

Предисловие редактора

В тематическом выпуске журнала представлены некоторые результаты по научной программе Школы «Оптическая спектроскопия молекул и радиационные процессы в атмосфере», полученные при исполнении лота РИ-112/001/020.

Содержание большей части статей связано со спектроскопией атмосферных газов. И среди них стоит отметить экспериментальные работы (первые три статьи). Теоретические исследования имеют характер, вполне традиционный для этой области. Некоторые прикладные аспекты, возникающие в связи с задачами атмосферной спектроскопии, есть в последних трех работах.

Чл.-кор. РАН **С.Д. Творогов**

А.М. Киселев¹, Ю.Н. Пономарев², А.Н. Степанов¹,
А.Б. Тихомиров², Б.А. Тихомиров²

Поглощение фемтосекундного излучения Ti:Sa-лазера атмосферным воздухом и водяным паром

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Н. Новгород

² Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 14.04.2006 г.

Установлено, что в отсутствие эффекта самофокусировки коэффициент индуцированного поглощения фемтосекундных импульсов излучения Ti:Sa-лазера в атмосферном воздухе и водяном паре увеличивается прямо пропорционально энергии лазерных импульсов E . Для гауссовых пучков радиусом 2,5 мм коэффициент индуцированного поглощения в воздухе при атмосферном давлении изменяется со скоростью $dk/dE = (2,48 \pm 0,45) \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1} \cdot \text{мДж}^{-1}$ (длительность импульса 190 фс), а в водяном паре при давлении 13 мбар со скоростью $dk/dE = (1,54 \pm 0,20) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1} \cdot \text{мДж}^{-1}$ (длительность импульса 120 фс).

Измеренный коэффициент поглощения фемтосекундных импульсов в воздухе при энергии $E \approx 0$ (коэффициент линейного поглощения) хорошо согласуется со значением коэффициента поглощения излучения водяным паром в атмосферном воздухе, полученным из расчета с использованием базы данных HITRAN.

Введение

Распространение высокоинтенсивных фемтосекундных (ФС) импульсов в газах и атмосферном воздухе отличается от хорошо изученных случаев распространения лазерных импульсов наносекундной (НС) длительности. Одним из наиболее ярких эффектов, обнаруженных и активно изучаемых в последние годы, является филаментация лазерного пучка при распространении ФС лазерных импульсов в атмосферном воздухе [1, 2].

В [3] сообщается об обнаружении другого эффекта: зависящего от энергии лазерных импульсов поглощения ФС-излучения Ti:Sa-лазера атмосферным воздухом в отсутствие филамента. В эксперименте [3] наблюдалось индуцированное поглощение импульсов излучения с длительностью 80 фс в атмосферном воздухе, нелинейно возрастающее с увеличением энергии и значительно превышающее поглощение импульсов излучения НС-длительности (9 нс) со сравнимыми спектральными характеристиками.

Количественные данные о коэффициентах индуцированного поглощения ФС-излучения атмосферным воздухом и его молекулярными составляющими представляют большой интерес для оценки ослабления ФС-излучения в атмосфере. Такие данные в литературе отсутствуют.

Целью настоящей работы являются измерения коэффициентов поглощения ФС-излучения с длиной волны $\lambda_0 = 800 \text{ нм}$ атмосферным воздухом и водяным паром при энергиях лазерного импульса, меньших энергии филаментации.

ОА-спектрометр на основе Ti:Sa-лазера

Измерения проводились с использованием оптико-акустического (ОА) метода лазерной спектроскопии. Схема ОА-спектрометра, созданного на основе лазерного комплекса [4], представлена на рис. 1.

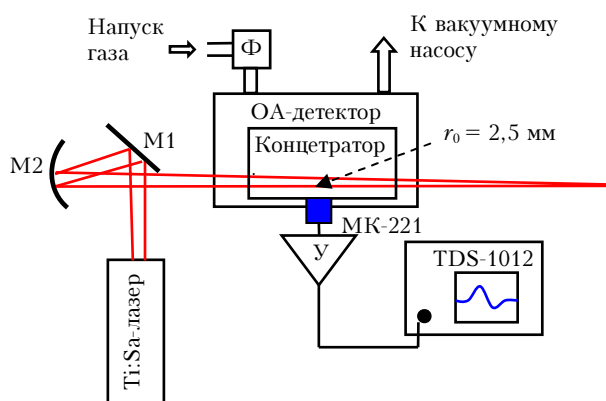


Рис. 1. Схема ОА-спектрометра: М1 — плоское зеркало, М2 — сферическое зеркало с $F = 86,5 \text{ см}$; Ф — аэрозольный фильтр; У — широкополосный усилитель с коэффициентом 1000; МК-221 — полудюймовый микрофон

Ti:Sa-лазер позволяет получать импульсы излучения ФС- или НС-длительности. При отсутствии инъекции ФС-импульсов от задающего генератора в схему регенеративного усилителя лазерная система генерирует импульсы длительностью $\tau = 9 \text{ нс}$.

Инжекция отдельных ФС-импульсов от задающего генератора синхронно с накачкой регенеративного и выходных усилителей позволяет получать мощные ФС-импульсы света с частотой повторения 10 Гц (подробнее см. [4]). Для исключения эффекта самофокусировки в настоящих экспериментах с воздухом энергия ФС-импульсов не превышала 5 мДж. Длительность ФС-импульсов на полувысоте (FWHM) τ составляла 190 фс. Радиусы гауссовых пучков излучения на выходе из лазерной системы в обоих случаях одинаковы и равны примерно 5 мм. В настоящей работе спектр излучения НС-импульсов, регистрируемый с помощью монохроматора и ПЗС-линейки с разрешением 0,04 нм, хорошо аппроксимировался функцией Гаусса со значением длины волны в максимуме $\lambda_0 = 791$ нм и шириной на полувысоте $\Delta\lambda = 23,4$ нм. Для ФС-импульсов λ_0 равна 800 нм, $\Delta\lambda = 17,7$ нм. Энергия импульсов излучения изменялась поляризационным аттенуатором и измерялась с помощью калиброванного фотодиода.

