

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 535.2(8)

Уравнение оптической локации для супергауссова веерного ладара

Г.М. Креков, А.А. Лисенко, Г.Г. Матвиенко*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 30.09.2011 г.

Предложена новая модификация уравнения оптической локации, учитывающая специфические особенности супергауссовых веерных лучей, обладающих высокой однородностью и, соответственно, повышенной эффективностью в задачах дистанционного зондирования. Реализована компьютерная программа, моделирующая работу моноэлектронного ладара в схеме транспортного мониторинга.

Ключевые слова: ладар, супергауссов пучок, уравнение лазерной локации, компьютерное моделирование; LADAR, supergaussian beam, laser radar equation, computer simulation.

Введение

К началу 80-х гг. XX в. лазерная локация сформировалась в самостоятельное научно-техническое направление. Значительные достижения квантовой электроники позволили не только создать уникальные по своим характеристикам лазерные локационные системы (в английской транскрипции: LADAR – Laser Detection And Ranging), но и эффективно их использовать в различных областях техники. Достоинством активных оптико-локационных систем является возможность придавать информационную окраску локационному сигналу, что значительно облегчает решение задач обнаружения и идентификации удаленных объектов в атмосфере, в космосе и на земной поверхности в условиях помех аппаратурной и радиационной природы. Область применения ладаров весьма широка – от дистанционного контроля состояния атмосферы до высокоточных измерений координат и динамических характеристик малоразмерных объектов [1]. В последнее время повысился интерес к новому приложению методологии и техники ладарного зондирования к актуальной проблеме оперативного мониторинга транспортных потоков, на специфических особенностях которой мы сконцентрируем внимание в настоящей статье.

Необходимость получения оперативной (в масштабах микросекунд) информации о параметрах движения малоразмерных объектов в пределах интенсивного пуассоновского потока предъявляет новые требования к технической организации измерений, методологии численного прогноза и интерпретации получаемых данных. Среди немногочисленных работ, выполненных в этом направлении, наиболее перспек-

тивной нам представляется идея использования двух стационарных в пространстве веерных лазерных лучей, действующих как ловушка скорости [2, 3]. При этом сохраняется идеология времяпролетных (time-of-flight (TOF)) ладаров, но вместо механической развертки луча (сканирования) в пределах дорожной полосы предлагается использовать плоский или веерный лазерный луч. В соответствии с предложенной технологией два лазерных луча, трансформированных в плоскую конфигурацию, направляются через дорогу с односторонним движением. Сигналы обратного рассеяния от каждой освещенной линии тщательно проектируются на отдельную линейную антенну скоростных фотодиодов, установленных над дорогой.

В первоначальном варианте [2] предполагалось, что вдоль вышеупомянутых светящихся линий интенсивность света распределяется близко к так называемому гауссовому профилю, и таким образом она быстро уменьшается в направлении сторон полос уличного движения. Обнаружение краевых частей линий требует большей лазерной мощности, весьма вероятно, за пределами лазерной безопасности и динамического диапазона детектора. Кроме того, сильно неоднородное распределение интенсивности затрудняет обнаружение верхних профилей транспортных средств, ожидаемое при этой технологии.

Принцип выравнивания распределения интенсивности в веерных лучах на основе трансформации ее в супергауссову форму предложен в патенте [3], к сожалению, без надлежащего математического обоснования. Оптический блок существующих в настоящее время коммерческих образцов веерных супергауссовых ладаров, например [4], содержит, как правило, матричный ряд цилиндрических микролинз, известных также как цилиндрический микролинзовый растр. Однородные освещенные площади или световые линии размером от микрометра до километра

* **Георгий Михайлович Креков**; Андрей Александрович Лисенко (Lisenko@iao.ru); Геннадий Григорьевич Матвиенко (mgg@iao.ru).

