

Применение диодной лазерной спектроскопии для измерения параметров газа при плазменно-индуцированном сверхзвуковом горении

М.А.Большов, Ю.А.Курицын, В.В.Лигер, В.Р.Мироненко, С.Б.Леонов, Д.А.Яранцев

Разработана методика измерения температуры и содержания паров воды в нестационарной зоне горения с использованием диодной абсорбционной спектроскопии. Методика, основанная на измерении спектра поглощения молекул воды в области 1.39 мкм, применена для определения параметров горения водородного топлива в испытательной секции сверхзвуковой аэродинамической трубы при скоростях газовых потоков $M = 2$. Относительно большие интенсивности использованных линий поглощения позволили работать в режиме измерения прямого поглощения. Приведено описание дифференциальной схемы измерения нестационарных спектров, методики первичной обработки спектров и способов получения данных о температуре и концентрации H_2O в зондируемой области. При обработке использовалась подгонка экспериментальных спектров спектрами, смоделированными на основе спектроскопических баз данных. Для области горячего следа пламени получены средние за время горения (~ 50 мс) температура (~ 1050 К) и парциальное давление паров воды (~ 21 Тор). Большое отношение сигнал/шум позволило получить временную зависимость этих параметров. Разработанная методика позволяет определять температуру зондируемой области с точностью ~ 40 К.

Ключевые слова: абсорбционная спектроскопия, диодный лазер, зондирование газовых потоков, измерение температуры и концентрации.

1. Введение

При исследовании процессов, протекающих в пламенах или в многокомпонентных газовых потоках, широко используется метод диодной лазерной абсорбционной спектроскопии (ДЛАС) [1], обладающий по сравнению с методами эмиссионной и флуоресцентной спектроскопии рядом существенных преимуществ. В методе ДЛАС не требуется использовать большой угол сбора излучения, вся информация о поглощающем объекте содержится в узком, слабо расходящемся лазерном пучке, прошедшем через исследуемую среду. Поэтому влияние собственного излучения горячего газа, а также неселективного рассеяния лазерного луча, представляющих серьезные проблемы для эмиссионного и флуоресцентного методов, можно практически полностью подавить за счет пространственной фильтрации попадающего на приемник лазерного пучка. Это позволяет существенно снизить уровень фона и зондировать даже самые горячие и интенсивно излучающие зоны исследуемого объекта.

При диагностике газовой среды методом ДЛАС зондируются поглощающие частицы (атомы или простые молекулы), ширины линий которых достаточно малы, и, как правило, удается выбрать либо изолированные, либо слабо перекрывающиеся линии поглощения. В

качестве тестовых используются либо молекулы, естественным образом возникающие в исследуемом объеме, либо атомы или молекулы, добавляемые искусственно, как маркеры [1, 2]. Существуют различные модификации метода ДЛАС, обусловленные спецификой задачи. При наличии достаточно сильных линий поглощения тестовой молекулы используют измерение прямого поглощения, что обусловлено относительно простой интерпретацией результатов таких измерений [1, 3]. Для измерения температуры регистрируется поглощение на различных линиях, различающихся положением нижнего уровня колебательно-вращательного перехода характерного молекулярного компонента газовой смеси. Для сравнительно медленных процессов и высоких концентраций компонентов можно считать, что в среде существует термодинамическое равновесие и населенности уровней подчиняются распределению Больцмана. Температуру газа можно определять либо из отношения амплитудных значений коэффициентов поглощения, либо, более точно, из отношения интегралов по всему контуру линий. В первом случае возможен режим регистрации поглощения при фиксированной настройке длин волн ДЛ на максимумы зондируемых линий поглощения. Этот метод обеспечивает регистрацию с высоким быстродействием, однако возникают ошибки, обусловленные неточным определением базовой линии [4, 5]. Для регистрации интегральных интенсивностей поглощения необходимо прописать контур линий, для чего длина волны ДЛ сканируется в некотором спектральном интервале, превышающем ширину линии поглощения. Это позволяет более точно экстраполировать базовую линию, но создает ограничения на быстродействие [6].

При диагностике процессов горения в высокоскоростных потоках требуется измерение температуры и кон-

М.А.Большов, Ю.А.Курицын, В.В.Лигер, В.Р.Мироненко. Институт спектроскопии РАН, Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Физическая, 5; e-mail: bolshev@isan.troitsk.ru, mironenko@isan.troitsk.ru
С.Б.Леонов, Д.А.Яранцев. Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13/19; e-mail: s.leo@com.ru

Поступила в редакцию 15 января 2009 г., после доработки – 28 апреля 2009 г.

центрации компонентов реагирующей смеси в нестационарных условиях. Характерные времена изменения плотности и температуры в таких потоках (более 10^{-5} с) позволяют использовать модель термодинамического равновесия в среде, однако в этом случае нужно измерять поглощение при временах развития процесса порядка долей миллисекунды. Оценки показывают, что если толщина зондируемой зоны горения составляет 1–10 см, то при давлении 0.1–1 атм необходимо измерять относительное изменение интенсивности зондирующего излучения на уровне $\Delta I/I_0 \sim 10^{-3} - 10^{-5}$ за времена $\sim 10^{-3} - 10^{-5}$ с. Дополнительной проблемой является то обстоятельство, что в условиях интенсивных химических реакций изменяется не только температура, но и концентрация участвующих в процессе горения компонентов, а также давление газовой смеси. Изменение давления вызывает изменение ширины линий поглощения тестовых объектов, что значительно усложняет алгоритм вычисления искомым параметров среды из измеренных сигналов поглощения.

Одним из важнейших разделов экспериментальной плазменной аэродинамики [7] является исследование процесса горения в высокоскоростных воздушных потоках, стимулированного плазмой электрических разрядов. В предварительно перемешанных потоках топлива и окислителя (при скоростях, соответствующих числам Маха $M \approx 2$) горение поддерживается иницируемым в зоне смещения потоков дополнительным электрическим разрядом. Существование такого разряда обеспечивает, во-первых, неравновесно высокую концентрацию активных радикалов (ОН и др.), а во-вторых, ускоряет смещение компонентов за счет влияния пространственных неоднородностей разряда на структуру течения [8]. Одним из способов оценки эффективности использования разряда для иницирования и поддержания процесса горения в скоростных потоках является измерение распределения температуры в зонах зажигания, горения и пламени, а также концентрации основных продуктов горения на разных стадиях процесса. Пространственное распределение концентраций таких продуктов, как вода и углекислый газ, отражает динамику сгорания топлива и, в конечном счете, полноту протекания химических реакций. Несмотря на большой объем теоретических и экспериментальных исследований процессов горения в до- и сверхзвуковых потоках, влияние пространственно-временных профилей температуры и концентрации частиц на процессы энерговыделения в зоне химических реакций, а следовательно, на эффективность работы двигателей, остается не до конца исследованными. Получение надежных экспериментальных результатов о температуре и составе газовой смеси в различных зонах горения по-прежнему является исключительно актуальной задачей.

Малые характерные времена процессов (порядка десятых долей миллисекунды), пространственная неоднородность среды и невозможность использовать методы измерений, возмущающие поток, обуславливают жесткие требования к методике измерений и аппаратуре.

