23

# Диагностика горячих зон методом абсорбционной спектроскопии с диодными лазерами (обзор)

© В.В. Лигер[1], В.Р. Мироненко[1], Ю.А. Курицын[1], М.А. Большов[1,2¶]

[1] Институт спектроскопии РАН,
108840 Троицк, Москва, Россия
[2] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия
[¶] e-mail: bolshov@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 25.02.2019 г.
В окончательной редакции 25.02.2019 г.
Принята к публикации 15.03.2019 г.

Приведен обзор работ, выполненных авторами в последние пять лет, по использованию метода абсорбционной спектроскопии с диодными лазерами для диагностики параметров горячих зон. Для случая высоких давлений и температуры газа разработана конструкция спектрометра с двумя лазерами, работающими в разных спектральных диапазонах с достаточно сильными линиями поглощения. Приведены результаты поиска оптимальных линий в различных спектральных диапазонах. Приведены результаты лабораторных измерений и испытаний на экспериментальном силовом стенде в ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского. Обсуждены подходы к определению максимальной температуры для пространственно неоднородных горячих зон. Предложен метод разностных спектров и метод подгонки экспериментального спектра суммой однотемпературных спектров. Экспериментально показана эффективность предложенных алгоритмов обработки для конкретных типов горячих зон.

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

DOI: 10.21883/OS.2019.07.47931.86-19

## 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]. Метод основан на зондировании исследуемого объекта излучением диодного лазера (ДЛ), на быстрой перестройке длины волны лазера и на регистрации поглощения прошедшего через объект лазерного излучения на различных линиях пробной молекулы типа $H_2O$, $CO_2$, CO. Достоинством метода является 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, метод позволяет определять температуру с высоким временным разрешением.

Информацию о температуре газовой среды методом ДЛАС возможно получить, измеряя как допплеровскую ширину контура линии поглощения, так и отношение интегральных интенсивностей линий поглощения [5]. Однако возможность определения газокинетической температуры путем извлечения допплеровской части из общего контура линии поглощения выглядит проблематично. Дело в том, что даже при атмосферном давлении допплеровская компонента ширины линии в несколько раз меньше столкновительной (лоренцевой) ширины, и точность определения температуры по допплеровской компоненте контура линии мала. Правда, с ростом температуры вклад допплеровской компоненты растет, и могут возникнуть условия, при которых возможно определение температуры по допплеровской ширине.

Более эффективный подход к измерению температуры газовой среды методом абсорбционной спектроскопии основан на измерении поглощения на различных линиях, отличающихся положением нижнего уровня колебательно-вращательного перехода характерного молекулярного компонента газовой смеси [5]. При характерных временах процессов порядка долей миллисекунд и при полном давлении газовой смеси больше 0.1 atm можно считать, что в среде существует термодинамическое равновесие и населенности уровней подчиняются распределению Больцмана. При этом отношение интегральных интенсивностей линий поглощения, соответствующих переходам с разных нижних уровней, зависит только от газокинетической температуры среды.

На экспериментальных стендах в организациях, занимающихся разработкой новых авиационных двигателей, реализуются различные режимы горения смешивающихся потоков топлива и окислителя. Существуют условия, при которых давление газовой среды меньше 1 atm, а температура не выше 1800 K. В других силовых агрегатах горение происходит при давлениях смеси до 3 atm и выше и при температурах до 2500–3000 K. Эти условия

предъявляют разные требования к конструкции ДЛАС-сенсоров.

Если для низких давлений может быть использован один перестраиваемый ДЛ, то для более высоких температур и давлений среды использование только одного ДЛ проблематично. В разработанном ранее варианте метода ДЛАС [6,7] использовался один ДЛ, длина волны которого быстро перестраивалась в диапазоне $\sim 1.5\,\mathrm{cm}^{-1}$, в котором располагались несколько линий поглощения молекулы воды. По отношению интегральных интенсивностей линий определялась температура газа в зоне зондирования, а по их величине — концентрация молекул воды.

Ситуация усложняется, когда требуется измерение параметров газа при полных давлениях выше 1 atm. В этих условиях линии поглощения уширяются, и не удается выбрать спектральную область, в которой бы в пределах диапазона быстрой перестройки ДЛ с распределенной обратной связью ($\sim 1{-}3\,\mathrm{cm}^{-1}$) располагались нужные изолированные линии поглощения. Для такого случая требовалась разработка как нового варианта ДЛАС, так и нового алгоритма обработки спектров поглощения. В этом случае используются два ДЛ, работающих в разных спектральных областях, в каждой из которых выбираются линии поглощения, максимально свободные от наложения соседних линий.

В настоящем обзоре будут обсуждены результаты работы нашей группы по созданию новых конструкций ДЛАС-спектрометров и алгоритмов обработки экспериментальных спектров. В качестве пробной молекулы в работах использовалась молекула воды, так как конечным продуктом сгорания углеводородов является именно вода, и температура и концентрация паров воды в процессе сжигания горючего служат хорошей оценкой эффективности горения и использования топлива.

## Выбор оптимальных линий поглощения для измерений при высоких давлениях

Первой проблемой при разработке конструкции ДЛАС для диагностики горячих зон при высоких давлениях и температурах является выбор оптимальных спектральных диапазонов с интенсивными и по возможности слабо перекрывающимися линиями поглощения [8].

Распространение света через поглощающую среду подчиняется закону Бугера–Ламберта, который в случае малого поглощения и одиночной линии принимает форму

$$I_\nu = I_{\nu,0}\exp[-S(T)g(\nu-\nu_0)NL]$$
$$\approx I_{\nu,0} - I_{\nu,0}S(T)g(\nu-\nu_0)NL. \qquad (1)$$

Здесь $I_\nu$ — интенсивность монохроматического излучения с частотой $\nu$ ($\mathrm{cm}^{-1}$) после прохождения через объект длиной $L$, $S(T)$ — сила (интегральная интенсивность) линии, $g(\nu-\nu_0)$ — форма линии поглощения, $N$ — концентрация поглощающих частиц. Сила линии зависит от температуры $T$, форма линии зависит от температуры, давления и состава газовой смеси и определяется механизмами уширения. При давлениях, не сильно отличных от атмосферного, форма спектральной линии $g(\nu-\nu_0)$ описывается обычно фойгтовским контуром. Типичная величина полуширины линии поглощения при диагностике газовых потоков и пламени составляет $\leq 0.1\,\mathrm{cm}^{-1}$ (3 GHz). Поэтому одномодовые (одночастотные) ДЛ с шириной линии излучения $\sim 10{-}50\,\mathrm{MHz}$ могут рассматриваться как монохроматические, и уравнение (1) с хорошей точностью применимо для интерпретации абсорбционных измерений.

Зависимость силы линии от температуры с достаточной для ближнего ИК диапазона точностью можно записать в виде

$$S(T) = S(T_0)\,\frac{Q(T_0)}{Q(T)}\exp\left[-\frac{hcE''}{k}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0}\right)\right], \qquad (2)$$

где $Q(T)$ — статистическая сумма, $E''$ — энергия нижнего квантового состояния перехода, $k$ — постоянная Больцмана.

Отношение $S_1/S_2$ для двух линий является однозначной функцией температуры:

$$R = \frac{S_1}{S_2} = \left(\frac{S_1}{S_2}\right)_{T_0}\exp\left[-\frac{hc\Delta E''}{k}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0}\right)\right], \qquad (3)$$

где $(S_1/S_2)$ — отношение сил линий для некоторой температуры $T_0$, а $\Delta E''$ — энергетический зазор между нижними состояниями выбранных переходов.

