

Ю.В. Кистенев, Ю.Н. Пономарев

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ГАЗОВЫХ ПРИМЕСЕЙ АТМОСФЕРЫ

Анализируются потенциальные возможности разработанных авторами методик одночастотного зондирования атмосферных газов лазерными импульсами, спектральная ширина которых варьируется от импульса к импульсу. В качестве механизма изменения спектральных характеристик зондирующих импульсов рассмотрены вариации их длительности, а также индекса фазовой модуляции. Представлены оценки влияния основных видов погрешности на точность восстановления концентрации резонансной компоненты среды.

Известно, что ослабление импульсов со спектральной шириной, сравнимой с шириной линии поглощения, подчиняется более сложным закономерностям, чем в случае стационарного взаимодействия [1, 2]. Происходящие при этом изменения энергетических, временных, спектральных характеристик излучения зависят от параметров среды и, следовательно, могут быть использованы для получения информации о ней. Так, в [3] описан одночастотный лидар на основе параметрического генератора света, использующий специальным образом подобранный спектральный селектор прошедшего через среду широкополосного излучения. В [4] предложено по деформации формы импульса в среде с большой оптической толщой определять параметры линии поглощения.

В работе [5] было показано, что использование нескольких источников зондирующего излучения с существенно различной шириной спектра (авторами использовались лазер и тепловой излучатель) позволяет измерить концентрацию газовых компонентов атмосферы. Дальнейшего развития эта работа не получила, видимо, вследствие неконкурентоспособности тепловых излучателей по сравнению с ОКГ.

В настоящее время разработаны достаточно простые технические средства изменения ширины спектра генерации ОКГ. Это позволяет по-новому подойти к возможности одночастотного зондирования лазерными импульсами, спектральная ширина которых меняется от импульса к импульсу. Анализ потенциальных возможностей таких методик зондирования, разработанных авторами, представлен в данной статье.

Задача распространения оптической волны описывалась известной системой уравнений Максвелла–Блоха (УМБ) [6]

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 2\pi i k N \mu P, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \eta} = -\Gamma P - i \chi \varepsilon, \quad (1b)$$

где ε , P – комплексная амплитуда оптического импульса и индуцированной поляризации среды соответственно; μ – дипольный момент перехода; N – концентрация резонансных частиц; $\kappa = 2\mu/\hbar$; $\Gamma = 1/T_2 - i\Delta$; T_2 – время фазовой памяти среды; Δ – отстройка от резонанса; $\eta = (t - zn_0/c)$; n_0 – нерезонансная часть показателя преломления среды; z – координата вдоль направления распространения; $k = \omega/c$. Система (1) записана для однородного слоя среды, в пренебрежении дифракционными эффектами и эффектами нелинейного взаимодействия.

Использование фазово-модулированных импульсов

Одним из методов изменения спектральной ширины оптических импульсов является фазовая модуляция (ФМ). Например, указанный эффект достигается при нелинейном взаимодействии со специальными жидкостями или волоконными световодами [7].

Оценки потенциальных возможностей измерения концентрации трассовым методом с помощью ФМ импульсов представлены ниже. Постановка соответствующей прямой задачи, а также метод ее решения (использование преобразования Фурье) были аналогичны работе [1]. При этом решение системы (1) в спектральной области может быть представлено в виде (см., например, [6])

$$\varepsilon(z, \nu) = \varepsilon(0, \nu) \exp[-A(\nu)z], \quad (2)$$

где $\varepsilon(0, \nu)$ – Фурье-образ медленно меняющейся комплексной амплитуды поля на входе в среду;

$$A(\nu) = \frac{2\pi N k \mu \kappa}{1/T_2 + i(\Delta - n)}.$$

В расчетах использовалась модель гауссовых импульсов с линейным изменением несущей частоты (чирпом) со временем

$$\varepsilon(0, t) = \varepsilon_0 \exp[-t^2(1 - if)/\tau_{и}^2], \quad (3)$$

где $\tau_{и}$ – длительность импульса; f – индекс фазовой модуляции. Такие импульсы, например, могут быть получены при наличии просветляющегося фильтра в лазерном резонаторе [8], нелинейное взаимодействие в световоде также приводит к линейному изменению частоты в центральной части импульса [9]. Зависимость ширины спектра импульса (3) от величины f представлена на рис. 1.