можно получить в зависимости от рабочего расстояния от 100 мкм (например, обработка материала в промышленности) до нескольких километров (типичные для военных или космических применений). В ладарах с рабочим расстоянием 7–15 м подобная схема обеспечивает приемлемые толщины световой линии порядка нескольких сантиметров. Отметим, в частности, что размеры излучающей области серийных полупроводниковых лазерных диодов обычно такие, чтобы длина излучающей щели была в 100 раз больше, чем его ширина, как правило, 200×2 мкм [1]. Пространственное распределение интенсивности в поперечном сечении начального пучка удовлетворяет классическому распределению Гаусса. После прохождения излучения через специальную конструкцию цилиндрических линз его пространственное распределение в объеме пучка становится практически изотропным или супергауссовым.

1. Уравнение оптической локации для супергауссова веерного ладара

1.1. Линейно-системный подход

Каноническая форма основного уравнения ладара, следуя Межерису [5], имеет вид

$$P_R(\lambda_L, R, r) = P_0 \frac{A_R}{R^2} \xi_S(\lambda_L) \xi_R(\lambda_L) O(R) \frac{\rho^S}{\sqrt{2\pi}} \times \exp \left[-2 \int_0^R k(\lambda_L, r) dr \right], \quad (1)$$

где $P_R(\lambda_L, R, r)$ – мощность рассеянного лидарного сигнала на длине волны λ_L от элемента площади объекта, положение которого определяется радиусом-вектором \mathbf{r} в слое единичной толщины, расположенном на расстоянии R от ладара; P_0 – средняя мощность лазерного импульса; A_R – площадь линзы или зеркала объектива; $\xi_S(\lambda_L)$, $\xi_R(\lambda_L)$ – коэффициенты спектрального пропускания, соответственно, источника и приемника на длине волны λ_L ; ρ – эффективность рассеяния топографической мишенью; $O(R)$ – геометрический форм-фактор приемопередающей оптической системы; $k(\lambda_L, r)$ – атмосферное ослабление, включающее молекулярное поглощение, Ми и рэлеевское рассеяние.

Подобная форма не применима для интерпретации сигналов современных лидаров, формирующих в предметной плоскости 3D-изображение лоцируемых объектов (imaging lidar), допускающее их идентификацию. Причина состоит в том, что упрощенная формула (1) не позволяет учитывать реальное распределение интенсивности по сечению пучка, временную конфигурацию импульса, длительность которого для широкого класса прикладных задач, включая, в частности, транспортный мониторинг, сопоставима с размерами объекта. Существенной становится роль фактора эффективности рассеяния р отражающего объекта, который в общем случае является функцией времени полета и пространствен-

ных координат $\rho = \rho(x, y, z) = \rho(x, y, ct)$ (если импульс распространяется по оси Oz).

В целях коррекции (1) повторим некоторые этапы его вывода. Прежде всего, отметим, что в рамках линейно-системного подхода [6, 7] в качестве обобщенной математической модели дискретного лазерного импульса можно записать следующее выражение для его интенсивности в 3D-пространстве [8]:

$$U_R(x, y, t) = [h(x, y, t) * U_S(x, y, t)] P_R(R), \quad (2)$$

где $P_R(R)$ – мощность сигнала от локального отражателя (1), которую в данном случае можно рассматривать как передаточную функцию атмосферно-оптического канала, учитывающую оптико-геометрические условия формирования сигнала (зависимость от длины волны пока опускаем); $h(x, y, t)$ – импульсно-переходная характеристика лоцируемого объекта, основанная на его геометрических и отражающих качествах; $U_S(x, y, t)$ – функция источника, регламентирующая пространственную и временную форму посылаемого импульса:

$$U_S(x, y, z) = p_S(t) I_S(x, y), \quad (3)$$

$I_S(x, y)$ – функция пространственного распределения энергии в поперечном сечении лазерного пучка, т.е. в плоскости (x, y) ; $p_S(t)$ – дискретная форма импульса в диапазоне измерения; * – символ свертки по t . Интегралы от $I_S(x, y)$ и $p_S(t)$ нормированы к единице; x, y, z ($\Leftrightarrow t$) могут принимать дискретные значения.

