

02;03;07

Лидарное уравнение для широкополосного оптического излучения

© Г.М. Креков, М.М. Крекова, А.Я. Суханов, А.А. Лисенко

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск

E-mail: gmail:gm@iao.ru

Поступило в Редакцию 2 марта 2009 г.

Численно исследуется возможность восстановления вертикальных профилей концентрации молекул малых атмосферных газов на основе широкополосного импульсного излучения, покрывающего области селективного поглощения выбранных газов с использованием генетического алгоритма. Предложена обобщенная форма лидарного уравнения, учитывающая конечные размеры спектральных интервалов регистрации сигналов обратного рассеяния. Впервые показана возможность использования в качестве источника оптического локатора импульсных эксиламп нового поколения. Приведены количественные примеры, иллюстрирующие правомерность предложенного подхода.

PACS: 42.68.Ca

В последнее время обострился интерес к новой концепции дистанционного оптического зондирования атмосферы, основанной на сочетании методологии дифференциальной оптической абсорбционной спектроскопии (ДОАС) и технологии лидарного зондирования, позволяющей получать информацию с высоким пространственным разрешением [1]. Это связано с появлением нового поколения эффективных импульсных источников широкополосного излучения, основанных на явлении филаментации тераваттных лазерных импульсов в сплошных средах [2]. Использование суперконтинуума видимого и ближнего ИК-диапазона волн в системах лазерного зондирования уже позволило получить ряд новых качественных результатов [3]. К сожалению, получение эффективной генерации в УФ-части спектра пока связано с известными трудностями. А именно в этой части спектра расположены полосы поглощения большинства малых газовых составляющих атмосферы,

аномальные антропогенные выбросы которых усиливают парниковый эффект и обостряют экологическую обстановку. Специалистами Института сильноточной электроники СО РАН предложен недавно класс новых альтернативных источников широкополосного УФ-излучения, использующих неравновесное излучение эксимерных и эксиплексных молекул инертных газов и их смесей с галогенидами [4]. Достигнутые энергетические характеристики эксиламп, как минимум, не хуже традиционно используемых в системах ДООС тепловых источников спонтанного излучения [1]. Далее мы оценим их потенциальные возможности в дистанционном зондировании парниковых газов.

Очевидно, что каноническая форма лидарного уравнения [5,6], записанная для монохроматического оптического сигнала, нуждается в уточнении. Предполагая дискретную по длине λ_i волны и по высоте h_j процедуру обработки спектральных сигналов обратного рассеяния $I(\lambda_i, h_j)$ в схеме моностатического лидарного зондирования, выражение уравнения лазерной локации в приближении однократного рассеяния предлагается сформулировать в виде:

$$I(\lambda_i, h_j) = \frac{A(\lambda_i)G(h_j)S\Delta\lambda}{h_j^2} \times \int_{\lambda_i - \Delta\lambda/2}^{\lambda_i + \Delta\lambda/2} I_0(\lambda')f(\lambda_i, \lambda')\alpha_\pi(\lambda', h_j) \exp\left(-2 \int_0^{h_j} \sigma(\lambda', h')d\lambda'\right) d\lambda', \quad (1)$$

где $\sigma(\lambda', h')$ — коэффициент ослабления аэрозольно-газовой среды на длине волны λ' и на высоте h' , $\alpha_\pi(\lambda', h_j)$ — коэффициент обратного рассеяния, $I_0(\lambda')$ — спектр излучения источника, $A(\lambda_i)$ — квантовая эффективность приемника на длине волны λ_i , $f(\lambda_i, \lambda')$ — аппаратная функция приемника для длины волны λ_i , $G(h_j)$ — геометрический фактор лидара, S — площадь приемного устройства (антенны или телескопа), $\Delta\lambda$ — разрешающая способность приемника по спектру.

