

С.Н. Волков, Д.И. Шелефонтюк

Лазерный мониторинг профиля температуры с использованием оптического волокна в качестве датчика температуры

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 25.12.2006 г.

Рассмотрены численные оценки обратнорассеянных сигналов, необходимых для лазерного мониторинга температуры по оптическому волокну. Приведены результаты лабораторного эксперимента.

Введение

Лидарное зондирование параметров атмосферы постоянно совершенствуется как в методическом плане, так и в вопросах освоения передовых технологий. Оптимизация технологий изготовления оптических элементов и лазеров приносит свои плоды — надежность данных, получаемых с помощью лидарного зондирования, постоянно улучшается.

Однако неблагоприятные внешние условия, такие, например, как ограниченная дальность видимости, фоновые засветки и др., по-прежнему существенно ограничивают область применения лидарных систем.

В то же время необходимость в системах дистанционного мониторинга не только не уменьшается, но становится все более актуальной. В качестве примера можно привести задачу экологического мониторинга при перекачке газа и нефти, контроль состояния агрессивных жидких сред в спецхранилищах и т.д. Большинство этих задач решается на основе метода контроля профиля температуры по объекту наблюдения, например в скважинах, в подземных разработках, в атмосфере промышленной зоны.

Существенную помощь в этом случае может оказать применение метода лазерного мониторинга, при котором в качестве датчика температуры применяется кварцевый световод, находящийся в тепловом балансе с контролируемой средой.

Сущность метода лазерного мониторинга профиля температуры с помощью световода заключается в измерении спонтанного комбинационного рассеяния в обратном направлении с последующим оценением профиля температуры окружающей среды. Таким образом, в данном методе зондирующий импульс распространяется в среде с известными параметрами, что позволяет корректно разрешить вопросы калибровки и стабильности в получении оценок результатов измерений.

Распространение излучения в световоде в основном ограничивается потерями в материале светово-

да, которые при современном уровне массового производства достаточно малы. Кроме того, необходимо отметить способность световодов работать в широком диапазоне температур ($-60 - +300^\circ \text{C}$), высокую стойкость к действию агрессивных сред, небольшой радиус изгиба, что позволяет оптимально конфигурировать трассу зондирования и обеспечивать стабильность механических и физических параметров.

Однако актуальной в настоящее время является проблема оценки связи параметров распространяющегося по световоду излучения с параметрами световода. Открытым остается вопрос о величине комбинационного обратнорассеянного излучения в зависимости от длины световода. К сожалению, в России работ по данной тематике до сих пор не имеется. Измерения профиля температуры по световоду в режиме счета фотонов за рубежом не производились.

В данной статье приводятся примеры численного расчета оценок обратнорассеянных сигналов, необходимых для лазерного мониторинга температуры по оптическому волокну. Приведены результаты лабораторного эксперимента по лазерному мониторингу профиля температуры с помощью кварцевого световода в качестве датчика температуры в режиме счета фотонов.

1. Основные замечания по распространению оптического излучения в световоде

Распространение импульса излучения в плавленном стекле в системе координат, связанной с групповой скоростью, можно представить [2–5] в следующем виде:

$$\frac{d\Gamma(z)}{dz} = \frac{\omega}{\omega_0} \hat{R}P_0 + \hat{g}_{II}P_0\Gamma(z), \quad (1)$$

где $\Gamma(z)$ — оптическая мощность в единицу угловой частоты на частоте ω ; P_0 — оптическая мощность на

частоте ω_0 ; \hat{R} и \hat{g}_{II} – коэффициенты рассеяния и усиления в плавном стекле. Здесь и далее подразумеваются пиковые величины мощностей излучения.

Для распространения излучения в световоде, учитывая потери излучения и принимая во внимание связь между коэффициентами усиления g_{II} и рассеяния R в световоде, можно получить важное приближение:

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha P + \frac{\hat{g}_{II}}{A_{eff}} \left[\frac{P}{K} + h(\Omega, T) \frac{\hbar\omega}{2\pi} d\omega \right] P_0, \quad (2)$$