1.2. Функция источника

Пространственное распределение интенсивности веерного, времяпролетного ладара, удовлетворяющее супергауссову распределению, может быть записано как

$$I_S(\theta_x, \theta_y) = I_0 \exp \left\{ -2 \left[\left(\frac{\theta_x}{\alpha_x} \right)^{2G_x} + \left(\frac{\theta_y}{\alpha_y} \right)^{2G_y} \right] \right\}, \quad (4)$$

где α_x – угол расходимости пучка в плоскости xz ; α_y – угол расходимости пучка в плоскости yz ; G_x , G_y – параметры супергауссова распределения. При $G_x = G_y = 1$ (4) становится каноническим двумерным гауссовым распределением. Для того чтобы перейти к декартовой системе координат, используем очевидные соотношения: $\theta_x = \arctg(x/R)$ и $\theta_y = \arctg(y/R)$, для $R \gg x$, $\theta_x = (x/R) - (1/3) \times (x/R)^3 + \dots$ (аналогично для θ_y), тогда уравнение (4) можно переписать в виде

$$I_S(x, y) = I_0 \exp \left\{ -2 \left[\left(\frac{x}{R\alpha_x} \right)^{2G_x} + \left(\frac{y}{R\alpha_y} \right)^{2G_y} \right] \right\}. \quad (5)$$

Для моделирования временного распределения энергии лазерного импульса по координате распространения $z = ct$ чаще всего используют выражение [1, 8]:

$$p(t) = (t/\tau)^2 \exp(-t/\tau), \quad (6)$$

где $\tau = T_{1/2}/3,5$; $T_{1/2}$ – полная ширина на половине высоты импульса.

Тогда итоговое выражение для математической модели зондирующего лазерного импульса примет вид

$$U_S(x, y, t) = I_0(t/\tau)^2 \times \exp\left\{-\frac{t}{\tau} - 2\left[\left(x/(R\alpha_x)\right)^{2G_x} + \left(y/(R\alpha_y)\right)^{2G_y}\right]\right\}. \quad (7)$$

1.3. Передаточная функция атмосферно-оптического канала ладара

В качестве реального прототипа рассмотрим схему организации ладара, предназначенного для мониторинга автомобильного потока на трассе с односторонним движением. Полагаем, что совмещенный приемопередатчик расположен на небольшой высоте порядка $H = 6 \div 15$ м над заданным участком трассы, излучение направляется под углом θ_S к вертикали. Тогда плотность мощности излучения лазерного источника, падающего на мишень или подстилающую поверхность, удаленную на расстояние R_1 , может быть определена как

$$W_S = P_S \exp(-kR_1) \cos\theta_S / (\Delta\Omega_S R_1^2), \quad (8)$$

где $P_S = P_0 \xi_S(\lambda_L) O(R)$; $k(\lambda_L, r) = k = \text{const}$, с учетом малой протяженности трассы зондирования; $\Delta\Omega_S$ – телесный угол сформированного лазерного луча. Малая часть потока излучения, отраженная мишенью (исключая случай зеркального ретроотражателя) попадет в область приема локализованного детектора, находящегося на расстоянии R_2 , она характеризуется величиной

$$W_R = \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \xi_R(\lambda_L) \exp(-kR_2) A_R / R_2^2, \quad (9)$$

где $d\sigma_R/d\Omega$ – дифференциальное сечение рассеяния лоцируемого объекта; A_R – эффективная площадь приемной апертуры. Объединяя (8) и (9) и полагая $R_1 = R_2$ и $\cos\theta_S = 1$, т.е. ограничиваясь случаем моностатической схемы зондирования в надир, получаем выражение для средней мощности сигнала, приходящего на детектор, Вт:

$$P_R(R) = \frac{P_0 \xi_S(\lambda_L) \xi_R(\lambda_L) O(R) \Theta(R)}{\Delta\Omega_S} \times \left\{ \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right\} \frac{A_R}{R^4} F(R), \quad (10)$$

где $\Theta(R) = \exp(-2kR)$. Для более общего случая протяженной неоднородной трассы следует использовать уточненную формулу $\Theta(R) = \exp\left[-2 \int_0^R O(z) k(z) dz\right]$.

