

**ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ****Термометрия открытого пространственно неоднородного  
пламени с использованием диодной лазерной  
абсорбционной спектроскопии****В.В.Лигер, В.Р.Мироненко, Ю.А.Курицын, М.А.Большов**

*Исследованы особенности однолучевого варианта метода диодной лазерной абсорбционной спектроскопии (ДЛАС) при измерении температуры пространственно неоднородной горячей зоны. Температура пламени коммерческой горелки измерялась по линиям поглощения молекул воды. Зондирование пламени излучением диодных лазеров осуществлялось на разных его высотах и по различным направлениям. Правильность результатов измерений методом ДЛАС контролировалась путем сопоставления данных ДЛАС с температурами, измеренными методом когерентного антистоксова рассеяния (КАРС). Показано, что при зондировании однородного участка пламени температуры, полученные обоими методами, совпадают. Принципиальной проблемой для ДЛАС является наличие неоднородности температуры по трассе зондирования, в результате чего метод дает информацию о некоторой эффективной температуре вдоль трассы. Оценено различие в данных, получаемых методами ДЛАС и КАРС. При зондировании трассы, на которой имеются области с градиентами температуры, это различие достигает 700 К. Обсуждены возможности учета неоднородности температуры по трассе зондирования при использовании метода ДЛАС. Предложен метод разностных спектров, позволяющий при определенных условиях обеспечить значительно лучшее совпадение результатов двух методов.*

**Ключевые слова:** абсорбционная спектроскопия, диодный лазер, КАРС, измерение температуры.

**1. Введение**

Методы лазерной спектроскопии широко используются для диагностики горячих зон и процессов горения в смешивающихся до- и сверхзвуковых газовых потоках [1, 2]. Одним из самых широко распространенных и относительно простых методов диагностики таких зон является диодная лазерная абсорбционная спектроскопия (ДЛАС) [3, 4]. Достоинство этого метода – возможность бесконтактного измерения температуры внутри горячей зоны, что является необходимым условием получения достоверных данных, поскольку помещение в поток любого датчика типа термопары существенно искажает характеристики потока. Кроме того, этот метод позволяет определять температуру с высоким временным разрешением.

Метод ДЛАС основан на регистрации спектра поглощения тестовых молекул вдоль пути распространения перестраиваемого по длине волны зондирующего излучения диодного лазера (ДЛ). Температура газа в зондируемой области определяется по отношению интегральных интенсивностей как минимум двух линий поглощения для переходов, стартующих с существенно разных энергетических уровней. Эти интенсивности могут определяться подгонкой либо индивидуальными контурами, либо участками спектра, содержащими несколько линий поглощения [5]. [bolshov@isan.troitsk.ru](mailto:bolshov@isan.troitsk.ru)

**В.В.Лигер, В.Р.Мироненко, Ю.А.Курицын.** Институт спектроскопии РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5  
**М.А.Большов.** Институт спектроскопии РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, химический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы;  
e-mail: [bolshov@isan.troitsk.ru](mailto:bolshov@isan.troitsk.ru); [mbolshov@mail.ru](mailto:mbolshov@mail.ru)

Поступила в редакцию 8 мая 2018 г., после доработки – 7 сентября 2018 г.

К настоящему времени основой большинства работ по диагностике с использованием метода ДЛАС является допущение об однородных распределениях температуры и концентрации поглощающих частиц вдоль трассы измерения внутри зондируемой горячей области. В то же время очевидно, что в реальных силовых агрегатах эти параметры пространственно неоднородны, и при стандартных методиках регистрации и обработки экспериментальных спектров поглощения метод ДЛАС позволяет определять только некоторые средние по всей трассе зондирования температуру и концентрацию поглощающих частиц. Следует обозначить основную проблему, усложняющую обработку экспериментальных данных в случае таких неоднородных распределений. Это вариации температуры и концентрации поглощающих частиц, приводящие к изменению как профилей, так и интегральных интенсивностей линий поглощения вдоль трассы зондирования. В результате экспериментально регистрируются некоторые интегральные по трассе профили и интенсивности спектральных линий, по которым в процессе обработки вычисляются усредненные параметры среды.

Существуют два основных фактора, вызывающих деформацию спектрального контура линий поглощения в пространственно неоднородной среде. Во-первых, поглощение зондирующего лазерного излучения вне тестируемой горячей зоны, на пути от ДЛ до фотоприемника системы регистрации. Во-вторых, наличие в самой тестируемой зоне перепада (градиента) температур от максимальной до температуры более холодных внешних слоев. Первый фактор можно в какой-то степени ослабить, продувая инертным газом области вне тестируемого объекта, по которым проходит пучок ДЛ, либо используя поглощающие переходы с высоколежащими нижними уровнями (с энергиями более  $1500\text{ см}^{-1}$ ). Можно также использовать в качестве тестовых такие молекулы, которые не входят в состав воздуха лабораторного помещения. Од-

нако второй фактор проявляется при зондировании любой реальной горячей зоны.

