecting object are performed and it is shown that at a delay value corresponding

Ссылка для цитирования: Лучинин А.Г., Кириллин М.Ю., Долин Л.С. Сигнал обратного рассеяния в подводных лидарах со сложно модулированным зондирующим пучком // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 3. С. 21–31. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(3)-2

For citation: Luchinin A.U., Kirillin M. Yu., Dolin L.S. Backscatter Signal in Underwater Lidars with a Complexly Modulated Probe Beam. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024;17(3):21–31. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(3)-2

to the arrival time of ballistic photons, the compressed pulse is not distorted. At long delay times, a pulse tail is formed due to the spread of photons along their paths. An example of calculating the backscattering pulse in the presence of a non-reflecting object in the water is given.

Keywords: underwater lidar, complex signals, frequency modulation, matched processing, backscattering, Monte Carlo method

1. Введение

Лидары воздушного и корабельного размещения уже давно используются в качестве эффективного средства дистанционной диагностики оптических свойств морской воды и подповерхностных гидродинамических процессов. Основное ограничение в их применении обусловлено сильным экспоненциальным ослаблением полезного сигнала с увеличением глубины (дальности) исследуемого объема воды. Очевидным способом увеличения дальности и тем самым производительности лидара является повышение мощности зондирующего сигнала или/и увеличение площади приемной апертуры. Не менее очевидны и трудности в реализации такого способа как технического, так экономического характера. Кроме того, увеличение мощности излучаемого сигнала может ограничиваться экологическими требованиями и нелинейными явлениями в воде. Обойти, хотя бы частично, эти ограничения можно за счет применения сложно модулированных зондирующих сигналов и согласованной обработки в приемной системе. В идеальном случае, когда среда распространения не искажает спектр сигнала, принятый и обработанный сигнал имеет длительность, обратно пропорциональную ширине полосы девиации частоты модуляции, а его амплитуда пропорциональна корню квадратному из базы частоты модуляции (произведению полосы девиации на длительность исходного импульса). Таким образом, сохраняя хорошее разрешение по времени и дальности, можно увеличить потенциальные возможности лидара за счет увеличения длительности излучаемого импульса, не превышая при этом допустимого порога мощности излучения.

Сложные сигналы (СС) традиционно используются в различных радиотехнических устройствах при построении радиолокационных и гидролокационных систем [1, 2]. В подводной оптике свойства таких сигналов исследуются в основном в приложении к задачам беспроводной подводной связи. В работах [3, 4] содержатся обзоры некоторых технических решений и лабораторных экспериментов в этом направлении. В статьях [5, 6] приводятся результаты лабораторных исследований свойств СС при их распространении в модельной рассеивающей среде. Результаты аналитических исследований СС применительно к задачам подводной оптики, выполненных в различных приближениях и с применением метода статистического моделирования Монте-Карло, описаны в [7–13]. В этих работах было показано, что многократное рассеяние света в анизотропно рассеивающих средах типа морской воды в достаточно широких пределах изменения параметров среды и СС слабо влияет на эффективность применения СС в подводной беспроводной коммуникации и не препятствует сжатию принимаемого сигнала при его согласованной обработке. Возможность применения СС в подводных лидарах, предназначенных для дистанционной диагностики содержащихся в воде оптически активных примесей, заслуживает отдельного обсуждения. В первую очередь, это связано с тем, что условия формирования сигнала обратного рассеяния в подводных лидарах отличаются от условий формирования «прямого» сигнала, в который существенный вклад вносят составляющие, рассеянные под малыми углами. При обратном рассеянии соотношение фаз различных гармоник может быть существенно другим. Такое же предположение можно высказать и по отношению к локационному сигналу, отраженному от сосредоточенного объекта, в частности от слоя повышенной мутности. Кроме того, как было показано ранее [14], многократное рассеяние света приводит к различному по спектру ослаблению высокочастотной составляющей излучения — увеличению декремента с ростом частоты содержащихся в сигнале спектральных гармоник. Поэтому может оказаться, что выигрыш в уровне сигнала за счет его сжатия не так эффективен, как можно было бы ожидать.

В настоящей работе выполнен анализ свойств сигнала обратного рассеяния при зондировании среды СС с линейно изменяющейся во времени частотой модулирующего сигнала и оценка эффективности сжатия принятого сигнала как функции глубины зондирования. При этом мы будем опираться на разработанную ранее методику и некоторые результаты, полученные нами в [14, 15].

2. Постановка и геометрия задачи

Конкретизируем необходимую для моделирования пространственно-угловую конфигурацию лидара. Пусть лидар (источник излучения и фотоприемник) расположен в плоскости $z = 0$, направление излучения и ось приемной диаграммы ориентированы ортогонально этой плоскости. Следуя [14], зондирующий пучок света считаем бесконечно узким и задаем его яркость в виде

$$L(\mathbf{r}_\perp, z=0, \mathbf{n}, t) = P_S(t) \delta(\mathbf{r}_\perp) \delta(\mathbf{n} - \mathbf{z}_0), \quad (1)$$

где $\mathbf{r}_\perp$ — радиус-вектор точки в плоскости $z = \text{const}$, $\mathbf{n}$ — единичный вектор, описывающий направление луча, $\mathbf{z}_0$ — единичный вектор, совпадающий с направлением оси z , $P_S(t)$ — мощность излучения. Относительно пространственно-угловых характеристик фотодетектора приемной системы лидара мы предположим, что он также расположен в плоскости $z = 0$, имеет круглую апертуру радиуса R , центр которой может быть смещен относительно источника на расстояние $\mathbf{r}_{0\perp}$, диаграмма направленности приемника изотропна в пределах телесного угла $\Omega_0 = 2\pi(1 - \cos \alpha / 2)$, α — угловой раствор диаграммы, ось которой совпадает с направлением оси z . Мощность излучения, регистрируемая фотодетектором, описывается соотношением:

$$P(t) = \iint_{\Omega_0} \iint_{\Delta S} L(\mathbf{r}_{0\perp} + \mathbf{p}, \mathbf{n}, t) d\mathbf{p} d\mathbf{n}, \quad (2)$$