Кроме того, в (10) добавлен множитель $F(R)$, учитывающий возможные потери мощности сигнала за счет эффектов атмосферной турбулентности. В освещенное время суток эффективность работы ладара может снижаться за счет пассивных помех солнечной радиации и активных помех многократного

рассеяния. Эти вопросы достаточно детально рассмотрены в монографиях [5, 6, 8].

Выражение (10) справедливо для произвольной оптической конфигурации приемопередатчика. Для интересующего нас случая супергауссова веерного ладара возможна определенная модификация, касающаяся конфигурации телесного угла $\Delta\Omega_S$ и эффективной площади приемной апертуры A_R . По определению, $\Delta\Omega_S = \Delta S(R)/R^2$, где $\Delta S(R)$ – элемент сферической поверхности на расстоянии R от центра излучателя. Для супергауссова излучателя это будет сферический прямоугольник. Строгая оценка $\Delta S(R)$ сопряжена с вычислением интеграла по поверхности. Малые поперечные размеры веерного пучка ($\alpha_x \rightarrow 0$) дают основание для использования малоуглового приближения, в рамках которого $\Delta S(R) = R^2 \sin\theta d\theta d\varphi \approx R^2 \sin\theta \Delta\theta \Delta\varphi$, где θ, φ – полярный и азимутальный углы в сферической системе координат. Возвращаясь к нашим обозначениям [см. формулу (5)], телесный угол определим как

$$\Delta\Omega_S = \Delta S(R)/R^2 \approx \alpha_x \alpha_y \sin\alpha_x. \quad (11)$$

Регистрация линии, освещенной веерным пучком, выполняется, как правило, с помощью скоростной ПЗС-матрицы (или линейки), в этом случае эффективная площадь приемной апертуры имеет вид [1]:

$$A_R = (\pi/4)(f/D_R), \quad (12)$$

где f – фокусное расстояние; D_R – относительное отверстие объектива. С учетом (11) и (12) передаточная функция атмосферно-оптического канала супергауссова веерного ладара приобретает следующую конструкцию, пригодную для практической реализации:

$$P_R(R) = \frac{P_0 \xi_S(\lambda_L) \xi_R(\lambda_L) O(R) \Theta(R)}{\alpha_x \alpha_y \sin\alpha_x} \times \left[\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right] \frac{\pi f}{4 D_R R^4} F(R). \quad (13)$$

1.4. Учет оптико-геометрических параметров лоцируемого объекта

При взаимодействии лазерного импульса с объектом (атмосфера, океан, твердый отражатель) его свойства трансформируются согласно теории линейных оптических систем в соответствии с уравнением (2). Для плоской отражающей поверхности, перпендикулярной вертикальной оси z , импульсная реакция $h(x, y, t)$ совпадает с понятием поперечного сечения отражения и имеет вид [7]:

$$h(x, y, t) = \frac{d\sigma_R}{d\Omega} = 4\pi r(x, y) \delta(t - 2z/c). \quad (14)$$

Для локальных отражающих 3D-объектов, размеры которых сопоставимы с сечением лазерного пучка, дельта-функция в (14) будет зависеть от поперечных координат (x, y) , т.е.

$$h(x, y, t) = 4\pi r(x, y) \delta[t - 2z(x, y)/c], \quad (15)$$

где $\rho(x, y)$ – коэффициент отражения. В приближении ламбертовской поверхности эта величина постоянная, характеризующая отношение отраженного потока радиации к падающему $\rho(x, y) = \rho/\pi = \text{const}$, в актинометрии ее называют альбедо поверхности.

