

Модуляция излучения диодного лазера для формирования сигнала обратного рассеяния, не зависящего от расстояния

А.В.Бухарин, Г.П.Арумов, Ю.М.Блих, В.С.Макаров, А.В.Тюрин

Предложен режим зондирования, при котором энергия сигнала обратного рассеяния не зависит от дистанции до поверхности рассеивающего объекта. Реализация этого режима основана на использовании части мощности лазерного излучения. По эффективности применения лазера за время одного измерения указанный режим зондирования близок к режиму лидара pseudo random noise continuous wave. При использовании диодных лазеров режим вырожденной энергетической аппаратной функции и режим лидара могут быть реализованы в одном приборе. Получены соотношения между геометрическими параметрами зондирующей схемы и параметрами модуляции лазерного излучения. Обоснована зависимость диапазона линейности диодного лазера от соотношения между длиной ближней зоны приемного канала и длительностью зондируемой трассы.

Ключевые слова: коаксиальная схема, дистанционное зондирование, диодный лазер, геометрический форм-фактор, нефелометр, лидар, обратное рассеяние, экстинкция, двумерная аппаратная функция, энергетическая аппаратная функция, мониторинг.

1. Введение

Для исследования нижних слоев атмосферы представляют интерес компактные лидарные системы с использованием упругого рассеяния лазерного излучения. В таких лидарах перспективно применение полупроводниковых лазеров, поскольку для них характерны высокий КПД преобразования энергии тока накачки в световую энергию и относительно низкое энергопотребление. Отметим одну из первых работ [1], в которой описан режим импульсного зондирования с помощью MPL (micro pulse lidar) при малой мощности выходного излучения. В MPL используется вторая гармоника излучения Nd:YLF-лазера (длина волны $\lambda = 532$ нм). Мощность импульса составляет 10^3 Вт (10 мкДж, 10 нс), частота следования импульсов – 2.5 кГц. Такой лидар применяется для получения обратного сигнала из атмосферы на расстояниях до 1 км и от топографических объектов на расстояниях до 10 км.

В настоящее время существуют коммерческие варианты MPL, например продукция фирмы SESI. В работе [2] продемонстрированы возможности миниатюрного импульсного лидара упругого рассеяния с полупроводниковым лазером ($\lambda = 888$ нм) при практически безопасном для глаз уровне мощности излучения (мощность импульса 10 Вт, энергия 1 мкДж, длительность 100 нс, частота следования 2.5 кГц). С использованием такого лидара получены обратный сигнал от нижней границы облачности

А.В.Бухарин, Г.П.Арумов, В.С.Макаров, А.В.Тюрин. Институт космических исследований РАН, Россия, 117997 Москва, ул. Профсоюзная, 84/32; e-mail: tumbul@iki.rssi.ru

Ю.М.Блих. Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Россия, 123182 Москва, пл. Акад. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 28 декабря 2015 г., после доработки – 27 июня 2016 г.

на дистанции до 3.4 км и сигнал обратного рассеяния на расстоянии до 100 м. Этот режим характеризуется значительно меньшим размером ближней зоны (до 20 м) и его также можно условно отнести к режиму MPL. Для миниатюрных лидаров упругого рассеяния с безопасным для глаз уровнем мощности излучения лазера ближняя зона включает в себя диапазон, в котором зондирующий пучок не перекрывается с полем зрения, и диапазон, в котором трассовая зависимость обратного сигнала существенно зависит от геометрических характеристик и взаимного расположения приемного и передающего каналов.

Дальнейшее уменьшение мощности зондирующего излучения связано с режимом лидара PRN (pseudo random noise) CW (continuous wave) [3]. Для зондирования используется полупроводниковый GaAlAs-лазер с длиной волны излучения $\lambda = 780$ нм. Управлением тока создают псевдослучайную модуляцию мощности излучения лазера в виде прямоугольных импульсов. Максимальная частота следования закодированных импульсов составляет до 8 МГц. Это дает возможность использовать практически безопасную для глаз (предельный уровень согласно ANSI равен 30 Вт/м^2 на $\lambda = 780$ нм) мощность излучения импульса до 30 мВт. Обратный сигнал определяется по взаимной корреляционной функции обратного и зондирующего сигналов. Эта функция дает форму обратного сигнала, аналогичную соответствующей форме при импульсном зондировании. Режим PRN CW приводит к существенному увеличению относительного времени работы лазера за цикл измерений (до 10% и более), в отличие от случая обычного импульсного лидара, для которого это время составляет менее 1%. Для ночных условий получены сигналы из атмосферы с высоты до 500 м и от топографических объектов на дистанции более 10 км.

