

Исследование влияния шумовых параметров 3D лидара на погрешность оценки рельефометрических сигнатур удаленных объектов по 2D распределениям интенсивности поля отраженного излучения

В.И.Иванов, Н.И.Иванов

Рассмотрено влияние шумовых параметров 3D лидара и внешнего фонового излучения на погрешность оценки рельефометрических сигнатур удаленных объектов по 2D распределениям интенсивности поля отраженного излучения. Разработана физико-математическая модель для анализа влияния шумов. Исследована зависимость погрешности оценки рельефометрических сигнатур при различных отношениях энергий сигнала и шума с учетом параметров реальных многоэлементных фотодетекторов (МФД). Полученные результаты свидетельствуют о возможности оценки рельефометрических сигнатур удаленных объектов с высокой точностью на базе стандартных МФД одновременно для большого числа точек поверхности объекта при отношении сигнал/шум свыше 4.

Ключевые слова: 3D лидар, 3D изображения, 3D камеры.

1. Введение

Повышение эффективности обнаружения и распознавания различных динамично изменяющихся объектов, включая малококонтрастные объекты и объекты с нулевой контрастностью, является основной задачей при разработке и создании современных лазерно-локационных систем видения и автоматизированного распознавания [1–5]. Приоритетным направлением для решения данной задачи является создание 3D лидаров несканирующего типа (3D Flash LIDAR), обеспечивающих получение рельефометрических характеристик объектов одновременно на множестве элементов с размерностью $N = n_x \times n_y$ на их поверхности в виде 2D карты глубин ξ_{ij} (расстояний R_{ij}) каждого n_{ij} -го элемента поверхности [4–6]. В лидарах такого типа фотодетектирование и обработка отраженных сигналов осуществляются специализированными 3D камерами (3D LIDAR Imaging Cameras), которые представляют собой высокоинтегрированные твердотельные системы, выполненные на базе многоэлементных фотодетекторов (МФД) – матриц лавинных фотодиодов (SPAD-матриц) [6, 7] и многоканальных процессоров обработки. Эти процессоры содержат десятки тысяч времяизмерительных «старт-стоп»-каналов и осуществляют измерение интервалов времени между моментом излучения лазерного импульса t_0 и моментами прихода отраженных сигналов t_{ij} на каждый n_{ij} -й элемент МФД. Решение данной задачи на основе алгоритмов временных «старт-стоп»-измерений с использованием гибридных технологий путем комплексирования множества отдельных времяизмерительных каналов (см., напр., [8]) существенно ограничивает возможность определения рельефометрических характеристик объектов с

высоким пространственным разрешением, т. к. с увеличением размерности N карты глубины рельефа необходимо такое же число элементарных фотодетекторов и параллельно действующих времяизмерительных каналов.

Альтернативой времяпролетным методам получения рельефометрических сигнатур удаленных объектов, не требующим специализированных процессоров с N времяизмерительными каналами, является метод лазерной 3D локализации, использующий отношения энергий парциальных пучков в 2D распределениях энергии отраженного поля [9]. Базовая концепция метода впервые была предложена нами в патентах [10, 11], а сам метод впервые использовался в [12, 13]. В настоящей работе исследуются влияние шумовых параметров лидара и внешнего фона на погрешность оценки рельефометрических сигнатур удаленных объектов и особенности практической реализации модифицированного алгоритма данного метода на базе МФД с накоплением заряда.

2. Концепция метода

В соответствии с алгоритмом рассматриваемого метода [9] поверхность объекта, находящегося на расстоянии R от лидара, облучают импульсным лазерным излучением с увеличенной расходимостью пучка. Длительность лазерных импульсов определяется из соотношения

$$\tau_p > \frac{2\xi_{k\max}(\mathbf{r})}{c}, \quad (1)$$

где $\xi_{k\max}(\mathbf{r})$ – максимальная глубина рельефа в k -й точке поверхности объекта; $\mathbf{r}$ – вектор с координатами x и y в предметной плоскости; c – скорость света.

В комплексе задач распознавания важное практическое значение имеет задача автоматизированного распознавания удаленных малоразмерных объектов [1, 8]. Класс таких объектов включает в себя малоразмерные летательные, наземные, надводные и подводные аппараты, бронетехнику, морские мины, неразорвавшиеся боеприпасы,

В.И.Иванов, Н.И.Иванов. Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Беларусь, 220030 Минск, ул. Бобруйская, 11; e-mail: ivanov.inp@gmail.com

Поступила в редакцию 18 марта 2020 г., после доработки – 30 марта 2020 г.