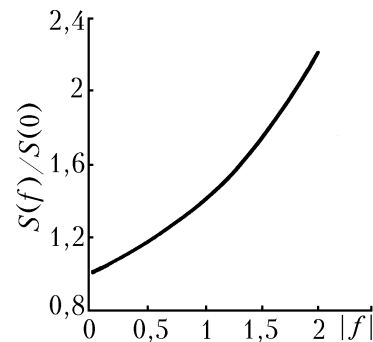


Рис. 1. Зависимость ширины спектра гауссова импульса $S(f)$ от величины индекса фазовой модуляции f , нормированная на ширину спектра такого же импульса, но без фазовой модуляции ($f=0$)

Представляет интерес влияние фазовой модуляции на пропускание атмосферы. Пример такого расчета представлен на рис. 2. Расчет сделан на основе уравнений, подобных (2), но учитывающих неоднородность трассы распространения [1], для рубинового лазера ($\lambda = 0,69438$ мкм), $\tau_{и} = 1$ нс, вертикальной трассы протяженностью 10 км, модели лета средних широт. Оценки спектральных искажений ФМ импульсов CO_2 -лазера при распространении по вертикальным трассам представлены в [10].

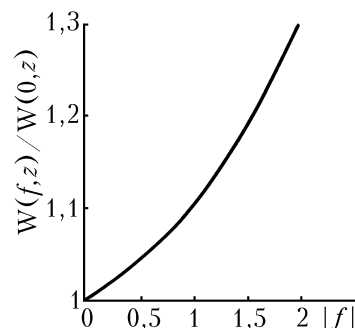


Рис. 2. Энергия гауссова импульса, прошедшего 10-км вертикальный слой атмосферы, нормированная на энергию такого же импульса, но без фазовой модуляции ($f=0$). Условия расчета: $\lambda = 0,69438$ мкм, $\tau_{и} = 1$ нс, $\Delta = 0$, модель лета средних широт (Δ – отстройка от резонанса)

Для оценки абсорбционных характеристик среды, которые, в свою очередь, определяются концентрацией резонансно поглощающего газа, необходимо рассматривать изменение какого-либо энергетического параметра излучения вдоль трассы распространения. Такими параметрами могут быть энергия импульса, ее спектральная плотность либо функционалы от них. Ниже в качестве такого параметра используется функционал от спектральной плотности энергии

$$\tilde{W}(z) = \int_{-\infty}^{\infty} |\varepsilon(z, \nu)| d\nu.$$

Искомая концентрация N может быть найдена из сравнения параметров W_k , «измеренных» на выходе из среды, для импульсов, имевших различную величину индекса фазовой модуляции f :

$$\varepsilon_k(0, t) = \varepsilon_0 \exp[-t^2(1 - if_k/\tau_n^2)],$$

например, из уравнения

$$P(N, z) = 0, \quad (4)$$

где

$$P(N, z) = \frac{\tilde{W}_1(z)}{\tilde{W}_2(z)} - \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \beta(\nu) G(\nu, N, z) d\nu}{\int_{-\infty}^{\infty} G(\nu, N, z) d\nu};$$

$$\beta(\nu) = |\varepsilon_1(0, \nu)| / |\varepsilon_2(0, \nu)|;$$

$$G(\nu, N, z) = |\varepsilon_2(0, \nu)| \exp[-\operatorname{Re} A(\nu)z].$$

Анализ показал, что решение (4) возможно, если спектральная ширина импульсов будет заметно изменяться и, кроме того, хотя бы у одного из них будет сравнима с шириной линии поглощения. Отметим, что для уменьшения вероятности интерференции с соседними линиями поглощения спектральная ширина зондирующих импульсов, по крайней мере, не должна превышать ширину линии поглощения, которая в приземном слое атмосферы составляет величину $\sim 0,1 \text{ см}^{-1}$ [11]. При выполнении этих условий уравнение (4) может быть решено любым из методов перебора на произвольно выбранном интервале $N \in [N_{\min}, N_{\max}]$, лишь бы искомое значение $N = N_0$ попадало в этот интервал.

Анализ устойчивости такой схемы решения обратной задачи зондирования был проведен для уравнения

$$P(N, z) + \delta_a \frac{\tilde{W}_1(z)}{\tilde{W}_2(z)} = 0, \quad (5)$$

где δ_a – величина аддитивной погрешности экспериментальных данных, обусловленной различными шумами и помехами канала распространения излучения и приемного тракта.