Для измерения коэффициента обратного рассеяния вдоль трассы необходима калибровка лидара. Для калибровки может быть выбран молекулярный компонент атмосферы. Вклад его в обратный сигнал можно измерить с

помощью сигнала комбинационного рассеяния при зондировании верхних слоев атмосферы [4]. Отметим работы [5, 6], в которых обоснована возможность использования лидаров с высоким спектральным разрешением при практически безопасном уровне мощности зондирующего излучения. Для реализации этих методов обратный сигнал должен быть достаточно велик. В случае миниатюрного лидара упругого рассеяния сигнал из атмосферы достаточно мал и поступает в основном с расстояний до 100 м, поэтому указанные выше методы не могут применяться. Калибровка таких лидаров заключается в измерении обратного сигнала от рассеивающей поверхности с известной угловой диаграммой рассеяния (эталонная рассеивающая поверхность) и в определении формы обратного сигнала из однородной атмосферы с предельно малым коэффициентом экстинкции. Основные трудности экспериментальной реализации абсолютной калибровки даже для миниатюрного лидара связаны с учетом влияния атмосферы, а также с достоверным измерением обратного сигнала от эталонной рассеивающей поверхности [2, 7].

Можно ожидать, что наиболее простой методика калибровки по рассеивающим поверхностям будет для лидара PRN CW вследствие малой мощности зондирующего излучения [3]. В этом случае регистрация обратного сигнала от рассеивающей поверхности возможна без использования нейтральных фильтров для ослабления обратного сигнала. Однако следует отметить трудности реализации коаксиальной схемы зондирования в режиме PRN CW, для которой поле зрения и геометрия зондирующего пучка формируются одним объективом. Связано это с непрерывным рассеянием лазерного излучения внутри приемно-передающего канала. Такие трудности приводят к необходимости применения схем со значительным размером ближней зоны (до нескольких сотен метров).

Для режима MPL реализация коаксиальной схемы возможна, т.к. приемный детектор включается только после выхода лазерного излучения из канала передатчика. Однако для измерения обратного сигнала от рассеивающей поверхности на трассах длиной до 100 м и более требуется уменьшение интенсивности зондирующего пучка, что может привести к искажениям геометрического форм-фактора передающего и приемного каналов лидара [2]. При использовании полупроводниковых лазеров с управлением током можно реализовать различные режимы модуляции интенсивности излучения лазера. Для решения задач калибровки лидаров актуальной является такая модуляция зондирующего излучения, при которой обратный сигнал не будет зависеть от положения зондируемого слоя.

В этом режиме энергия обратного сигнала постоянна на протяжении всей зондируемой трассы, что позволяет уменьшить ее длину при измерении обратного сигнала от рассеивающей поверхности. В результате уменьшится влияние пропускания атмосферы. При этом регистрация обратного сигнала от относительно небольшой рассеивающей поверхности возможна без использования нейтральных фильтров. Такой режим можно отнести к режиму с вырожденной аппаратной функцией.

Цель настоящей работы заключается в определении параметров модуляции излучения диодного лазера для режима зондирования с вырожденной аппаратной функцией. В результате проведенного анализа получена зависимость вида модуляции излучения и длины зондируемой трассы от диапазона линейности диодного лазера.

2. Зондирование частью лазерного импульса

В случае упругого рассеяния лидарный сигнал – мощность $P(t)$ обратного рассеянного излучения – может быть представлен в виде свертки, учитывающей также конечную длительность лазерного импульса [8, 9]:

$$P(t) = \int_0^L J\left(t - \frac{2z}{c}\right) R(z) B(z) dz. \quad (1)$$

Здесь c – скорость света; z – расстояние до рассеивающего слоя; $J(t - 2z/c)$ – мощность лазерного импульса, отраженного от объекта, находящегося на расстоянии z от лидара, в момент времени t ; L – длина зондируемой трассы;

$$R(z) = \eta \frac{A(z)}{z^2} O(z) \quad (2)$$

– функция полной калибровки; η – коэффициент, представляющий собой произведение пропускания передающего канала, пропускания приемного канала и квантовой эффективности детектора; $A(z)$ – эффективная площадь входной апертуры для точки, находящейся на расстоянии z ; $O(z)$ – геометрический форм-фактор, определяющий перекрытие поля зрения с угловой расходимостью зондирующего пучка на расстоянии z ;

$$B(z) = \beta(z) \exp\left[-\int_0^z 2\alpha(z_1) dz_1\right] \quad (3)$$

– функция, зависящая только от базовых параметров среды; $\beta(z)$ – коэффициент обратного рассеяния от слоя, расположенного на расстоянии z ; $\alpha(z)$ – коэффициент экстинкции внутри этого слоя.