Радикальным подходом к преодолению проблем определения параметров неоднородных сред методом ДЛАС являются томографические измерения [6]. Для этого пучки излучения зондирующих лазеров расщепляются оптическими делителями на несколько пучков, которые затем пересекают зондируемую область в разных направлениях. Такой подход позволяет получить информацию о распределении параметров среды, однако при этом существенно усложняются как оптическая схема ДЛАС-спектрометра, так и процедура обработки массива экспериментальных спектров. Томографические измерения реализуются в случае диагностики свободно истекающих в атмосферу горячих потоков, но они невозможны в различных сечениях замкнутых силовых установок, когда ввод оптического излучения ограничен конструктивно.

Следует также отметить возможность определения температуры горячей зоны методом когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) [7, 8]. Поскольку метод КАРС обеспечивает определение температуры в узкой локальной области пересечения зондирующих лазерных пучков, он позволяет определять локальную температуру в произвольной точке горячего объекта. Само распределение температуры может быть найдено методом КАРС с достаточной точностью, и этот метод может служить в качестве референтного для оценки отклонения «эффективной» температуры, определяемой однолучевым методом ДЛАС, от максимальной температуры в горячей зоне.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния пространственной неоднородности параметров горячего объекта на правильность оценки его температуры однолучевым методом ДЛАС и разработка методов повышения правильности такой оценки путем вариации схемы измерения и алгоритма обработки экспериментальных спектров поглощения.

В качестве модельного объекта для тестовых измерений температуры в пространственно неоднородном объекте было выбрано ламинарное пламя горелки, в которой плавным и воспроизводимым образом могут меняться состав горючей смеси и скорости потоков горючего и окислителя. При стационарных атмосферных условиях в рабочем помещении распределение температуры в пламени такой горелки может считаться достаточно воспроизводимым, а значительные изменения температуры и плотности смеси в направлении от оси пламени к периферии являются хорошей моделью пространственно неоднородного распределения параметров.

Температуры различных областей пламени, полученные с использованием ДЛАС, сопоставлялись с опубликованными результатами характеристики пламени подобной горелки методом локальной термометрии этих же областей пламени, полученными методом КАРС [9].

## 2. Физические основы метода

Метод ДЛАС основан на измерении отношения интегральных интенсивностей линий поглощения тестовой молекулы, соответствующих переходам с разных нижних энергетических уровней. При выполнении условий термодинамического равновесия (а они практически всегда выполняются при атмосферном давлении и на временах регистрации больше 1 мкс) и однородном распределении температуры и концентрации тестовых молекул в зонди-

руемой области отношение интегральных интенсивностей линий зависит только от температуры среды.

Распространение света через поглощающую среду подчиняется закону Бугера–Ламберта–Бера, который для однородной среды в случае малого поглощения и одиночной линии описывается выражением

$$I_v = I_{v_0} \exp[-S(T)g(v - v_0)NL] \quad (1)$$

$$\approx I_{v_0} - I_{v_0}S(T)g(v - v_0)NL.$$

Здесь  $I_v$  – интенсивность монохроматического излучения с частотой  $v$  после прохождения вдоль трассы длиной  $L$ ;  $S(T)$  – сила (интегральная интенсивность) линии поглощения для некоторого перехода с центром на частоте  $v_0$ ;  $g(v - v_0)$  – профиль этой линии;  $N$  – концентрация поглощающих частиц. Сила линии зависит от температуры  $T$ , а ее форма – от температуры, давления и состава газовой смеси и определяется механизмами уширения. При давлениях, не сильно отличающихся от атмосферного, профиль спектральной линии  $g(v - v_0)$  обычно описывается функцией Фойгта. Типичная полуширина линии поглощения при диагностике газовых потоков и пламен составляет  $\sim 0.1 \text{ см}^{-1}$  (3 ГГц), поэтому излучение одночастотных (одноразовых) ДЛ с шириной линии 10–50 МГц может рассматриваться как монохроматическое, и уравнение (1) с хорошей точностью применимо для интерпретации результатов абсорбционных измерений.

Для отношения  $R$  сил двух выбранных для измерений линий  $S_1/S_2$  справедливо выражение

$$R = \frac{S_1}{S_2} = \left( \frac{S_1}{S_2} \right)_{T_0} \exp \left[ -\frac{hc\Delta E''}{k} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (2)$$

где  $(S_1/S_2)_{T_0}$  – отношение сил линий при некоторой температуре  $T_0$ ;  $E''$  – энергетический зазор между нижними состояниями соответствующих переходов. Видно, что это отношение является однозначной функцией температуры.

Силы линий для многих переходов большинства простых молекул при комнатной температуре хорошо известны и занесены в базы данных (NITRAN [10], NITEMP [11]).