где интегрирование ведется по телесному углу Ω_0 и площади фотодетектора ΔS . Нашей задачей является исследование свойств функции $P(t)$ при модуляции излучаемого (зондирующего) импульса сигналом радиочастотного диапазона, имеющего относительно широкий спектр, т. е. сложным сигналом с базой $B = \Delta\omega \Delta T \gg 1$, где $\Delta\omega$ — ширина спектра функции $P_S(t)$, а ΔT — длительность излучаемого импульса. Для определенности зададим функцию $P_S(t)$ в виде импульса Гаусса, модулированного по мощности высокочастотным сигналом с линейно меняющейся во времени частотой модуляции (ЛЧМ).

$$P_S(t) = \frac{W_0}{2\Delta T \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{t^2}{2(\Delta T)^2}\right) (1 + m \cdot \cos(\omega_0 + \beta t)t). \quad (3)$$

Здесь $W_0 = \int P_S(t) dt$ — полная энергия излучаемого импульса, m — глубина модуляции, ω_0 — центральная частота модуляции, β — скорость изменения частоты модулирующего сигнала. В этом случае база сигнала равна $B = 2\beta(\Delta T)^2$. В силу линейности задачи можно независимо исследовать отклик среды на переменную составляющую зондирующего излучения (второе слагаемое в (3)) и его свойства после согласованной обработки в приемной системе лидара. Такая обработка принятого сигнала должна предусматривать несколько этапов: детектирование и выделение сигнала модуляции, свертка с эталонным сигналом модуляции (сжатие сигнала) и детектирование свертки сигнала. Возможная схема лидара такого типа приведена в [7]. Не нарушая общности, положим далее $mW_0 = 1$. Тогда автокорреляционную функцию высокочастотной составляющей излучаемого сигнала можно представить в виде:

$$\Gamma_0(\tau) = \sqrt{(1 + B^2)} \exp\left(i\omega_0\tau - \frac{\tau^2(1 + B^2)}{4(\Delta T)^2}\right). \quad (4)$$

Поскольку база модулирующего сигнала B много больше единицы, амплитуда выделяемого сигнала после процедуры свертки, как видно из (4), увеличивается в B раз по сравнению с аналогичной величиной для случая узкополосного модулирующего сигнала. Из этого же соотношения следует, что среднеквадратичная длительность свернутого импульса, которая определяется шириной полосы модулирующего сигнала $\Delta\omega$, сокращается до величины $\Delta T/B$. Разумеется, такой результат может быть получен, если среда не искажает исходный сигнал, независимо от того, идет ли речь о «прямом» распространении или об обратном рассеянии. Между тем, как следует из общих соотношений теории согласованной обработки, принятый и прошедший такую обработку сигнал, может быть рассчитан по формуле:

$$\tilde{S}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_0(\tau) A(t - \tau) d\tau, \quad (5)$$

где $A(t)$ — импульсная передаточная функция среды распространения — отклик среды при ее облучении ультракоротким импульсом $P_S(t) = W_0\delta(t)$. Как отмечалось в [15], соотношение (5) показывает, что при излучении сигнала $P_S(t)$, задаваемого формулой (3), расчет согласованно принятого сигнала $\tilde{S}_1(t)$ сводится к решению задачи о распространении в воде сигнала с начальной мощностью $\Gamma_0(t)$, то есть сжатого импульса с монохроматическим заполнением. Благодаря этому соотношению появляется возможность использования полученных ранее результатов моделирования импульсных световых полей для вычисления характеристик принятого сложного сигнала после его сжатия в системе обработки, в том числе результатов моделирования сигнала обратного рассеяния, представленных в работе [14] для описанной выше конфигурации лидара.

3. Импульсная передаточная функция подводного лидара

Импульсная передаточная функция $A(t)$ может быть рассчитана, если в (1), (2) излучаемую мощность задать в виде $P_S(t) = W_0 \delta(t)$. Приведем здесь заимствованный из [14] и дополненный более поздними и подробными расчетами рисунок с функциями $A(t)$, домноженными на величину Δt . Величина Δt определяет время накопления фотонов при статистическом моделировании методом Монте-Карло и в нашем случае была равна 10^{-10} с. На этом же рисунке приведена функция $A(t)\Delta t$, рассчитанная при сопоставимых значениях параметров по аналитической формуле из работы [16], полученной на основе малоуглового приближения. В [16] получена простая, удобная для расчетов аналитическая формула для мощности сигнала обратного рассеяния. В терминах и обозначениях настоящей работы эта формула имеет вид:

$$A(t) = \frac{1}{2\pi} \Sigma_0 b x(\pi) c \frac{\exp\{-act\}}{\left(\frac{4r_{0\perp}}{\alpha}\right)^2 + (ct)^2 + \frac{8b}{3} \frac{(ct)^3}{(\mu\alpha)^2}}, \quad (6)$$

где Σ_0 — площадь приемной апертуры, a и b — показатели поглощения и рассеяния соответственно, c — скорость света в воде, величина α задается в радианах, μ — параметр индикатрисы рассеяния, которая аппроксимирована формулой [8]:

$$x(\theta) = \frac{2\mu \exp(-\mu\theta)}{\theta}. \quad (7)$$

Кривая, соответствующая (6) на рис. 1, рассчитана при следующих значениях параметров: $r_{0\perp} = 0,55$ м, $\alpha = 60^\circ$, $\mu = 7$. При значении $\mu = 7$ модельная индикатриса (7) максимально соответствует индикатрисе рассеяния, использованной при статистическом моделировании. Заметим, что справедливость формулы (6), как указано в [16], ограничена неравенством

$$t > \frac{r_{0\perp}}{c} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{4}. \quad (8)$$

При заданных параметрах формулой (6) можно пользоваться при t больше 9 нс.

Кривые этого рисунка показывают, что в пределах рассмотренного диапазона изменения параметров приемника сигнал обратного рассеяния довольно быстро «забывает» о его угловых характеристиках. Можно видеть, что, начиная с времени прихода фотонов порядка 10 нс, импульсные передаточные функции, рассчитанные при разных значениях α , практически совпадают. Это же совпадение наблюдается и с функцией $A(t)$, рассчитанной на основании простой аналитической формулы (6) и при выполнении неравенства (8). Последнее обстоятельство, по-видимому, позволяет использовать малоугловое приближение для достаточно надежных энергетических оценок части сигнала, приходящей от слоев воды, находящихся на расстояниях более 1 м от лидара. Вместе с тем, при зондировании среды сложным сигналом и при согласованной обработке принятого сигнала могут проявиться эффекты, вызванные разбросом фотонов по путям пробега, приводящие к потере когерентности спектральных гармоник сигнала и препятствующие его сжатию. Поэтому для оценки эффективности применения сложных сигналов для дистанционной диагностики среды и расчета характеристик обратно рассеянных средой сложных сигналов этап статистического моделирования представляется необходимым.