Для измерения температуры и концентрации молекулярных компонентов в горячих зонах часто используется метод когерентной антистоксовой рамановской спектроскопии (КАРС) [9, 10]. Этот метод хорошо разработан и позволяет получать данные о параметрах горячих областей с хорошей точностью, однако требует сложной и до-

рогостоящей лазерной и спектральной аппаратуры и мало применим в условиях диагностики реальных силовых агрегатов.

Методы, основанные на детектировании эмиссионного спектра характерных молекул и радикалов в зоне горения, обладают меньшей чувствительностью ввиду малой заселенности верхних уровней соответствующих колебательно-вращательных переходов. В данной работе используются колебательно-вращательные уровни, расстояние между которыми составляет ~ 7000 см^{-1} , а средняя температура зоны горения оценивается в ~ 1000 К (700 см^{-1}). Таким образом, отношение населенностей верхнего и нижнего уровней равно $e^{-10} \approx 4 \times 10^{-5}$. Для оценки эффективности процесса горения необходимо также измерять температуру и концентрацию частиц в зонах, расположенных ниже области максимального энерговыделения по потоку, в которых температура, а следовательно, и населенность верхних уровней еще меньше.

Наиболее подходящим методом измерения в таких условиях представляется абсорбционный метод с использованием перестраиваемых одночастотных диодных лазеров. Такие источники излучения обладают высокой яркостью, стабильностью параметров и обеспечивают высокое спектральное разрешение без применения дорогостоящих и габаритных спектральных приборов.

Целью настоящей работы являлась разработка метода ДЛАС для измерения температуры и парциального давления воды в нестационарной зоне плазменно-индуцированного горения при прямой инжекции топлива в сверхзвуковой воздушный поток. Горение топлива в данной схеме происходит при непрерывной генерации электрического разряда непосредственно в зоне взаимодействия. Были разработаны оптическая схема, включающая в себя лазерный модуль с блоками управления и системой транспортировки излучения ДЛ, а также система регистрации и методика обработки данных. Созданный метод испытывался с использованием экспериментальной камеры сгорания в Объединенном институте высоких температур РАН (ОИВТ РАН).

2. Основные соотношения

При распространении света через поглощающую среду его интенсивность $I_{\nu,0}$ ослабевает в соответствии с законом Бугера–Ламберта, который в случае малого поглощения и одиночной линии принимает следующий вид:

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

Здесь I_{ν} – интенсивность монохроматического излучения с частотой ν (см^{-1}) после прохождения через среду длиной L ; $I_{\nu,0}$ – интенсивность падающего на среду излучения с частотой ν ; $S(T)$ – сила (интегральная интенсивность) линии; ν_0 – частота центра линии поглощения; $g(\nu - \nu_0)$ – форм-фактор 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 отличающихся от атмосферного, форма спектральной линии $g(\nu - \nu_0)$ обычно описывается фойгтовским контуром. Типич-

ная полуширина линии поглощения при диагностике газовых потоков и пламен составляет $\sim 0.1 \text{ см}^{-1}$ (3 ГГц). Поэтому излучение однододовых (одночастотных) ДЛ с шириной линии $\sim 10 - 50 \text{ МГц}$ может рассматриваться как монохроматическое, и уравнение (1) с очень хорошей точностью применимо для интерпретации абсорбционных измерений.

Зависимость силы линии от температуры определяется формулой

$$S(T) = S(T_0) \frac{Q(T_0)}{Q(T)} \exp \left[-\frac{hcE''}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \times \left[\frac{1 - \exp(hcv/kT)}{1 - \exp(hcv/kT_0)} \right], \quad (2)$$

где $Q(T)$ – часть статистической суммы, зависящая только от температуры; E'' – энергия нижнего квантового состояния, с которого происходит переход.

Если в эксперименте измеряется поглощение на нескольких линиях одного компонента, то отношение сил двух линий является однозначной функцией температуры (отличием последнего множителя в (2) от единицы пренебрегаем):

$$R = \left(\frac{S_1}{S_2} \right)_{T_0} \exp \left[-\frac{hc\Delta E}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad (3)$$

где S_1 и S_2 – силы линий для некоторой температуры T_0 , а ΔE – разность энергий нижних уровней переходов, ответственных за поглощение. Таким образом, одновременное измерение поглощения на нескольких линиях позволяет вычислить температуру в зондируемом объеме, а из абсолютной величины поглощения на линии с известными спектроскопическими параметрами может быть найдена концентрация поглощающего компонента.

Для объектов с однородным распределением по длине основных параметров среды температура и концентрация поглощающих частиц могут быть легко вычислены из уравнений (1), (3). В случае неоднородного распределения из (1), (3) находятся средние по трассе концентрация и температура. Силы линий для многих переходов большинства простых молекул при комнатной температуре надежно определены и занесены в базы данных (NITRAN [11], NITEMP, GEISA [12], SPECTRA [13]). Для произвольной температуры сила линии $S(T)$ может быть вычислена согласно (2).

3. Экспериментальная установка

3.1. Диодный лазер

В работе использовался ДЛ с распределенной обратной связью (NLK1E5GAA, фирма NEL, Япония), работающий в области 1.39 мкм . Излучение лазера выводилось через отрезок однододового световода. В качестве температурного контроллера и токового драйвера использовались приборы TED350 и LDC202 (фирма Thorlabs) соответственно. При сканировании температуры от 5 до 49°C полная область перестройки частоты излучения лазера при токе инжекции 70 мА составила $7199 - 7178 \text{ см}^{-1}$ ($1.389082 - 1.393146 \text{ мкм}$), т.е. $\Delta\nu/\Delta T \approx 0.48 \text{ см}^{-1}/\text{K}$.

Быстрая перестройка частоты излучения лазера осуществлялась путём изменения тока инжекции. Интервал перестройки за один скан зависел от частоты модуляции тока инжекции. На высоких частотах этот интервал заметно сокращался. При частоте модуляции 1 кГц , температуре лазера 25°C и изменении инжекционного тока в пределах $10 - 120 \text{ мА}$ область перестройки частоты составляла $\sim 1.2 \text{ см}^{-1}$. Выходная мощность лазера при этом изменялась от 3 до 30 мВт . Таким образом, быстрая модуляция частоты излучения лазера током инжекции сопряжена для ДЛ этого типа со значительными изменениями интенсивности излучения, т.е. с большой амплитудной модуляцией. Это обстоятельство создавало определенные трудности при получении параметров зондируемой области в процессе обработки результатов измерений.

Калибровка спектрального диапазона перестройки ДЛ в шкале абсолютных частот проводилась путем регистрации спектра поглощения воды при комнатной температуре во всем диапазоне перестройки ДЛ*. Идентификация зарегистрированных линий осуществлялась с помощью базы NITRAN [11]. Большая часть экспериментов выполнялась с использованием следующих линий поглощения H_2O : 7189.344 см^{-1} ($E'' = 142 \text{ см}^{-1}$), 7189.541 см^{-1} ($E'' = 1255 \text{ см}^{-1}$) и 7189.715 см^{-1} ($E'' = 2005 \text{ см}^{-1}$). Выбор этих линий обусловлен значительным различием в положении нижних уровней переходов, что принципиально важно для выбранной методики измерения температуры объекта.