В эксперименте регистрируется спектр пропускания  $I_v$ . При однородном распределении температуры и концентрации молекул и малом поглощении интересующая нас величина  $S(T)$  связана с коэффициентом поглощения  $\alpha(v)$  следующим образом:

$$\alpha(v) = (I_{v_0} - I_v) / I_{v_0} = S(T)g(v - v_0)NL. \quad (3)$$

Если ширины линий одинаково зависят от температуры, то  $R$  может быть определено из отношения интенсивностей в центре линий. В противном случае необходимо вычислять интегральный коэффициент поглощения

$$A = \int \frac{I_{v_0} - I_v}{I_{v_0}} dv = S(T)NL. \quad (4)$$

Если в эксперименте измеряется поглощение на нескольких линиях, то эффективным методом определения температуры является подгонка зарегистрированного экспериментально спектра теоретическим, смоделированным на основе спектроскопических баз данных [5]. Таким образом, по результатам одновременного измерения поглощения на нескольких линиях тестовой молекулы может

быть вычислена температура в зондируемом объеме, а из абсолютной величины интегрального коэффициента поглощения  $A = S(T)NL$  может быть определена концентрация поглощающего компонента.

В случае неоднородной среды выражение (3) для спектра поглощения должно быть модифицировано и может быть представлено в виде

$$\alpha(\nu) = \int_0^L S(T)g(\nu, T, P, N)N(l)dl, \quad (5)$$

где температура  $T$ , давление  $P$  и концентрация пробных молекул  $N$  в каждой точке зондируемого объема зависят от ее координаты  $l$  вдоль оси лазерного пучка, а температура и концентрация поглощающих частиц в пределах сечения лазерного пучка предполагаются постоянными. Подгонка такого спектра сильно усложняется в условиях больших градиентов температуры и концентрации вдоль трассы измерения и в общем случае возможна только тогда, когда известны их распределения.

В большинстве работ определение температуры проводится в предположении ее однородного распределения в зондируемом объекте. В этом случае теоретические спектры симулируются на основе спектроскопических баз данных с использованием одной температуры. В случае ее неоднородного распределения используются различные алгоритмы. В нашей работе проводилась подгонка экспериментального спектра поглощения, сформированного на всей трассе зондирующего лазерного пучка, симулированными спектрами с использованием одной температуры. Определенную таким образом температуру будем называть «эффективной» температурой  $T_{\text{eff}}$ .

### 3. Эксперимент

#### 3.1. Горелка

В качестве объекта для измерений температуры в пространственно неоднородном пламени было выбрано ламинарное диффузионное пламя в щелевой горелке Вольфхарда–Паркера [12, 13] с частичным предварительным смешиванием компонентов горючей смеси. Горелка имеет небольшие размеры, обеспечивает стабильное пламя и высокую воспроизводимость распределения температуры при повторных включениях. Пламя имеет плоскую форму и содержит как области однородного температурного

распределения, так и зоны с высокими градиентами температуры. Эти характеристики позволяют использовать горелку в качестве эталонной при проведении измерений различными методами.

Во всех экспериментах применялась обогащенная метаново-воздушная горючая смесь. Используемые прецизионные электронные измерители потока позволяли задавать расходы горючего и окислителя с точностью 0.01 норм. л/мин, а расходы воздуха в спутном потоке – с точностью 0.1 норм. л/мин, и добиваться высокой воспроизводимости характеристик пламени от запуска к запуску.

Схема корпуса горелки, в котором осуществлялось частичное предварительное смешивание топлива и окислителя, с характерными размерами показана на рис.1,а. Гомогенизированные газовые потоки поступают раздельно через три щелевых канала прямоугольного сечения. В центральный канал шириной 9 мм подаются перемешанные топливо (метан) и окислитель (воздух), а в боковые каналы поступает дополнительное количество воздуха, который формирует спутный поток вокруг пламени и способствует его стабилизации. Таким образом обеспечивается квазистационарный поток нагретого газа. Конструкция горелки предполагает симметрию пламени относительно плоскости  $yz$ , близкое к однородному распределение температуры внутри пламени вдоль щели горелки (вдоль оси  $y$ ) и высокие температурные градиенты при переходе через фронт пламени от исходной смеси к продуктам сгорания. Горелка установлена на подвижном основании, позволяющем позиционировать ее корпус с точностью 0.01 мм (по оси  $x$ ), 0.25 мм (по оси  $z$ ) и 1 мм (по оси  $y$ ).

Фотографии пламени при горении обогащенной метаново-воздушной смеси с коэффициентом избытка топлива  $\Phi = 2$  приведены на рис.1,б (поперек плоскости пламени) и рис.1,в (вдоль плоскости пламени). Отчетливо видны симметрия пламени относительно плоскости  $yz$ , а также границы внутреннего и внешнего фронтов пламени. В частности, высота внутреннего фронта составляет  $\sim 20$  мм.