где P – мощность оптического излучения на частоте ω , соответствующая интервалу $d\omega$;

$$\alpha = \alpha_p + (1 - S)\alpha_R + \alpha_S \quad (3)$$

– коэффициент ослабления; α_p , α_R , α_S – коэффициенты поглощения, рассеяния Рэлея и комбинационного рассеяния на частоте ω в плавном стекле; S – доля рассеяния Рэлея в световоде в прямом и обратном направлениях, определяемая, например, для многомодового световода со ступенчатым показателем преломления как

$$S = 0,38(NA)^2/n; \quad (4)$$

NA – числовая апертура световода; n – показатель преломления сердцевины световода; A_{eff} – эффективная площадь световода; K – коэффициент, находящийся в интервале величин от 1 до 2 в зависимости от деполаризации излучения, распространяющегося в световоде;

$$\Omega = \omega_0 - \omega. \quad (5)$$

Величина $h(\Omega, T)$ из (2) получается следующим образом:

$$h(\Omega, T) = \begin{cases} \left(1 - e^{-\frac{\hbar\Omega}{kT}} \right)^{-1} & \text{при } \Omega > 0 \quad (\equiv \text{St}(\Omega, T)), \\ \left(e^{\frac{\hbar\Omega}{kT}} - 1 \right)^{-1} & \text{при } \Omega < 0 \quad (\equiv \text{aSt}(\Omega, T)), \end{cases} \quad (6)$$

где \hbar – постоянная Планка; k – постоянная Больцмана; T – температура; St – стоксова часть спектра, aSt – антистоксова.

Зависимость коэффициентов поглощения, рассеяния и усиления комбинационного рассеяния, а также эффективной площади световода от частоты ω можно записать в виде

$$\begin{cases} \alpha \propto \omega^4, \\ R \propto \omega^4, \\ \hat{g}_{II} \propto \omega, \\ A_{eff} \propto \frac{1}{\omega^2}, \\ \alpha_p \approx \alpha_R \gg \alpha_S. \end{cases} \quad (7)$$

Уравнение (2) представляет собой систему уравнений, решение которой возможно на основе известных приближений [6], однако для более точных количественных оценок, учитывающих такие эффекты, как температура или спектральная ширина оптического излучения, необходимо переходить к численным методам решения [1].

Необходимо уточнить физическую основу составления дифференциального уравнения для мощности оптического излучения P_i на частоте ω_i в системе уравнений (2): вынужденное комбинационное рассеяние имеет когерентную природу и излучение от вклада этого взаимодействия распространяется только в том же направлении, тогда как вклад от спонтанного комбинационного рассеяния одинаков для прямого и обратного направлений распространения излучения.

Система уравнений (2) решается разнообразными численными методами, из которых наибольшее распространение получил метод Рунге–Кутты четвертого порядка [7], характеризуемый хорошей устойчивостью. Однако для оценок, получаемых на основе решения системы (2), требуются значительные вычислительные мощности. Для большинства прикладных задач достаточно использовать более простые приближения, позволяющие оперативно получать необходимые оценки мощностей рассеянного излучения.

Отметим, что данное приближение описывает распространение импульса в световодах с длительностями около 1 нс, эффекты четырехфотонного взаимодействия и эффекты внутриимпульсного взаимодействия не учитываются.

2. Расчеты

Световод, находящийся в тепловом балансе с окружающей средой, может рассматриваться в качестве протяженного датчика температуры. Наиболее чувствительной к изменению температуры оказывается антистоксова часть спектра комбинационного рассеяния.

Блок-схема устройства для лазерного мониторинга температуры по оптическому волокну показана на рис. 1.

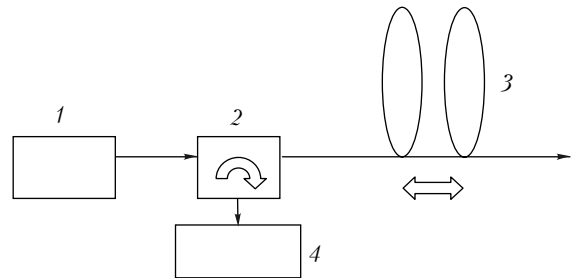


Рис. 1. Измерение обратнорассеянного излучения: 1 – лазер; 2 – оптический циркулятор; 3 – световод; 4 – спектральный анализатор

Короткий импульс лазера вводится в световод, и обратнорассеянное излучение поступает на спектральный анализатор. Оптический циркулятор служит для эффективного согласования источника и приемника излучения со световодом.

В общем случае зондирующий импульс обладает конечной временной длительностью. Это приводит к эффекту взаимодействия излучения, рассеянного в обратном направлении, с излучением, распространяющимся вперед. Для приближений, не учитывающих этот эффект, характерно представление временного импульса ступенчатым профилем в виде аддитивной суммы коротких импульсов.

Расчеты сделаны для излучения с длиной волны 1064 нм. Временной профиль излучения задавался в форме кривой Гаусса по ширине, равной 10 нс. Затем в расчетах осуществлялся переход к ступенчатому профилю, состоящему из независимых ступенек с 1-нс шириной. Оценки величин рассеянной антистоксовой мощности излучения, вернувшейся на вход световода, представлялись в виде среднего потока фотонов $\text{rate} = \{\text{rate}_i\}$ в строках, равных 1 м, для сдвига на частоту 440 см^{-1} от основной линии излучения:

$$\text{rate} = \frac{E_i}{\hbar\omega_i} \quad (i = 0, 1, \dots, n). \quad (8)$$

Ширина спектрального интервала принималась равной 10 см^{-1} . Расчеты проводились для световода из чистого кварца. Диаметр световода брался равным 50 мкм. Потери излучения, возникающие при согласовании источника излучения со световодом, а также приемника излучения со световодом, не учитывались.