Сканирование частоты излучения ДЛ осуществлялось за счет модуляции тока инжекции пилообразным напряжением от самодельного генератора, синхронизованного с внутренним кварцевым генератором регистрирующего осциллографа.

3.2. Оптическая схема

В первых экспериментах на опытной установке в ОИВТ РАН использовалась схема транспортировки луча ДЛ от лазера до камеры по открытому пространству лаборатории. Электронные блоки питания ДЛ и система регистрации находились в том же помещении, что и экспериментальный стенд с источником питания разряда. Основным недостатком этой схемы оказалось поглощение излучения атмосферными газами в лабораторном помещении на пути от оптического блока до камеры ($\sim 2 \text{ м}$) и обратно. Поглощение на открытой трассе давало значительный вклад в детектируемый сигнал, так что доля сигнала, обусловленного поглощением в тестовой камере, могла оцениваться только как разность двух больших сигналов. Вторым существенным недостатком оказался значительный уровень электрических наводок от источника питания разряда на электронные блоки питания ДЛ. Все это заставило изменить первоначальную схему эксперимента, окончательный вариант которой приведен на рис.1. ДЛ и блоки питания, а также система регистрации были перенесены в другое помещение (на рис.1 эти блоки ограничены штрих-пунктирной линией). Были радикально сокращены открытые участки пути излучения ДЛ. Для этого пучок излучения транспортировался к камере по однододовому волокну длиной 22 м , градиентный коллиматор на выходе световода вплотную

*Авторы благодарны Я.Понуровскому за большую помощь в начальной калибровке ДЛ и ценные советы по работе с лазерами этого типа.

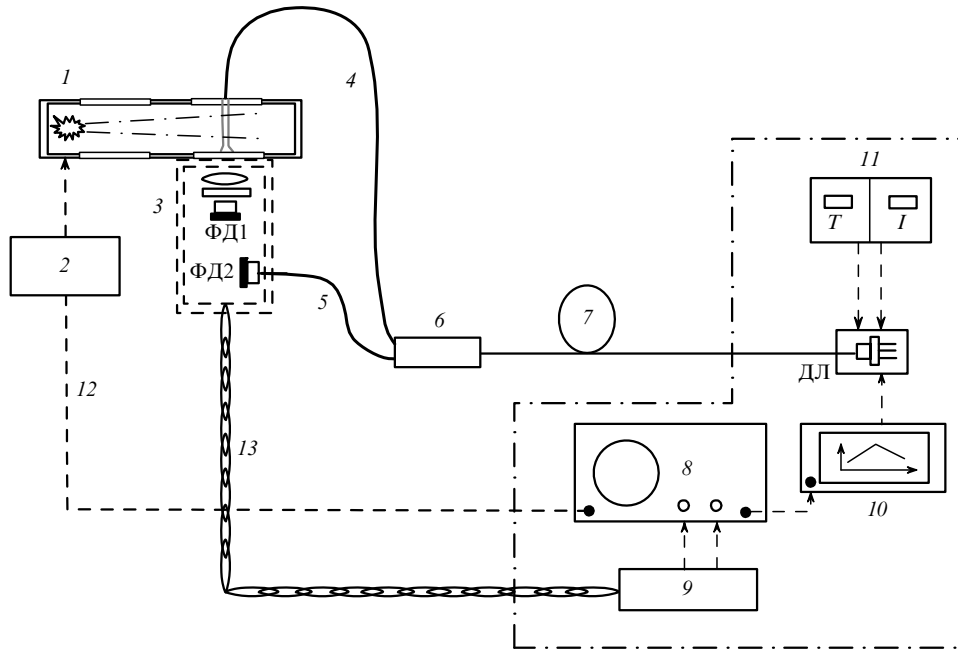


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – секция испытательной камеры с потоком горючей смеси; 2 – система управления напуском смеси и поджигом разряда; 3 – экранированный модуль с фотоприемниками и предусилителем; 4, 5 – одномодовые световоды с градиентными коллиматорами на конце; 6 – оптический разветвитель; 7 – одномодовый световод; 8 – осциллограф Agilent 54621A; 9 – основной усилитель; 10 – генератор пилообразного напряжения; 11 – блок управления ДЛ; 12 – кабель синхронизации; 13 – витая пара.

придвигался ко входному окну камеры, а короткофокусный объектив, фокусирующий прошедшее через камеру излучение на фотоприемник, – к ее выходному окну.

Для уменьшения влияния амплитудной модуляции интенсивности ДЛ при перестройке и расширения динамического диапазона измерения была разработана дифференциальная схема измерений с использованием референтного канала. Выходной отрезок световода лазера (NEL, Япония) соединялся с оптическим разветвителем («ООО Поиск-ТР», Москва), который направлял излучение ДЛ в два световода (отношение интенсивностей 1 : 1). По одному световоду излучение доставлялось к испытательной камере, по другому – непосредственно на фотоприемник референтного канала. На всех участках схемы световодом служило стеклянное одномодовое волокно (диаметр центральной части 9 мкм, диаметр оболочки 125 мкм). Оба световода оканчивались градиентными коллиматорами, формирующими на выходе пучки диаметром 1.8 мм с расходимостью $\sim 10^{-3}$ (диаметр пучка увеличивался до 5 мм на расстоянии ~ 5 м).

После прохождения камеры лазерный пучок попадает на объектив (фокусное расстояние 5 мм, диаметр 7 мм), который фокусирует прошедшее излучение на поверхность InGaAs-фотодиода (Hamamatsu, G8370-2) с диаметром чувствительной области 2 мм. Приёмник излучения располагался в непосредственной близости от камеры в экранированном от электрических наводок кожухе. Фотоприемник был придвинут непосредственно к выходному окну камеры, так что длина оптического пути вне камеры составляла менее 5 мм. Перед приемником находился светофильтр ИКС-7 для фильтрации собственного широкополосного излучения зоны горения. Светофильтр пропускал излучение в диапазоне спектра 0.9–2.6 мкм, отсекая видимое и УФ излучение, а также излучение среднего ИК диапазона. Использование этого фильтра практически сняло проблему засветки прием-

ника собственным излучением плазмы. Аналогичный фотоприемник использовался в референтном канале.

3.3. Система регистрации

Оба фотоприемника, объектив, светофильтры и входные каскады приемной схемы размещались в корпусе с двойной электромагнитной экранировкой. Эффективная экранировка фотоприемника и входного предусилителя позволила расположить фотоприемники непосредственно за камерой. Входной предусилитель с фотодиодами питался от изолированных от земли гальванических батарей.

Выходной дифференциальный сигнал передавался по экранированной витой паре длиной ~ 25 м на вход основного усилителя, находящегося в соседнем помещении рядом с драйверами ДЛ.

В основе дифференциальной схемы измерений лежит принцип, предложенный в работе [14]. Схема построена таким образом, чтобы в отсутствие поглощения в измерительном канале выходной сигнал дифференциальной схемы равнялся нулю.