Ниже представлен анализ решения (5) для однородного слоя среды. Моделирование производилось следующим образом. Для выбранных параметров среды, определяющих ее оптическую толщину, и начальных параметров зондирующих импульсов (индекса фазовой модуляции и длительности) проводилось решение прямой задачи в соответствии с уравнением распространения (2). Полученные таким образом значения W_i использовались как исходная информация для решения обратной задачи, т.е. как «экспериментальные данные». При решении обратной задачи искомым параметром являлась величина оптической толщины резонансной компоненты среды $\tau_0 = \sigma N_0 z$ (σ – сечение резонансного поглощения среды). Другими словами, соотношение (5) рассматривалось как уравнение относительно данного параметра. Решение этого уравнения находилось методом бисекций, итерации проводились на интервале $\tau \in [0,2 \div 6]$. Данный

метод заключается в локализации области изменения независимой переменной N , в которой функция $P(N, z)$ знакопеременна. Локализация осуществляется делением отрезка пополам.

Оценки относительной погрешности восстановления концентрации резонансной компоненты среды δ_N , полученной таким образом, представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что использованный алгоритм восстановления величины N_0 устойчив к действию аддитивной погрешности. Отметим также, что величина δ_N минимальна при использовании узкополосных лазерных импульсов, когда $\tau_n \gamma \gg 1$ (γ — полуширина линии поглощения).

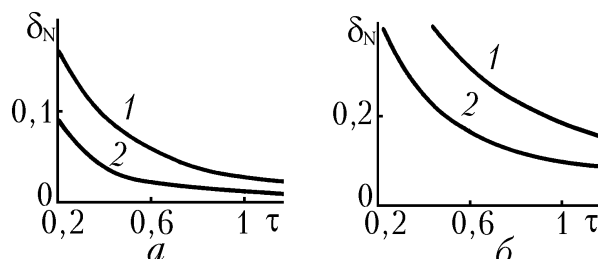


Рис. 3. Относительная погрешность восстановления величины концентрации резонансной компоненты среды δ_N при $\delta_a = 1\%$ (а) и 5% (б). Условия расчета: $f = 0,5$, $\tau_n \gamma = 100$ (1), $\tau_n \gamma = 1$ (2)

Из используемой спектроскопической информации в данном случае, как, впрочем, и для метода дифференциального поглощения, наиболее важна точность определения положения несущей частоты импульса относительно центра линии поглощения. Расчеты показали, что влияние этого фактора на конечный результат мало: так, при погрешности определения частоты импульса $\delta_\omega = 0,1\gamma$ погрешность определения концентрации составляет $\delta_N < 1\%$ при $\tau \geq 0,2$ и $\tau_n = 100/\gamma$.

Использование импульсов переменной длительности

Другой способ изменения спектральной ширины импульса связан с изменением его длительности. При этом отклонение от закона Бугера зависит также и от формы импульса и может проявляться уже при длительности $\tau_n \sim (3 \div 10)/\gamma$ [12].

Для анализа соответствующей прямой задачи была использована система (1). В расчетах использовалась следующая модель начальной формы импульса:

$$\begin{aligned} \varepsilon_i(0, t) &= [\sin(\pi t / \tau_{n,i})]^q, & t \in [0, \tau_{n,i}], \\ \varepsilon_i(0, t) &= 0 & t \notin [0, \tau_{n,i}], \end{aligned}$$

и в зависимости от величины параметра q менялась от квазигауссовой до квазипрямоугольной.

Очевидно, решение соответствующей обратной задачи для этого случая может быть найдено из уравнения, аналогичного (4). Отличия будут заключаться в том, что параметры \tilde{W}_i («экспериментальные данные») будут соответствовать энергии прошедших через среду импульсов, имевших разную начальную длительность $\tau_{n,i}$, а расчет второго слагаемого в этом уравнении должен проводиться с учетом используемой модели процесса распространения (1). Отметим, что решение обратной задачи может быть сведено к задаче минимизации целевой функции $|P(\tau)|$. Анализ этой функции представлен ниже.