Силы линий для многих переходов большинства простых молекул при комнатной температуре хорошо определены и занесены в базы данных (HITRAN [9], HITEMP [10]). Для произвольной температуры силы линий $S(T)$ могут быть вычислены, используя базы данных [9,10] согласно (2).

Рассмотрим вопрос об ошибках в определении температуры. Из (3) нетрудно получить, что систематическая погрешность определения температуры $\Delta T$:

$$\Delta T = \frac{\Delta T}{dR}\Delta R = \frac{T^2}{T_\Delta}\frac{\Delta R}{R} = \frac{T^2}{T_\Delta}\left(\frac{\Delta S_1}{S_1}-\frac{\Delta S_2}{S_2}\right), \qquad (4)$$

где $T_\Delta = hc\Delta E''/k$.

Погрешность $\Delta T$ пропорциональна $T^2/T_\Delta$ и зависит от относительных ошибок в определении интегральных интенсивностей линий. В свою очередь эти ошибки определяются неточностью параметров в базах данных, экспериментальными ошибками измерения и методическими ошибками обработки результатов измерений. Важно отметить, что относительные ошибки $\Delta S/S$ входят в (4) с разным знаком, поэтому систематическая погрешность $\Delta T$ может быть как положительной, так и отрицательной.

Помимо погрешности $\Delta T$ при определении температуры присутствуют ошибки, возникающие из-за шумов

в системе. Будем в дальнейшем называть эти ошибки статистическими. По аналогии с (4) статистическую ошибку определения температуры $\delta T$ (в предположении равенства статистических ошибок $\delta S_1 = \delta S_2 = \delta S$) можно записать в виде

$$\delta T = \frac{T^2}{T_\Delta}\left(\frac{1}{S_1^2} + \frac{1}{S_2^2}\right)^{1/2} \delta S = \frac{T^2}{T_\Delta}\left(\frac{1}{S_1^2} + \frac{1}{S_2^2}\right)^{1/2} \frac{\delta A}{NL}. \quad (5)$$

В (5) предполагается, что случайная погрешность в измерении силы линий $\delta S$ связана с ошибкой в измерении интегрального поглощения $\delta A$ соотношением $\delta S = \delta A/NL$. Если в зондируемом объеме поддерживается постоянным общее давление $P$ и относительная концентрация молекул $\chi$, то $N = \chi P/kT$ и

$$\delta T = \frac{kT^3}{T_\Delta \chi PL}\left(\frac{1}{S_1^2} + \frac{1}{S_2^2}\right)^{1/2} \delta A = \frac{kT^3}{T_\Delta \chi PL}(1 + R^2)\frac{\Delta A}{S_1}. \quad (6)$$

В случае малых ($< 1$ atm) давлений в зондируемом объеме удается выбрать спектральный диапазон, в котором в пределах $2-3\,\mathrm{cm}^{-1}$ расположены достаточно сильные и слабо перекрывающиеся линии поглощения воды. В этом случае в макете ДЛАС может использоваться один ДЛ, при быстрой перестройке которого могут быть зарегистрированы несколько линий поглощения и при соответствующей обработке определена температура объекта. В большинстве случаев линии поглощения $H_2O$, спектрально разрешенные при давлениях меньше 1 atm, перекрываются при высоких давлениях. В результате режим с одним ДЛ, сканирующим близкие спектральные линии, практически не может быть реализован. Основным становится режим измерений с двумя ДЛ, работающими в разных спектральных диапазонах.

Пользуясь базами данных HITRAN и HITEMP, были симулированы спектры $H_2O$, которые могут быть перспективными в реальных условиях силовой установки — давление до 3 atm, температура до 2000 K, концентрация паров воды несколько процентов. Расчеты проводились для диапазона $1.33-1.39\,\mu$m, в котором имеются относительно недорогие коммерческие ДЛ, предназначенные главным образом для оптоволоконной связи.

Выбор оптимальных линий из множества линий $H_2O$ в ближнем ИК диапазоне основывался на разработанной программе поиска [8]. В реальных условиях в системе присутствуют шумы, которые приводят к статистическим ошибкам в измерении сил линий $\delta S$. Поэтому в разработанной программе критерием выбора служила минимизация случайной ошибки $\delta T$ в определении температуры $T$ при заданной ошибке измерения величин сил линий $\delta S$.

Для ожидаемых в эксперименте давлений и температуры газовой среды приходится учитывать перекрытие близких уширенных линий, поэтому при выборе оптимальных диапазонов для двух ДЛ учитывались вклады соседних линий. В наших экспериментах использовались ДЛ с областями быстрой токовой перестройки $\sim 3\,\mathrm{cm}^{-1}$. Поскольку в процессе подбора выяснилось, что выбрать индивидуальные неперекрывающиеся линии поглощения молекулы $H_2O$ при указанных условиях не удается, то в дальнейшем выбор сводился к поиску оптимальных спектральных интервалов с шириной $\sim 3\,\mathrm{cm}^{-1}$, в которых поглощение происходит при переходах с близких нижних энергетических уровней.

В диапазоне $7184-7187\,\mathrm{cm}^{-1}$ ($1.392\,\mu$m) расположены две частично перекрывающиеся „холодные“ линии поглощения. В рассматриваемых условиях наибольшее поглощение дает линия $7185.597\,\mathrm{cm}^{-1}$. Интегральная интенсивность поглощения на этой линии увеличивается от $\sim 2.9 \cdot 10^{-21}$ cm/molecule для 500 K до $\sim 4.2 \cdot 10^{-21}$ cm/molecule для 900 K, а затем убывает до $\sim 2 \cdot 10^{-21}$ cm/molecule при 2000 K.

В процессе выбора оптимального диапазона перестройки лазера ДЛ2 для измерения температуры от 500 до 2000 K к „холодной“ линии $7185.597\,\mathrm{cm}^{-1}$ выбиралась вторая („горячая“) линия ДЛ2 по указанному выше критерию минимизации статистической ошибки $\delta T$. Были выбраны две комбинации.

Комбинация K1:
ДЛ1 $\lambda = 1.392\,\mu$m ($\nu = 7184-7187\,\mathrm{cm}^{-1}$),
ДЛ2 $\lambda = 1.343\,\mu$m ($\nu = 7443-7446\,\mathrm{cm}^{-1}$).

Отметим, что в диапазоне ДЛ2 количество перекрывающихся линий, которые дают существенный вклад в поглощение в рассматриваемых условиях достигает 4.

Комбинация K2:
ДЛ1 $\lambda = 1.392\,\mu$m ($\nu = 7184-7187\,\mathrm{cm}^{-1}$),
ДЛ2 $\lambda = 1.339\,\mu$m ($\nu = 7465-7468\,\mathrm{cm}^{-1}$).

Вторым приемлемым диапазоном ДЛ2 в пару к „холодной“ линии ДЛ1 программа выбрала диапазон $\nu = 7465-7468\,\mathrm{cm}^{-1}$ в окрестности $1.339\mu$m.

На рис. 1 приведены рассчитанные зависимости величин $S$ и $\delta T$ для двух комбинаций в диапазоне температур 500–2000 K, ожидаемого в эксперименте на силовой установке. Видно, что обе комбинации можно использовать для измерения температуры во всем температурном диапазоне 500–2000 K, однако комбинация K1 обеспечивает более точное определение температуры в диапазоне 500–1600 K, а комбинация K2 – в диапазоне 1600–2000 K. Определяется это тем обстоятельством, что линии в диапазоне $\nu = 7467\,\mathrm{cm}^{-1}$ стартуют с более „горячих“ нижних уровней, населенность которых растет с ростом температуры.