Указанный источник использовался в сличительных экспериментах, выполненных сотрудниками Института спектроскопии РАН и Института общей физики РАН в 2015 г. в лаборатории ЦИАМ. В этих экспериментах результаты однолучевого метода ДЛАС сравнивались с результатами локальных измерений температуры методом КАРС при одинаковых режимах работы горелки. Полу-

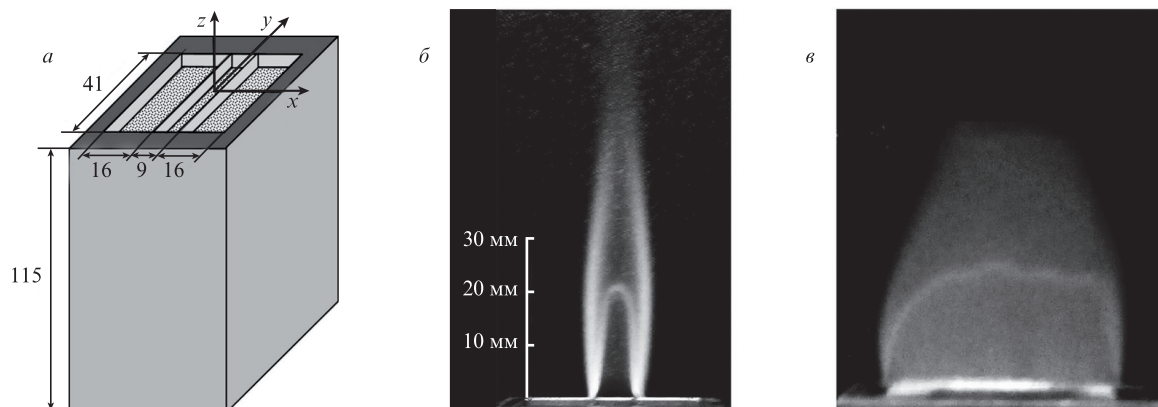


Рис. 1. Схематическое изображение горелки (размеры в мм) (а) и фотографии пламени в поперечном (вдоль оси  $x$ ) (б) и продольном (вдоль оси  $y$ ) (в) направлениях.

ченные данные вместе с описанием горелки Вольфхарда–Паркера приведены в работе [14].

### 3.2. Конструкция ДЛАС-спектрометра

В настоящей работе использовался ДЛАС-спектрометр с двумя перестраиваемыми по длине волны ДЛ, разработанный для бесконтактного измерения температуры и концентрации паров воды в газовых потоках при давлениях смеси до 3 атм и температурах 300–2000 К. Подробное описание схемы спектрометра, составляющих его блоков, процедур регистрации и обработки данных приведено в [15].

Диодные лазеры работают в импульсно-периодическом режиме, при этом импульсы тока питания лазеров подаются последовательно (режим временного мультиплексирования). Излучение двух ДЛ из основного блока собирается в оптическом мультиплексоре в один пучок и вводится в одномодовый световод. Сформированное градиентным коллиматором излучение на выходе из световода (диаметр пучка  $\sim 1$  мм) направляется к зондируемому объекту. Прошедшее через область зондирования излучение собирается оптической системой на фотоприемник, сигнал с которого усиливается в предусилителе и передается по витому кабелю в систему регистрации и обработки данных. В системе предусмотрена регистрация выходной мощности обоих ДЛ для нормировки при обработке сигналов поглощения. Такая нормировка необходима для учета изменения интенсивности излучения ДЛ при перестройке его длины волны за счет изменения тока инжекции. Для снижения уровня шумов и влияния неидентичности различных фотоприемников регистрация прошедшего через пламя зондирующего пучка, состоящего из пучков излучения обоих ДЛ, осуществляется одним фотоприемником (InGaAs) с диаметром светочувствительной области 2 мм. Частота излучения каждого из ДЛ перестраивается на своем спектральном участке ( $\sim 3$  см $^{-1}$ ) в течение 20 мс, после чего генерация этого ДЛ прекращается на те же 20 мс, на протяжении которых работает второй ДЛ. Градуировка частотной шкалы проводится с использованием эталона Фабри–Перо. Таким образом, минимальное время детектирования экспериментальных спектров поглощения в используемой схеме ДЛАС составляет  $\sim 40$  мс. В такой схеме фотоприемник постоянно детектирует сигналы прошедшего через область зондирования излучения, а система обработки по очереди выделяет сигналы, соответствующие разным ДЛ.

При оцифровке аналитических сигналов величина сигнала (одна точка на временной шкале) регистрируется через  $\sim 65$  мкс. Для каждого лазера за один интервал регистрации (20 мс) оцифровываются 300 отсчетов (точек), из которых 270 отсчетов оцифровываются в течение длительности импульса тока, а остальные 30 точек (6 в начале и 24 в конце интервала регистрации) служат для определения нулевого уровня сигнала при выключенном лазере. Полное время регистрации процесса составляло  $\sim 10$  с. За это время для каждого лазера регистрировалось  $\sim 260$  сканов.