В случае если спектральный интервал $\Delta\lambda$ достаточно мал и функции обратного рассеяния и спектра излучения слабо зависят от длины волны в пределах этого интервала, то, опираясь на теорему Ирвайна [7],

выражение (1) можно переписать в приближенном виде:

$$I(\lambda_i, h_j) = I(\lambda_i)A(\lambda_i)G(h_j)\frac{S\Delta h}{h_j^2}\alpha_\pi(\lambda_i, h_j)\Theta_s(\lambda_i, h_j) \times \int_{\lambda_i-\Delta\lambda/2}^{\lambda_i+\Delta\lambda/2} f(\lambda_i, \lambda')\Theta_f(\lambda', h_j)d\lambda', \quad (2)$$

где

$$\Theta_f(\lambda', h_j) = \exp\left(-2\Delta\hbar\left(\sum_{k=0}^j m_g(h_k)\alpha(\lambda', h_k)\right)\right)$$

— пропускание на длине волны λ' для быстро осциллирующих по длине волны неизвестных компонент (газов),

$$\Theta_s(\lambda_i, h_j) = \exp\left(-2\Delta h\sum_{k=0}^j \sigma(\lambda_i, h_k) + \ln(\alpha_\pi(\lambda_i, h_j)\Delta h)\right)$$

— функция, учитывающая вклад медленно осциллирующих по длине волны неизвестных компонент, таких как молекулярное и аэрозольное рассеяние; $m_g(h_k)$, $\alpha(\lambda', h_k)$ — соответственно парциальное давление и коэффициент поглощения искомого газа.

С учетом (2) известное выражение для минимизируемого функционала ДООС [1,6], по которому будет определяться концентрация искомого газового компонента, запишется в виде суммы квадратов разностей:

$$\sum_i^N \sum_j^M \left(\frac{I(\lambda_i, h_j)}{I_{ref}(\lambda_i, h_j)} - \Theta_s(\lambda_i, h_j) \int_{\lambda-\Delta\lambda/2}^{\lambda+\Delta\lambda/2} f(\lambda', \lambda_i)\Theta_f(\lambda', h_j)d\lambda' \right)^2 \rightarrow \min, \quad (3)$$

где $I_{ref}(\lambda_i, h_j) = I_0(\lambda_i)K(h_j, \lambda_i)$, $j = 1, \dots, N$ — относительный спектр, $K(h_j, \lambda_i)$ — нормировочный коэффициент, обусловленный расхождением светового пучка, аппаратной функцией приемной системы и геометрическим фактором лидара. После этого задача минимизации функционала (3) решается с помощью генетического алгоритма поиска. При этом функция ослабления, обусловленная рассеянием и поглощением на молекулах и аэрозолях, заменяется простой полиномиальной

моделью малого порядка, где в качестве искоемых параметров выступают коэффициенты полинома. В данном случае поиск осуществляется по пространству концентраций газов на данной высоте, а также по пространству коэффициентов полинома третьей степени. Генетический алгоритм поиска минимума основан на моделировании процесса природной эволюции и относится к так называемым эволюционным методам поиска, поэтому при его описании используются термины, заимствованные из биологии. При практической реализации данного метода используют операции, аналогами из живого мира которым служат мутация и скрещивание. Операции производятся над множеством решений (популяцией), и их результатом являются потомки (новые решения), которые также включаются в популяцию. Наряду с созданием потомков из популяции удаляются неприспособленные особи (худшие решения). В результате многократного повторения данных операций в популяции останутся самые приспособленные особи, т. е. таким образом можно достичь оптимума. Формальное изложение алгоритма приведено в работе [6]. Для оценки потенциальных возможностей предложенного алгоритма обработки сигналов широкополосного дистанционного зондирования концентрации малых газовых примесей в атмосфере выполнен численный эксперимент по лазерному зондированию концентрации сернистого газа SO_2 в тропосфере Земли. Диоксид серы SO_2 занимает особое место в ряду малых газовых составляющих атмосферы ввиду его активной роли в фотохимических процессах, приводящих к деструкции озона, образованию вторичного аэрозоля (сульфат натрия) и др. [8]. Сам по себе диоксид серы является токсикантом, значительные превышения его фонового уровня могут нанести серьезный ущерб здоровью населения. Зондирование SO_2 возможно в диапазоне 300–316 nm, поскольку этот участок спектра совпадает с широкополосным излучением XeCl^* -лампы и содержит заметную полосу поглощения SO_2 . Коэффициенты спектрального поглощения SO_2 , согласно [9], приведены на рис. 1. На этом же рисунке построена типичная спектральная форма импульса XeCl^* -лампы [4]. Разрешающая способность приемника являлась параметром задачи и задавалась в пределах 0.4 nm.