фрагменты объектов, потерпевших крушение, параметры морского волнения для обнаружения подводных взрывов и движущихся подводных объектов по их поверхностным проявлениям и т. д. Максимальная глубина рельефа объектов данного класса не превышает 3–4.5 м, что в соответствии с (1) обуславливает минимальную длительность импульсов лазерного излучения $\tau_p \approx 20–30$ нс.

Отраженный сигнал $E_k(r, t)$, поступающий на вход МФД с размерностью N , можно представить в виде совокупности полей N парциальных пучков (субпучков) лазерного излучения. Под парциальным пучком понимается отраженное лазерное излучение, попадающее на одну фотоячейку (пиксель) МФД, расположенного в плоскости изображения приемной оптической системы (ОС). Размерность N МФД определяется требуемым пространственным разрешением лидара в предметной плоскости.

Распределение времени запаздывания (сдвига) $\tau_k(S)$ каждого субпучка отраженного излучения однозначно связано с распределением глубины рельефа $\xi_k(r)$ поверхности объекта соотношением

$$\tau_k(S) = 2\xi_k(r)/c, \quad (2)$$

где S – вектор с координатами x и y в плоскости МФД, в качестве которого может использоваться матричный фотодетектор с накоплением заряда, например ПЗС.

Максимальное значение времени запаздывания парциального пучка отраженного сигнала определяется выражением

$$\tau_{k\max}(S) = 2\xi_{k\max}(r)/c. \quad (3)$$

Момент t_1 прихода переднего фронта отраженного импульса относительно момента излучения t_0 лазерного импульса τ_p равен

$$t_1 - t_0 = 2R_b/c, \quad (4)$$

где R_b – базовое расстояние до точки поверхности с максимальным возвышением, соответствующим $\xi_k = 0$.

Для объекта с диффузно рассеивающей поверхностью амплитуда поля в плоскости изображения приемной ОС определяется как сумма полей, отраженных от отдельных точек поверхности в направлении ОС:

$$E(S) = \sum_k E_{0k}(r, t) K(r, t) T_a(S, t) A_k(S) = \sum_k E_k(S), \quad (5)$$

$E_{0k}(r, t)$ – распределение комплексной амплитуды поля лазерного излучения на поверхности; $K(r, t)$ – распределение коэффициента отражения поверхности; $T_a(S, t)$ – передаточная функция среды, через которую осуществляется перенос лазерного излучения по трассе локации (атмосфера, гидросфера); $A_k(S)$ – аппаратная передаточная функция ОС лидара; $E_k(S)$ – амплитуда поля в изображении k -й точки поверхности.

В общем случае следствием распространения лазерного излучения в неоднородной атмосфере являются флуктуации времени распространения лазерного излучения по трассе локации и увеличение длительности лазерных импульсов. Эти явления преимущественно обусловлены флуктуациями углов распространения лазерного излучения в неоднородной атмосфере из-за флуктуаций коэффициента преломления атмосферы на трассе локации. Влияние

рефракции и турбулентности атмосферы на распространение лазерных сигналов исследовалось во многих работах, например в [14–21]. Как показано в [16–19], наибольшие флуктуации углов прихода лазерного излучения (до $5'$) вызваны эффектами аномальной рефракции. Частота таких флуктуаций составляет $10^{-3}–10^{-2}$ Гц. Существенно большая частота флуктуаций углов прихода (до 10^3 Гц) связана с тепловой турбулентностью атмосферы. Однако амплитуда таких флуктуаций значительно меньше рефракционных флуктуаций и не превышает $5''$ [20]. Низкочастотный характер данных процессов определяет время квазистационарного состояния атмосферы, которое в десятки тысяч раз больше времени распространения и времени экспозиции сигналов на каждом цикле локации.

Согласно [15, 21] среднеквадратичные значения флуктуаций времени распространения и длительности лазерных импульсов при прохождении ими по атмосферным трассам незначительны. Так, например, при распространении лазерных импульсов по горизонтальной атмосферной трассе со средней турбулентностью (структурный показатель преломления $C_n^2(h) = 10^{-14}–5 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$) на расстояние 10–15 км данные временные флуктуации находятся в пределах 0.68–1 пс. Для наклонных и вертикальных трасс они могут быть еще меньше: при распространении по вертикальным трассам через всю толщу атмосферы среднеквадратичные значения флуктуаций времени распространения лазерного сигнала и длительности импульса составляют не более 0.07 пс, а при распространении под углом 80° – не более 0.17 пс [21]. Это дает основание полагать, что длительность импульса для каждого парциального пучка отраженного излучения с высокой степенью точности равна длительности излучаемого лазерного импульса τ_p , а время распространения лазерного импульса по трассе заданной длины является постоянной величиной.

