

**ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ ЛИНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ  
МЕТОДА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ**

При дистанционном исследовании характеристик газоаerosольных сред широкое применение нашел лидарный метод дифференциального поглощения и рассеяния (ДПР) лазерного излучения. Данный метод предполагает зондирование выбранного объема пространства на двух длинах волн, одна из которых соответствует центру линии поглощения молекул исследуемого газа, а другая находится вне контура поглощения. При этом существенным фактором, влияющим на эффективность лидарных измерений, является степень соответствия ширины линии зондирующего излучения с шириной контура поглощения молекул.

Влияние данного фактора в нормальных условиях исследовалось в [1]. При этом спектральные функции всех исходных параметров задавались гауссовским распределением. Однако для высокотемпературных газоаerosольных сред контур линии поглощения молекул существенно уширен и является лоренцевским [2], что необходимо учитывать при исследовании таких сред.

Для лазера с широкой полосой излучения, центр которой соответствует длине волны  $\lambda_0$ , уравнение для упругого рассеяния можно записать в виде [1]:

$$E(\lambda_0, R) = \frac{c \cdot \tau_d \cdot Y \cdot \xi(R) \lambda_0^{+\Delta_c}}{2 \cdot R^2 \lambda_0^{-\Delta_c}} \int_{\lambda_0 - \Delta_c}^{\lambda_0 + \Delta_c} d\lambda \cdot \xi(\lambda) \cdot \beta(\lambda, R) \cdot E(\lambda) \cdot \exp\left(-2 \int_0^R K(\lambda, R) dR\right), \quad (1)$$

где  $E(\lambda)$  – спектральное распределение энергии, излучаемой лазером;  $c$  – скорость света;  $\tau_d$  – длительность импульса;  $R$  – дальность до зондируемого объема;  $Y$  – эффективная площадь приемной апертуры;  $\xi(R)$  – геометрический фактор;  $\xi(\lambda)$  – спектральное пропускание оптического тракта;  $\beta(\lambda, R)$  – коэффициент обратного рассеяния;  $\Delta_c$  – полуширина спектрального пропускания приемной оптической системы;

$$K(\lambda, R) = \bar{K}(\lambda, R) + N(R) \cdot \sigma(\lambda), \quad (2)$$

где  $\bar{K}(\lambda, R)$  – коэффициент ослабления за вычетом вклада поглощения анализируемых молекул;  $N(R)$  – концентрация этих молекул на расстоянии  $R$ ;  $\sigma(\lambda)$  – спектральное сечение поглощения молекул газа.

Учитывая соотношение (2) и узость интервала интегрирования по  $\lambda$  в (1), при котором можно считать постоянными величинами коэффициенты как рассеяния излучения в обратном направлении, так и ослабления (за вычетом поглощения), выражение (1) можно представить в следующем виде:

$$E(\lambda_0, R) = \frac{c \cdot \tau_d \cdot Y \cdot \xi(R) \cdot \beta(\lambda_0, R)}{2 \cdot R^2} \exp\left(-2 \int_0^R \bar{K}(\lambda_0, R) dR\right) \times \int_{\lambda_0 - \Delta_c}^{\lambda_0 + \Delta_c} d\lambda \cdot \xi(\lambda) \cdot E(\lambda) \exp\left(-2 \int_0^R N(R) \sigma(\lambda, R) dR\right). \quad (3)$$

Для значения энергии рассеянного сигнала на длине волны  $\lambda_0$ , принятого с расстояния  $(R+\Delta R)$ , соотношение (3) примет следующий вид:

$$E(\lambda_0, R + \Delta R) = \frac{c \cdot \tau_d \cdot Y(R + \Delta R) \cdot \beta(\lambda_0, R + \Delta R)}{2 \cdot (R + \Delta R)^2} \exp\left(-2 \int_0^{R+\Delta R} \bar{K}(\lambda_0, R) dR\right) \times$$

$$\times \left[ \int_{\lambda_0 - \Delta c}^{\lambda_0 + \Delta c} d\lambda \cdot \xi(\lambda) \cdot E(\lambda) \exp\left(-2 \int_0^{R+\Delta R} N(R) \sigma^A(\lambda, R) dR\right) \right]. \quad (4)$$

Аналогичным образом можно получить выражения для энергии рассеянных сигналов на длине волны  $\lambda_\omega$ , учитывая при этом отсутствие поглощения на этой длине волны. Тогда

$$E(\lambda_\omega, R) = \frac{c \cdot \tau_d \cdot Y(R) \cdot \beta(\lambda_\omega, R)}{2 \cdot R^2} \exp\left(-2 \int_0^R \bar{K}(\lambda_\omega, R) dR\right) \cdot \left[ \int_{\lambda_\omega - \Delta c}^{\lambda_\omega + \Delta c} d\lambda \cdot \xi(\lambda) \cdot E(\lambda) \right], \quad (5)$$

$$E(\lambda_\omega, R + \Delta R) = \frac{c \cdot \tau_d \cdot Y(R + \Delta R) \cdot \beta(\lambda_\omega, R + \Delta R)}{2(R + \Delta R)^2} \exp\left(-2 \int_0^{R+\Delta R} \bar{K}(\lambda_\omega, R) dR\right) \times$$

$$\times \left[ \int_{\lambda_\omega - \Delta c}^{\lambda_\omega + \Delta c} d\lambda \xi(\lambda) E(\lambda) \right] \quad (6)$$