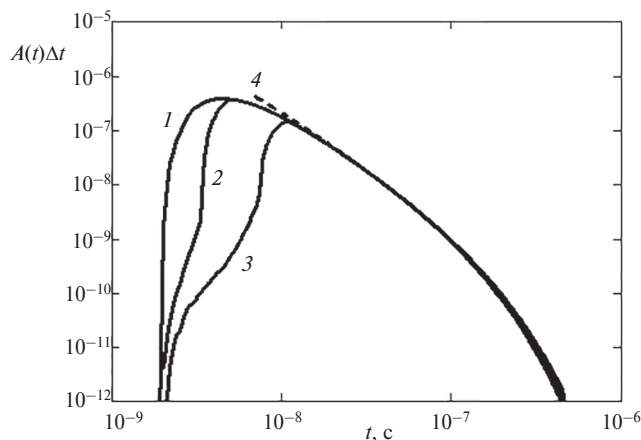


Рис. 1. Функция $A(t)$, рассчитанная методом Монте-Карло при значениях параметров: $r_{0\perp} = 0,55$ м; (1) $\alpha = 180^\circ$; (2) $\alpha = 120^\circ$; (3) $\alpha = 60^\circ$. Кривая 4 рассчитана на основе малоуглового приближения по формуле (6)

Fig. 1. Function $A(t)$, calculated by the Monte-Carlo method with the following parameter $r_{0\perp} = 0.55$ m; (1) $\alpha = 180^\circ$; (2) $\alpha = 120^\circ$; (3) $\alpha = 60^\circ$. Curve 4 was calculated based on the small-angle approximation using formula (6)

4. Результаты моделирования

Приведем предварительно величины параметров и характеристики среды, значимых для рассматриваемой задачи и использованных при моделировании.

При моделировании была использована индикатриса, характерная для вод Черного моря [17] со средним косинусом рассеяния 0,93. Показатель рассеяния b был задан равным 0,16 1/м. Основной объем вычислений был выполнен для показателя истинного поглощения $a = 0,04$ 1/м. Пересчет результатов моделирования для вод с другим показателем поглощения был выполнен с помощью формулы, являющейся следствием уравнения переноса излучения [18]:

$$A(t)|_{a_2} = A(t)|_{a_1} \exp(-(a_2 - a_1)ct). \quad (9)$$

При моделировании величина скорости света принята равной $c = 2,26 \times 10^8$ м/с, характерной для морской воды.

Параметры модулирующего сигнала и параметры численного моделирования методом Монте-Карло не могут быть выбраны независимым образом. В частности, максимальная величина центральной частоты модуляции $f_0 = \omega_0/2\pi$ излучаемого сигнала должны быть меньше величины, обратной Δt — интервалу дискретности или времени накопления фотонов для одного отсчета. Как указывалось выше, в рамках данной работы этот параметр равен 10^{-10} с. Соответственно, максимальная центральная частота модуляции была задана равной 10^9 Гц. Реализация лидара с такой модулирующей частотой не должна представлять технических трудностей как для модуляции излучения, так и при выделении и обработке переменной составляющей в приемной системе. Параметр β , определяющий при заданной величине f_0 эффективную полосу девиации частоты модулирующего сигнала Δf , был задан из условия $\Delta f/f_0 = 0,5$. При вычислении функции $\tilde{S}_1(t)$ будем предполагать, что обработка сигнала в соответствии с (5) начинается с момента t_{str} для заданной (фиксированной) глубины зондирования. Кроме этого, мы будем вычислять функцию $\tilde{S}(t)$ — огибающую функции $\tilde{S}_1(t)$, которая является результатом синхронного детектирования последней. Длительность этой функции фактически определяет разрешение по дальности лидара со сложным зондирующим сигналом.

Приведем далее несколько характерных примеров моделирования импульсов, сформированных на выходе системы обработки. На рис. 2 приведены такие импульсы для четырех вариантов сочетания параметров (величины показателя поглощения и времени задержки, отсчитываемого от момента излучения). В малоугловом приближении время задержки можно «привязать» к глубине слоя воды, в котором сформировался сигнал обратного рассеяния — конечно, со всеми оговорками, присущими этому приближению.

Эти примеры показывают, что при относительно небольших величинах задержки (соответственно, небольших глубинах) сжатие сложно модулированного сигнала может быть достаточно эффективно. Увеличение показателя поглощения воды приводит только к большему ослаблению сигнала, практически не влияя на его сжатие. Однако с увеличением времени задержки происходит искажение заднего фронта сжатого импульса и его затягивание. Судить о величине этого эффекта можно по среднеквадратичной длительности сжатого импульса после синхронного детектирования в сравнении с длительностью импульса, «неиспорченного» средой

$$\Delta\tau_0 = t_0 \sqrt{\frac{2}{1+B^2}}. \quad (10)$$

Определим нормированную на эту величину длительность сжатого импульса формулой:

$$\delta\tau = \frac{1}{\Delta\tau_0} \sqrt{\frac{\int t^2 \tilde{S}(t) dt}{\int \tilde{S}(t) dt}}. \quad (11)$$

Естественно ожидать, что $\delta\tau$ является функцией величины задержки при детектировании сигнала обратного рассеяния. Ее оценка может представлять интерес для определения возможного разрешения лидара по глубине в задачах зондирования воды, стратифицированной по показателю рассеяния. На рис. 3 показана такая зависимость $\delta\tau$ от величины задержки t_{str} .

Увеличение среднеквадратичной длительности сжатого импульса происходит монотонно с увеличением задержки и, соответственно, глубины, которой можно «приписать» сигнал обратного рассеяния. Как видно из рис. 2, увеличение параметра $\delta\tau$ связано, прежде всего, с «хвостовой» частью сжатого импульса. В то же время основная часть импульса практически не отличается от идеально сжатого импульса. В этом можно убедиться, сравнив результаты расчета на основе метода Монте-Карло и на основе формулы малоуглового приближения (6), в котором не учитываются эффекты продольной диффузии. На рис. 4 приведены результаты такого сравнения.