На рис. 2 показана зависимость среднего потока фотонов в метровом строке с расстояния 1000 м от величины пиковой мощности источника излучения для световода из чистого кварца.

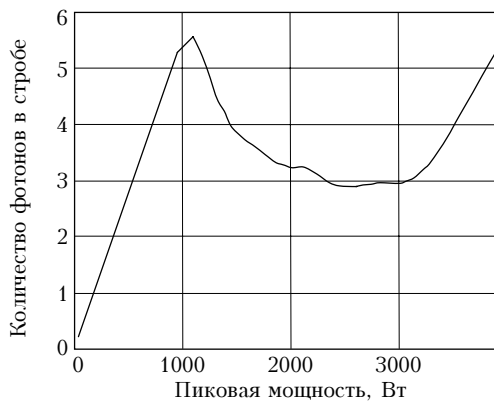


Рис. 2. Средний поток фотонов в метровом строке с расстояния 1000 м в световоде из кварца

Второй пик на графике соответствует влиянию возросших крыльев во входном импульсе излучения. Энергия из середины импульса эффективно перекачивается при этом в высшие порядки спектра комбинационного рассеяния.

3. Эксперимент

На основании предварительных модельных расчетов был проведен эксперимент по восстановлению профиля температуры с помощью кварцевого световода в качестве датчика температуры. На рис. 3 показан профиль температуры, восстановленный из экспериментальных данных.

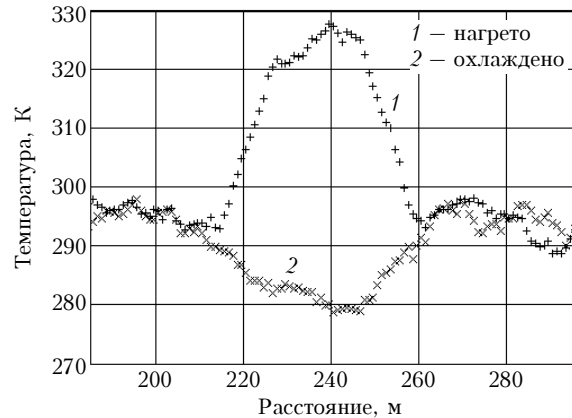


Рис. 3. Восстановленный профиль температуры для фрагмента световода, находящегося в 250 м от начала световода

В качестве датчика температуры применялся кварцевый световод КП Л2Г-II диаметром 200 мкм и длиной 525 м. Фрагмент световода длиной 40 м, расположенный на расстоянии 250 м от начала световода, в ходе проведения эксперимента подвергался нагреву и охлаждению.

Для проведения эксперимента была собрана оптическая схема на основе компактного двойного линзового полихроматора. Полихроматор построен по автоколлимационной схеме со световодной развязкой на объективах «МС Гелиос-44 2/58,6» с использованием плоских дифракционных нарезных решеток с параметрами: 1200 штр./мм; 30×60 мм. Для оптической развязки, в качестве входных и выходных щелей полихроматора, применялся кварцевый световод КП Л2Г-II диаметром 200 мкм. Световоды в полихроматоре располагались так, чтобы в спектре рассеянного излучения выделялись два участка с центрами относительно стоксова и антистоксова частотных сдвигов 440 см^{-1} в спектре комбинационного рассеяния.

В качестве источника излучения применялся лазер ИЛТИ-4076 с длиной волны излучения 532 нм, длительностью импульса 10 нс и частотой посылок импульсов 25 Гц.

Для регистрации рассеянного в обратном направлении излучения применялась система счета фотонов. Излучение с выхода двойного полихроматора подавалось на два ФЭУ фирмы «Hamamatsu». Затем, после усиления и дискриминации по уровню, сигналы подавались на вход счетчика фотонов. Параметры временного разрешения ФЭУ и счетчика фотонов позволяли проводить измерения в метровых строках.

Программное управление счетчиком фотонов и сбор данных осуществлялись с помощью ЭВМ «РС-386».