Отражение локационного сигнала от реальных отражающих объектов – сложный процесс, который зависит от особенностей поверхности цели и свойств лазерного излучения. В теории обнаружения и идентификации для этого используется понятие двулучевой функции отражательной способности (Bidirectional Scattering Distribution Function – BRDF). В общем случае угловая зависимость BRDF связана с микроскопическими свойствами поверхности. В ряде работ предложен ряд аналитических моделей, которые связывают BRDF с параметрами поверхности, такими как малая и крупномасштабная шероховатости, наклон поверхности, радиусы корреляции и коэффициент преломления. Однако детализированные модели слишком сложны для практического использования. Более простые модели часто используют наклон элементов поверхности как единственный критический параметр, позволяющий в то же время учитывать как зеркальную ρ_{spec} , так и диффузную ρ_{diff} компоненты отраженного излучения

$$\rho = g\rho_{\text{spec}} + (1 - g)\rho_{\text{diff}},$$

где $0 \leq g \leq 1$ – параметр, устанавливающий соотношение зеркальной и диффузной компонент отражения. Оптимальным представляется следующее выражение для моностатической BRDF, используемое в работах Steinvall [7]:

$$\rho(\theta) = \frac{A}{\cos^6(\theta)} \exp[-\tan^2(\theta)/s^2] + B \cos^m(\theta), \quad (16)$$

где s – поверхностный наклон; $\theta_s = \theta_i = \theta$ – угол падения и отражения; A , B и m – параметры.

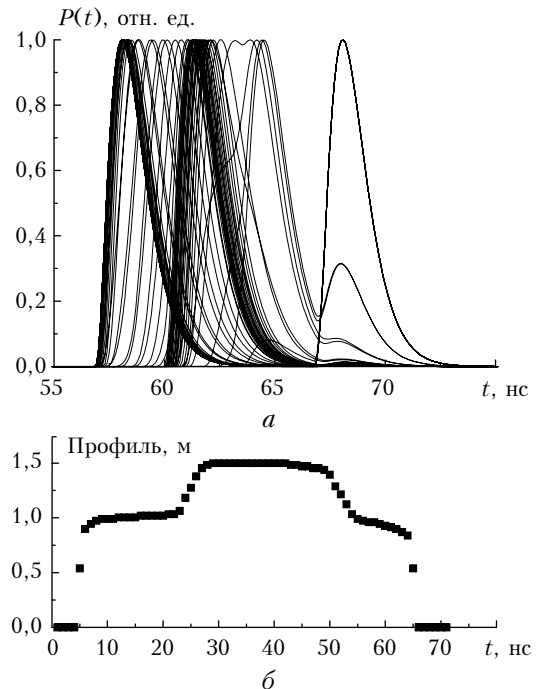
Достоинством (16) является то, что BRDF сложного объекта, несмотря на большое количество подгоночных параметров, зависит только от угла падения θ светового луча на элемент поверхности. Наконец, возвращаясь к уравнению (13), учитывающему геометрические параметры приемопередатчика, пропускание атмосферы и оптических элементов, получим итоговое уравнение оптической локации для веерного супергауссова пучка, генерируемого времяпролетным лазерным дальномером:

$$\begin{aligned} U_R(x, y, t) &= 4\pi P_R(R) \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\text{Target}} U_S(x, y, t) \rho(x, y, \theta) \delta[t - 2z(x, y)/c] dt dx dy = \\ &= \frac{P_0 \xi_S(\lambda_L) \xi_R(\lambda_L) O(R) \Theta(R)}{\alpha_x \alpha_y \sin \alpha_x} \frac{\pi^2 f}{D_R R^4} \times \\ &\times \int_{\text{Target}} I_0 \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 \exp \left\{ -\frac{t}{\tau} - 2 \left[\left(\frac{x}{R \alpha_x} \right)^{2G_x} + \left(\frac{y}{R \alpha_y} \right)^{2G_y} \right] \right\} \times \\ &\times 2\pi r \left\{ \frac{A}{\cos^6(\theta)} \exp \left[-\frac{\tan^2(\theta)}{s^2} \right] + B \cos^m(\theta) \right\} dx dy. \quad (17) \end{aligned}$$

Большинство объектов, участников транспортного потока, приближенно можно рассматривать как тела симметричного вращения (эллипсоиды, цилиндры, параболоиды и пр.), в каждом из этих конкретных случаев импульсно-переходные характеристики $h(x, y, t)$ можно вычислить аналитически, что позволяет существенно упростить уравнение (17).