Для калибровки миниатюрных лидаров необходимо измерить обратный сигнал от эталонной поверхности, рассеивающей по закону Ламберта, с коэффициентом отражения, равным единице [7]. Для корректной оценки погрешности измерения обратного сигнала желательно выбирать поверхности с различными коэффициентами отражения [2]. В результате таких измерений можно получить аппаратные функции двух типов. Первый тип – двумерная аппаратная функция

$$E_{\text{id}}(t, z) = J\left(t - \frac{2z}{c}\right) R(z). \quad (4)$$

При зондировании рассеивающей поверхности $E_{\text{id}}(t, z)$ представляет собой трассовую зависимость рассеянного назад мощности лазерного импульса. При длительности импульса $t_p \ll 2L/c$ можно сделать замену $J(t - 2z/c) \rightarrow J_0 t_p \delta(t - 2z/c)$. Тогда для однородной атмосферы ($\beta(z) = \beta_0$) с пренебрежимо малым коэффициентом ослабления ($\alpha L \ll 1$) форма обратного сигнала $P(t)$ совпадает с формой функции полной калибровки (2).

Второй тип функции – энергетическая аппаратная функция

$$E_p(z) = \int_0^T J\left(t - \frac{2z}{c}\right) R(z) dt, \quad (5)$$

где $T = 2L/c$. В выражении (5) время T (в дальнейшем строб) означает интервал времени работы приемника. Следовательно, длина зондируемой трассы $L = cT/2$. В об-

щем случае при зондировании рассеивающей поверхности $E_p(z)$ представляет собой трассовую зависимость энергии обратного сигнала.

Из выражения (1) следует, что при малой длительности лазерного импульса t_p трассовые зависимости для двумерной и энергетической аппаратных функций могут быть измерены по обратному сигналу от рассеивающей поверхности. С помощью выражения (5) можно определить функцию полной калибровки (2). При увеличении t_p форма энергетической аппаратной функции (5) не будет совпадать с формой функции полной калибровки $R(z)$ (2). Действительно, если длительность лазерного импульса равна длительности строба, то в зависимости от расстояния до рассеивающего объекта в строб будет «попадать» излучение, рассеянное только от части лазерного импульса (ЧЛИ).

Рассмотрим идеальную схему (ИС) [10], в которой поле зрения основного приемного канала совпадает с угловой расходимостью зондирующего пучка. Предположим, что в этой схеме приемник и передатчик являются точечными и находятся в одной точке. Поле зрения и геометрия пучка формируются одним отверстием, находящимся на расстоянии l от источника. Для ИС в приближении геометрической оптики трассовая зависимость функции полной калибровки имеет наиболее простой вид:

$$R(z) = \frac{C}{(z+l)^2}, \quad (6)$$

где l – продольный размер зондирующей схемы; C – некоторая постоянная. Для приемного канала с радиусом апертуры a и полем зрения φ параметр l можно оценить как отношение $al\varphi$.

Исследуем режим, в котором проводятся измерения суммарной энергии стробируемого обратного сигнала без пространственного разрешения. Такому режиму соответствует режим нефелометра. При зондировании атмосферы измеряемой величиной является энергия обратного сигнала E_b в стробе T (толщина слоя $cT/2$):

$$E_b = \int_0^L E_p(z) B(z) dz. \quad (7)$$

Для малой длительности импульса режим нефелометра не имеет преимуществ при нахождении эффективной функции обратного рассеяния $B(z)$ по сравнению с режимом импульсного лидара. Однако использование ЧЛИ может позволить устранить зависимость обратного сигнала от расстояния. Этот случай будет соответствовать вырожденной энергетической аппаратной функции.