Трехмерные распределения глубины рельефа поверхности объекта $\xi_k(r)$ определяются из отношения энергий парциальных пучков для двух 2D распределений $B_1(S)$ и $B_2(S)$ энергии отраженного светового поля:

$$\theta(S) = B_1(S)/B_2(S). \quad (6)$$

Распределения $B_1(S)$ и $B_2(S)$ получают при разных временах экспозиции (накопления). Распределение $B_1(S)$ находят путем накопления энергии отраженного светового поля $E(S, t)$ в пространственно-временном строке длительностью $\tau_{s1} = \tau_p$ на интервале $(t_1, t_1 + \tau_p)$, который включает в себя передний фронт импульса, или на интервале $(t_1 + \tau_p, t_1 + 2\tau_p)$ для заднего фронта импульса. Следовательно, распределение $B_1(S)$ для участка реализации $E(S, t)$, содержащего передний фронт импульса, определяется выражением

$$B_1(S) = |E_k(S)|^2 \int_{t_1}^{t_1 + \tau_p} f^2(t - \tau_k) dt = |E_k(S)|^2 (\tau_p - \tau_k), \quad (7)$$

где

$$f^2(t - \tau_k) = \begin{cases} 1 & \text{при } t = \tau_k, \\ 0 & \text{при } t \neq \tau_k. \end{cases}$$

Распределение $B_2(S)$ получают путем накопления энергии поля $E(S, t)$ в строке с длительностью $\tau_{s2} = \tau_p + \tau_{k\max} \approx 2\tau_p$, равной длительности $T = \tau_p + \tau_{k\max}$ отраженного сиг-

нала. Следовательно, распределение $B_2(\mathbf{S})$ можно записать как

$$B_2(\mathbf{S}) = |E_k(\mathbf{S})|^2 \int_{t_1}^{t_1+T} f^2(t - \tau_k) dt = |E_k(\mathbf{S})|^2 \tau_p. \quad (8)$$

В соответствии с (7) и (8) выражение (6) примет вид

$$\theta(\mathbf{S}) = \frac{\tau_p - \tau_k(\mathbf{S})}{\tau_p}. \quad (9)$$

Из (9) находим 2D распределение времени запаздывания парциальных пучков отраженного излучения $\tau_k(\mathbf{S})$ по отношению к моменту времени t_1 , а следовательно, и к t_0 :

$$\tau_k(\mathbf{S}) = \tau_{s1} - \tau_p \frac{B_1(\mathbf{S})}{B_2(\mathbf{S})} = \tau_{s1} - \tau_p \theta(\mathbf{S}) = \tau_p - \tau_p \theta(\mathbf{S}). \quad (10)$$

Из (10) с учетом соотношения (2) определяем рельефометрическую сигнатуру исследуемого объекта:

$$\xi_k(\mathbf{r}) = \frac{c}{2} [\tau_p - \tau_p \theta(\mathbf{S})], \quad (11)$$

а также карту расстояний $R_{\xi_k}(\mathbf{r})$ до точек рельефа поверхности:

$$R_{\xi_k}(\mathbf{r}) = R_b + \xi_k(\mathbf{r}). \quad (12)$$

Измерения базового расстояния R_b осуществляется одним времяизмерительным «старт-стоп»-каналом лидара с пороговым обнаружением момента прихода отраженного сигнала t_1 , по которому также формируются строб-импульсы с длительностями τ_{s1} и τ_{s2} .

3. Модель для анализа влияния шумовых параметров

На вход МФД лидара поступает смесь отраженного лазерного сигнала и фоновое излучение атмосферы и неба. С учетом фонового излучения и уравнений (7), (8) отношение θ'_{ij} для парциального пучка с координатами x_i, y_j в распределении $\theta(\mathbf{S})$ можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \theta'_{ij}(\tau_k) &= \frac{B_{1ij}}{B_{2ij}} = \frac{(P_{sij} + P_b)(\tau_p - \tau_k) + P_b \tau_k}{(P_{sij} + P_b) \tau_p + P_b \tau_p} \\ &= \frac{P_{sij}(\tau_p - \tau_k) + P_b \tau_p}{(P_{sij} + 2P_b) \tau_p}, \end{aligned} \quad (13)$$

где P_{sij} и P_b – мощности парциального пучка отраженного сигнала и фонового излучения, попадающих на фотоячейку МФД соответственно; индексы i, j – определяют координаты x_i, y_j фотоячейки n_{ij} в поле МФД.