Упрощенная схема входного каскада системы регистрации приведена на рис.2. Разностным сигналом в этой дифференциальной схеме является ток, который формируется непосредственно в общей точке инвертирующего входа операционного усилителя ОУ1. В этой точке суммируются разнополярные фототоки измерительного и референтного каналов. Выравнивающим элементом для фототоков является согласованная пара транзисторов МАТ04, управляемая по цепи обратной связи через базу одного из транзисторов таким образом, чтобы постоянная или медленно меняющаяся составляющая разностного фототока на выходе дифференциальной схемы равнялась нулю. Применение дифференциальной схемы измерений позволяет максимально подавить вариации интенсивности излучения ДЛ, не связанные с поглощением

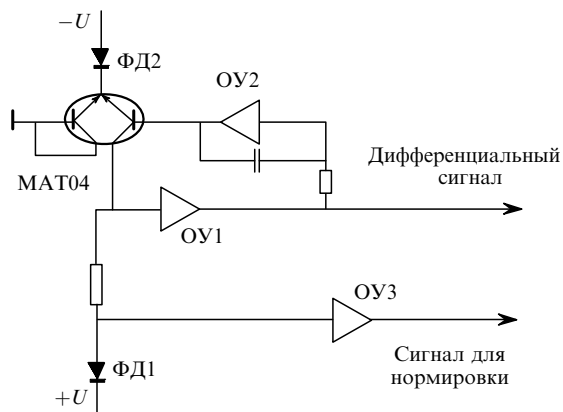


Рис.2. Электронная схема фотоприемного блока: ФД1 – фотоприемник сигнального канала; ФД2 – фотоприемник референтного канала; ОУ1,2,3 – операционные усилители.

молекул воды, в частности сопутствующую сканированию частоты амплитудную модуляцию током инжекции, температурные флуктуации активной зоны ДЛ и т.д. Эффективность такого подавления зависит от степени идентичности характеристик референтного и измерительного каналов и без особых настроек может достигать 40 дБ на частотах от нуля до нескольких килогерц.

Полезный сигнал прямого поглощения возникает только в измерительном канале, поэтому он без искажений передается на выход дифференциального усилителя ОУ1. Отсутствие поглощения в референтном канале обеспечивается конструкцией приёмного блока, в котором выходной торец оптоволокну этого канала располагался вплотную к фотодиоду ФД2.

Для последующего вычисления согласно формуле (1) величины поглощения по измеренной интенсивности линии необходим сигнал нормировки, соответствующий мгновенной интенсивности фототока в измерительном канале. Этот сигнал формируется на резисторе небольшого номинала, включенном последовательно с измерительным фотодиодом ФД1, и затем усиливается усилителем ОУ3.

Полученные таким образом сигналы преобразовывались в цифровую форму для дальнейшей обработки на компьютере. Цифровая запись фотосигналов производилась с помощью двухканального осциллографа Agilent 54621A. На один вход подавался дифференциальный сигнал поглощения, на другой – сигнал нормировки, пропорциональный мгновенному значению интенсивности излучения ДЛ. Параметры осциллографа: полоса пропускания 60 МГц, частота дискретизации 200 МГц, количество регистрируемых точек 2×10^6 на канал. Благодаря тому, что после дифференциального усилителя сигнал, соответствующий базовой линии, был близок к нулевому, стало возможным использование недорогих быстродействующих 8-разрядных аналого-цифровых преобразователей, широко применяемых в цифровых осциллографах.

Цикл измерений начинался с подачи запускающего импульса на блок управления газовым потоком, разрядом и инжекцией топлива (блок 2 на рис.1). В этом блоке вырабатывался импульс синхронизации, запускающий развертку регистрирующего осциллографа, в котором, в свою очередь, генерировался импульс синхронизации для блока, вырабатывающего пилообразное напряжение для сканирования частоты ДЛ.

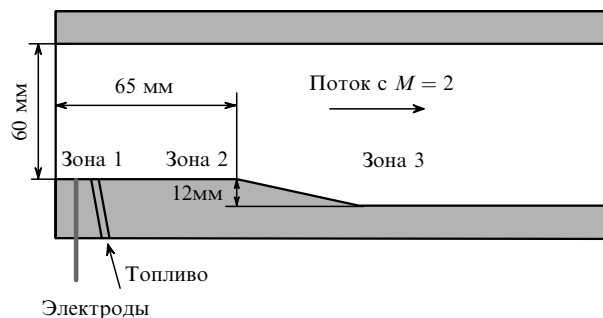


Рис.3. Схема испытательной секции: 1 – зона взаимодействия разряда с топливом; 2 – зона горения; 3 – зона пламени и область горячего следа.

3.4. Испытательная секция стенда ИАДТ-50

Эксперименты проводились на сверхзвуковой аэродинамической трубе кратковременного действия ИАДТ-50, оборудованной испытательной секцией закрытого типа [15]. Длина секции от выхода из сопла до входа в диффузор составляет 600 мм, в поперечном сечении размеры секции изменяются от 60×72 мм на входе и до 72×72 мм на выходе по направлению течения газа. Секция оборудована тремя парами оптических окон диаметром 100 мм, расположенными эквидистантно по её длине. Основные параметры потока в области измерений следующие: число Маха $M = 2$, статическое давление $P = 150 - 300$ Тор, температура торможения газа 300 К.

Результаты, описанные в данной работе, получены в геометрической конфигурации, приведенной на рис.3. Электрический разряд генерируется на плоской керамической стенке между серией электродов, расположенных поперечно по схеме анод – катод – анод. Полный ток разряда I_d составляет 2–8 А, мощность энерговклада W_d варьируется в пределах 3–9 кВ, что не превышает 5% от кинетической мощности воздушного потока. Генерация разряда влечет за собой образование ниже по потоку циркуляционной зоны [15], в которую производится инжекция газообразного топлива (в данном случае использовался водород). Для компенсации роста давления, вызванного горением, и предотвращения теплового запирания канал расширяется ниже зоны разряда и инжекции топлива. Время одного пуска установки составляет 0,5 с, разряд включается после выхода потока на квазистационарный режим и поддерживается в течение 80–100 мс. Инжекция топлива «включается» через 20–30 мс после начала разряда и «выключается» через 20–30 мс после его окончания. Отметим, что горение прекращается в момент выключения разряда.

В описанных экспериментах измерения методом ДЛАС проводились в области горячего следа пламени, ниже области расширения газодинамического канала (на расстоянии 5 мм от стенки). В ходе экспериментов варьировались массовый расход топлива и режим работы разряда.

4. Результаты и обсуждение

4.1. Первичная обработка нестационарных спектров поглощения

На описанной установке проводились измерения с использованием в качестве топлива водорода и этилена при различных параметрах газодинамической струи и раз-

ных расходах топлива. Однако в данной работе приведены только результаты измерений при использовании в качестве топлива водорода. Следует отметить, что во всех режимах, описываемых в статье, концентрация молекул воды в области измерения оказалась достаточной для регистрации прямого поглощения.

Полученные за один пуск экспериментальные результаты представляют собой два одномерных массива данных, каждый из которых состоит из 2×10^6 точек. Первый массив – запись ~ 600 сканов дифференциального сигнала, второй – одновременная запись мгновенной интенсивности излучения диодного лазера. Полное время записи составляет 500 мс. Пример записи одного пуска представлен на рис.4. Параметры режима в данном пуске были следующими: статическое давление в испытательной секции 130 Тор, расход водорода 0.5 г/с.