Рассмотрим режим нефелометра с использованием ЧЛИ. Сначала создается временная модуляция импульса лазера: начиная от максимума амплитуда импульса линейно убывает до нуля в течение времени T . Для такого режима проводится зондирование трассы в диапазоне $0 \leq z \leq L$. Форма лазерного импульса описывается выражением

$$J_{tr}(t) = \begin{cases} J_{01} \left(1 - \frac{t}{T}\right), & t \leq T, \\ 0, & t > T. \end{cases} \quad (8)$$

В момент окончания лазерного импульса (при $t = T$) включается приемник и регистрирует обратный сигнал в интервале от T до $2T$. Для рассеивающей поверхности,

находящейся на расстоянии z , в этот интервал попадает ЧЛИ с мощностью

$$J_{tr}(z, t) = \begin{cases} J_{01} \left(1 - \frac{1}{T} \left(t - \frac{2z}{c}\right)\right), & T \leq t \leq T + \frac{2z}{c}, \\ 0, & t > T + \frac{2z}{c}. \end{cases} \quad (9)$$

При $z = 0$ получаем выражение (8), а при $t = T + 2z/c$ величина $J_{tr}(t, z) = 0$. Сначала проведем в (5) интегрирование по t от T до $2T$ и в результате находим

$$F_1(z) = \int_T^{2T} J_{tr}(t) dt = J_{01} \frac{2z^2}{c^2 T}. \quad (10)$$

Следовательно, при линейно убывающей мощности излучения лазера мы имеем квадратичную коррекцию обратного сигнала.

Для создания режима зондирования (8) необходимо использовать лазер с управлением выходной мощностью излучения путем изменения тока накачки I . В качестве примера выберем световодный диодный лазер фирмы Axcel Photonics с длиной волны излучения 785 нм и выходной мощностью 1 Вт (возможно применение лазеров с мощностями 500 мВт и 1.4 Вт). Для такого лазера дифференциальная эффективность dP/dI имеет существенные осцилляции вблизи порога, поэтому следует выбрать диапазон для модуляции от $0.1I_{max}$ до I_{max} . Для тока менее $0.1I_{max}$ реализуется режим спонтанного излучения, в котором зависимость мощности генерации от тока является нелинейной. Коррекция обратного сигнала (10) в этом случае не может быть достигнута.

Рассмотрим случай ЧЛИ прямоугольной формы. Для такого импульса справедливы выражения

$$J_{rc}(t) = \begin{cases} J_{02}, & t \leq T, \\ 0, & t > T, \end{cases} \quad F_2(z) = J_{02} \frac{2z}{c}. \quad (11)$$

В этом случае мы имеем линейную коррекцию обратного сигнала.

Для режима с малой длительностью импульса коррекция обратного сигнала отсутствует, в результате получаем

$$J_p(t) = \begin{cases} J_{03}, & t \geq T - t_p, \\ 0, & t > T, \end{cases} \quad F_3(z) = J_{03} t_p. \quad (12)$$

Отметим, что длительность лазерного импульса $t_p \ll T$.

Суммированием модуляций интенсивности зондирующего излучения (8), (11), (12) можно подобрать идеальную коррекцию трассовой зависимости обратного сигнала (6). Для суммы этих модуляций имеем выражение

$$F_s = \sum_{i=1}^3 F_i = \frac{2J_{01}}{c^2 T} \left(z^2 + \frac{J_{02}}{J_{01}} zcT + \frac{J_{03}}{J_{01}} t_p c^2 T \right). \quad (13)$$

Для ИС должно выполняться условие

$$F_s = \frac{2J_{01}}{c^2 T} (z+l)^2. \quad (14)$$

Сравнивая (13) и (14), получаем следующие соотношения:

$$\frac{J_{02}}{J_{01}} = \frac{l}{L}, \quad \frac{J_{03}}{J_{01}} = \frac{l^2}{2Ll_p}, \quad (15)$$

где l – продольный размер ИС (параметр ближней зоны лидара); l_p – пространственный эквивалент длительности лазерного импульса ($l_p = ct_p$). Если диапазон линейности полупроводникового лазера начинается от $0.1I_{\max}$, то $l/L = 0.1$. Во втором соотношении в (15) мощность импульса J_{03} следует выбрать максимальной – $J_{03} = J_{01}$. Тогда можно оценить минимальную длину импульса $l_p = l^2/(2L)$. Если $l/L > 0.1$, то $l_p < 0.05l$ ($t_p < l_p/c$). Таким образом, вид модуляции зависит от соотношения между длиной зондируемой трассы L , параметром l и длительностью импульса t_p в режиме MPL.