Экспериментальные данные обрабатывались в следующей последовательности:

- измеренные сигналы корректировались на просчеты,
- сигналы корректировались на эффект последовательности ФЭУ,
- определялся и вычитался из сигналов уровень фона,

г) вычислялись оценки дисперсий скорректированных сигналов. В качестве исходных оценок дисперсий сигналов принимались оценки исходя из асимптотического свойства сигналов, описываемых статистикой Пуассона, — среднее равно дисперсии,

д) сигналы обрабатывались с помощью метода оптимальной линейной регрессии [8] и находились оценки среднего в стробах сигналов и оценки ошибок восстановления,

е) из предварительно обработанных данных восстанавливался профиль температуры.

Для восстановления профиля температуры на выделенном фрагменте световода использовалось следующее приближение:

$$T(i) = \frac{C_1}{C_2 - \ln\left(\frac{P_{ast}(250+i)}{P_{st}(250+i)}\right) - C_3 i} \quad (i = 0, 1, \dots, 126), \quad (9)$$

где $C_1 = 630$, $C_2 = 0,51$, $C_3 = 0,0021$. Интерес представляет последняя константа, необходимость использования которой вызвана наличием дисперсии скорости распространения электромагнитной волны в веществе световода.

Заключение

Результаты модельных расчетов показывают, что величина среднего потока фотонов ограничивается величиной пиковой мощности источника излучения. Из приведенных данных можно сделать вывод о том, что с учетом потерь на согласования и квантовую эффективность фотоприемника измерения необходимо выполнять в режиме счета фотонов.

При проведении эксперимента ставились следующие задачи: получение сигналов комбинационного рассеяния при нагреве и охлаждении фрагмента световода; восстановление профиля температуры вдоль световода; сравнение параметров восстановления с теоретически предсказанными; оценка устойчивости алгоритма восстановления.

Теоретически предсказанная величина параметра $C_1 = 630,96$ из уравнения (9) хорошо совпадает с измеренной величиной. В эксперименте величина этого параметра определялась методом подгонки по совпадению профилей температуры в световоде с профилями температуры, полученными независимым способом. Точность подгонки задавалась в пределах одного градуса.

По условиям проведения эксперимента одна часть световода постоянно находилась при известной

комнатной температуре в воздухе, другая — в изолированном объеме в воде, в котором температура принимала два значения. Контроль температуры осуществлялся с помощью градусника с точностью 1° .

В то же время из приведенных данных видно, что профиль температуры имеет плавные переходы при нагреве и охлаждении. Предположительно, это связано с большой толщиной ($0,4-0,5$ мм) пластиковой оболочки световода. Можно сделать вывод о необходимости построения модели теплообмена для световода в оболочке.

К настоящему времени лазерный мониторинг профиля температуры с использованием световода в качестве датчика температуры вызывает повышенный интерес. Степень экспериментальной исследованности этого вопроса, несмотря на наличие достаточного значительного теоретического материала по распространению излучения в световодах, нуждается в дальнейшей проработке. Кроме того, экспериментальные исследования в области распространения излучения в световодах затрагивают, в подавляющем большинстве случаев, либо область усиления сигналов, либо проблемы помехоустойчивости средств связи. Таким образом, актуальность поставленных задач в полной мере отражает существующие в настоящее время тенденции в развитии прикладных лидарных методов мониторинга атмосферы.

1. Liu K., Garmire E. Understanding the Formation of the SRS Stokes Spectrum in Fused Silica Fibers // IEEE J. Quantum. Electron. 1991. V. 27. N 4. P. 1022–1030.
2. Stolen R.H., Clinton L. Development of the stimulated Raman spectrum in singlemode silica fibers // J. Opt. Soc. Amer. B. 1984. V. 1. N 4. P. 652–657.
3. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. 2nd ed. Ch. 8. San Diego: Academic-Press. CA. 1995.
4. Shen Y.R., Bloembergen N. Theory of stimulated Brillouin and Raman scattering // Phys. Rev. A. 1965. V. 137. N 6. P. A1787–A1805.
5. Crosignani B., Di Porto P. Influence of guiding structures on spontaneous and stimulated emission: Raman scattering in optical fibers // Phys. Rev. A. 1980. V. 21. N 2. P. 594–598.
6. Auyeung J., Yariv A. Spontaneous and stimulated Raman scattering in long low loss fibers // IEEE J. Quantum. Electron. 1978. V. 14. N 5. P. 347–352.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров / Под ред. И.Г. Арамановича. М.: Наука, 1968. 720 с.
8. Volkov S.N., Kaul B.V., Shelefontuk D.I. Optimal method of linear regression in laser remote sensing // Appl. Opt. 2002. V. 41. N 24. P. 5078–5083.

S.N. Volkov, D.I. Shelefontuk. Laser monitoring of the temperature profile using optical fiber as a temperature sensor.

Numerical estimates of backscattering signals necessary for laser optical fiber monitoring of the temperature are presented. Results of laboratory experiment are presented.