2. Результаты модельных оценок

В результате моделирования на основе уравнения оптической локации для веерного супергауссова пучка (17) были получены временные профили ансамбля отраженных импульсов на входе приемной системы в зависимости от размеров и формы пятна подсвета, формы и геометрических размеров отражающей поверхности, коэффициентов отражения транспортных средств и дорожного покрытия, длительности импульса, геометрии расположения приемопередаточной системы. Расчеты были проведены без учета влияния атмосферных условий, флуктуации сигнала на трассе локации и солнечной засветки на временной профиль отраженных импульсов. На рисунке показан пример расчета для следующих входных данных: длительность зондирующего импульса $\tau = 2$ нс, высота расположения ладара над дорогой $R = 10$ м, ширина пятна подсвета по оси x 0,3 м, ширина пятна подсвета по оси y 2,5 м, альбедо транспортного средства 0,8, альбедо дорожного покрытия 0,15.



Ансамбль реализаций временного профиля отраженных импульсов на входе приемной системы импульсного времяпролетного дальномера для следующих условий расчета: $\tau = 2$ нс, $R = 10$ м, $X_{\text{цет}} = 0,3$ м, $Y_{\text{цет}} = 2,5$ м, $\text{Alb_BRDF} = 0,8$, $\text{Alb_Diff} = 0,15$ (а). Боковой профиль цифровой модели изображения автомобильного транспорта, построенный по временам задержки ансамбля отраженных импульсов (б)

По оси абсцисс отложено время, отсчитываемое от начала прихода эхоимпульса на приемник, по оси ординат — мощность эхоимпульса в относительных единицах, нормированная на максимальное значение. На графиках видно, что из-за сложного рельефа анализируемых моделей транспортных средств принимаемый импульс размыт по времени и в местах неровностей облучаемого участка форма локационного импульса сильно изрезана.

1. *Kamerman G.W.* Laser Radar // The Infrared Handbook. V. 6, Ch. 1 / J.W. Accetta, D.L. Shumaker, Eds. ERIM & SPIE Optical Engineering Press. Bellingham, WA, 1993. 211 с.
2. *Wei P., Takaba S.* Traffic Flow Measuring System with a Laser Beam Cutting Sensor // Proc. 3rd Int. Conf.

- on Vehicle Navigation and Information Systems. VNIS. 1992. P. 191–196.
3. *Powell I.* Linear diverging lens: U.S. 1989. Patent N 4826299.
4. *Homburg O., Hauschild D., Kubacki F., Lissotschenko V.* Efficient beam shaping for high-power laser applications // Proc. SPIE. 2006. V. 6216. P. 608–621.
5. *Межерис Р.* Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
6. *Креков Г.М., Орлов В.М., Белов В.В.* Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования. Новосибирск: Наука, 1988. 165 с.
7. *Steinwall O.* Effect of target shape and reflection on laser radar cross sections // Appl. Opt. 2005. V. 39, N 24. P. 4381–4391.
8. *Орлов В.М., Самохвалов И.В., Креков Г.М.* Сигналы и помехи в лазерной локации. М.: Радио и связь, 1985. 264 с.

G.M. Krekov, A.A. Lisenko, G.G. Matvienko. Laser radar equation for the supergaussian fan beams.

New ladar equation modification is proposed for special case of supergaussian fan beams with superior uniformity and efficiency in remote sensing. Results of the system analysis have been incorporated into a computer simulation that is used to optimize ladar parameters. Finally, a method of implementing a practical thresholding circuit is presented.