Следует отметить особенности создания функции полной калибровки $R(z)$ с масштабом убывания l (см. формулу (6)). При использовании формирующих поле зрения и геометрию пучка линз масштаб убывания может быть настроен на заданную величину путем установки лазера и приемника перед точкой фокуса. Тогда положение формируемого линзой изображения источника (приемника) может быть найдено из формулы линзы.

На рис.1 режимам с использованием ЧЛИ соответствуют модуляции излучения tr и gc , режиму с малой длительностью импульса отвечает модуляция p . Длительность последней модуляции t_p существенно меньше длительности строба T . При наличии только такой модуляции режим работы будет соответствовать режиму работы импульсного лидара. Модуляция лазерного импульса представляет собой сумму модуляций tr , gc и p . Для упомянутых выше диодных лазеров Axcel Photonics реализация такой модуляции не представляет существенных трудностей.

На рис.2 представлены трассовые зависимости аппаратной функции $E_{id}(t, z)$ при комбинированной модуляции, изображенной на рис.1, при $l = 0.2L$, $t_p = 0.02T$ и различных z . Из рис.2 следует, что без учета квадратичного убывания обратного сигнала площади под кривыми 3 и 4 возрастают квадратично с дистанцией. С другой стороны, обратный сигнал должен убывать квадратично с дистанцией. Тогда вместо кривой 4 мы будем иметь кривую 1. Это приводит к тому, что площади под кривыми 1 и 2 одинаковы: энергия обратного сигнала может не зависеть от расстояния до рассеивающей поверхности.

На рис.3 (кривая 1) представлена энергетическая аппаратная функция $E_p(z)$ при модуляции лазерного излучения, соответствующей изображенной на рис.1. Поскольку для трассы длиной от нуля до L обратный сигнал не меняется, то этот случай отвечает вырожденной энергетической аппаратной функции. В качестве примеров показаны соответствующие зависимости в случае квадратичной коррекции (10) для ИС при $l \ll L$ (кривая 2) и $l = 0.2L$ (кривая 3). Из приведенных зависимостей следует, что для диапазона линейности от $0.1I_{\max}$ искажение энергетической

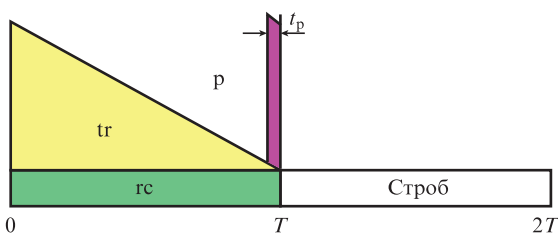


Рис.1. Общий вид комбинированной модуляции мощности излучения диодного лазера: tr – модуляция (8), gc – модуляция (11), p – модуляция (12).

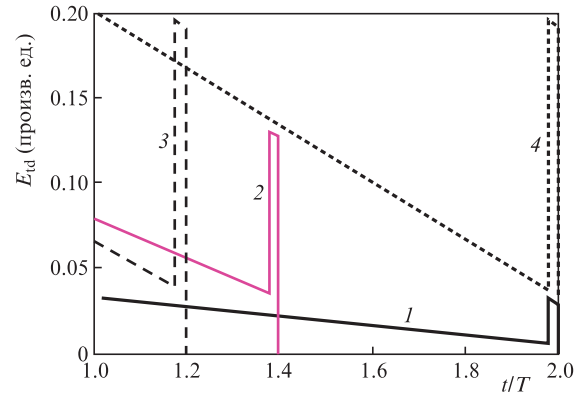


Рис.2. Пример аппаратной функции при комбинированной модуляции зондирующего излучения для $l = 0.2L$ и $t_p = 0.02T$. Расстояние до рассеивающей поверхности $z = 0.5cT$ (1) и $0.2cT$ (2). Зависимости 3 и 4 для $z = 0.1cT$ и $0.5cT$ соответственно получены без коррекции на квадратичное убывание обратного сигнала с расстоянием.