С учетом того, что $W_s = P_s \tau_p$ и $W_b = P_b \tau_p$ – энергии отраженного сигнала и фона, приходящиеся на одну фотоячейку МФД, а множитель $P_s(\tau_p - \tau_k) = W_s(1 - m_k)$, где $m_k = \tau_k / \tau_p$ – информационный параметр глубины рельефа ξ_k , уравнение (13) для числа фотонов N_s и N_b имеет вид

$$\theta'_{ij}(\tau_k) = \frac{[W_s(1 - m_k) + W_b] / W_{ph}}{(W_s + 2W_b) / W_{ph}} = \frac{N_s(1 - m_k) + N_b}{N_s + 2N_b}, \quad (14)$$

где $W_{ph} = h\nu$ – энергия фотона зондирующего излучения.

Обеспечение кратковременных экспозиций 2D полей в заданных временных стробах с малой длительностью $\tau_{s1(s2)}$ возможно как с использованием внешних быстродействующих затворов-модуляторов (см., напр. [22, 23]), устанавливаемых перед МФД, так и путем непосредственного электронного управления процессом фотоэлектрического преобразования и усиления в самих МФД-ПЗС, а также в гибридных электронно-оптических преобразователях (ГЭОПах), представляющих собой электронно-оптические преобразователи (ЭОПы), флуоресцентный экран которых сопряжен с ПЗС [24, 25].

Высокое быстродействие и малый уровень управляющих электрических сигналов (не более 5 В) селективных электроабсорбционных модуляторов на основе GaAs-структур [22, 23] обуславливают перспективность их применения. Однако сильная зависимость центральной длины волны полосы пропускания от температуры требует температурной стабилизации модуляторов данного типа или применения лазеров с аналогичной температурной зависимостью длины волны генерируемого излучения. Низковольтное стробирование (электронный затвор) также просто реализуется в ПЗС: для ПЗС с лавинными фотодиодами $\tau_s \geq 0.2$ нс [26], для ПЗС $\tau_s \geq 40$ нс [27]. Для ГЭОПов $\tau_s \geq 0.4$ нс [25], но при этом требуются высоковольтные управляющие импульсы.

Несмотря на недостатки, свойственные всем ГЭОПам на базе ЭОПов с флуоресцентным экраном, заключающиеся в увеличении шума и уменьшении динамического диапазона с увеличением коэффициента усиления ЭОПа, применение ГЭОПов позволяет обеспечить высокую чувствительность 3D лидара и «быстрое» стробирование сигналов. Построение фотодетекторных каналов (ФДК) лидара на основе новых разработок ГЭОПов с непосредственным электронным возбуждением ПЗС, размещенного внутри вакуумного объема ЭОПа [28], дает возможность исключить указанные выше недостатки и обеспечить рекордные показатели чувствительности.

Операцию фотоэлектрического преобразования сигналов (13) с учетом влияния шумов и внешнего фонового излучения в ФДК на базе ГЭОПа можно описать уравнением

$$\begin{aligned} \theta'_{ij}(\tau_k) &= \{ K_1 [N_s(1 - m_k) + N_b] + \sqrt{K_1 \mu_{s1} [N_s(1 - m_k) + N_b] + \bar{N}_{qd}^2 + \bar{N}_{qr}^2 + \bar{N}_{qv}^2} \} \\ &\times [K_2 (N_s + 2N_b) + \sqrt{K_2 \mu_{s2} (N_s + 2N_b) + \bar{N}_{qd}^2 + \bar{N}_{qr}^2 + \bar{N}_{qv}^2}]^{-1} K_c^{-1}, \end{aligned} \quad (15)$$

где K_1 и K_2 – коэффициенты фотоэлектрического преобразования энергии входного светового сигнала, приходящегося на одну фотоячейку ФДК, в электрический выходной сигнал: для ГЭОПа

$$K_{1(2)} = \eta_1 G K' \eta_2, \quad (16)$$

для ПЗС без внутреннего усиления

$$K_{1(2)} = \eta_2 K'; \quad (17)$$

η_1 и η_2 – квантовые эффективности ЭОПа и ПЗС соответственно; G – коэффициент усиления; K' – коэффициент