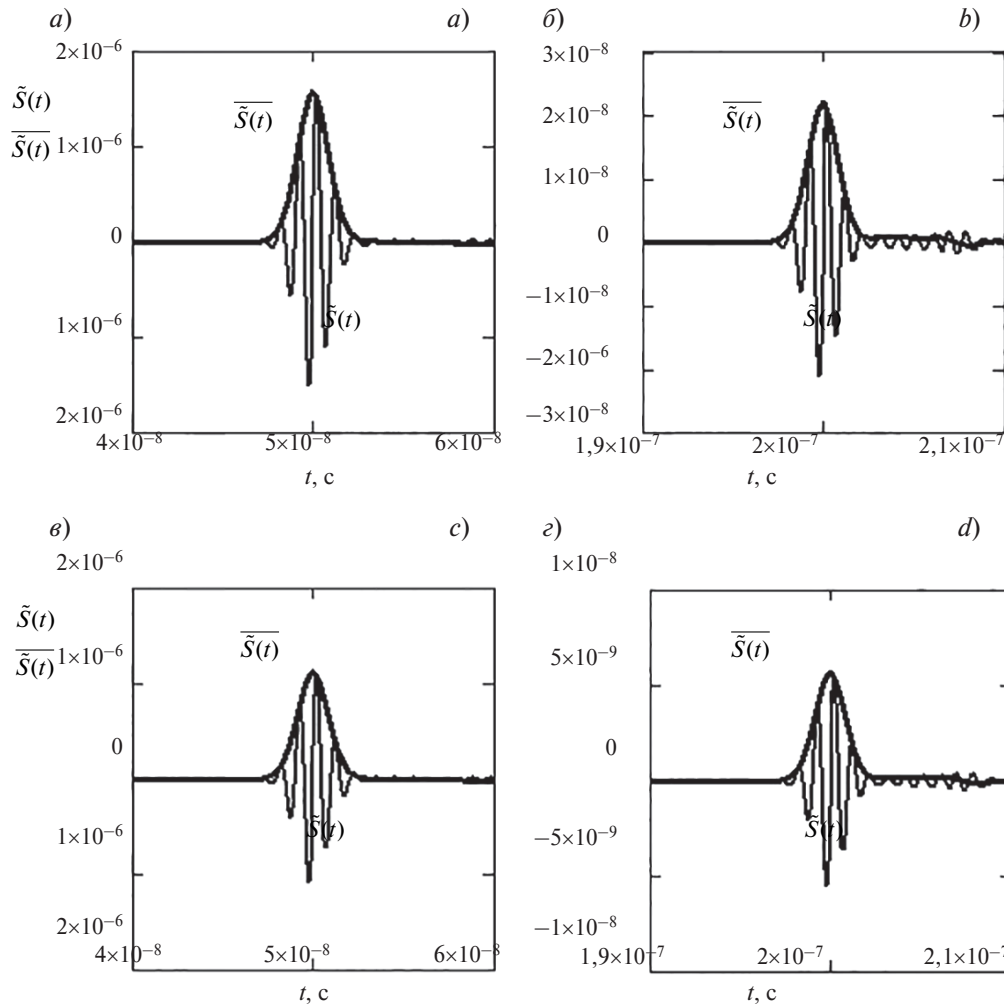


Рис. 2. Вид функции $\tilde{S}(t)$ и ее огибающей $\bar{S}(t)$ при различных временах задержки и при разных показателях поглощения: $a = 0,04$ 1/м (а и б); $a = 0,06$ 1/м (с и д); $t_{str} = 5 \times 10^{-8}$ с (а и с); $t_{str} = 2 \times 10^{-7}$ с (б и д)

Fig. 2. Type of function $\tilde{S}(t)$ and its envelope $\bar{S}(t)$ at different delay times and at different absorption coefficient: $a = 0.04$ 1/m (a and b); $a = 0.06$ 1/m (c and d); $t_{str} = 5 \times 10^{-8}$ s (a and c); $t_{str} = 2 \times 10^{-7}$ s (b and d)

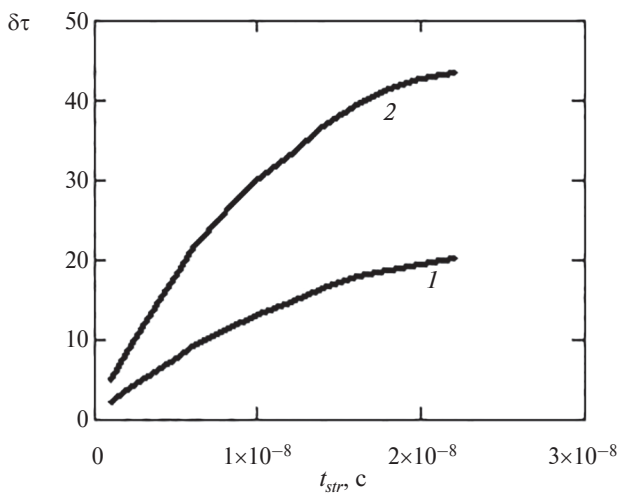


Рис. 3. Нормированная длительность сжатого импульса как функция задержки стробирования при разных величинах показателя поглощения: 0,04 1/м — кривая 1 и 0,07 1/м — кривая 2

Fig. 3. Normalized duration of the compressed pulse as a function of the gating delay at different values of the absorption index: 0.04 1/m — curve 1 and 0.07 1/m — curve 2