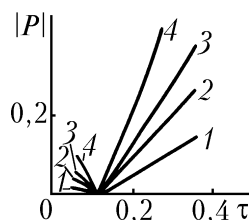


Рис. 4. Зависимость модуля целевой функции $|P|$ от величины оптической толщи среды τ при: $\tau_{n,1} = 1,7$ нс, $\tau_{n,2} = 3,3$ нс (кривая 1); $\tau_{n,1} = 1$ нс, $\tau_{n,2} = 3,3$ нс (2); $\tau_{n,1} = 1,7$ нс, $\tau_{n,2} = 10$ нс (3); $\tau_{n,1} = 0,3$ нс, $\tau_{n,2} = 10$ нс (4). Условия расчета: $\tau_0 = N_0 \sigma z = 0,1$, $\delta_a = 0$

На рис. 4 показана зависимость модуля целевой функции $|P|$ от величины τ при различных длительностях $\tau_{и,1}$, $\tau_{и,2}$. Из рисунка видно, что эта зависимость наиболее сильная, если длительность первого импульса соответствует условиям стационарного взаимодействия: $\tau_{и,1}\gamma \gg 1$, а второго – нестационарного: $\tau_{и,2}\gamma \sim 1$. Кроме того, видно, что такая целевая функция является монотонной относительно величины $\tau = \sigma Nz$. Следовательно, решение обратной задачи может быть получено любым из методов перебора на априори заданном интервале, аналогично тому, как было описано выше. Отметим, что наличие аддитивной погрешности приводит к сдвигу целевой функции, величина которого слабо зависит от τ .

Заключение

В статье анализируются потенциальные возможности одночастотного зондирования атмосферных газов лазерными импульсами, спектральная ширина которых меняется от импульса к импульсу. В качестве механизма изменения спектральных характеристик зондирующих импульсов рассмотрены вариации их длительности, а также индекса их фазовой модуляции. Проведенный анализ показал, что предложенные алгоритмы позволяют восстанавливать концентрацию резонансно поглощающей компоненты среды. Следует отметить их хорошую устойчивость относительно влияния помех канала распространения, а также точности исходных спектроскопических данных.

Рамки применимости и объем необходимой априорной информации для данных алгоритмов практически совпадают с таковыми для метода дифференциального поглощения, поскольку в основу положен один и тот же эффект – резонансное поглощение. Поэтому анализ возможных источников погрешности измерений, обсуждение которых не входило в задачу данной статьи, может быть основан на соответствующих данных для метода дифференциального поглощения (см., например, [13]).

1. Кабанов М.В., Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 3. С. 173–179.
2. Кабанов М.В., Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 2. С. 242–244.
3. Соколов В.А., Мигулин А.В. // Тезисы докладов VII Всесоюз. симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. II. Томск: ИОА СО АН СССР, 1982. С. 10–13.
4. Кацев И.Л., Зега Э.П. // Известия АН СССР. Сер. ФАО. 1979. Т. 15. N 2. С. 169–174.
5. Зуев В.Е., Покасов В.В., Пхалагов Ю.А. и др. // Известия АН СССР. Сер. ФАО. 1968. Т. 4. N 1. С. 63–69.
6. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978. 200 с.
7. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. // Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 311 с.
8. Кузнецова Т.Н. // Квантовая электроника: Сб. статей / Под ред. Н.Г. Басова. М.: Сов. радио, 1971. Вып. 3. С. 103–105.
9. Ippen E.P., Shank C.V., Gustafson T.K. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. N 4. P. 190–192.
10. Halliday W.H. // 5-th Int. Conf. Antennas and Prop. (ICAP'87). Pt. 2. London, 1987. P. 368–370.
11. Мицель А.А., Пономарев Ю.Н. Оптические модели молекулярной атмосферы. Новосибирск: Наука, 1988. 128 с.
12. Кистенев Ю.В., Пономарев Ю.Н. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 4. С. 64–70.
13. Зуев В.В., Романовский О.А. // Известия вузов. Физика. 1987. Деп. N 4675–В87. 49 с.

Сибирский физико-технический институт им.В.Д. Кузнецова, Томск
Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск

Поступила в редакцию
10 июля 1995 г.

Yu.V. Kisteney, Yu.N. Ponomarev. Sounding of Gaseous Admixtures in the Atmosphere Using Effects of Nonstationary Interaction.

The potentiality of laser pulses with varying spectral characteristics for onefrequency sounding of atmospheric gases is analyzed. Change of pulses duration and their phase modulation are considered as mechanisms of pulse spectral characteristics variation. Estimates of influence of main types of error on accuracy of the sounded gas concentration restoration are also presented.