Излучение лазера заводилось в ячейку ОА-детектора с помощью двух диэлектрических зеркал. Первое зеркало было плоским, второе имело фокусное расстояние F , равное 86,5 см. Цилиндрическая ОА-ячейка длиной 25 см и диаметром 20 см, с окнами из MgF_2 толщиной 2 мм, размещалась таким образом, что фокус сферического зеркала находился за ячейкой, а радиус лазерного пучка r_0 в плоскости измерительного микрофона МК-221 составлял 2,5 мм. Форма электрических сигналов, генерируемых в результате поглощения импульсов излучения воздухом и регистрируемых на выходе широкополосного усилителя с помощью осциллографа TDS-1012, представлена на рис. 2.

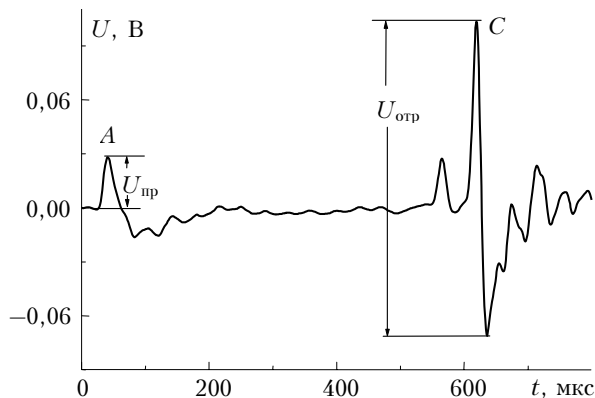


Рис. 2. Осциллограмма сигнала ОА-детектора

В ОА-ячейке установлен «концентратор» [5], состоящий из двух параболических рефлекторов и служащий для увеличения чувствительности детектора. Первый импульс А с амплитудой $U_{пр}$ (см. рис. 2) соответствует воздействию на микрофон импульса давления, приходящему непосредственно из освещенной излучением области. Импульс С с амплитудой $U_{отр}$ соответствует импульсу давления, сфокусированному на микрофон с помощью «концентратора» (подробнее см. [5]). В зависимо-

сти от величины поглощения измеряются либо амплитуда прямого сигнала $U_{пр}$, либо амплитуда сфокусированного сигнала $U_{отр}$.

На рис. 3 представлена корреляция между $U_{отр}$ и $U_{пр}$. Из рис. 3 видно, что переход в измерениях от $U_{пр}$ к $U_{отр}$ позволяет увеличить чувствительность ОА-спектрометра примерно в 6 раз.

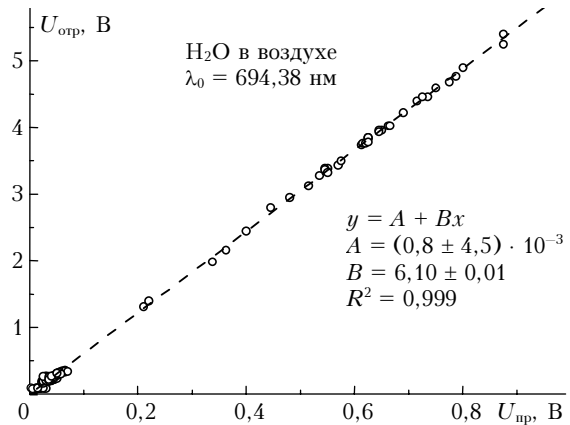


Рис. 3. Корреляция между амплитудами $U_{пр}$ и $U_{отр}$

В настоящей работе при калибровке ОА-детектора и измерениях коэффициентов неизвестного поглощения излучения Тi:Са-лазера водяным паром и воздухом регистрировалась амплитуда $U_{отр}$.

Формулы для амплитуды ОА-сигнала при поглощении НС- и ФС-импульсов излучения. Калибровка ОА-детектора

В случае линейного поглощения амплитуда сигнала ОА-детектора $U_{отр}$ связана с коэффициентом поглощения излучения в газе k , энергией лазерного импульса E и амплитудой импульса сжатия сигнала давления p_{max} соотношениями [6, 7]:

$$U_{отр} = a k E = K \varepsilon p_{max}, \quad (1)$$

$$p_{max} \approx \frac{V_{зв}^2}{2\pi C_p T r_0^{3/2} r^{1/2}} k E, \quad (2)$$

где a и ε — чувствительность ОА-детектора и чувствительность микрофона соответственно; K — коэффициент связи между амплитудами $U_{отр}$ и $U_{пр}$; T — температура газа; C_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; $V_{зв}$ — скорость звука в газе; r_0 — радиус лазерного пучка в точке измерения; r — расстояние от центра лазерного пучка до микрофона.

Выражение (2) справедливо для случая «большого» размера гауссова пучка, когда форма сигнала давления не зависит от времени тепловыделения [7]. В формуле (1) для немонахроматического излучения величина k определяется из уравнения [6]:

$$k = k(v_{\lambda}) = \sum_i \int_{\Delta v} k_i(v) g(v_{\lambda} - v) dv, \quad (3)$$