Спектр поглощения молекулы  $H_2O$  в ближнем ИК диапазоне состоит из большого числа линий, перекрывающихся при давлениях свыше 1 атм. В спектрометре использовались два ДЛ, работающих в областях 7185 см $^{-1}$  ( $\lambda = 1.39$  мкм) и 7444 см $^{-1}$  ( $\lambda = 1.34$  мкм). Выбор спектральных диапазонов обусловлен требованиями к изме-

рениям параметров газовой смеси при давлениях смеси до 3 атм и температурах в интервале 500–2000 К [15].

Апробация ДЛАС-спектрометра при измерениях температуры в стационарных и пространственно однородных условиях в нагреваемой кювете с парами воды и сравнение результатов, полученных в диапазоне 500–1200 К, с результатами измерений термпарой показали высокую точность, надежность и простоту его работы [15]. Испытания разработанного варианта ДЛАС-сенсора для диагностики пространственно неоднородного источника проводилось в данной работе с использованием коммерческой горелки при атмосферном давлении.

## 4. Результаты эксперимента и их обсуждение

В данном разделе приведены результаты определения температуры пространственно неоднородной горячей зоны пламени коммерческой горелки. Обсуждаются также способы коррекции результатов измерений, позволяющие восстановить температуру наиболее горячей зоны пламени при использовании однолучевого метода ДЛАС.

### 4.1. Измерение эффективной усредненной температуры

Измерения эффективной температуры в пламени с применением ДЛАС-спектрометра проводились при распространении зондирующего пучка как вдоль (по оси  $y$ ), так и поперек (по оси  $x$ ) плоскости пламени на разных высотах  $z$  от среза щелей горелки ( $z = 0$ ). Схема измерений при зондировании пламени вдоль оси  $y$  приведена на рис.2. Коллиматор и фотоприемный блок предварительно юстировались и фиксировались так, чтобы прошедший через пламя пучок лазера фокусировался приемной оптической системой в центр светочувствительного участка фотоприемника. Фокусировка в центр светочувствительной зоны фотоприемника позволяет существенно снизить флуктуации сигнала, определяемые «дрожанием» лазерного пучка при прохождении горячей зоны. Экспериментально определено, что при фокусировке пучка на периферию светочувствительной зоны резко увеличиваются флуктуации интенсивности сигнала, вызванные

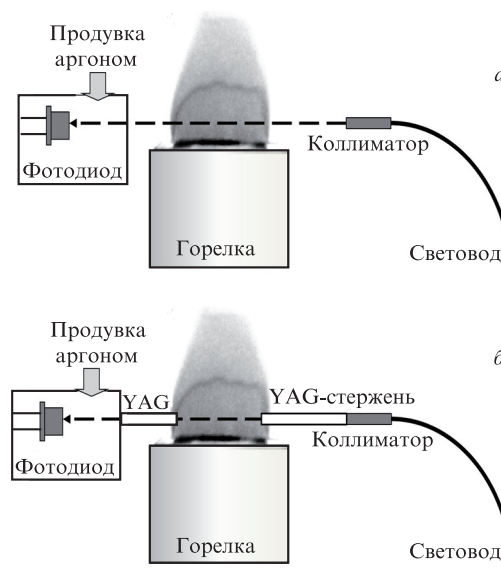


Рис.2. Оптическая схема эксперимента в отсутствие стержней из YAG (а) и при их установке (б).

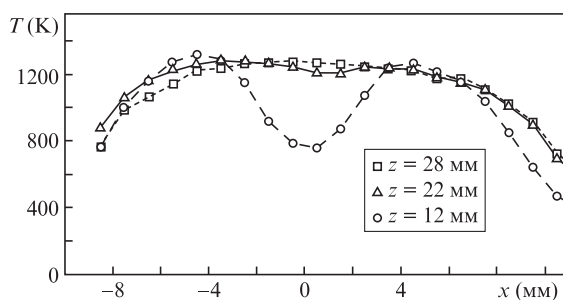


Рис.3. Распределения «эффективной» температуры поперек плоскости пламени, полученные методом ДЛАС на разных высотах  $z$  от основания горелки (точки), кривые – результаты расчета по «однотемпературному» алгоритму.

случайными смещениями пучка за край светочувствительного участка.

При фиксированных высотах  $z = 12, 22$  и  $28$  мм и измерениях вдоль оси  $y$  горелка перемещалась относительно зондирующего пучка ДЛ в горизонтальном направлении вдоль оси  $x$  (от  $-12$  до  $+12$  мм с шагом  $1$  мм). Между пламенем и торцом световода, а также между пламенем и блоком приемной оптики оставались воздушные зазоры  $\sim 35$  мм.

На рис.3 приведены результаты измерений поперечного распределения температуры на разных высотах от основания горелки (точка  $x = 0$  соответствует положению плоскости симметрии пламени  $yz$ ), а также профили эффективных температур для разных высот, вычисленные по «однотемпературному» алгоритму. Виден двугорбый профиль температуры на высоте  $12$  мм, и «выползающие» профили на высотах  $22$  и  $28$  мм. Эти распределения правильно передают пространственный профиль температуры пламени, однако абсолютные значения определенных таким образом «интегральных» температур существенно ниже локальных температур этих же участков пламени, найденных методом КАРС.