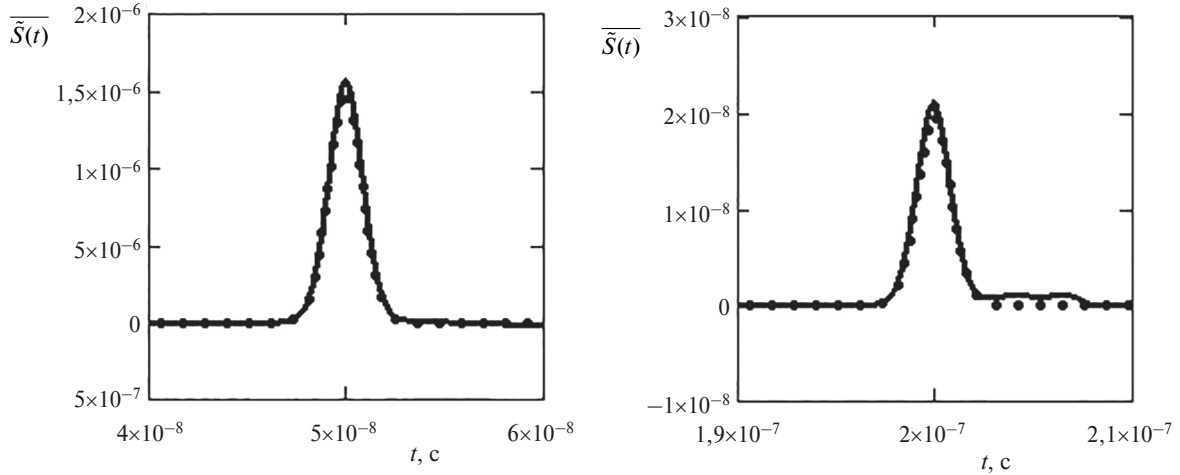


Рис. 4. Огибающие сжатых импульсов $\tilde{S}(t)$ при временах задержки, таких же, как и на рис. 2. Сплошная кривая — результат моделирования методом Монте-Карло, точки — расчета в малоугловом приближении. Показатель поглощения $a = 0,04$ 1/м

Fig. 4. Envelopes of compressed pulses $\tilde{S}(t)$ at delay times the same as in Fig. 2. The solid curve is the result of simulation using the Monte Carlo method; the dots are the result of calculations in the small-angle approximation. Absorption index $a = 0.04$ 1/m

Можно видеть, что основная «энергонесущая» часть сжатого импульса достаточно точно описывается малоугловым приближением. Хвост сжатого импульса сравнительно невелик, хотя и определяет быстрый рост среднеквадратичной длительности импульса с увеличением глубины (рис. 3). Может оказаться, что для оценки разрешающей способности лидара достаточно определить ширину импульса по заданному уровню относительно максимума.

5. Сравнительная оценка уровней сигнала

Как отмечалось выше, преимущества лидара со сложно модулированным зондирующим пучком связаны с возможностью понижения мощности излучения за счет применения импульса большей длительности. В связи с этим уместно сравнить прогнозируемые уровни сигналов обратного рассеяния двух типов лидара при одинаковых условиях (характеристиках среды, конфигурации приемно-излучающей системы) и одинаковом разрешении по глубине. Пусть ΔT_0 — интервал времени, определяющий разрешение лидара. Для лидара со сложно модулированным импульсом эта величина определяется полосой девиации модулирующего сигнала, а для лидара с ультракоротким излучаемым импульсом совпадает с длительностью строка в приемной системе, вырезающем в принимаемом сигнале его часть для заданной глубины зондирования. В последнем случае уровень полезного сигнала определим формулой:

$$S(t_{str}) = \int_{t_{str}-\Delta T_0/2}^{t_{str}+\Delta T_0/2} A(t) dt. \quad (12)$$

Эту величину необходимо сравнить с максимальным значением функции $\tilde{S}(t)$, рассчитанной при девиации частоты модуляции $\Delta f = 1/\Delta T_0$ при условии $\Delta f/f_0 = 0,5$. При $\beta = 0,5$ ширина строка для расчета уровня сигнала по формуле (12) равна $2/f_0$. Большая часть наших расчетов проделана при значениях центральной частоты модуляции 10^9 Гц и 10^8 Гц, что соответствует длительности прямоугольного строка ΔT_0 в (9) — 2×10^{-9} с и 2×10^{-8} с. Результат сравнения функций $\tilde{S}(t)$ и $S(t)$ для первой пары параметров приведен на рис. 5. Монотонно спадающие кривые этого рисунка соответствует уровню сигнала $S(t)$ как функции текущей времени задержки при облучении среды ультракоротким импульсом и прямоугольном строке в приемной системе (пунктир) и уровню сигнала при увеличении излучаемой мощности в K раз ($K = \sqrt{1 + B^2}$). При $f_0 = 10^9$ Гц степень сжатия $K = 157$, а при $f_0 = 10^8$ Гц $K = 15,7$. Можно видеть, что максимумы функций $\tilde{S}(t)$ с хорошей точностью совпадают со значением $K \cdot S(t)$. Другими словами, это означает, что при зондировании среды сложно модулированным импульсом для достижения того же уровня сигнала обратного рассеяния, что и при зондировании коротким импульсом, мощность излучения может быть снижена в K раз (при том же разрешении по глубине).

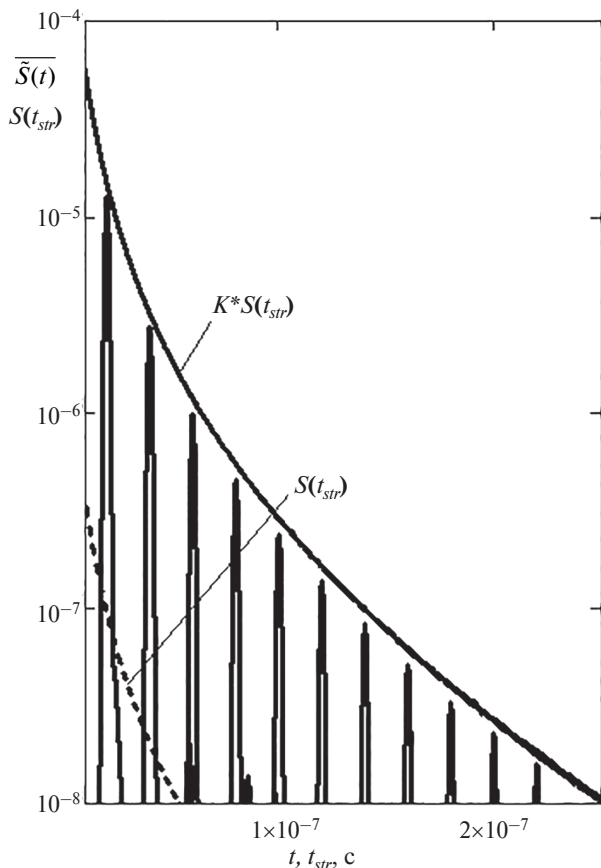


Рис. 5. Структура сжатого (обработанного) сигнала после синхронного детектирования — функция $\bar{S}(t)$ при различных временах задержки. Положение максимумов $\bar{S}(t)$ по оси абсцисс соответствует времени задержки. Дополнительные максимумы с большей задержкой и меньшей амплитудой являются корреляционным шумом. Пунктирная линия соответствует уровню сигнала $S(t_{str})$. Центральная частота модуляции $f_0 = 10^9$ Гц. Показатель поглощения $a = 0,04$ 1/м