В методе дифференциального поглощения и рассеяния значение измеренной концентрации газовой компоненты зависит от отношения энергий рассеянных сигналов на двух разных длинах волн ( $\lambda_0$  и  $\lambda_\omega$ ), принятых с расстояний  $R$  и  $(R+\Delta R)$ . В этом случае с учетом формул (1), (2), (3), (4), (5) и условия  $R \gg \Delta R$  можно получить выражение, определяющее возможные ошибки измерений, связанные с реальной шириной линии зондирующего излучения:

$$\frac{E(\lambda_\omega, R + \Delta R) \cdot E(\lambda_0, R)}{E(\lambda_\omega, R) \cdot E(\lambda_0, R + \Delta R)} = \frac{\beta(\lambda_\omega, R) \cdot \beta(\lambda_0, R + \Delta R)}{\beta(\lambda_\omega, R + \Delta R) \cdot \beta(\lambda_0, R)} \times \quad (7)$$

$$\times \frac{\int_{\lambda_0 - \Delta c}^{\lambda_0 + \Delta c} d\lambda \xi(\lambda) E(\lambda) \exp\left(-2 \int_0^{R_1} N(R) \sigma^A dR\right)}{\int_{\lambda_0 - \Delta c}^{\lambda_0 + \Delta c} d\lambda \xi(\lambda) E(\lambda) \exp\left(-2 \int_0^{R_2} N(R) \sigma^A dR\right)} e^{-2\tau_c}$$

$$\text{где } \tau_c = \int_0^{R+\Delta R} [\bar{K}(\lambda_\omega, R) - \bar{K}(\lambda_0, R)] dR + \int_0^R [\bar{K}(\lambda_\omega, R) - \bar{K}(\lambda_0, R)] dR. \quad (8)$$

Учитывая относительную узость спектрального диапазона и незначительную величину  $\Delta R$  (реальные размеры следа аэродинамического объекта), получим

$$\frac{\beta(\lambda_\omega, R+\Delta R) \cdot \beta(\lambda_0, R)}{\beta(\lambda_\omega, R) \cdot \beta(\lambda_0, R+\Delta R)} \cdot e^{-2\tau_c} \approx 1. \quad (9)$$

При исследовании влияния ширины линии зондирующего излучения на эффективность лидарных измерений спектральные функции  $\xi(\lambda)$ ,  $E(\lambda)$ ,  $\sigma(\lambda)$  задавались гауссовским распределением. Однако, как показывают результаты исследований, контур линии поглощения газовых компонент в следе аэродинамического объекта описывается лоренцевской кривой,

что необходимо учитывать в условиях реального дистанционного зондирования. Тогда можно записать:

$$\xi(\lambda) = \xi_0 \frac{(\ln 2)^{1/2}}{\Delta_e \pi^{1/2}} \exp\left(-\frac{(\lambda_0 - \lambda)^2}{\Delta_e^2}\right), \quad (10)$$

где  $\Delta_e$  – полуширина спектральной функции пропускания оптической системы лидара.

$$E(\lambda) = E_0 \frac{(\ln 2)^{1/2}}{\Delta_0 \pi^{1/2}} \exp\left(-\frac{(\lambda_0 - \lambda)^2}{\Delta_0^2}\right), \quad (11)$$

где  $\Delta_0$  – полуширина линии лазерного излучения на длине волны  $\lambda_0$ .

$$\sigma^A(\lambda) = \sigma^A \frac{\Delta_n}{\pi[(\lambda_n - \lambda)^2 + \Delta_n^2]}, \quad (12)$$

где  $\lambda_n$  – длина волны, соответствующая центру линии поглощения;

$\Delta_n$  – полуширина линии поглощения молекул исследуемого газа.

Спектральные характеристики излучения и поглощающих молекул газа представлены на рис. 1.