## Конструкция спектрометра

Как отмечалось выше, для диагностики горячих зон при давлениях выше 1 atm требуется использование двух ДЛ, работающих в разных спектральных диапазонах. Принципиальная схема ДЛАС-спектрометра с двумя ДЛ представлена на рис. 2 [11]. Оба ДЛ работают в импульсно-периодическом режиме, при этом импульсы тока подаются на лазеры последовательно (режим временного мультиплексирования). Излучение двух ДЛ из основного блока направляется к исследуемому объекту.

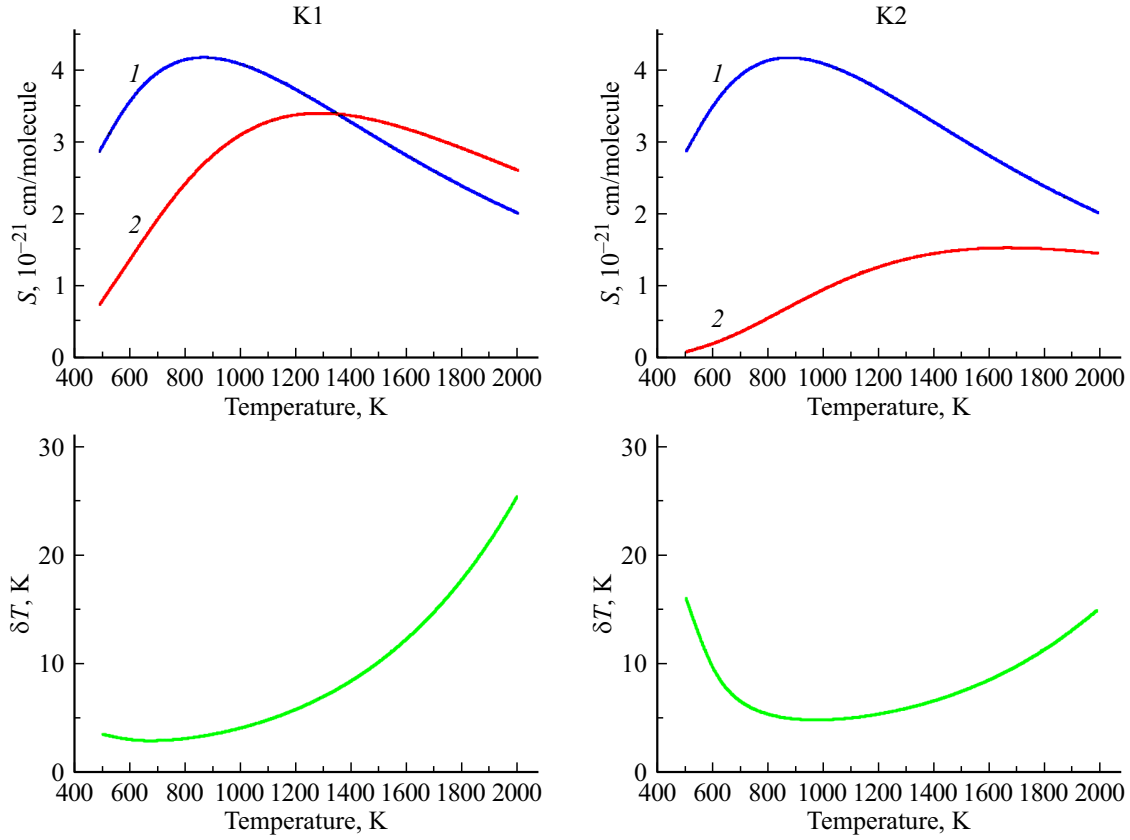


**Рис. 1.** Расчетные зависимости величин $S$ и $\delta T$ от температуры для двух выбранных комбинаций. Левые графики — комбинация K1; правые графики — комбинация K2. *1* — $S$ „холодной“ линии 7185.597 $cm^{-1}$, *2* — сумма $S$ „горячих линий“ для соответствующих комбинаций (адаптировано из [8]).

Прошедшее через объект излучение собирается оптической системой на фотоприемник, сигнал с которого усиливается в предусилителе и передается по витому кабелю в систему регистрации и обработки данных. Оцифрованный сигнал поступает на компьютер для последующей обработки.

В разработанном макете использовались ДЛ с распределенной обратной связью на диапазон 1.4 $\mu$m. По описанной выше программе были выбраны ДЛ для диапазона давлений меньше 1 atm и выше 1 atm. В случае невысоких давлений использовались два ДЛ: один — на диапазон 1.391 $\mu$m, второй — на диапазон 1.41 $\mu$m. Для более высоких давлений оптимальной комбинацией оказалась пара ДЛ на 1.39 и 1.343 $\mu$m.

Излучение обоих лазеров по одному световоду доставляется к исследуемому объекту *11* и после его прохождения на фотодиод *13*, а по другому — на фотодиод *14*. Оба световода оканчиваются градиентными объективами *10* (граданами), которые формируют малорасходящиеся пучки диаметром 2 mm непосредственно перед входом в объект и референтным входом в фотоприемный блок.

В приемном блоке смонтировано сферическое отражающее зеркало и два фотодиода InGaAs *13* и *14* с диаметром чувствительной области 2 mm. Перед фотодиодом *13* измерительного канала установлен фильтр, отрезающий излучение с длинами волн меньше 900 nm. Этот фильтр уменьшает засветку приемника от коротковолновой части собственного теплового излучения зоны горения. В блоке располагается также дифференциальный предусилитель *15*. Применение дифференциальной схемы измерений позволяет максимально очистить аналитический сигнал поглощения от вариаций интенсивности излучения ДЛ, не связанных с поглощением молекул воды, в частности от вариаций, сопутствующих изменению интенсивности излучения ДЛ при изменении тока инжекции, а также от избыточных лазерных низкочастотных шумов [12]. В хорошо сбалансированной схеме выходной дифференциальный сигнал пропорционален сигналу поглощения.

Блок управления и регистрации оптических сигналов *16* разработан на основе многофункциональной платы ввода/вывода NI USB-6259. Блок обеспечивает управление температурой и током инжекции лазеров, усиление и оцифровку сигналов с фотоприемников аналитического канала и канала стабилизации. Плата ввода/вывода NI USB-6259 через USB-порт связана с компьютером и обеспечивает передачу данных в память компьютера.

В работе программы задействованы четыре ЦАП и пять АЦП с дифференциальными входами. Два ЦАП работают в схеме поддержания заданной температуры

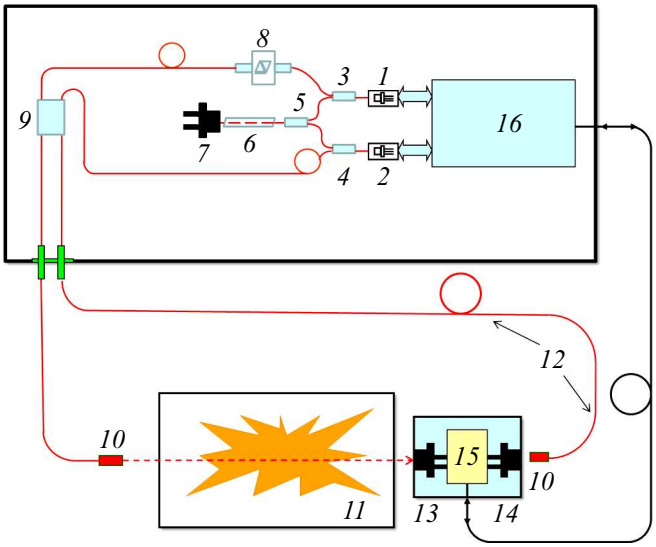


**Рис. 2.** Схема спектрометра с двумя ДЛ: *1, 2* — диодные лазеры; *3–5, 9* — оптоволоконные мультиплексоры; *6* — реперная кювета с парами воды; *7* — фотодиод канала стабилизации; *8* — оптоволоконный аттенюатор; *10* — градиентные коллиматоры; *11* — измерительная камера; *12* — оптоволоконные кабели; *13* — фотодиод измерительного канала; *14* — фотодиод референтного канала; *15* — дифференциальный предусилитель; *16* — блок управления и регистрации (адаптировано из [11]).