На рис.4 данные ДЛАС для высоты  $z = 12$  мм сравниваются с результатами, полученными в сечении пламени плоскостью  $xz$  (т.е. при  $y = 0$ ) с использованием КАРС-спектров молекул  $N_2$  в работе [9].

Как видно из рис.3 и 4, результаты, полученные методом ДЛАС, передают характерный двугорбый профиль распределения температуры вдоль оси  $x$  в нижней части пламени, однако количественные данные существенно различаются, особенно в зонах высоких температур. Ес-

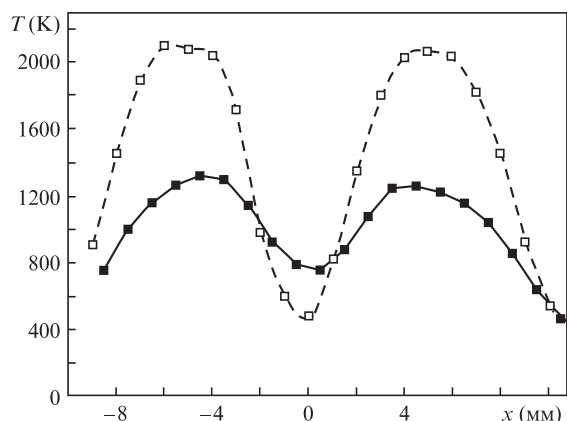


Рис.4. Распределения температуры поперек плоскости пламени, полученные методами ДЛАС (■) и КАРС [9] (□), для  $z = 12$  мм.

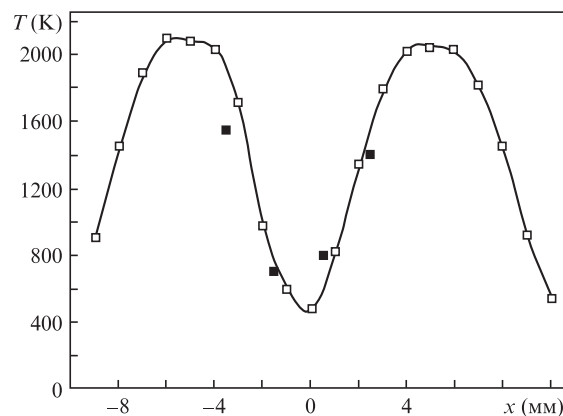


Рис.5. Распределение температуры поперек плоскости пламени для  $z = 12$  мм, полученное методом КАРС молекул  $N_2$  [9] (□), и результаты определения температуры методом ДЛАС при использовании стержней из YAG (■).

тественно предположить, что эти различия обусловлены тем, что измерения ДЛАС являются «трассовыми». т.е. излучение ДЛ проходит не только через область пламени, но и через переходную зону, в которой температура спадает от максимальной до примерно комнатной. Эта область значительного градиента температуры вносит существенный вклад в суммарный спектр поглощения и, таким образом, изменяет значения эффективной температуры, получаемые из отношения интегральных интенсивностей линий (уравнение (2)).

Для проверки этого предположения была выполнена серия экспериментов, в которых внутрь пламени с двух сторон вводились стержни из алюмо-иттриевого граната (YAG) диаметром  $8$  мм. Стержни размещались между торцом волокна, из которого выходило зондирующее излучение диодных лазеров, и пламенем, а также между пламенем и приемной оптикой системы регистрации (см. рис.2,б). Расстояние между торцами стержней внутри пламени составляло  $34$  мм. Использование стержней позволило исключить участки с высокими градиентами температуры и детектировать спектр поглощения только в достаточно однородной зоне пламени. Пространства внутри блока, формирующего зондирующее излучение ДЛ, и блока приемной оптики продувались чистым аргонном. В такой конфигурации методом ДЛАС зондировались области пламени на высоте  $z = 12$  мм с примерно равномерным распределением температуры вдоль трассы измерения (вдоль оси  $y$ ). Результаты приведены на рис.5.

Из рис.5 видно, что в этой серии экспериментов температуры, полученные методом ДЛАС и с помощью локальных КАРС-измерений, близки. К сожалению, ограниченная тепловая стойкость стержней из YAG не позволила провести измерения в самых горячих зонах пламени. Этим обстоятельством определяется меньшее (по сравнению с приведенным на рис.3 и 4) количество экспериментальных точек, зарегистрированных методом ДЛАС с использованием стержней.

#### 4.2. Метод разностных спектров

Для разработанного варианта однолучевого ДЛАС-спектрометра при выбранных диапазонах длин волн и использованных «однотемпературных» алгоритмах обработки экспериментальных спектров определенная эффективная вдоль трассы температура пространственно-неод-

нородного пламени заметно ниже максимальной. Отличие этой средней температуры от локальной, определенной методом КАРС [9], в самых горячих участках пламени составляло 700–800 К и в основном определялось вкладом краевых зон с большими градиентами температуры.