На рис.4,*a* отмечены характерные времена цикла. На 30-й миллисекунде от начала развёртки открываются клапаны напуска воздуха в газодинамический канал и через 20 мс после этого поток в канале выходит на сверхзвуковой режим ($M = 2$). На 120-й миллисекунде включается электрический разряд, после чего в испытательную секцию подаётся топливо и начинается горение. Примерно на 190-й миллисекунде разряд выключается и процесс горения заканчивается. На рис.4,*b* приведен короткий фрагмент полной записи дифференциального сигнала, занимающий по времени три полных скана, т.е. примерно 2.5 мс. Этот фрагмент соответствует приблизительно середине интервала горения. Наконец, на рис.4,*в* приведена временная зависимость интенсивности

излучения ДЛ, меняющейся пилообразно при соответствующей модуляции тока инжекции. Эта зависимость использовалась при обработке спектров для вычисления температуры и концентрации воды.

Показанная на рис.4,*a* временная развертка зарегистрированных спектров первоначально обрабатывалась путем их преобразования в двумерное изображение. Это значительно упрощало первоначальный общий обзор зарегистрированного сигнала и позволяло быстро выделять основные временные этапы развития процесса горения. В дальнейшем обрабатывались наиболее характерные временные интервалы, содержащие существенную информацию о развитии процесса горения. Используемая методика цифровой обработки изображений основана на программе с открытым кодом [16]. Она позволяет представить экспериментальные данные в наглядном виде непосредственно после регистрации и дает возможность существенно сократить время обработки результатов.

На рис.5 представлен результат такой первичной обработки массива данных, показанного на рис.4,*a*. На рис.5,*a* дано сконструированное двумерное изображение процесса, на рис.5,*b* – спектры поглощения в окрестности частоты 7189 см^{-1} . Изображение (рис.5,*a*) сформировано из последовательных экспериментальных сканов, зарегистрированных в данном пуске. Выбраны только сканы в пределах наиболее значимого интервала времени – 250 мс от начала процесса. За это время происходит смешивание потоков воздуха и топлива, а также поджиг и горение смеси, оканчивается процесс горения и зона осты-

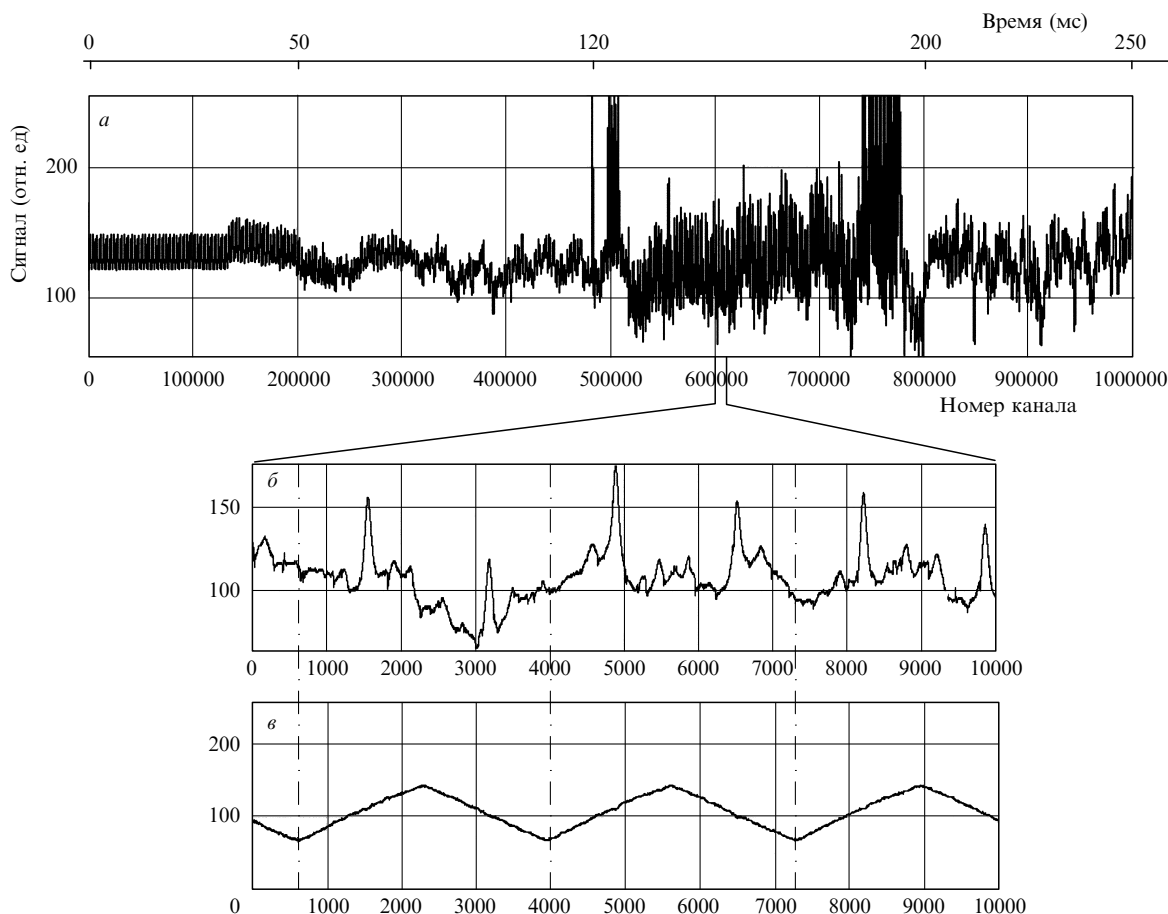


Рис.4. Осциллограмма дифференциального сигнала за первые 250 мс одного пуска (*a*), фрагмент этого сигнала, включающий три скана ДЛ (*б*) и пилообразное изменение интенсивности излучения ДЛ за эти же сканы (*в*).