Содержание численного эксперимента состояло в имитации сигналов обратного рассеяния, разрешенных по пространству и длине волны с высоким спектральным разрешением. Граничные условия задачи соответствовали конструктиву типичного широкополосного лидара, например [3]. Геометрическая схема зондирования близка к моностатической,

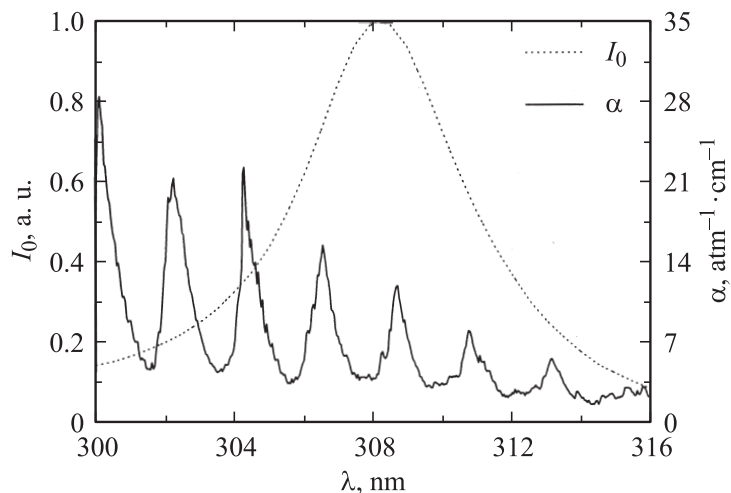


Рис. 1. Коэффициенты спектрального поглощения SO_2 (α). Типичная спектральная форма импульса XeCl^* лампы (I_0).

т.е. обеспечивает полное перекрытие углов поля зрения излучателя и приемного телескопа до нижней границы зондируемого объема. Последовательность импульсов от направленного (угол расхождения светового пучка $\varphi_s = 1 \text{ mrad}$, угол расхождения приемного телескопа $\varphi_d = 20 \text{ mrad}$) широкополосного излучателя посылается вверх в условиях безоблачной атмосферы. Оценка фона многократного рассеяния, являющегося важным фактором, ограничивающим информативность зондирования, выполнена методом Монте-Карло [6]. Для проведения расчетов методом Монте-Карло были сформированы входные данные, содержащие коэффициенты аэрозольного ослабления, молекулярного рассеяния и поглощения, а также индикатрисы рассеяния; высотная сетка была взята с шагом 0.1 от 0 до 12 km, сетка по длинам волн — с шагом 0.04 nm. В качестве исходных данных для моделирования использовалась оптическая аэрозольная модель [8], в качестве газовой атмосферной модели — банк спектроскопических данных HITRAN 2004 [9]. Кроме SO_2 в данном интервале длин волн заметную полосу поглощения имеет озон O_3 , и его вклад в поглощение требует учета.

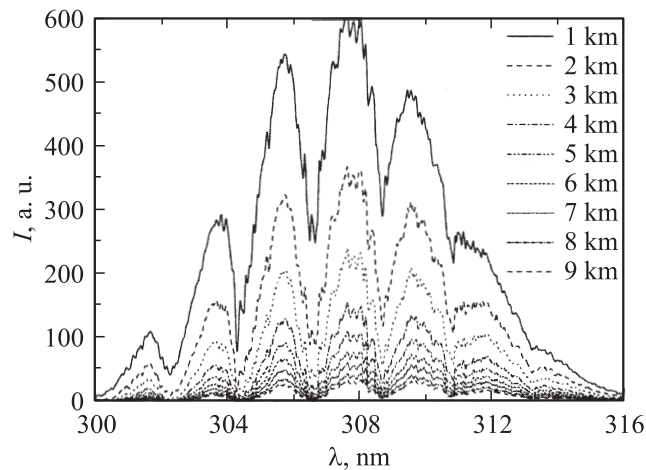


Рис. 2. Пример расчетов сигналов локационного рассеяния в полосе поглощения SO_2 с разрешением по высоте и по спектру длин волн. Спектральное разрешение приемной системы $\Delta\lambda = 0.04$ nm.