ДЛ, регулируя ток через элемент Пельтье. Другие два формируют непрерывную последовательность импульсов токов инжекции. Форма импульсов может задаваться оператором. АЦП оцифровывают сигналы, поступающие с датчиков температуры каждого лазера, фотоприемника канала стабилизации и фотоприемников сигнального и референтного каналов.

Перестройка частоты осуществлялась при накачке ДЛ периодическими импульсами тока трапециевидной формы с линейным нарастанием тока от момента включения до выключения импульса. Импульсы тока инжекции подаются на оба ДЛ последовательно, так что в каждый момент времени в испытуемый объект поступает излучение только одного ДЛ. Частота следования импульсов каждого ДЛ составляла 25 Hz, длительность измерения в одном скане $\sim 20$ ms, в течение которых каждый ДЛ перестраивался в своем диапазоне сканирования $\sim 2-3\,\mathrm{cm}^{-1}$.

## Алгоритмы обработки экспериментальных спектров

В разработанном спектрометре реализовано несколько методик определения температуры: визуальное определение температуры и подгонка теоретическим спектром с различными вариантами учета базовой линии.

### Визуальное определение температуры

При давлениях $\leq 1$ atm хорошо зарекомендовала себя методика оценки температуры газовой среды путем сравнения экспериментально зарегистрированного спектра поглощения со спектрами, симулированными на основе базы данных HITRAN. Примеры экспериментальных и модельных спектров для температур 700 и 1050 K и давления 1 atm приведены на рис. 3. Для каждой температуры в левых окнах приведены экспериментально зарегистрированные спектры поглощения для лазера DL1 в диапазоне $7188.8-7191.1\,\mathrm{cm}^{-1}$ (верхнее окно) и лазера DL2 в диапазоне $7084.4-7086.2\,\mathrm{cm}^{-1}$ (нижнее окно). Приведенные на рисунке экспериментальные спектры прошли предварительную обработку — линеаризацию, привязку к абсолютной шкале частот и вычитание базовой линии.

В правых окнах представлены спектры поглощения в тех же спектральных диапазонах, симулированные на основе базы данных HITRAN-2012 для известных экспериментальных параметров среды: давление $P = 1$ atm, длина кюветы $L = 10$ cm, концентрация воды 1%. Программа симулировала линии для диапазона температур 200–2000 K с шагом 50 K.

Имея перед глазами экспериментальные спектры в левой части экрана и симулированные в правой, оператор ручным перемещением движка на шкале температуры (полоска с цифровой шкалой в середине экрана) добивается наилучшего визуального совпадения спектров. В окне $[T, \mathrm{K}]$ появляется температура, соответствующая наилучшему совпадению экспериментальных и теоретических спектров.

### Подгонка теоретическим спектром

В условиях частичного перекрытия линий поглощения более адекватным подходом является аппроксимация экспериментальных данных модельными участками спектра. Ранее такой алгоритм обработки был продемонстрирован в [13] для случая сильных шумов и нестабильности базовой линии при низких давлениях смеси, когда линии поглощения достаточно узки и разрешены.

Спектр поглощения, получаемый с помощью применяемой в нашем спектрометре дифференциальной схемы регистрации, можно представить в виде

$$Y_i = Z_i + b_i + \varepsilon_i, \tag{7}$$

где

$$Z_i = I_{i0} \sum_j S_j(T) g_{ji} NL$$

— теоретический спектр поглощения, симулированный с помощью спектроскопических баз данных. $b_i$ — базовая линия (БЛ), $\varepsilon_i$ — разность между экспериментом и суммой симулированного спектра и БЛ.

На основе баз данных HITRAN и HITEMP симулируются выбранные 2 участка спектра, которые одновременно подгоняются к экспериментальным данным. В качестве подгоночных параметров используются положения