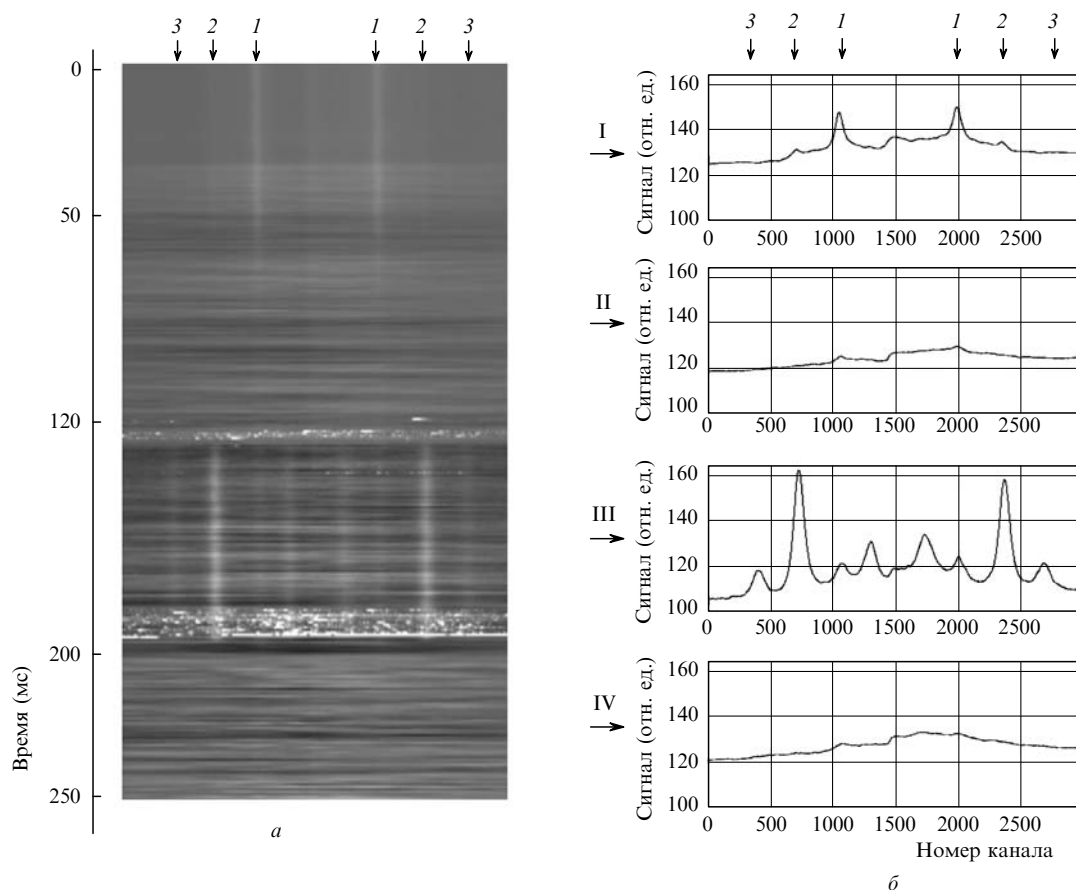


Рис.5. Пример обработки массива данных, приведенного на рис.4. Двумерные изображения всех сканов, зарегистрированных за первые 250 мс (а), и усредненные за 60 сканов спектры поглощения H_2O в разные временные интервалы (I–IV) развития процесса горения (б). Временная шкала на рисунке соответствует шкале на рис.4. Цифрами указаны положения максимумов линий поглощения, по которым проводилась последующая обработка. Идентификация линий: 1 – 7189.344 см^{-1} , 2 – 7189.541 см^{-1} , 3 – 7189.715 см^{-1} .

вает. В каждом отдельном скане частота ν излучения ДЛ изменяется слева направо в пределах выбранного диапазона сканирования: сначала она убывает с увеличением тока накачки, а затем возрастает на обратном ходе пилы. Все сканы расположены один под другим в порядке возрастания номера. Таким образом, на этом изображении величина сигнала F в пикселе (x, y) соответствует интенсивности прошедшего через камеру излучения I в момент времени t :

$$F(x, y) = I(\nu(t), n(t)).$$

Согласно принятым обозначениям за начало координат принимается верхний левый угол изображения. Ось x направлена по горизонтали вправо, и вдоль нее изменяется частота во время отдельного скана. Ось y направлена вниз – вдоль нее изменяется номер скана n , соответствующий времени от начала пуска ($t = 0$) до конца записи. Сконструированное таким образом поле представляет собой двумерное изображение развивающегося во времени спектра поглощения зондируемой области. Поглощение регистрировалось в спектральном диапазоне $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ (шкала x); время одного полного скана составляло $\sim 830 \text{ мкс}$, полное время регистрации процесса – 250 мс (шкала y). Программа позволяет выделять для обработки любое количество сканов и в динамическом режиме производить усреднение по любому интервалу времени.

Спектры, представленные на рис.5,б, получены при

усреднении по 60-ти сканам в пределах четырех характерных областей. Точка поворота знака сканирования примерно соответствует середине горизонтальной шкалы. В интервале времени I в камере находится воздух при давлении $\sim 120 \text{ Тор}$. И на двумерном изображении, и на соответствующем этому интервалу времени спектре хорошо видна «холодная» линия 7189.344 см^{-1} . В конце интервала I, примерно через 50 мс от начала процесса, поток в канале выходит на сверхзвуковой режим. Статическая температура газа T при этом составляет $\sim 200 \text{ К}$, т. е. она значительно ниже комнатной. Это приводит к вымораживанию паров воды, в результате чего в течение примерно 20–30 мс после начала пуска установки происходит ослабление, а потом и исчезновение линий поглощения воды, что отчетливо регистрируется и на двумерном изображении, и на соответствующем интервалу времени II спектре. В момент $\sim 120 \text{ мс}$ происходит включение разряда, и примерно через 20 мс начинается инжекция топлива. В этот момент инициируется процесс горения, сопровождающийся быстрым подъемом температуры и появлением в зоне горения паров воды. На рисунке отчетливо видны «горячие» линии поглощения H_2O на частотах 7189.715 , 7189.541 и 7189.199 см^{-1} . В то же время «холодная» линия (7189.344 см^{-1}) заметно ослабевает. Такой характер спектра сохраняется на всем интервале времени (примерно 50 мс), т. е. пока поддерживается процесс горения. После этого процесс горения прекращается (IV) и температура сверхзвукового потока быстро падает, что приводит к вымораживанию паров воды

и к исчезновению практически всех линий поглощения H_2O . Это хорошо видно на рис.5,*a* (после ~ 200 мс).

4.2. Определение параметров процесса горения

Простейшим алгоритмом извлечения информации о температуре является вычисление T из отношения интенсивностей двух хорошо разрешенных линий поглощения по формуле (3). Это отношение не зависит от давления смеси, а следовательно, от ширины линий поглощения. Однако при таком подходе существенным является точное определение базовой (нулевой) линии, необходимой для вычисления интегральной интенсивности линии в экспериментальном спектре. Неточность определения базовой линии приводит к большим ошибкам в нахождении интегральной интенсивности линии поглощения. Это обстоятельство становится особенно важным при флуктуациях базовой линии в пределах диапазона сканирования линии излучения ДЛ.

В настоящей работе использовался альтернативный подход, при котором экспериментальный спектр, зарегистрированный в диапазоне сканирования, аппроксимировался теоретическим спектром, смоделированным на основе баз данных.

Параметры зоны горения определялись путем обработки дифференциальных сигналов, зарегистрированных в индивидуальных сканах или при суммировании нескольких сканов. Перед обработкой спектров проводилась низкочастотная цифровая фильтрация массива данных.

В настоящей работе все эксперименты были выполнены в условиях малого поглощения, для которого справедлива формула (1). В этих условиях дифференциальный сигнал Y_i на частоте ν_i можно представить в следующем виде:

$$Y_i = \alpha I_{0,i} \sum_j S_j(T) g_j(\nu_i - \nu_{0,j}) NL + b_i + \varepsilon_i, \quad (4)$$

где α – коэффициент усиления системы регистрации; $I_{0,i}$ – интенсивность излучения ДЛ на частоте ν_i ; $\nu_{0,j}$ – положение центра j -й линии; слагаемое b_i определяет базовую линию; ε_i – отклонение экспериментального спектра от

симулируемого (невязка). Остальные параметры введены в формуле (1).