потерь приемной и согласующей оптики; $\mu_{s1(s2)}$ – шумовой фактор, пропорциональный коэффициенту усиления светового сигнала G в ФДК и вносящий дополнительный шум при фотоэлектронном преобразовании с усилением $G \gg 1$ (например, при $G \approx 10^5 - 10^6$ фактор $\mu_{s1(s2)} = 1.2 - 3.5$ [29, 30]); $\bar{N}_{qd}^2$, $\bar{N}_{qr}^2$ и $\bar{N}_{qQv}^2$ – квадраты средних значений составляющих шума ПЗС: числа электронов темнового тока, числа электронов считывания и числа электронов шума аналого-цифрового преобразования (АЦП) зарядов ПЗС (шума квантования) соответственно.

Реальное различие коэффициентов фотоэлектрического преобразования для каждого пикселя ФДК ($K_1 \neq K_2$) для правильной интерпретации результатов измерений требует знания их отношения K_{1ij}/K_{2ij} , что отражено в уравнении (15) коэффициентом калибровки

$$K_{cij} = K_{1ij}/K_{2ij}. \quad (18)$$

Коэффициенты K_{cij} определяются экспериментально путем измерения отношений энергий $\theta'_{cij} = K_{cij}$ распределений $B_1(S)$ и $B_2(S)$ согласно (15) при равномерной засветке ФДК в линейной области его чувствительности излучением от равномерно освещенного экрана и записываются в память вычислителя лидара.

Оценки влияния отношения сигнал/шум ψ_1 на погрешность определения рельефометрических характеристик требуют учета шумовых параметров ФДК и мощности фонового излучения. Особенно существенно влияние данных параметров для распределения $B_1(S)$. Это связано с тем, что в отличие от сигнала $B_2(S)$, фактическое время накопления энергии сигнала $B_1(S)$ уменьшается с увеличением m_k , т.е. с увеличением глубины рельефа, что приводит к пропорциональному уменьшению энергии сигнала $N_s(1 - m_k)$, и, следовательно, к ухудшению отношения сигнал/шум, которое в соответствии с (14) для B_1 определяется выражением

$$\psi_1 = \frac{K_1[N_s(1 - m_k) + N_b]}{\sqrt{K_1\mu_{s1}[N_s(1 - m_k) + N_b] + \bar{N}_{qd}^2 + \bar{N}_{qr}^2 + \bar{N}_{qQv}^2}}. \quad (19)$$

Как следует из (19), отношение ψ_1 достигает минимального значения при $m_{k\max}$, что соответствует максимальной глубине рельефа $\xi_{k\max}$. Сомножитель $(1 - m_{k\max})$ в (19) можно представить в виде

$$1 - m_{k\max} = (\tau_p - \tau_{k\max})/\tau_p = \frac{\Delta\tau_{\min}}{\tau_p}, \quad (20)$$

где $\Delta\tau_{\min}$ определяет требуемую разрешающую способность по глубине рельефа:

$$\Delta\xi = \frac{c}{2}\Delta\tau_{\min}. \quad (21)$$

Под разрешающей способностью $\Delta\xi$ понимается способность измерения некоторого минимального изменения глубины рельефа с заданной погрешностью, что соответственно определяет число различимых градаций глубин рельефа в заданном диапазоне.

С учетом (20) выражение (19) запишем в виде

$$\psi_1 = \frac{K_1\left[N_s\left(\frac{\Delta\tau_{\min}}{\tau_p}\right) + N_b\right]}{\sqrt{K_1\mu_{s1}\left[N_s\left(\frac{\Delta\tau_{\min}}{\tau_p}\right) + N_b\right] + \bar{N}_n^2}}, \quad (22)$$

$$\text{где } \bar{N}_n^2 = \bar{N}_{qd}^2 + \bar{N}_{qr}^2 + \bar{N}_{qQv}^2.$$

Уравнение (22) определяет минимальное значение отношения ψ_1 для заданного $\Delta\tau_{\min}$. Повышение разрешающей способности (уменьшение $\Delta\xi = f(\Delta\tau_{\min})$) однозначно связано с увеличением ψ_1 , что обусловлено выбором фотодетектора с малым показателем шума $\bar{N}_n^2$ и увеличением энергии $N_s(\Delta\tau_{\min}/\tau_p)$.