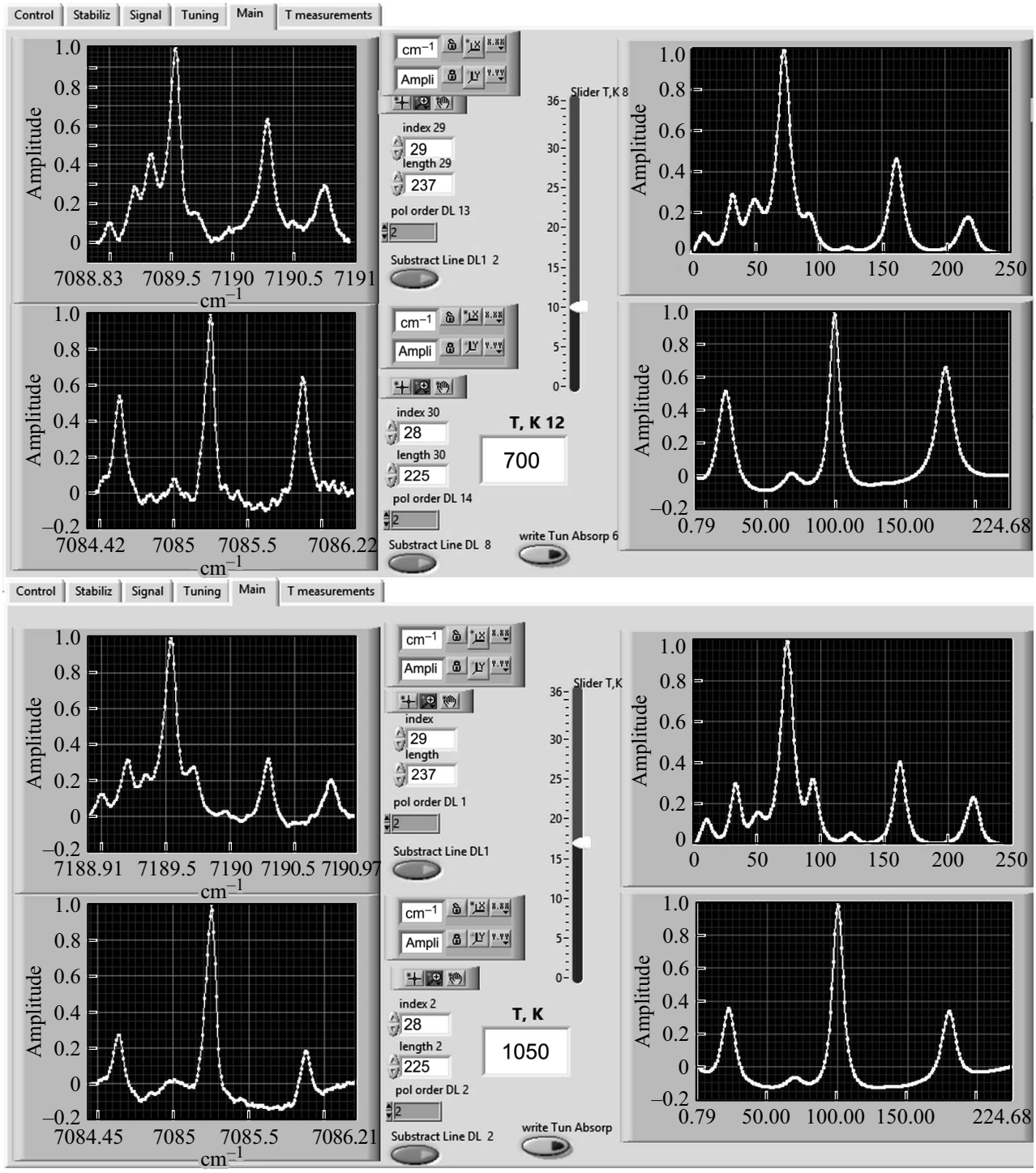


**Рис. 3.** Снимок экрана монитора для температур 700 и 1050 K: левые окна — эксперимент при $P = 1$ atm, правые окна — симулированные спектры (адаптировано из [11]).

участков спектра, температура, концентрация молекул воды.

Дополнительные трудности связаны с тем, что в процессе горения изменяется не только температура, но и концентрация компонентов, а также полное давление смеси. К сожалению, коэффициенты уширения воздухом и самоуширения линий поглощения $H_2O$ и, что особенно важно, их зависимости от температуры известны с достаточно большой погрешностью. Также неизвестны параметры уширения линий $H_2O$ другими компонентами смеси. Поэтому каждая линия подгонялась фойгтовым контуром с гауссовой частью, определяемой положением линии $\nu_0$ и температурой $T$, и лоренцевой частью с варьируемой шириной.

Во всех вариантах подгонки важным вопросом является учет БЛ, без определения которой нельзя правильно определить интегральную интенсивность линий поглощения. В первом варианте используется одновременная подгонка теоретического спектра и БЛ к экспериментальному спектру. В подгонку включается БЛ, аппроксимируемая с помощью ортогональных полиномов как

$$b_i = \sum k_n P_{\text{in}}, \tag{8}$$

где $k_n$ — подгоночные параметры, $P_{\text{in}}$ — полином порядка $n$. Для использовавшихся лазеров при накачке трапециевидными импульсами БЛ хорошо аппроксимировалась полиномом 2-го порядка.

Температура определяется при минимизации суммы квадратов разностей

$$RSS = \sum_{i=1}^{K}\left(Y_i - Z_i - \sum_{n=0}^{2} k_n P_{\text{in}}\right)^2 \to \min. \tag{9}$$

Для проверки работоспособности метода было выполнено несколько серий лабораторных измерений спектров поглощения воды в диапазоне температур от комнатной до 1100 K. Нагреваемая кювета заполнялась атмосферным воздухом. Концентрация воды и давление соответствовали комнатным значениям. Температура кюветы менялась в пределах 400–1100 K и контролировалась коммерческими термопарами. В диапазоне 400–800 K данные, полученные методом ДЛАС, совпадают со значениями термопары в пределах ±30 K. Для температур, превышающих 1000 K, различие данных ДЛАС и термопары увеличивается до ±90 K.

### Подгонка теоретическим спектром с вычитанием проекций на ортогональные полиномы

Несколько иной алгоритм подгонки теоретических спектров предложен нами в [14]. В этом алгоритме на первом шаге из экспериментального и теоретического спектров вычитаются суммы разложения этих спектров по трем первым ортогональным полиномам, и таким образом формируются модифицированные спектры

$$Y_{\text{mod},i} = Y_i - \sum_{n=0}^{2} \alpha_n P_{\text{in}},$$

$$Z_{\text{mod},i} = Z_i - \sum_{n=0}^{2} \beta_n P_{\text{in}}. \tag{10}$$

На следующем этапе производится подгонка модифицированных спектров:

$$RSS = \sum_{i=1}^{K}(Y_{\text{mod},i} - Z_{\text{mod},i})^2 = \sum_{n=3}^{K-1}(\alpha_n - \beta_n)^2 \to \min. \tag{11}$$

Важным отличием этого алгоритма от предыдущего является тот факт, что из процедуры подгонки модифицированных спектров (10) исключены низкочастотные составляющие, описывающие БЛ, вследствие чего данный алгоритм является более устойчивым.

Можно показать, что с математической точки зрения два подхода равносильны. Действительно, в выражении (7) для первого подхода спектры $Y_i$ и $Z_i$ могут быть представлены в виде разложения по ортогональным полиномам. Тогда (9) преобразуется к виду

$$RSS = \sum_{i=1}^{K}\left(Y_i - Z_i - \sum_{n=0}^{2} k_n P_{\text{in}}\right)^2$$

$$= \sum_{n=0}^{2}(\alpha_n - \beta_n - k_n)^2 + \sum_{n=3}^{K-1}(\alpha_n - \beta_n)^2 \to \min. \tag{12}$$

Так как $k_n$ представляют собой подгоночные параметры, то при минимизации первое слагаемое в (12) при произвольных значениях $\alpha_n$ и $\beta_n$ может быть приравнено нулю. При этом выражение (12) перейдет в (11). Данные преобразования показывают математическую равносильность подходов, однако алгоритмы различаются, и результаты подгонки могут немного отличаться.

Эффективность разработанного алгоритма была продемонстрирована при обработке спектров, полученных на экспериментальном стенде Т-131 в Центральном аэрогидродинамическом институте им. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ). В экспериментах полное давление смешивающихся потоков топлива и окислителя могло варьироваться в диапазоне 0.6–3 atm, а температура в зоне смешения изменялась в диапазоне 600–1900 K. Парциальное давление паров воды в зоне смешения менялось от 3 до 8% в зависимости от условий эксперимента.

Экспериментальные спектры и результаты подгонки по разработанному алгоритму представлены на рис. 4. Исходные экспериментальные спектры для полного давления газа 3 atm обозначены на верхних снимках на рисунке в виде сплошных линий. Результаты подгонки приведены на средних рисунках, причем теоретические спектры симулировались с использованием данных HITRAN [9]. На нижних рисунках приведены невязки между модифицированными экспериментальными и теоретическими спектрами. Температура потока, определенная по спектрам на рис. 4 с использованием нового алгоритма, составила 1165 K. Использование алгоритма обработки этих же спектров с одновременной подгонкой спектров и БЛ дала оценку 1160 K.