Fig. 5. The structure of the compressed (processed) signal after synchronous detection is a function at different delay times. The position of the maxima on the abscissa corresponds to the delay time. Additional maxima with longer delay and lower amplitude are correlation noise. The dotted line corresponds to the signal level $S(t_{str})$. Central modulation frequency $f_0 = 10^9$ Hz. Absorption index $a = 0.04$ 1/m

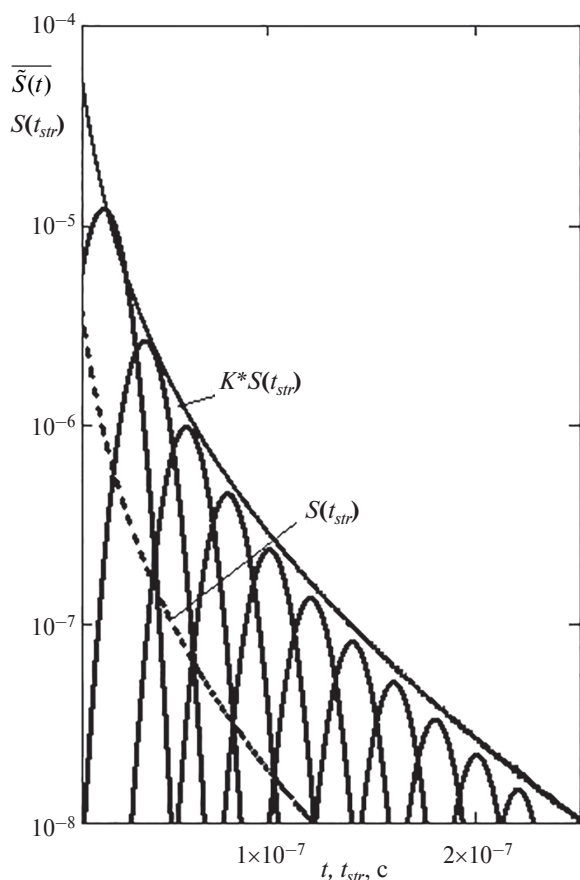


Рис. 6. То же, что и на рис. 5 при $f_0 = 10^8$ Гц

Fig. 6. Same as in Fig. 5 at $f_0 = 10^8$ Hz

Небольшое различие в этих функциях, по-видимому, обусловлено разницей в форме окон усреднения. Физический смысл такого совпадения заключается в том, что при использовании ультракороткого и сложно модулированного импульсов для формирования одинакового по времени разрешения требуется практически один и тот же набор спектральных гармоник. В связи с этим представляет интерес провести аналогичное сравнение для другого, более низкочастотного диапазона модуляции. Результат расчета уровней сжатого сигнала при $f_0 = 10^8$ Гц и для короткого импульса при длительности строка 2×10^{-8} с приведен на рис. 6.

Отличие рис. 5 и рис. 6 сводится лишь к ширине импульса, формируемого в приемной системе при сжатии. Уровни сигналов при двух способах зондирования также отличаются только на величину K , которая в этом случае равна 15,7. Более неожиданным является совпадение уровней сигналов при зондировании модулированными пучками с отличающимися на порядок значениями центральных частот модуляции. Это совпадение можно интерпретировать как своего рода компенсацию — увеличение потерь с ростом частоты модуляции компенсируется увеличением коэффициента сжатия за счет более широкой полосы девиации частоты модуляции. По существу, при такой схеме зондирования реализуется некий инвариант, когда уровень принимаемого сигнала не зависит от частоты модуляции (при сохранении относительной полосы). Следует, однако, подчеркнуть, что с ростом частоты и, соответственно, возможно допустимой полосы модуляции увеличивается разрешающая способность лида. При этом очевидно, что предельное разрешение, помимо аппаратных ограничений, будет определяться уровнем многократного рассеяния и связанной с ним продольной диффузией излучения.

6. Сигнал от диффузно отражающего объекта

Методика расчета сигнала, отраженного от локализованного по глубине объекта, например, от диффузно отражающего дна, аналогична изложенной выше. Однако импульсная передаточная функция системы «излучатель — вода — отражающая поверхность — вода — приемник» отличается от приведенной на рис. 1 функции $A(t)$ наличием всплеска на фоне монотонного спада сигнала, обусловленного объемным рассеянием. Вид этой функции для лидара с изотропной приемной диаграммой и плоской диффузно отражающей поверхности с альбедо, равным единице, показан на рис. 7 (кривая 2). На этом же рисунке для сравнения приведен вид $A(t)$ для того же варианта лидара в отсутствии отражающей плоскости и той же функции для плоской поверхности с альбедо, равным нулю (кривая 3).

Головная часть импульса, отраженного объектом, сформирована баллистическими фотонами и фотонами, траектории которых близки к направлению на приемник. Хвостовая часть импульса обязана своим происхождением фотонам, рассеянными под большими углами и поступающими в приемник в результате многократного рассеяния. Кроме того, в эту часть импульса вносят свой вклад «долгоживущие», многократно рассеянные фотоны, не дошедшие до отражающей плоскости и определяющие уровень послесвечения толщи среды между лидаром и отражающей поверхностью. О величине и характере этого вклада можно судить по кривой 3. Очевидно, что ее последний быстро спадающий участок сформирован фотонами, не взаимодействовавшими с поверхностью.

При зондировании частотно модулированным пучком формирование отраженного поверхностью и сжатого при обработке сигнала происходит аналогично описанному выше. При величине задержки, соответствующей времени прихода баллистических фотонов сжатый импульс не искажается — его форма не отличается от «идеальной». При больших задержках формируется, как и при зондировании объема однородной среды, хвост импульса, обусловленный разбросом фотонов по путям пробега. На рис. 8 представлены примеры сжатых импульсов, соответствующих головной и хвостовой части импульса, показанного на рис. 7.