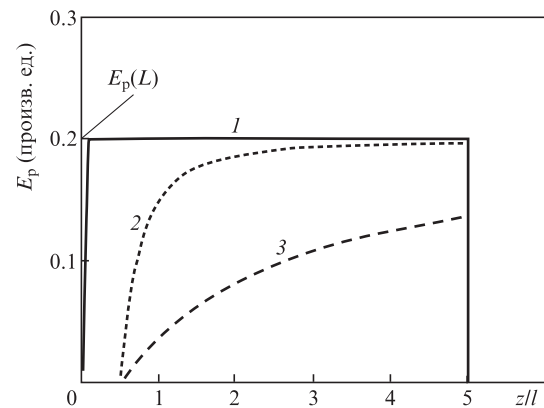


Рис.3. Трассовые зависимости энергетической аппаратной функции $E_p(z)$. Кривая 1 соответствует комбинированной модуляции, изображенной на рис.1, кривые 2 и 3 отвечают модуляции (8) и диапазону линейности от $0.1I_{\max}$ при $l \ll L$ (2) и $l = 0.2L$ (3).

ческой аппаратной функции возрастает с увеличением длины ближней зоны l .

Следует отметить нарастание обратного сигнала $E_p(z)$ при $z < l_p/2 = ct_p/2$. По мере того как импульс мощностью J_p будет «проникать» в строб, обратный сигнал будет увеличиваться. Погрешность, обусловленная неполным использованием энергии лазерного импульса в ближней зоне, не превышает $l_p/(4L) = 0.01$. При уменьшении мощности J_p в два раза длительность импульса t_p должна быть увеличена в два раза.

Использование комбинированной модуляции мощности (см. рис.1) при зондировании однородной атмосферы дает форму обратного сигнала в интервале от T до $2T$, который представляет собой монотонно убывающую зависимость (рис.4, кривая 1). Указанная зависимость обусловлена тем, что при $t \approx T$ обратный сигнал образован всеми слоями, расположенными в диапазоне $0-L$, а при $t = 2T$ – только слоем, находящимся на расстоянии, примерно равном L . Если бы обратный сигнал не зависел от z (см. кривые 3 и 4 на рис.2), то полученная зависимость была бы параболой (рис.4, кривая 2). Кривая 3 соответствует модулю производной от кривой 2 и представляет собой линейно убывающую зависимость. Отсюда следует, что измерение мощности обратного сигнала в стробе практически не дает возможности определить трассовую

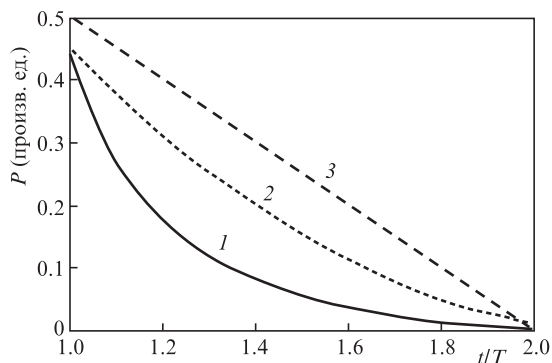


Рис.4. Типичные виды распределения мощности обратного сигнала в стробе при зондировании однородной атмосферы: кривая 1 соответствует кривым 1 и 2 на рис.2, кривая 2 аналогична кривой 1 в отсутствие учета квадратичного убывания обратного сигнала (соответствует кривым 3 и 4 на рис.2), кривая 3 – модуль производной от кривой 2.

зависимость коэффициента обратного рассеяния. С другой стороны, такая особенность может быть использована для контроля однородности атмосферы.

Для рассмотренного режима зондирования с идеальной коаксиальной схемой сигнал обратного рассеяния от поверхности рассеивающего объекта не зависит от расстояния z : $E_p(z) = E_p(L)$ (см. рис.2). Выражение (7) будет содержать только один калибровочный множитель в виде постоянной величины $E_p(L)$, вынесенной из-под знака интеграла:

$$E_b = E_p(L) \int_0^L B(z) dz. \quad (16)$$

Из (16) следует, что идеальная коррекция обратного сигнала приводит к вырождению энергетической аппаратной функции до константы $E_p(L)$. Измеряемой величиной является функция только базовых параметров атмосферы (3).