Для определения температуры в самой горячей зоне пламени, выше его фронта, нами предложен метод разностных спектров. Применимость метода основана на том, что, как следует из литературных данных, при высотах  $z \geq 25$  мм температура в горячей зоне пламени примерно постоянна как в продольном ( $y$ ), так и в поперечном ( $x$ ) направлениях. Профили изменения температуры от максимального значения в горячей зоне до комнатной, вне пределов горения, в первом приближении схожи. Результирующие спектры в обоих направлениях являются суперпозицией спектров поглощения в горячих зонах и в переходных зонах с резким спадом температуры. Существенное различие результатов измерений в двух перпендикулярных направлениях заключается в том, что «толщина» пламени существенно меньше его «длины». Спектры поглощения в пламени, зарегистрированные при зондировании в двух перпендикулярных направлениях на высоте  $z = 28$  мм, приведены на рис.6.а. Принимая допущение о сходных температурных градиентах пламени в направлениях  $x$  и  $y$ , спектр, сформированный на однородном участке горячей зоны, можно получить, вычитая из спектра вдоль пламени спектр в поперечном направлении. Результаты такой обработки (разностные спектры) представлены на рис.6.б. Приведены как экспериментальные спектры (точки), так и результаты подгонки (сплошные линии) разностных спектров однотемпературным теоретическим спектром с  $T \sim 2000$  К. Таким образом, обработка с использованием метода разностных спектров существенно корректирует результаты прямых ДЛАС-измерений (ср. с рис.3 и 4), что показано на рис.7. Полученные за счет коррекции значения в пределах ошибок совпадают с данными работы [9].

Обсудим вопрос об ошибках более подробно. Статистические ошибки измерений можно оценить, рассчиты-

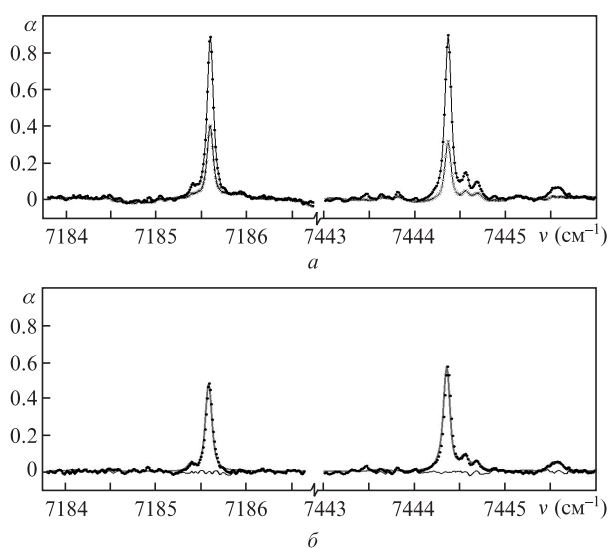


Рис.6. Спектры поглощения  $H_2O$  вдоль и поперек плоскости пламени на высоте  $z = 28$  мм (а) и разностные спектры – полученный экспериментально (точки) и в результате подгонки (сплошная кривая) (б). Волнистая тонкая линия на рис.6,б – невязка, т.е. разность между экспериментальным спектром и наиболее близким симулированным. Пояснения в тексте.

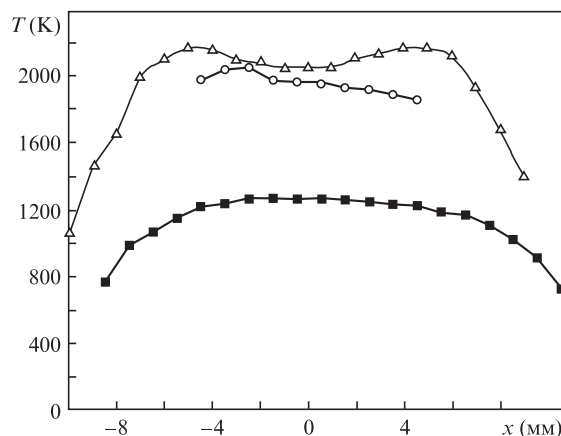


Рис.7. Распределения температуры поперек плоскости пламени на высоте  $z = 28$  мм: эффективная температура, полученная методом ДЛАС (■), локальные температуры, измеренные методом КАРС молекул  $N_2$  [9] (▲) и температуры, определенные из разностных ДЛАС спектров (○).

вая температуру по одному спектру, зарегистрированному в одном скане, по нескольким сканам и по всем 261 сканам. Эти оценки дают  $\Delta T = 240$  К (один скан), 140 К (4 скана) и 70 К (16 сканов). При усреднении по всем 261 сканам  $\Delta T = 20$  К.

Систематическая ошибка в определении температуры обусловлена точностью вычисления интегральных интенсивностей линий и точностями спектроскопических баз данных. Оценивая ошибку в определении величины  $R$  (см. формулу (2)) в несколько процентов, можно оценить ошибку вычисления температуры на уровне 100–150 К. Эти величины сравнимы с ошибками определения температуры методом КАРС.