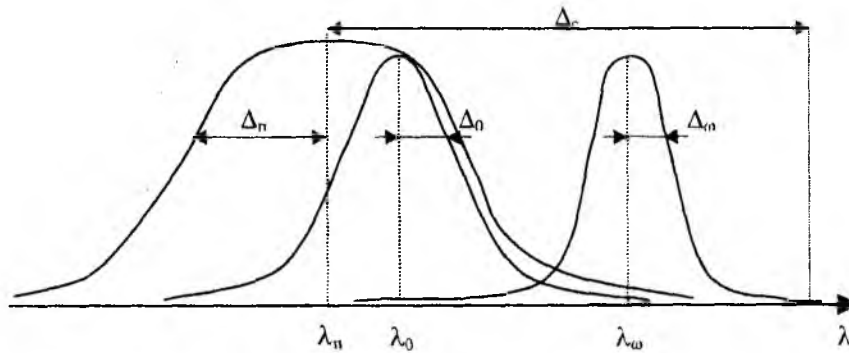


Рис. 1

С учетом формул (10), (11), (12) и (9) выражение (7) можно преобразовать к виду:

$$M(\Delta x) = \frac{E(\lambda_\omega, R + \Delta R) \cdot E(\lambda_0, R)}{E(\lambda_0, R + \Delta R) \cdot E(\lambda_\omega, R)} = \frac{\int_{\lambda_0 - \Delta_e}^{\lambda_0 + \Delta_e} \exp\left\{-\frac{(\lambda_0 - \lambda)^2}{\Delta_\pi^2 \Delta_x^2} - \frac{2\tau_1 \Delta_0}{\Delta_x [(\lambda_\pi - \lambda)^2 + \Delta_\pi^2]}\right\} d\lambda}{\int_{\lambda_0 - \Delta_e}^{\lambda_0 + \Delta_e} \exp\left\{-\frac{(\lambda_0 - \lambda)^2}{\Delta_\pi^2 \Delta_x^2} - \frac{2\tau_2 \Delta_0}{\Delta_x [(\lambda_\pi - \lambda)^2 + \Delta_\pi^2]}\right\} d\lambda}, \quad (13)$$

где  $\Delta_x = \frac{\Delta_0}{\Delta_\pi}$  – отношение полуширины линии лазерного излучения к полуширине

линии поглощения исследуемого газа;

$\tau_1, \tau_2$  – оптическая толщина поглощения излучения;

$$\tau_1 = \int_0^R N(R) \sigma^\lambda dR, \quad \tau_2 = \int_0^{R+\Delta R} N(R) \sigma^\lambda dR.$$

Результаты моделирования в соответствии с выражением (13) для типичных характеристик лазерного излучения и газовых компонент представлены на рис.2.

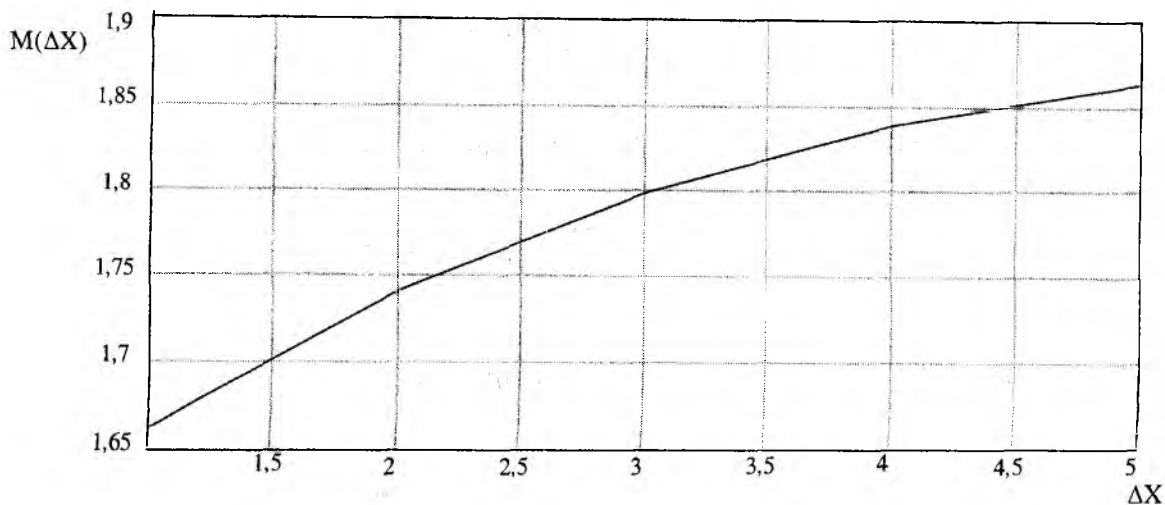


Рис. 2

Анализ графика показывает, что изменение соотношения полуширины лазерного излучения и полуширины линии поглощения исследуемого газа приводит к необходимости учета систематической ошибки измерений, связанной с конечной шириной линии лазерного излучения. Для высокоэффективных лидарных измерений это отношение ( $\Delta x$ ) необходимо уменьшать.

**Список литературы:** 1. *Межерис Р.* Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с. 2. *Тюрин С.В., Быков М.М., Романюк В.А. и др.* Определение параметров возмущенной среды лидарными средствами// Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.122. С.183-187.

*Харьковский военный университет  
Харьковский национальный  
университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 12.02.2002*