4. Влияние шумовых параметров на погрешность оценки рельефометрической сигнатуры объекта

Оценку влияния шумов проводим для ФДК лидара, выполненного на базе ГЭОПа, содержащего ЭОП с флуоресцентным экраном и ПЗС-матрицу Kodak KAI-1003M [31]. Данная матрица характеризуется относительно невысокой пороговой чувствительностью (40 электронов без учета шума, вносимого АЦП зарядов ПЗС). Вместе с тем она имеет большую глубину потенциальной ямы (емкость зарядового пакета) пикселя, $N_{q\max} = 170000$ электронов, что важно как для измерений при большом отношении сигнал/шум, так и для расширения динамического диапазона при оценке глубины рельефа. Оценки выполняем для длительности лазерного импульса $\tau_p = 30$ нс.

Численные оценки составляющих шума $\bar{N}_{qd}$, $\bar{N}_{qr}$, $\bar{N}_{qQv}$ для ПЗС-матрицы Kodak KAI-1003M. Число электронов темнового тока $\bar{N}_{qd}$ определяется как шумовой заряд темнового тока i_d за время τ :

$$\bar{N}_{qd} = i_d \frac{\tau}{qG} = n_q \tau, \quad (23)$$

где q – заряд электрона; n_q – среднее число электронов темнового тока.

Согласно паспортным данным матрицы [31] скорость счета электронов темнового тока, приведенная к площади одного пикселя, составляет 2500 электронов в секунду. Соответственно число электронов темнового тока за время накопления 30 нс не превысит 7.5×10^{-5} .

Шум считывания заряда пикселя ПЗС $\bar{N}_{qr} = 40$ электронов [31]. Необходимость получения рельефометрических сигнатур в цифровом виде вносит дополнительную погрешность, обусловленную шумом квантования. Среднеквадратичное значение шума квантования определяется согласно [32] из выражения

$$\bar{N}_{qQv}^2 = \Delta_{Qv}^2/12, \quad (24)$$

где $\Delta_{Qv} = N_{q\max}/2^n$ – шаг квантования, который задается разрядностью АЦП 2^n . Для глубины потенциальной ямы ПЗС $N_{q\max} = 170000$ электронов и 10-разрядного АЦП ($2^{10} = 1024$) $\bar{N}_{qQv}^2 = 166^2/12 = 2296$.

В соответствии с полученными оценками составляющих шума, применительно к задаче измерения рельефометрической сигнатуры объектов с глубиной рельефа до ~ 4.5 м, показатель шума $\bar{N}_n^2$ в (22) равен 3896. С учетом этого отношение сигнал/шум, например для $\Delta\xi = 2$ см, достигает единицы при зарядовом числе N_{sq} сигнальных электронов пикселя ПЗС, равном 63 (при $\mu_{s1} = 1.2$ для $G \approx 500 - 1000$), что отвечает числу фотонов парциального пучка отраженного сигнала на входе ПЗС $N_{ss} = N_{sq}/\eta_2 = 210$, где $\eta_2 = 0.3$ – квантовая эффективность ПЗС KAI-1003M [31].

Табл.1. Численные оценки мощности внешнего фонового излучения.

Источник фонового излучения	Мощность P_b в спектральном диапазоне излучения лазера (Вт)	Число фотонов фонового излучения N_b
Рассеянное излучение звезд в незамутненной ночной атмосфере	8.7×10^{-21}	8.2×10^{-10}
Рассеянное солнечное излучение в незамутненной дневной атмосфере	8.7×10^{-14}	8.2×10^{-3}
Отраженное от облачности солнечное излучение	3.5×10^{-13}	3.32×10^{-2}
Отраженное от подстилающей поверхности солнечное излучение	8.7×10^{-13}	8.2×10^{-2}

Численные оценки мощности внешнего фонового излучения, выраженные в числе фотонов N_b за время экспозиции 30 нс, для фонового излучения различной природы согласно [32] приведены в табл.1.