## Учет неоднородности горячей зоны

До последнего времени основой большинства работ по диагностике с использованием метода ДЛАС является допущение об однородном распределении температуры и концентрации поглощающих частиц вдоль трассы измерения. В то же время очевидно, что в реальных силовых агрегатах эти параметры пространственно

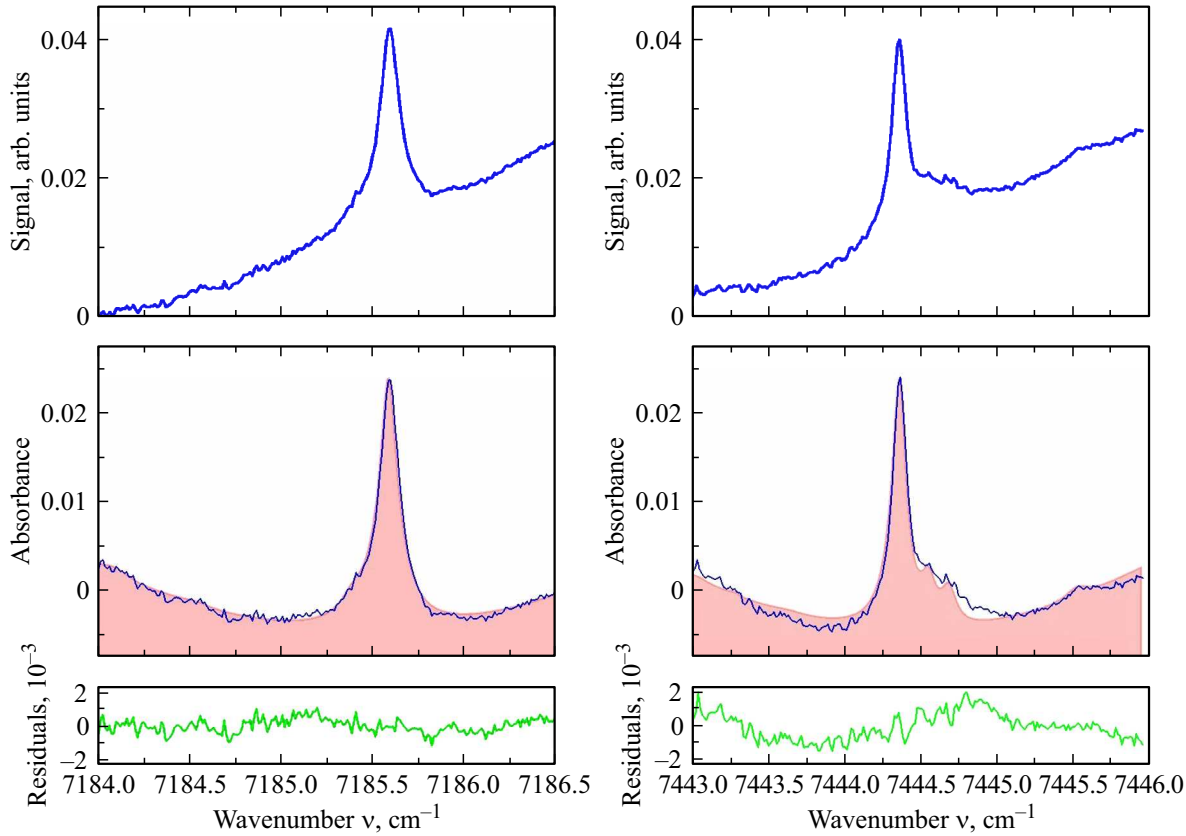


**Рис. 4.** Экспериментальные спектры поглощения $H_2O$ ($P = 3$ atm) и результаты подгонки теоретическим спектром с вычитанием проекций на ортогональные полиномы. Верхний ряд — экспериментальные спектры; средний ряд — экспериментальные спектры и результаты подгонки (линия с фоном) после вычитания трех первых проекций; внизу — разности между спектрами в среднем ряду (адаптировано из [14]).

неоднородны, и при стандартных методиках регистрации и обработки экспериментальных спектров поглощения метод ДЛАС позволяет определять только некоторые интегральные вдоль луча температуру и концентрацию поглощающих частиц. Следует обозначить основную проблему, усложняющую обработку экспериментальных данных в случае неоднородного распределения: вариации температуры и концентрации поглощающих частиц приводят к изменению как профилей, так и интегральных интенсивностей линий поглощения вдоль трассы зондирования. В результате экспериментально регистрируются некоторые „средние“ профили и интенсивности спектральных линий, по которым в процессе обработки вычисляются „эффективные“ параметры среды.

Радикальным подходом к зондированию неоднородных сред методом ДЛАС является проведение томографических измерений [15]. Для этого пучки зондирующих лазеров расщепляются в оптических делителях на несколько лучей, которые пересекают зондируемую область в разных направлениях. Такой подход позволяет получить информацию о распределениях 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.

## Метод разностных спектров

Для оценки максимальной температуры в пространственно неоднородной горячей зоне нами предложен метод разностных спектров [16]. В качестве модельного объекта для измерений температуры в пространственно-неоднородном потоке было выбрано ламинарное диффузионное пламя щелевой горелки Вольфхарда-Паркера [17] с частичным предварительным смешиванием компонентов горючей смеси. Пламя имеет плоскую форму и содержит как области однородного температурного распределения, так и зоны с высокими градиентами температуры. При стационарных условиях атмосферы в рабочем помещении распределение температуры в пламени такой горелке может считаться достаточно воспроизводимым, а значительные изменения температуры и плотности от оси пламени к периферии являются хорошей моделью пространственно-неоднородного

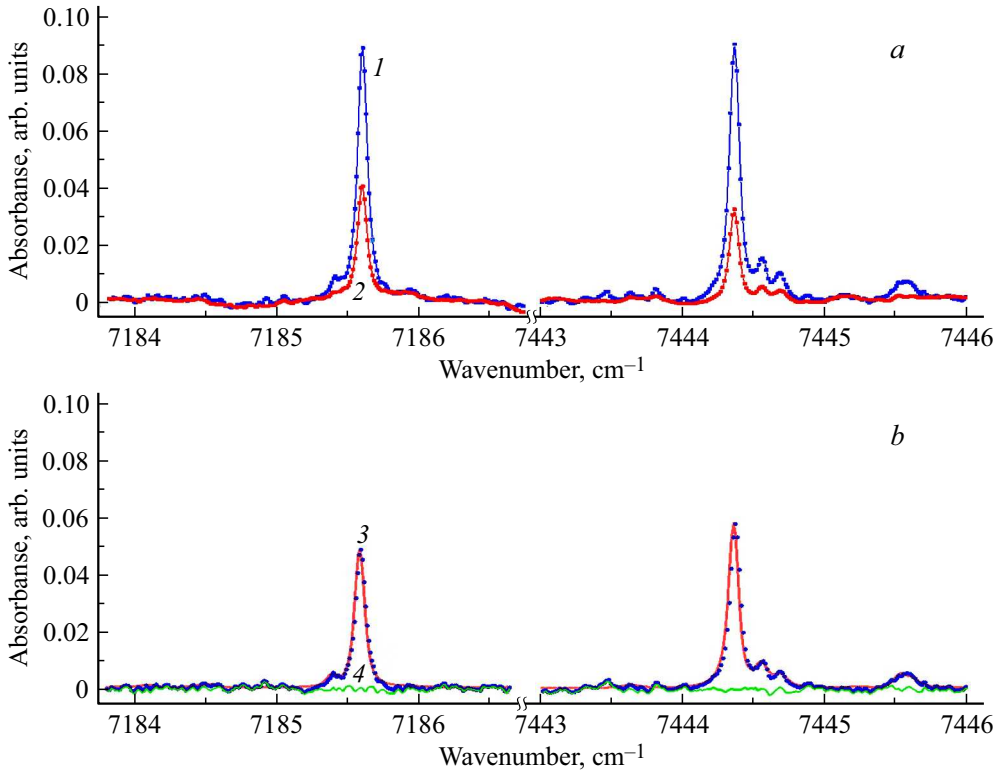


**Рис. 5.** *a* — спектры поглощения $H_2O$ вдоль (*1*) и поперек (*2*) плоскости пламени горелки на высоте $Z = 28$ mm. *b* — разность спектров *1* и *2* (точки); *3* — результат подгонки разностных спектров; *4* — невязка, т. е. разность между экспериментальным спектром и наиболее близким симулированным (адаптировано из [16]).