Подгонка аналитической функции к экспериментальным данным состояла в выборе параметров (мгновенная частота излучения ДЛ, температура, давление газа, параметры базовой линии), для которых среднее квадратичное значение невязки минимально. Силы линий вычислялись по формуле (2) с использованием величин $S(T_0)$ для $T_0 = 296$ К и положения нижних уровней переходов из базы данных HITRAN [11], а статистические суммы $Q(T)$ определялись из базы SPECTRA [13]. Контуры линий $g_i(\nu_i - \nu_{0,i})$ считались фойгтовскими. На первом этапе при расчете контуров $g_i(\nu_i - \nu_{0,i})$ использовались коэффициенты уширения линий только воздухом.

Базовую линию b_i в (4) аппроксимировали полиномом $b_i = \sum k_n Q_{in}$, где k_n – подгоночные параметры, а Q_{in} – ортогональные полиномы. При подгонке использовались полиномы не выше второго порядка.

На первом шаге привязка смоделированного спектра по частоте проводилась по максимумам идентифицированных линий поглощения, выбранных для определения температуры. При этом считалось, что перестройка частоты излучения ДЛ в течение одного скана происходит линейно по времени. На следующем этапе подгонки из разумных физических соображений выбирались исходные величины температуры и давления и методом наименьших квадратов в модели линейной регрессии определялись значения подгоночных параметров, минимизирующие средний квадрат невязки в формуле (4). В дальнейшем нелинейным методом наименьших квадратов (симплекс-метод Нелдера – Мида [17]) проводилась итерационная процедура подгонки частотной шкалы, температуры и давления.

Процедура извлечения параметров зоны зондирования будет продемонстрирована на примере обработки данных, полученных для пуска со следующими параметрами: расход водорода $G = 0.25$ г/с, статическое давление в испытательной секции до зоны горения 130 Тор. На рис.6 показан экспериментальный спектр двух «горячих» линий, полученный при усреднении по 30 сканам, зарегистрированным в интервале 140–165 мс от начала процесса, и теоретический спектр, полученный подгонкой. Видно, что использованная модель представления спектра (4) обеспечивает хорошее соответствие обоих спектров. Среднее квадратичное значение невязки $\sqrt{\langle \varepsilon_i^2 \rangle}$ составляет $\sim 0.4\%$. Отметим важное обстоятельство, касающееся аппроксимации линий поглощения фойгтовским контуром. Известно, что при подгонке фойгтовским контуром сложно разделить вклады доплеровской и лоренцевской компонент. Однако при одновременной подгонке двух линий поглощения, отвечающих переходам с разных нижних уровней, температура и, следовательно, доплеровский вклад определяются из отношения интегральных интенсивностей линий и некорректность задачи разделения фойгтовского контура на компоненты снимается.

В результате подгонки получают интересные параметры – температура в зоне зондирования, полное давление смеси и соответствующий им спектр поглощения. Вычисление концентрации молекул воды осуществлялось с учетом экспериментально определенных величин поглощения $\Delta I/I_0$ и расстояния между окнами камеры L . Для анализируемого пуска поглощение на сильной линии достигало $\sim 2\%$, на слабой – около 0.5% .

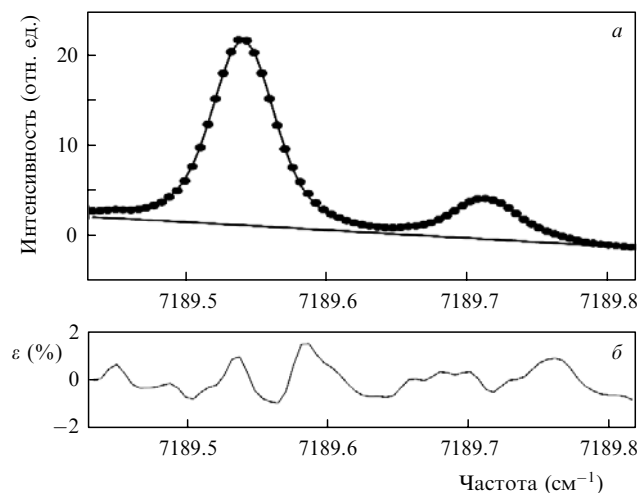


Рис.6. Экспериментальный (кружки) и смоделированный (сплошная линия) спектры поглощения, наклонная прямая – подгоночная базовая линия, аппроксимированная линейным полиномом (а) и невязка двух спектров ε в процентах от интенсивности в максимуме линии поглощения (б).

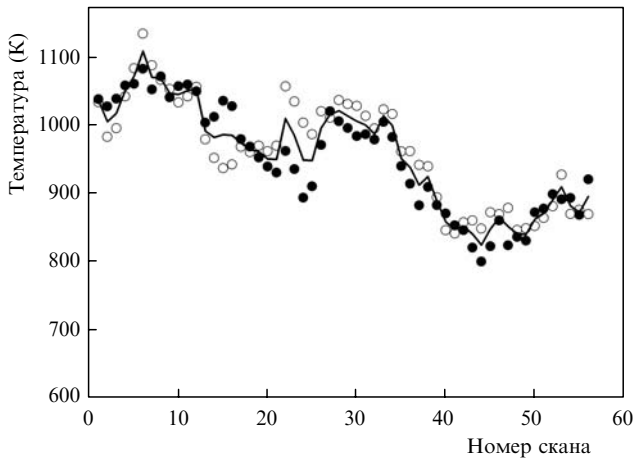


Рис.7. Временной ход температуры в зондируемой зоне. Первый скан соответствует времени 130 мс от начала пуска. Длительность одного скана 830 мкс.

Следует отметить, что погрешность в определении интенсивности слабой линии в 1 % (т.е. 5×10^{-5} от полной интенсивности) соответствует при $T = 1000$ К ошибке в определении температуры ~ 10 К.

Для пуска, представленного на рис.6, средние за указанный временной интервал температура в зондируемой зоне и пересчитанное из концентрации молекул парциальное давление H_2O составили 1050 К и 21 Тор соответственно.

Первоначально оцененное полное давление газа в зоне зондирования составило 350 Тор. Однако на этом этапе при подгонке спектров учитывалось уширение линий воды только воздухом. На самом деле заметный вклад вносит самоуширение линий молекулами воды. По данным HITRAN [11] коэффициент уширения собственным давлением для этих линий в 5–6 раз больше, чем коэффициент уширения воздухом. Поэтому приведенная оценка полного давления заметно завышена. Для уточнения этого значения коэффициент уширения линий воды корректировался с учетом взятого из базы данных коэффициента самоуширения и полученной при подгонке концентрации воды. В результате такой коррекции полное давление смеси в зондируемой зоне составило 200 Тор, что хорошо согласуется с независимыми измерениями датчиками статического давления.

Правильность разработанной процедуры расчета проверялась при обработке экспериментального спектра поглощения, зарегистрированного в испытательной камере, в которой атмосферный воздух был откачан до 120 Тор. Вычисленная температура воздуха составила 19°C , что близко к температуре помещения.