Пусть выходная мощность равна 1 Вт, длина ближней зоны $l = 100$ м. Эквивалентная длина зондируемой трассы $L = 1000$ м ($T = 6.6$ мкс). Из (15) получим $J_{02}/J_{01} = 0.1$, $ct_p = 5$ м ($t_p = 16$ нс $\ll T$ при $J_{03}/J_{01} = 1$). Модуляция для такой схемы укладывается в диапазон линейности $P(I)$ от 100 мВт до 1 Вт. Максимальная частота включений лазера $\nu_{\max} = 38$ кГц. Частоту следования лазерных импульсов можно снизить, если необходимо уменьшить вклад в обратный сигнал от предыдущих лазерных импульсов. Указанные характеристики диодных лазеров не являются уникальными. Описанным параметрам отвечают упомянутые выше лазеры фирмы Axcel Photonics.

Измеренная в работе [2] форма обратного сигнала от однородной атмосферы позволяет сделать примерные оценки чувствительности рассматриваемого метода. Энергия лазерного импульса равна 1 мкДж. Приемник представляет собой лавинный фотодиод диаметром 40 мкм, работающий в режиме счета фотонов. Суммарный обратный сигнал из атмосферы за 10^6 импульсов лазера составляет ~ 20000 фотоотчетов при уровне шума ~ 3000 отсчетов (отношение сигнал/шум ~ 125). Сигнальные фотоотсчеты сосредоточены на расстояниях более 100 м от прибора (20 ячеек, одна ячейка соответствует глубине слоя 5 м). В седьмой ячейке обратный сигнал максимален и равен ~ 3000 фотоотчетов при уровне шума 200 отсчетов (отношение сигнал/шум ~ 50). Указанные значения отвечают однородной атмосфере с коэффициентом обратно-

го рассеяния $4 \times 10^{-6} \text{ м}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$. Для режима зондирования с комбинированной модуляцией выберем длину трассы $L = 500$ м. Тогда для длительностей лазерного импульса и строба получим $T = 3.3$ мкс. Сигнал обратного рассеяния от слоев, расположенных на расстояниях, меньших 500 м, сформирован от ЧЛИ, попадающей в строб (см. рис.2, кривая 2). Для слоя, соответствующего 500 м, обратный сигнал образован практически полным лазерным импульсом (см. рис.2, кривая 1). От каждого слоя вдоль трассы должно быть одинаковое число сигнальных фотоотчетов в области строба от T до $2T$ (см. рис.3). Отметим неравномерное распределение этих фотоотчетов в стробе (рис.4, кривая 1). Пусть каждый из 100 слоев дает вклад в обратный сигнал, равный ~ 3000 фотоотчетам. Тогда отношение сигнал/шум для суммарного обратного сигнала будет равно ~ 500 (в четыре раза больше, чем при импульсном зондировании с энергией 1 мкДж). Отметим также равенство пиковых мощностей излучения лазера для режимов импульсного лидара и комбинированной модуляции. В этом случае полная энергия модулированного импульса увеличивается пропорционально его длительности и для формы импульса на рис.2 (кривая 4) составит ~ 16 мкДж (в 16 раз больше, чем при импульсном зондировании). Вопрос о соответствии параметров модуляции геометрическим параметрам зондирующей схемы требует отдельного рассмотрения.

3. Обсуждение результатов

Для обычных систем MPL и PRN CW поле зрения существенно больше углового размера пучка. Для зондирующих систем с вырожденной энергетической аппаратной функцией поле зрения приемного канала равно угловой расходимости пучка. Указанное условие эквивалентности каналов позволяет предельно упростить функцию полной калибровки (2) (см. формулу (6)). Это открывает новые возможности для измерения данной функции с помощью экранов, вносящих одинаковое угловое поперечное искажение в геометрию пучка и в поле зрения (перфорированный экран) [11]. Такой экран представляет собой непрозрачную пленку с нанесенными на нее случайным образом отверстиями. Интенсивность пучка сразу после экрана уменьшается. Кроме того, обратный сигнал от находящейся на некотором расстоянии рассеивающей поверхности уменьшается из-за дифракции излучения на отверстиях экрана. Сделав коррекцию на пропускание экрана, можно измерить обратный сигнал для случая, когда поле зрения и угловая расходимость пучка пропорционально увеличились. Тот же обратный сигнал можно получить, установив рассеивающий объект на таком расстоянии, на котором поперечные размеры пучка без экрана и при его наличии совпадут. Указанное расстояние без экрана может в несколько раз превышать длину трассы при его наличии. Устанавливая различные калиброванные экраны с разными диаметрами отверстий, мы можем определять трассовую зависимость обратного сигнала от рассеивающей поверхности без изменения расстояния между рассеивающим объектом и прибором. Это позволяет минимизировать влияние пропускания атмосферы и ориентации поверхности относительно оси пучка во время калибровок. Следует отметить, что если условие оптической эквивалентности приемного и передающего каналов не выполняется, то поле зрения и угловая расходимость пучка при наличии экрана будут трансформиро-

ваться по-разному. Тогда калибровку лидара по измерению функции полной калибровки посредством перфорированных экранов проводить нельзя.