распределения параметров. Горелка установлена на подвижном основании, позволяющем позиционировать ее корпус с точностью 0.01 mm по оси $X$, 0.25 mm по оси $Z$ и 1 mm по оси $Y$.

Температуры различных областей пламени, полученные нами с использованием ДЛАС, сопоставлялись с опубликованными результатами по характеризации пламени подобной горелки методом локальной термометрии, полученными методом когерентной антистоксовой спектроскопии комбинационного рассеяния (КАРС) [18].

Использовался 2ДЛ-спектрометр, описанный выше. На первом этапе была доказана правильность определения температуры методом ДЛАС при однородном распределении $T$ в горячей зоне. Для этого внутрь пламени с двух сторон вводились стержни из алюмоиттриевого граната диаметром 8 mm. Стержни размещались между торцом волокна, из которого выходило зондирующее излучение ДЛ, и пламенем, а также между пламенем и приемной оптикой системы регистрации. Расстояние между торцами стержней внутри пламени составляло 34 mm. Использование стержней позволило исключить участки с высокими градиентами температуры и детектировать спектр поглощения только в достаточно однородной зоне пламени. В такой конфигурации методом ДЛАС зондировались области пламени на высоте $Z = 12$ mm с примерно равномерным распределением температуры вдоль трассы измерения (вдоль оси $Y$). В этой серии экспериментов величины температур, полученные с помощью ДЛАС, близки к значениям локальных КАРС-измерений. К сожалению, ограниченная тепловая стойкость стержней из YAG не позволила провести измерения в самых горячих зонах пламени.

В случае же зондирования излучением ДЛ всего профиля пламени эффективная „средняя“ температура, получаемая методом ДЛАС с использованием стандартного алгоритма обработки спектров в предположении однородного распределения, существенно отличалась от локальной температуры участка пламени, определенной методом КАРС. Это расхождение достигает 700–800 K для самых горячих зон пламени.

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 $Z \geq 25$ mm температура в горячей зоне пламени примерно постоянна как в продольном ($Y$), так и в поперечном ($X$) направлениях. При этом падение температуры от значения в горячей зоне до комнатной, вне пределов горения, имеет в первом приближении сходный профиль. Результирующие спектры в обоих направлениях являются суперпозицией спектров из горячих зон и переходных зон с понижением температуры. Существенная разница в измерениях 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 $Z = 28$ mm, приведены на рис. 5, *a*. Принимая допущение о сходных температурных градиентах пламени в направлениях $X$ и $Y$, спектр горячей зоны можно получить, вычитая из спектра вдоль пламени спектр в поперечном направлении. Результаты такой обработки представлены на рис. 5, *b* (разностные спектры). Там показаны как экспериментальные спектры (точки), так и результаты подгонки (сплошные линии). Видно, что разностные спектры достаточно хорошо подгоняются с температурой $T \sim 2000$ K. Таким образом, обработка с использованием метода разностных спектров существенно корректирует результаты ДЛАС-измерений. Полученные за счет коррекции значения в пределах ошибок совпадают с данными КАРС [18].

## Аппроксимация суммой спектров с двумя температурами

Более общий подход к определению температуры горячей зоны в случае неоднородного распределения температуры реализован в работе [19]. Зона зондирования представлялась в виде комбинации „холодного“ и „горячего“ слоев, и экспериментальный спектр поглощения подгонялся не теоретическим спектром, симулированным с использованием одной температуры, а в виде линейной комбинации спектров с двумя разными температурами $T_1$ и $T_2$ :

$$Z_i = B_1 D_i(T_1) + B_2 D_i(T_2), \tag{13}$$

где $D_i$ — „однотемпературные“ спектры (ОТС).

При подгонке варьировались как основные параметры симулированного спектра ($T$, $P$, БЛ, ширины линий), так и коэффициенты $B_{1,2}$. Подгонка проводилась корреляционным методом. Сразу отметим, что предложенный алгоритм позволяет значительно правильнее оценить высокую температуру в неоднородном распределении, но не само пространственное распределение.

На первом этапе был проведен численный эксперимент для спектрометра с одним ДЛ, работающим в диапазоне $7460-7463\,\mathrm{cm}^{-1}$. Для этого диапазона на основе базы HITRAN 2016 была создана база ОТС $D_i$ для интервала температур 300–2500 K с шагом 10 K. Спектры симулировались для давления 1 atm и парциального давления паров воды 1%.

Затем с использованием базы данных ОТС $D_i$ был симулирован спектр в виде суммы ОТС с произвольно выбранными температурами $T_1$ и $T_2$. К этому спектру был добавлен белый шум со среднеквадратичным отклонением $\sigma = 5 \cdot 10^{-4}$ a.u. Сконструированный таким образом спектр считался в дальнейшем „экспериментальным“ $Y_{\mathrm{exp}}$. Сто случайных реализаций спектра $Y_{\mathrm{exp}}$ корреляционным методом подгонялись суммой ОТС в виде (13) с коэффициентами $B_1$, $B_2$. Максимум коэффициента корреляции определял значения $T_{\mathrm{high}}$ и $T_{\mathrm{low}}$. Полученные таким образом значения $T_{\mathrm{high}}$ и $T_{\mathrm{low}}$ в каждой реализации усреднялись. В этом численном эксперименте отклонение полученных значений $T_{\mathrm{high}}$ от $T_1 = 2000$ K, заданной при начальной симуляции спектра, составляло 20 K в случае $T_2 = 500$ K и увеличивалось до 50 K при $T_2 = 700$ K. Эти отклонения рассчитаны для единичной реализации спектра $Y_{\mathrm{exp}}$.

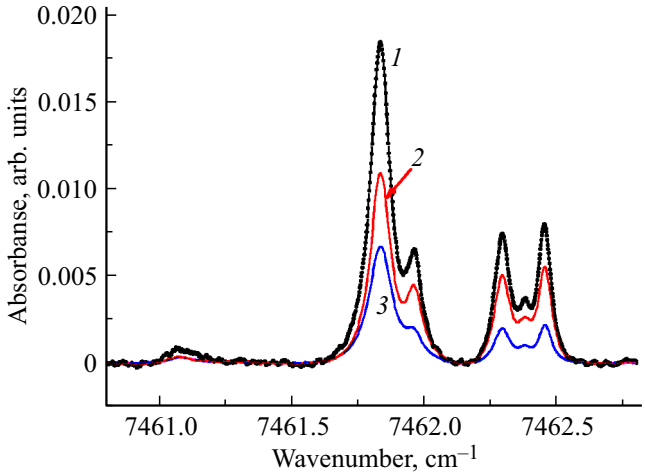


**Рис. 6.** Результаты обработки экспериментального спектра поглощения $H_2O$ для случая двух последовательно расположенных кювет с двумя разными температурами ($P = 1$ atm). Точки — экспериментальный спектр, *1* — подгоночный спектр с максимальным коэффициентом корреляции. Спектр *1* является суммой двух ОТС с высокой (*2*) и низкой (*3*) температурами (адаптировано из [19]).