Рис. 7. Функция $A(t)\Delta t$, рассчитанная методом Монте-Карло при значениях параметров $r_{0\perp} = 0,55$ м, $\alpha = 180^\circ$. Кривая 1 — соответствует безграничной среде, кривая 2 рассчитана для альбедо, равного единице, и для глубины расположения отражающей поверхности 25 м, кривая 3 — для альбедо, равного нулю и глубины расположения поглощающей поверхности 30 м

Fig. 7. Function $A(t)$, calculated by the Monte Carlo method with parameter values $r_{0\perp} = 0.55$ m, $\alpha = 180^\circ$. Curve 1 corresponds to an unbounded environment, curve 2 is calculated for an albedo equal to unity and for a depth of the reflecting surface of 25 m, curve 3 for an albedo equal to zero and a depth of the absorbing surface of 30 m

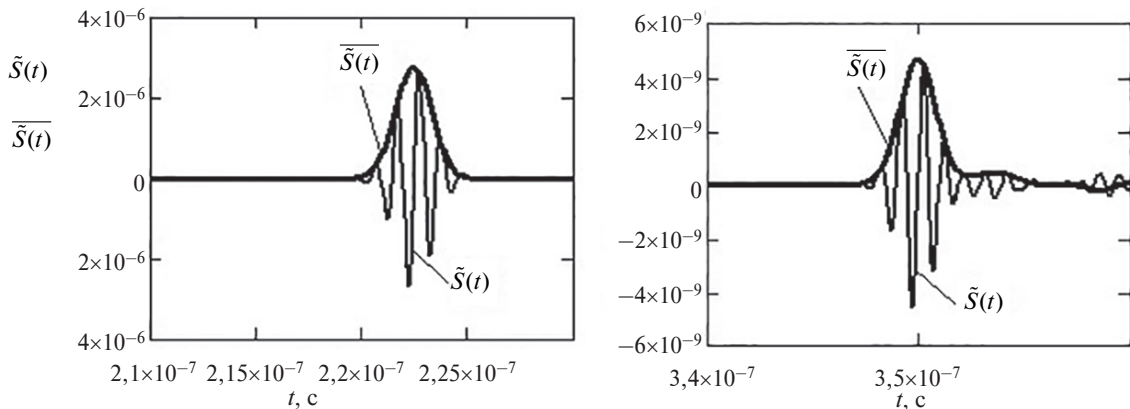
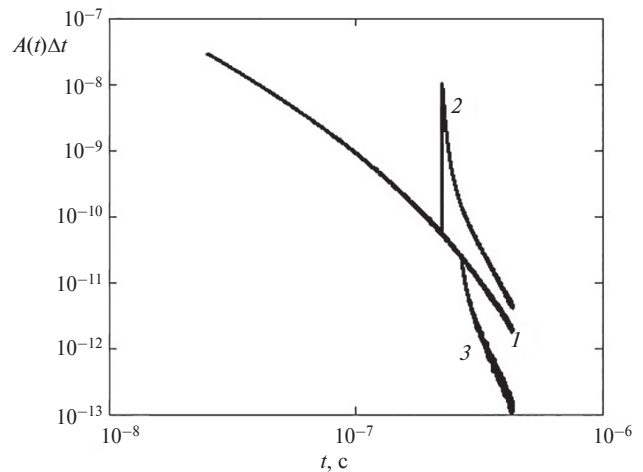


Рис. 8. Вид функций $\tilde{S}(t)$ и их огибающих $\overline{\tilde{S}(t)}$ при наличии в среде отражающего объекта при разных временах задержки

Fig. 8. Type of functions $\tilde{S}(t)$ and their envelopes $\overline{\tilde{S}(t)}$ in the presence of a reflecting object in the medium at different delay times

7. Заключение

Приведенные примеры Монте-Карло моделирования сигналов обратного рассеяния в лидаре со сложно модулированным пучком подсветки и согласованной обработкой сигнала в его приемном тракте дают основание считать, что такого типа лидары можно было бы эффективно использовать для дистанционного измерения оптических характеристик воды. Как показали расчеты, обработка принятого ЛЧМ сигнала позволяет получить информативный сигнал, подобный отклику среды на короткий зондирующий импульс с таким же, как у ЛЧМ сигнала, энергетическим спектром. При этом частотная модуляция импульса открывает возможности для увеличения глубины зондирования водной толщи при заданных ограничениях на пиковую мощность импульса (за счет увеличения его длительности, а, следовательно, и энергии). Этот эффект может быть достигнут при любом значении центральной частоты модуляции, в том числе при $\omega_0 = 0$. Поэтому выбор величины центральной частоты модуляции не является критичным и должен определяться техническими возможностями модулятора. Однако наличие в зондирующем сигнале высокой «несущей частоты» может быть использовано для частичного подавления эффектов многократного рассеяния светового сигнала на трассе его распространения и повышения разрешающей способности лидара при наблюдении мелкомасштабных неоднородностей показателя обратного рассеяния воды.

Полученные результаты позволяют сделать определенные выводы относительно возможностей применения малоуглового приближения для расчета сигнала обратного рассеяния от толщи воды. Как показали сравнительные расчеты, полученная ранее формула для уровня сигнала обратного рассеяния может быть с успехом использована в широком диапазоне изменения параметров лидара и характеристик среды, по крайней мере, для дальностей, доступных при моделировании методом Монте-Карло и, видимо, для дальностей зондирования, доступных для современной техники.

Финансирование

Исследование выполнено в рамках госзадания ИПФ РАН, проект FFUF-2024-0033.

Funding

The study was conducted within the framework of the IAP RAS state assignment FFUF-2024-0033.

Литература

1. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях / Пер. с франц. В 2 т. М.: Мир, 1983. Т. 1. 312 с.; Т. 2—256 с.
2. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Дрофа, 2006. 716 с.
3. Родионов А.Ю., Щербатюк А.Ф. Перспективы использования оптической связи и систем навигации в подводных роботах // Подводные исследования и роботизация. 2021. № 4(38). С. 37–49. doi:10.37102/1992-4429_2021_38_04_04
4. Kaushal H., Kaddoum G. Underwater optical wireless communication // IEEE Access. 2016. Vol. 4. P. 1518–1547. doi:10.1109/ACCESS.2016.2552538
5. Mullen L., Lee R., Nash J. Digital passband processing of wideband-modulated optical signals for enhanced underwater imaging // Applied Optics. 2016. Vol. 55. C18–C24. doi:10.1364/AO.55.000C18
6. Cochenour B., Mullen L., Muth J. Modulated pulse laser with pseudorandom coding capabilities for underwater ranging, detection, and imaging // Applied Optics. 2011. Vol. 50. P. 6168–6178. doi:10.1364/AO.50.006168
7. Лучинин А.Г. О системах подводного видения со сложно модулированными пучками подсветки // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2012. Т. 5, № 4. С. 5–17.
8. Лучинин А.Г. Теория подводного лидара со сложно модулированным пучком подсветки // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48, № 6. С. 739–748.
9. Лучинин А.Г., Долин Л.С. Применение сложно модулированных волн фотонной плотности для инструментального видения в мутных средах // Доклады Академии наук. Физика. 2014. Т. 455, № 6. С. 643–646. doi:10.7868/S0869565214120093
10. Лучинин А.Г., Долин Л.С. Модель системы подводного видения со сложно модулированным пучком подсветки // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50, № 4. С. 468–476. doi:10.7868/S0002351514040099
11. Лучинин А.Г. Принципы построения «идеальной» системы видения через взволнованную поверхность // Известия вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57. С. 281–290.
12. Luchinin A.G., Dolin L.S., Kirillin M. Yu. Time delay and width variation caused by temporal dispersion of a complex modulated signal in underwater lidar // Applied Optics. 2019. Vol. 58. P. 5074–5085. doi:10.1364/AO.58.005074
13. Luchinin A.G., Kirillin M. Yu. Simulation of complexly modulated light pulse propagation in sea water // Fundamental and Applied Hydrophysics. 2019. Vol. 12, N 4. P. 66–77. doi:10.7868/S2073667319040087