Представляет практический интерес создание лидара с двумя разнесенными в пространстве эквивалентными каналами [12]. Допустим, что коаксиальная схема с функцией полной калибровки (6) дополнена вторым приемным каналом, оптическая ось которого смещена на некоторое расстояние. В этом случае по отношению обратных сигналов в процессе калибровки можно наблюдать искажения геометрического форм-фактора полей зрения приемных каналов. Если геометрия пучка не меняется при его распространении в однородной рассеивающей среде, то отношение сигналов зависит от коэффициента экстинкции. Тогда рассмотренный режим модуляции может иметь самостоятельный интерес для зондирования атмосферы, т. к. дает минимальный набор базовых параметров, усредненных вдоль зондируемой трассы.

4. Заключение

Для создания режима с вырожденной энергетической аппаратной функцией в идеальной коаксиальной схеме необходимо применение комбинированной модуляции мощности зондирующего пучка с использованием лазерного импульса, длительность которого много меньше длительности строба, а также частей выходного импульса с линейно убывающей амплитудой и прямоугольного импульса. Параметры комбинированной модуляции зависят от геометрии зондирующей системы. Например, начало диапазона линейности зависимости $P(I)$ определяется отношением длины ближней зоны к пространственному эквиваленту длительности строба. Длитель-

ность зондирующего импульса в режиме MPL зависит от отношения $I^2/(2L)$. Для коаксиальной схемы с $l/L = 0.1$ требуется диодный лазер с диапазоном линейности $P(I)$ от $0.1I_{\max}$ до I_{\max} . Для случая $l/L \ll 1$ (например $l/L = 0.01$) линейность диодного лазера должна начинаться от $0.01I_{\max}$. Режим с использованием ЧЛИ лидара позволяет упростить калибровку лидара с последующим применением ее результатов для зондирования в режимах MPL и PRN CW. Кроме того, режим комбинированной модуляции дает возможность проводить мониторинг состояния атмосферы с минимальным набором базовых коэффициентов.

Авторы благодарны В.В.Близнюку (МЭИ) за консультацию по отдельным характеристикам коммерческих диодных лазеров.

1. Lee H.S., Hwang I.H., Spinhirne J.D., Scott V.S. *Selected Papers of the 18th Int. Laser Radar Conf. (ILRC)* (Berlin, 1996, p. 7).
2. Першин С.М., Бухарин А.В., Линкин В.М., Макаров В.С. *Оптика атмосферы и океана*, **7** (4), 538 (1994).
3. Takeuchi Nobuo, Baba Hiroshi, Sakurai Katsumi, Ueno Toshiyuki. *Appl. Opt.*, **25** (1), 63 (1986).
4. Veslovskii I., Kolgotin A., Griaznov V., Muller D., Wandinger U., Whiteman D.N. *Appl. Opt.*, **41** (18), 3685 (2002).
5. Разенков И.А. *Оптика атмосферы и океана*, **26** (1), 52 (2013).
6. Разенков И.А., Eloranta E.W., Hedrick J.P., Garcia J.P. *Оптика атмосферы и океана*, **25** (1), 94 (2012).
7. Hall F.F., Ageo H.Y. *Appl. Opt.*, **9** (8), 1820 (1970).
8. Козлов В.П. *Сборник трудов СНО ЛИТМО*, **35**, 5 (1958).
9. Даничкин С.А., Самохвалов И.В. В сб.: *Лазерное зондирование атмосферы* (М.: Наука, 1976, с. 104).
10. Арумов Г.П., Бухарин А.В., Блих Ю.М. *Измерительная техника*, **4**, 28 (2015).
11. Арумов Г.П., Бухарин А.В., Тюрин А.В. *Измерительная техника*, **3**, 36 (2014).
12. Арумов Г.П., Бухарин А.В., Тюрин А.В., Блих Ю.М. *Измерительная техника*, **6**, 33 (2015).