На следующем этапе был проведен лабораторный эксперимент, в котором на трассе зондирующего луча ДЛ размещались две кюветы с независимо регулируемыми параметрами газовой смеси. Экспериментальные спектры поглощения регистрировались при различных комбинациях температур в двух кюветах. В одной из них температура варьировалась в пределах 800–1200 K, во второй — в пределах 500–700 K. Температуры в каждой кювете измерялись тремя коммерческими термопарами; точность измерения составляла 5 K. Каждый зарегистрированный спектр подгонялся корреляционным методом суммой ОТС в форме (13). Пример экспериментального спектра для конкретной комбинации температур в двух кюветах приведен на рис. 6. В этом примере температуры в двух кюветах, измеренные коммерческими термопарами, составляли 505 и 921 K. На рисунке точками отмечен экспериментальный спектр, а сплошной линией *1* подгоночный спектр с максимальным коэффициентом корреляции. Этот спектр является суммой двух ОТС с высокой (*2*) и низкой (*3*) температурами. В данном примере наилучшая корреляция достигается для $T_{\mathrm{low}} = 600$ K и $T_{\mathrm{high}} = 890$ K.

Значительно худшая оценка низкой температуры $T_{\mathrm{low}}$ определяется выбором линий поглощения воды. Целью работы было повышение правильности оценки максимальной температуры, которая представляет основной интерес при разработке новых конструкций камер сгорания силовых агрегатов. Поэтому выбирались „горячие“

линии поглощения с выраженной зависимостью интенсивностей от температуры. Выбранные „холодные“ линии имели слабую зависимость от температуры, поэтому и точность ее определения оказалась существенно ниже.

## Заключение

За последние 5 лет продемонстрировано существенное развитие метода ДЛАС как в приборном, так и в алгоритмическом направлениях. Разработан макет спектрометра для диагностики горячих зон с высокой температурой (до 2500–3000 K) и давлением (до 3 atm). В макете используются два ДЛ, работающих в различных спектральных диапазонах. Использование такой схемы существенно расширяет возможности поиска оптимальных длин волн поглощения молекул воды, наименее подверженных перекрытию с другими линиями. Работоспособность макета и правильность получения информации о зондируемом объекте доказана в лабораторных опытах с кюветами, в которых температура измерялась независимо коммерческими термопарами, и в опытах с пламенем, в котором она определялась независимым методом спектроскопии когерентного антистоксова рассеяния.

Исследована применимость метода ДЛАС для диагностики пространственно неоднородных горячих зон. Предложен новый алгоритм обработки экспериментальных спектров, заключающийся в представлении зоны в виде совокупности участков с высокой и низкой температурами. В лабораторных экспериментах доказано значительное повышение правильности определения высокой температуры при использовании такого алгоритма. Предложен также метод разностных температур, который позволяет правильно определить высокую температуру пространственно неоднородной зоны в случае, когда протяженность зоны значительно больше ее поперечного сечения.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы


[1] Applied Combustion Diagnostics. V. 133 / Ed. by Kohse-Höinghaus K., Jeffries J.B. London: Taylor and Francis, 2002.

[2] *Docquier N., Candel S.* // Prog. Energy Combust. Sci. 2002. V. 28. P. 107. doi 10.1016/S0360-1285(01)00009-0

[3] *Bolshov M.A., Kuritsyn Yu.A., Romanovskii Yu.V.* // Spectrochim. Acta. Part B. 2015. V. 106. P. 45. doi 10.1016/j.sab.2015.01.010

[4] *Goldenstein C.S., Spearrin R.M., Jeffries J.B., Hanson R.K.* // Prog. Energy Combust. Sci. 2017. V. 60. P. 132. doi 10.1016/j.pecs.2016.12.002

[5] *Allen M.G.* // Meas. Sci. Technol. 1998. V. 9. P. 545. doi 10.1088/0957-0233/9/4/001

[6] *Большов М.А., Курицын Ю.А., Лигер В.В., Мироненко В.Р., Леонов С.Б., Яранцев Д.А.* // Квант. электрон. 2009. Т. 21. С. 869; *Bolshov M.A., Kuritsyn Yu.A., Liger V.V., Mironenko V.R., Leonov S.B., Yarantsev D.A.* // Quantum Electronics. 2009. V. 39. N 9. P. 869. doi 10.1070/QE2009v039n09ABEH014044

[7] *Bolshov M.A., Kuritsyn Y.A., Liger V.V., Mironenko V.R., Leonov S.B., Yarantsev D.A.* // Appl. Phys. B. 2010. V. 100. P. 397. doi 10.1007/s00340-009-3882-4

[8] *Большов М.А., Курицын Ю.А., Лигер В.В., Мироненко В.Р.. Колесников О.М.* // Опт. и спектр. 2017. Т. 122. № 5. С. 20; *Bolshov M.A., Kuritsyn Y.A., Liger V.V., Mironenko V.R., Kolesnikov O.M.* // Opt. Spectrosc. 2017. V. 122. N 5. P. 705. doi 10.1134/S0030400X17050046

[9] *Gordon I.E., Rothman L.S., Hill C., Kochanov R.V.* et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2017. V. 203. P. 3. doi 10.1016/j.jqsrt.2017.06.038

[10] *Rothman L.S., Gordon I.E., Barber R.J., Dothe H., Gamache R.R., Goldman A.* et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2010. V. 111. P. 2139. doi 10.1016/j.jqsrt.2010.05.001

[11] *Лигер В.В., Курицын Ю.А., Мироненко В.Р., Большов М.А., Понуровский Я.Я., Колесников О.М.* // Теплофизика высоких температур, 2018. Т. 56. С. 92; *Liger V.V., Kuritsyn Y.A., Mironenko V.R., Bolshov M.A., Ponurovskii Y.Y., Kolesnikov O.M.* // High Temperature. 2018. V. 56. N 1. P. 98. doi 10.1134/S0018151X18010108

[12] *Лигер В.В.* // ПТЭ. 2017. № 3. С. 148; *Liger V.V.* // Instruments and Experimental Techniques. 2017. V. 60. N 3. P. 453. doi 10.1134/S0020441217030101

[13] *Большов М.А., Курицын Ю.А., Лигер В.В., Мироненко В.Р.* // Опт. и спектр. 2011. Т. 110. № 6. С. 900; *Bolshov M.A., Kuritsyn Yu.A., Liger V.V., Mironenko V.R.* // Opt. Spectrosc. 2011. V. 110. N 6. P. 848–856. doi 10.1134/S0030400X1106004X

[14] *Mironenko V.R., Kuritsyn Y.A., Liger V.V., Bolshov M.A.* // Appl. Spectroscopy. 2018. V. 72. N 2. P. 199–208. doi 10.1177/0003702817732252

[15] *Cai W., Kaminski C.F.* // Prog. Energy Combust. Sci. 2017. V. 59. P. 1. doi 10.1016/j.pecs.2016.11.002

[16] *Лигер В.В., Мироненко В.Р., Курицын Ю.А., Большов М.А.* // Квант. электрон. 2018. Т. 48. № 11. С. 1055-1061; *Liger V.V., Mironenko V.R., Kuritsyn Yu.A., Bolshov M.A.* // Quantum Electronics. 2018. V. 48. N 11. P. 1055. doi 10.1070/QEL16723

[17] *Wolfhard H.G., Parker W.G.* // Proc. Phys. Soc. Sect. A. 1952. V. 65. P. 2. doi 10.1088/0370-1298/65/1/302

[18] *Datta A., Beyrau F., Seeger T., Leipertz A.* // Combust. Sci. and Techn. 2004. V. 176. P. 1965. doi 10.1016/S0360-1285(01)00009-0

[19] *Liger V.V., Mironenko V.R., Kuritsyn Yu.A., Bolshov M.A.* // Sensors. 2018. V. 18. P. 1608. doi 10.3390/s18051608