14. Luchinin A.G., Kirillin M. Yu. and Dolin L.S. Backscatter signals in underwater lidars: temporal and frequency features // *Applied Optics*. 2018. Vol. 57. P. 673–677. doi:10.1364/AO.57.000673
15. Luchinin A.G., Dolin L.S., Kirillin M. Yu. Compression and self-compression of frequency modulated spherical photon density waves in anisotropic scattering media // *Applied Optics*. 2024. Vol. 63, N 21, P. 5562–5568. doi:10.1364/ao.528761
16. Долин Л.С., Савельев В.А. О характеристиках сигнала обратного рассеяния при импульсном облучении мутной среды узким направленным световым пучком // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1971. Т. 7, № 5. С. 505–510.
17. Иванов А. Введение в океанографию. М.: Мир, 1971.
18. Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 327 с.

References

1. Max J. Methods and techniques for signal processing in physical measurements. Moscow: Mir; 1983. 2 volumes. 168 p. (in Russian).
2. Gonorovsky I.S. Radio circuits and signals. Moscow: Drofa; 2006. 719 p. (in Russian).
3. Rodionov A. Yu., Scherbatyuk A.F. Perspectives of use optical communication and orientation systems in underwater robotics. *Underwater Research and Robotics*. 2021; 4(38); 37–49 (in Russian). doi:10.37102/1992-4429_2021_38_04_04
4. Kaushal H., Kaddoum G. Underwater optical wireless communication. *IEEE Access*. 2016;4:1518–1547. doi:10.1109/ACCESS.2016.2552538
5. Mullen L., Lee R., Nash J. Digital passband processing of wideband-modulated optical signals for enhanced underwater imaging. *Applied Optics*. 2016;55:C18–C24. doi:10.1364/AO.55.000C18
6. Cochenour B., Mullen L., Muth J. Modulated pulse laser with pseudorandom coding capabilities for underwater ranging, detection, and imaging. *Applied Optics*. 2011;50:6168–6178. doi:10.1364/AO.50.006168
7. Luchinin A.G. On underwater imaging system with complex modulated beams of illumination. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2012;5(4):5–17 (in Russian).
8. Luchinin A.G. Theory of underwater lidar with a complex modulated beam. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2012;48(6):663–671 (in Russian). doi:10.1134/S0001433812060072
9. Luchinin A.G., Dolin L.S. Application of complex-modulated waves of photon density for instrumental vision in turbid media. *Doklady Physics*. 2014;59:170–172 (in Russian). doi:10.1134/S1028335814040089
10. Luchinin A.G., Dolin L.S. Model of an underwater imaging system with a complexly modulated illumination beam. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2014;50(4):411–419. doi:10.1134/S0001433814040185
11. Luchinin A.G. Principles of designing an “ideal” system of imaging through a rough water surface. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2014;57(4):251–259. doi:10.1007/s11141-014-9508-7
12. Luchinin A.G., Dolin L.S. and Kirillin M. Yu. Time delay and width variation caused by temporal dispersion of a complex modulated signal in underwater lidar. *Applied Optics*. 2019; 58(18): 5074–5085. doi:10.1364/AO.58.005074
13. Luchinin A.G., Kirillin M. Yu. Simulation of complexly modulated light pulse propagation in sea water. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2019;12(4):66–77. doi:10.7868/S2073667319040087
14. Luchinin A.G., Kirillin M. Yu., Dolin L.S. Backscatter signals in underwater lidars: temporal and frequency features. *Applied Optics*. 2018;57(4):673–677. doi:10.1364/AO.57.000673
15. Luchinin A.G., Dolin L.S., Kirillin M. Yu. Compression and self-compression of frequency modulated spherical photon density waves in anisotropic scattering media. *Applied Optics*. 2024;63(21):5562–5568. doi:10.1364/ao.528761
16. Dolin L.S., Savel'ev V.A. Characteristics of back scattering signal at pulse radiation of turbid medium by a narrow directional light beam. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 1971;7(5):505–510. (in Russian)
17. Ivanoff A. Introduction a l'oceanographie. Paris: Libraire Vuibert; 1975. 574 p.
18. Zege E.P., Ivanov A.P., Katsev I.L. Image Transfer through a Scattering Medium. Berlin/Heidelberg: Germany, Springer: 1991. 349 p.

Об авторах

ЛУЧИНИН Александр Григорьевич, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник ИПФ РАН, ORCID: 0009-0006-0020-3168, Scopus AuthorID: 55391194200, SPIN-код (РИНЦ): 9683–5220, e-mail: luch@ipfran.ru

КИРИЛЛИН Михаил Юрьевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ИПФ РАН, ORCID: 0000-0002-6804-6369, Scopus AuthorID: 8963798300, WoS ResearcherID: J-6804-2013, SPIN-код (РИНЦ) 1353-1787, e-mail: kirillin@ipfran.ru

ДОЛИН Лев Сергеевич, кандидат физико-математических наук, главный научный сотрудник ИПФ РАН, SPIN-код (РИНЦ): 9954-7453, ORCID: 0000-0002-0043-8972, Scopus AuthorID: 7003454310, WoS ResearcherID: AAI-3563-2020, e-mail: lev.dolin@ipfran.ru