Следует дополнительно отметить ограниченность предложенного нами метода. Его применение возможно только в случае диагностики горячего источника, имеющего существенно разные размеры в перпендикулярных направлениях. Если объектом диагностики являются замкнутые системы, применение предложенного метода возможно только в случае усложнения конструкции тестовых камер за счет введения дополнительных каналов оптического зондирования.

Отметим, что новый алгоритм обработки сформированных на всей трассе зондирующего пучка экспериментальных спектров, который позволяет оценить максимальную температуру в неоднородной горячей зоне, предложен в нашей работе [16]. Алгоритм предполагает подгонку экспериментального спектра не одним теоретическим спектром с определенной температурой, а линейной комбинацией «однотемпературных» спектров с коэффициентами, учитывающими вклад горячих и холодных участков зондируемого объекта. Проведенные численное моделирование и эксперименты с двумя кюветами на трассе пучка с независимыми и регулируемым параметрами продемонстрировали эффективность предложенного алгоритма.

## 5. Заключение

С помощью разработанного ДЛАС-спектрометра измерены спектры поглощения воды в областях  $7185 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 1.39 \text{ мкм}$ ) и  $7444 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda = 1.34 \text{ мкм}$ ) в стационарном, пространственно неоднородном пламени коммерческой

горелки. Для оценки правильности определения температуры методом ДЛАС проведено сравнение полученных значений температуры различных зон пламени с результатами локальных измерений методом КАРС молекул  $N_2$ . При зондировании участков пламени с однородным распределением температуры данные, полученные методом ДЛАС, хорошо совпадают с результатами КАРС.

Наличие по трассе зондирования зон со значительными градиентами температуры приводит к существенному расхождению между «эффективной» температурой, определяемой методом ДЛАС, и температурой, определяемой методом КАРС. Это расхождение достигает 700 К при максимальной температуре  $\sim 2100$  К.

Предложен метод разностных спектров, заключающийся в зондировании пламени в двух перпендикулярных направлениях. Поскольку пространственные распределения температур вдоль и поперек пламени достаточно схожи, разностный спектр, построенный путем вычитания из спектра в продольном направлении спектра в поперечном направлении, представляет собой спектр поглощения в однородной зоне пламени. При подгонке таких разностных спектров симулированными спектрами с одной температурой получено хорошее совпадение данных ДЛАС и КАРС.

Авторы выражают благодарность В.Д.Кобцеву за помощь в проведении экспериментов с горелкой, находящейся в лаборатории ЦИАМ.

1. Kohse-Höinghaus K., Jeffries J.B. (Eds) *Applied Combustion Diagnostics* (London: Taylor and Francis, 2002, vol. 133).
2. Docquier N., Candel S. *Progr. Energy Combust. Sci.*, **28**, 107 (2002).
3. Bolshov M.A., Kuritsyn Yu.A., Romanovskii Yu.V. *Spectrochim. Acta Part B*, **106**, 45 (2015).
4. Goldenstein C.S., Spearrin R.M., Jeffries J.B., Hanson R.K. *Progr. Energy Combust. Sci.*, **60**, 132 (2017).
5. Большов М.А., Курицын Ю.А., Лигер В.В., Мироненко В.Р. *Оптика и спектроскопия*, **110**, 900 (2011).
6. Cai W., Kaminski C.F. *Progr. Energy Combust. Sci.*, **59**, 1 (2017).
7. Greenhalgh D.A. *Quantitative CARS Spectroscopy*, in: *Advances in Nonlinear Spectroscopy* (New York: Wiley, 1988, vol. 15).
8. Eckbreth A.C. *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species* (Amsterdam: Gordon and Breach, 1996).
9. Datta A., Beyrau F., Seeger T., Leipertz A. *Combust. Sci. Techn.*, **176**, 1965 (2004).
10. Gordon I.E., Rothman L.S., Hill C., Kochanov R.V., et al. *J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transf.*, **203**, 3 (2017).
11. Rothman L.S., Gordon I.E., Barber R.J., Dothe H., et al. *J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transf.*, **111**, 2139 (2010).
12. Wolfhard H.G., Parker W.G. *Proc. Phys. Soc. Sect. A*, **65**, 2 (1952).
13. Smyth K.C., Miller J.H., Dorfman R.C., Mallard W.G., Santoro R.J. *Combust. Flame*, **62**, 157 (1985).
14. Кобцев В.Д., Кострица С.А., Курицын Ю.А., Лигер В.В., Мироненко В.Р. В сб. *Оптические методы исследования потоков: Труды XIV Международной научно-технической конференции* (М.: Перо, 2017, с. 180).
15. Лигер В.В., Курицын Ю.А., Мироненко В.Р., Большов М.А., Понуровский Я.Я., Колесников О.М. *ТВТ*, **56**, 92 (2018).
16. Liger V.V., Mironenko V.R., Kuritsyn Yu.A., Bolshov M.A. *Sensors*, **18**, 1608 (2018).