На рис. 2 приведен пример расчетов сигналов локационного рассеяния в указанной полосе поглощения SO_2 с разрешением по высоте и по спектру длин волн. Расчеты выполнены со спектральным разрешением приемной системы $\Delta\lambda = 0.04$ nm. Спектральные сигналы обратного рассеяния скорректированы на квадрат расстояния по трассе зондирования. Влияние многократного рассеяния минимально, не превышает нескольких процентов, несмотря на достаточно широкий по сравнению с типовыми лидарами угол приема, который в данном примере составлял $\varphi_d = 20$ mrad. Можно отметить, что в условиях средней запыленности тропосферного слоя спектральные сигналы сохраняют свою информативность до высот 7–8 km. Это подтверждается результатами обращения полученных спектральных сигналов относительно заданного модельного профиля концентрации SO_2 . Они показаны на рис. 3 в единицах парциального давления. Там же показаны сопутствующие оценки концентрации озона. Низкая селективность поглощения O_3 в выбранном спектральном участке снижает эффективность используемого алгоритма. Результаты восстановления иллюстрируют тот факт,

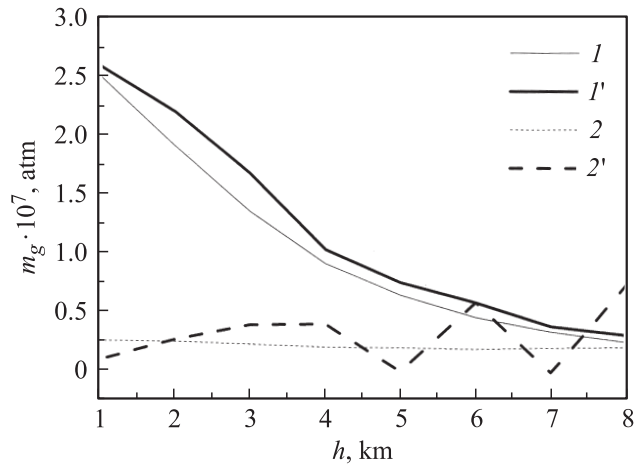


Рис. 3. Восстановление высотных профилей содержания SO_2 и O_3 : I — модельный профиль SO_2 , I' — восстановленный профиль SO_2 ; 2 — модельный профиль O_3 , $2'$ — восстановленный профиль O_3 .

что при использованных в постановке данной задачи допущениях гибридная схема зондирования „ЛИДАР–ДОАС“ позволяет получить непротиворечивые данные о вертикальном распределении малых газов с разрешением не хуже чем 1 km. Скорость работы алгоритма восстановления зависит от ширины диапазона длин волн, выбранного для зондирования, а также разрешения приемной системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 09-01-00698, 09-07-00477 и 07-01-00509).

Список литературы

- [1] *Platt U., Stutz J.* Differential Optical Absorption Spectroscopy. Principles and Application. Berlin-Heidelberg: Springer, 2008. 601 p.
- [2] *Желтиков А.М.* Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики. М.: Физматлит, 2006.
- [3] *Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G.* et al. // *Science*. 2003. V. 301. P. 61–64.

- [4] Ломаев М.И., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2006. Т. 49. № 5. С. 5–26.
- [5] Lidar: Range — Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere / Ed. by Claus Weitkamp, Springer Science + Business Media Inc., Singapore, 2005. 451 p.
- [6] Креков Г.М., Крекова М.М., Суханов А.Я. // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22. № 4. С. 351–359.
- [7] Irvine W.M. // Bull. Astron. Inst. Nether. 1964. V. 17. P. 266–279.
- [8] Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
- [9] Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A. et al. // J. of Quant. Spec. & Rad. Transfer. 2005. V. 96. P. 139–204.