Погрешность оценки глубины рельефа, который определяется по формуле (11), может быть представлена в виде

$$\sigma_{\xi_{kij}} = \frac{c}{2} \sqrt{\sigma_{\tau_p}^2 + \sigma_{\theta_{kij}}^2}, \quad (25)$$

где $\sigma_{\tau_p}^2$ – среднеквадратичное отклонение длительности $\tau_{s1} = \tau_p$, обусловленное погрешностью измерения длительности лазерного импульса и флуктуациями «временной привязки» строб-импульса τ_p к моменту прихода отраженного сигнала t_1 ; $\sigma_{\theta_{kij}}^2 = (\theta_{kij} - \bar{\theta}_{kij}')^2$ – среднеквадратичное отклонение показателя $\bar{\theta}_{kij}'$, рассчитанного по формуле (15) с учетом заданного отношения ψ_1 (22), от точного значения θ_{kij} , определяемого по формуле (9).

На рис.1 представлены расчетные зависимости σ_{ξ} от глубины рельефа поверхности объекта ξ для различных отношений сигнал/шум. Анализ этих зависимостей свидетельствует о высокой точности рассматриваемого метода. Погрешность оценки глубины рельефа может быть менее 2 см. «Пьедестал» погрешности $\sigma_{\xi} = f(\xi)$ на данных зависимостях, равный ~ 2 см, представляет собой систематическую погрешность, вносимую параметром σ_{τ_p} в (25), величина которого составляет ~ 0.14 нс и преимущественно обусловлена временными флуктуациями «привязки» начала измерений к моменту прихода отраженного сигнала t_1 и погрешностью определения длительности лазерного импульса. Погрешность оценки глубины рельефа уменьшается с увеличением отношения сигнал/шум ψ_1 и может быть уменьшена в $\sqrt{n_z}$ раз при усреднении результатов измерений по ряду циклов локации n_z . Данное утверждение хорошо согласуется с полученным нами в эксперименте усредненным по нескольким циклам локации тес-

товых образцов ступенчатого рельефа значением погрешности, которое составило ~ 0.7 см [9].

Точностные характеристики метода полностью удовлетворяют задаче дистанционного обнаружения и распознавания различных объектов [1, 33]. Согласно исследованиям, проведенным в США [27], для автоматизированного распознавания таких объектов по их рельефометрическим сигнатурам минимальной информацией является дискретная размерность поля в плоскости изображения объекта $N = 200$ элементов при разрешении по глубине рельефа ~ 15 см, что с успехом достигается с использованием рассмотренного метода даже при относительно невысоких отношениях сигнал/шум.

5. Заключение

Разработанная модель для оценки влияния шумовых параметров 3D лидара позволяет проводить численные оценки погрешности определения рельефометрических сигнатур удаленных объектов с учетом шумовых параметров реальных фотодетекторов и фоновой обстановки. Полученные результаты свидетельствуют о возможности оценки рельефометрических сигнатур объектов с высокой точностью на базе стандартных МФД одновременно для большого числа точек поверхности объекта при отношении сигнал/шум $\psi_1 > 4$. В связи с малыми временами накопления сигналов влияние естественного фонового излучения на погрешность оценки рельефометрических сигнатур несущественно. Число точек поверхности объекта может составлять десятки и сотни тысяч в зависимости от требуемого пространственного разрешения в плоскости изображения объекта и ограничивается только дифракционными явлениями на приемной апертуре оптической системы и доступной энергией импульса лидара.

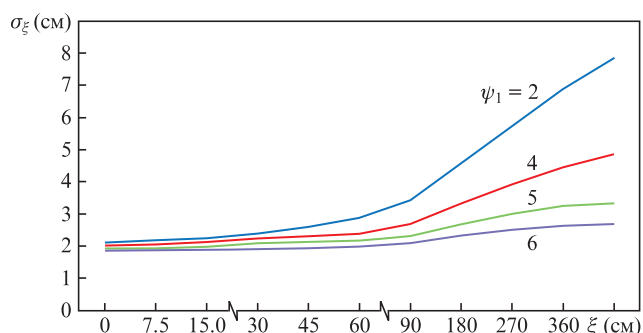


Рис.1. Зависимости погрешности σ_{ξ} от глубины рельефа поверхности объекта ξ при различных значениях ψ_1 .