Спектр на рис.6 получен при усреднении по 30 сканам. Хорошее отношение сигнал/шум позволяет обрабатывать спектры, усредняемые по меньшему числу сканов, и таким образом получать временную развертку температуры. На рис.7 приведена зависимость изменения температуры зоны горения для того же пуска, полученная при обработке большего числа сканов (64) на более широком временном интервале (130 – 185 мс). Точки являются результатом обработки спектров, полученных скользящим усреднением по девяти сканам с равномерно увеличивающимся номером первого скана. Темные точки соответствуют данным, полученным при обработке первой половины скана (при уменьшении частоты излучения ДЛ),

светлые точки – второй его половины (при увеличении частоты ДЛ). Сплошная линия проведена по средним для двух половин значениям. Следует отметить хорошее совпадение температур, вычисленных по результатам «восходящего» (T_i^+) и «нисходящего» (T_i^-) участков скана.

По этим результатам была проведена оценка точности определения температуры. Будем считать, что температура в зоне зондирования в течение одного скана (830 мкс) постоянна. Каждое значение T_i^{+-} определяется с некоторой случайной ошибкой ε_i^{+-} . Разность температур $\Delta T_i = (T_i^+ - T_i^-)$ равна $\varepsilon_i^+ - \varepsilon_i^-$. Считая, что ε_i^{+-} статистически независимы и имеют одинаковую дисперсию σ^2 , получаем следующую оценку среднеквадратичного отклонения результатов определения T :

$$\sigma^2 = \sum_i^m (T_i^+ - T_i^-)^2 / 2m, \quad (5)$$

где m – число обработанных спектров. Проведенная таким образом оценка точности определения температуры (статистической ошибки) дала $\sigma = 40$ К. Следует отметить, что результаты, полученные с помощью разработанной методики, отягчены также систематическими ошибками спектроскопических параметров, взятых из баз данных. Анализ литературных данных позволяет грубо оценить эти ошибки в несколько процентов.

5. Заключение

Разработана методика дистанционного определения температуры и концентрации паров воды, основанная на динамической абсорбционной спектроскопии с использованием перестраиваемых диодных лазеров. Используется регистрация линий поглощения, для которых энергии нижних уровней колебательно-вращательных переходов, ответственных за поглощение, существенно различны, так что изменение температуры приводит к изменению соотношения интенсивностей линий. Для регистрации спектров поглощения частота излучения ДЛ сканировалась пилообразно с частотой ~ 1 кГц в области 7189 см^{-1} . Полный интервал сканирования составлял $\sim 1\text{ см}^{-1}$. В этом диапазоне регистрировались линии поглощения H_2O с частотами 7189.344 см^{-1} ($E'' = 142\text{ см}^{-1}$), 7189.541 см^{-1} ($E'' = 1255\text{ см}^{-1}$) и 7189.715 см^{-1} ($E'' = 2005\text{ см}^{-1}$). Разработанная методика позволяет регистрировать спектры с временным разрешением ~ 1 мс, что обеспечивает возможность исследования нестационарных процессов в удаленном объекте.

При обработке результатов использовалась процедура формирования двумерного изображения динамики развития спектров. Данные о температуре и концентрации паров воды получались в процессе подгонки экспериментальных спектров к спектрам, рассчитанным на основе спектроскопических параметров из баз данных HITRAN и SPECTRA. При подгонке спектров варьировались температура, суммарное (полное) давление смеси, уровень базовой линии.

Описанный метод применен для определения параметров процесса горения, стимулированного электрическим разрядом в сверхзвуковом потоке в импульсной аэродинамической трубе ИАДТ-50 (ОИВТ РАН). Получены средние за время горения значения температуры (1050 К) и парциального давления воды (21 Тор) в зоне

горячего следа пламени. Это позволило впервые определить для данной установки эффективные локальные значения коэффициента избытка топлива $ER \approx 0.15$ (при расходе $G = 0.25$ г/с) в нестационарной зоне горения и коэффициента полноты сгорания $\eta > 0.9$ в зоне, непосредственно прилегающей к области взаимодействия разряда и инжектируемого топлива. Полученные значения ER и η отражают эффективность исследуемой схемы стабилизации горения газообразного топлива в высокоскоростном воздушном потоке. Использование в исследуемой конструкции испытательной секции электрического разряда для стимулирования процесса горения позволяет расширить концентрационные пределы устойчивых реакций в сторону бедных смесей ($ER \sim 0.15$) при сохранении высокой эффективности сгорания ($\eta > 0.9$).

Хорошее отношение сигнал/шум позволило получить данные о динамике температуры газа в течение фазы горения ($\Delta t = 50$ мс). Точность ΔT определения температуры в зондируемой зоне составила по оценкам ± 40 К. В дальнейшем планируется исследовать влияние температуры основного потока и вида топлива на временные параметры и пространственный профиль различных зон горения. Кроме того, будут исследованы разные геометрические конфигурации испытательной секции в области взаимодействия топлива с разрядом.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» (ОФН-10, Проект 4.6) и Программы Президиума РАН № 9 «Исследования вещества в экстремальных условиях»

(разд. 9.2 «Фундаментальные проблемы магнитоплазменной аэродинамики»).

1. Allen M.G. *Meas. Sci. Technol.*, **9**, 545 (1998).
2. Sanders S.T., Mattison D.W., et al. *Opt. Express*, **10**, 505 (2002).
3. Richter D., Lancaster D.G., Tittel F.K. *Appl. Opt.*, **39**, 4444 (2000).
4. Baer D.S., Nagali V., Furlong E.R., Hanson R.K., Newfield M.E. *AIAA J.*, **34**, 489 (1996).
5. Sanders S.T., Baldwin J.A., Jenkins T.P., et al. *Proc. Combust. Inst.*, **28**, 587 (2000).
6. Zhou X., Liu X., Jeffries J.B., Hanson R.K. *Meas. Sci. Technol.*, **14**, 1459 (2003).
7. *Proc. 1–7th Intern. Workshop «Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications»* (М.: IVTAN, 1999–2007).
8. Leonov S.B., Yarantsev D.A., Napartovich A.P., Kochetov I.V. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **34**, 2514 (2006).
9. Greenhalgh D.A., in *Advances in Non-Linear Spectroscopy*. Clark R.J.H., Hester R.E. (eds) (New York: Wiley, 1988, p. 193).
10. Eckbreth A.C. *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species* (Amsterdam: Gordon and Breach, 1996).
11. Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A., et al. *J. Quantum Spectrum Radiat. Transfer.*, **96**, 139 (2005); HITRAN website: <http://www.hitran.com/>
12. Jacquinet-Husson N., Scott N. A., Chedin A., et al. *J. Quantum Spectrum Radiat. Transfer.*, **109**, 1043 (2008); GEISA website: <http://ara.lmd.polytechnique.fr/>
13. Информационная система 'SPECTRA'; website: <http://spectra.iao.ru>
14. Hobbs P.C.D. *Appl. Opt.*, **36**, 904 (1997).
15. Леонов С. Б., Яранцев Д. А. *Механика жидкости и газа*, № 6, 121 (2008).
16. Abramoff M.D., Magelhaes P.J., Ram S.J. *Biophoton. Intern.*, **11** (7), 36 (2004); ImageJ website: <http://rsb.info.nih.gov/ij/>.
17. Nelder J.A., Mead R. *Computer J.*, **7**, 308 (1965).