1. Wood J.J., Randall P.N., Nicholas M.R., Nothard J.M., Watson G.H., Harvey C., Smith G. *Proc. NATO Military Sensing Symposium* (Orlando, USA, 2008, p.147).
2. Балоев В.Н., Мишанин С.С., Овсянников В.А., Филлипов В.Л., Якубсон С.Е., Яцык В.С. *Оптический журн.*, **79** (3), 22 (2017).
3. Белов В.В., Абрамочкин В.Н., Гриднев Ю.В., Кудрявцев А.Н., Козлов В.С., Рахимов Р.Ф., Шмаргунов В.П., Тарасенков М.В. *Оптика атмосферы и океана*, **30** (4), 285 (2017).
4. Itzler M. *Proc. ILMF 2015* (Denver, 2015, p.1).
5. Chua S.Y., Wang X., Guo N., Tan C.S., Chai T.Y., Seet G.L. *J. Eur. Opt. Soc.-Rapid*, **11**, 16015 (2016).
6. Carrara L., Fiergolski A. *Appl. Sci.*, **9**, 2206 (2019).
7. Гуядичи А., Симмерес Д., Веронезе Д., Биаци Р., Шулинатти А., Рич И., Гилли М., Макаянти П. *Фотоника*, **6** (36), 32 (2012).
8. Грязнов Н.А., Купренюк В.И., Соснов Е.Н. *Оптический журн.*, **82** (2), 27 (2015).
9. Иванов В.И., Иванов Н.И. *Квантовая электроника*, **48** (7), 679 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (7), 679 (2018)].

10. Иванов В.И. Патент SU 1593429 A1, G01 S17/00. Приоритет от 04.01.1988.
11. Иванов В.И. Патент SU 1591621 A1, G01 C3/08. Приоритет от 11.04.1988.
12. Иванов В.И. В сб.: *Методы и средства дистанционного зондирования Земли и обработки космической информации в интересах народного хозяйства* (Рязань, 1989, ч. 1, с. 39).
13. Иванов В.И. В сб.: *Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстротекущих процессов* (М., 1989, с. 114).
14. Татарский В.И. *Распространение волн в турбулентной среде* (М.: Наука, 1967).
15. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. *Оптика турбулентной атмосферы. Т.5* (Л.: Гидрометеониздат, 1988).
16. Куштин И.Ф. *Рефракция световых лучей в атмосфере* (М.: Недра, 1974).
17. Лукин В.П. *Атмосферная адаптивная оптика* (Новосибирск: Наука, 1986).
18. Меламуд А.Э., Лукин В.П. Патент SU 1553828 A1, G01 C15/00. Приоритет от 26.06.85.
19. Лукин В.П., Меламуд А.Э., Миронов В.Л. *Изв. вузов. Сер. Физика*, деп. ВИНТИ № 6774 (1984).
20. Прилепин М.Т., Голубев А.Н. *Оптические квантовые генераторы в геодезических измерениях* (М.: Недра, 1972).
21. Brookner E. *IEEE Trans. Commun. Technol.*, **4**, 396 (1970).
22. Sang Hun Lee, Chang Young Park, Yang-Woo You, Heesun Yoon, Yong-Chul Cho, Yong-Hwa Park. *Sensors and Actuators A: Physical*, **197** (1), 47 (2013).
23. Byung Hoon Na, Gun Wu Ju, Chang Young Park, Soo Kyung Lee, Hee Ju Choi, Yong Chul Cho, Yong Hwa Park, Yong Tak Lee. *Opt. Lett.*, **40** (14), 3376 (2015).
24. Медведев А., Соколов Д.С. *Фотоника*, **6** (36), 42 (2012).
25. Морозова Е.Э., Подвязников В.А., Сладкова Е.С., Чевокин В.К. *ПТЭ*, **5**, 157 (2017).
26. Pancheri L., Dalla Betta G.-F., Stoppa D. *SPIE Newsroom*, 1 (2014). DOI:10.1117/2.1201405.005477.
27. Умбиталиев А.А., Цыкулин А.К., Манцетов А.А., Козлов В.В., Рычажников А.Е., Баранов П.С., Иванов А.В. *Оптический журн.*, **79** (11), 84 (2012).
28. Алымов О.В., Левко Г.В., Чукавина Ю.Г., Чулков В.Г. *Изв. ЮФУ. Сер. Технические науки*, **9** (122), 161 (2011).
29. Соболева Н.А., Меламид А.Е. *Фотоэлектронные приборы* (М.: Высшая школа, 1974).
30. Эдвардс С. *Электронные компоненты*, **11**, 19 (2013).
31. <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/KAI-1003-D.PDF>.
32. Гарнов С.В., Моисеева А.В., Носатенко П.Я., Фомин В.Н., Цереветинов А.Б. *Труды ИОФАН*, **70**, 26 (2014).
33. Zheng Q., Der S. *IEEE Trans. Image Proces.*, **10** (4), 897 (2001).