

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГАЗОВОГО ОБЪЕМА ПАССИВНЫМ ДИСТАНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

© 2010 г. А. В. Войцеховский, доктор физ.-мат. наук; О. К. Войцеховская, доктор физ.-мат. наук; Д. Е. Каширский; И. С. Суслова

Томский государственный университет, г. Томск

E-mail: vok@elefot.tsu.ru

Статья посвящена созданию инженерной методики определения термодинамических параметров высокотемпературного однокомпонентного газа исходя из интенсивности излучения, поступившего на фотоприемник. Методика базируется на предварительном точном определении интенсивности излучения для конкретного спектрального диапазона и фиксированных интервалов температур и парциальных давлений. Последнее осуществлено теоретическим расчетом с помощью информационно-вычислительной системы на примере угарного газа.

Ключевые слова: газ, температура, парциальное давление, излучение.

Коды OCIS: 280.4991, 300.6390.

Поступила в редакцию 26.03.2010.

Введение

Проектирование и создание различных дистанционных диагностических аппаратурных комплексов, ориентированных на регистрацию эмиссионных спектров выхлопов или факелов двигателей для контроля за функционированием источника излучения, требует предварительного моделирования с последующим анализом характеристик излучения. Дистанционный контроль за выхлопами двигателей транспортных средств основан на регистрации спектральных зависимостей излучения газообразных продуктов сгорания различных топлив. Исследование зависимостей излучательных характеристик факела двигателя является актуальной задачей, так как позволяет судить о функционировании данного двигателя и применимо как для стендового варианта контролирующей аппаратуры, так и во время движения [1, 2]. Основным элементом в системе контроля является фотоприемное устройство, характеристики которого следует учитывать при создании алгоритма обработки данных [3].

Для проведения моделирования необходимо решить следующие задачи. Первая – спектроскопическая, заключающаяся в построении физических и математических моделей описания спектров газовых компонентов для раз-

личных концентраций (10^{-6} – 1 атм) и температур (300 – 2500 К). Вторая – развитие методов решения прямой и обратной задач газоанализа для неоднородных многокомпонентных газовых сред в условиях значительной вариабельности концентраций смеси и широкого интервала температур с учетом характеристик высокочувствительных мультиспектральных фотоприемных устройств (ФПУ) для регистрации излучения в различных спектральных диапазонах. Такие устройства в настоящее время могут быть созданы, например, на основе полупроводниковых квантово-размерных структур.

Наибольший интерес в настоящее время представляет решение обратной задачи – газоанализа струи нагретых газов двигателя летательного аппарата по излучению, зарегистрированному в различных спектральных диапазонах мультиспектральным фотоприемником.

Эксперимент и теория показывают, что существует выраженная спектральная зависимость излучательных характеристик выхлопных газов, позволяющая осуществлять селективный прием и обработку характеристик излучения струи нагретых газов двигателя с целью определения состояния его функционирования, причем эта зависимость специфична для различных пространственных распределений температуры и парциальных давлений газовых компонентов

в выхлопе [1]. Проблема заключается в необходимости комплексного учета характеристик триады “источник–среда–приемник” при выборе наиболее эффективного алгоритма решения обратной задачи газоанализа. Оптимальный для рассматриваемой проблемы тип детекторов должен отличаться для каждого газового компонента смеси узкими спектральными областями фоточувствительности, которые могут смещаться в ИК диапазоне путем изменения свойств материала детектора. Следует принимать во внимание и быстродействие приемника. Наиболее простой вариант – неохлаждаемый тепловой приемник с набором оптических фильтров, обладающий инерционностью $10^{-2} - 10^{-3}$ с, в то время как ФПУ на квантовых структурах обеспечивает быстродействие $10^{-9} - 10^{-12}$ с [3].

Кроме того, постановка задачи накладывает жесткие граничные условия. С одной стороны, нижней границей по интенсивности приходящего на ФПУ излучения является пороговая мощность излучения ФПУ; с другой стороны, излучение абсолютно черного тела является верхней границей, при достижении которой информация об условиях среды теряется. Кроме того, исследования характеристик излучения нагретого газового облака и анализ переноса этого излучения в атмосфере должны выполняться с одновременным учетом эффектов молекулярного поглощения и рассеяния на аэрозольных сферических частицах с оценкой точности регистрации излучения отдельных компонентов смеси мультиспектральным ФПУ.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований подтверждают адекватность представления полупроводниковых структур с квантовыми точками как полупроводника с промежуточной зоной, что обеспечивает одновременную регистрацию приходящего излучения в различных спектральных интервалах. В то же время применение наноструктур, содержащих квантовые точки в квантовых ямах, позволяет реализовать спектральные характеристики ФПУ в виде узких спектральных полос, что обеспечивает необходимую селективность приема [3, 4]. Таким образом, только выполнение мультидисциплинарных работ открывает возможность дистанционной диагностики функционирования двигателя, позволяющей судить о его состоянии и температурном режиме на основе анализа газового состава факела двигателя по спектральной зависимости его излучения для обеспечения контроля нормального режима функционирования двигателя.

Следовательно, методология дистанционной диагностики функционирования двигательных аппаратов по анализу их спектров излучения для предотвращения техногенных катастроф является недостаточно разработанной. Приближенные расчеты спектральных характеристик высокотемпературных газов развиваются в течение длительного времени и в основном представляют собой различные аппроксимации, связанные с упрощением *спектральных* зависимостей коэффициентов поглощения, функций пропускания или излучения основных газовых продуктов сгорания топлива (CO , CO_2 , H_2O , NO) [5–7].

В работе определяется зависимость интенсивности излучения (ИИ) от термодинамических параметров источника излучения – высокотемпературного газового объема. Расчет ИИ необходимо проводить с учетом аппаратной функции ФПУ. Решение этой задачи невозможно без информационно-вычислительной поддержки – программно-вычислительных комплексов, ориентированных на дистанционный анализ функционирования двигателей по эмиссионным спектрам их выхлопов или факелов [8–11].

Точный расчет интенсивности излучения нагретого газового облака

В газовых средах с существенными градиентами парциальных давлений газов и температуры имеют место процессы молекулярного поглощения, рассеяния и переизлучения. Ситуация усложняется необходимостью учета прохождения излучения в атмосфере, что приводит к решению уравнения переноса, т. е. неоднородного линейного дифференциального уравнения с переменными коэффициентами.

Решение этого уравнения в общем виде известно, однако обратная задача – определение характеристик ядер этого уравнения – требует разработки соответствующего математического аппарата. Современные идеологии используют аналитические и численные подходы для построения решений, методы решения некорректных задач, а также различные асимптотики [12–14].

В данной работе точный расчет выполняется авторами на основе разрабатываемых уникальных информационных систем, генерирующих базы данных по параметрам спектральных линий основных газовых продуктов сгорания топлива для широкого интервала температур и давлений и осуществляющих прямой расчет (line by line) спектральных излучательных и

поглощательных характеристик газов (CO, CO₂, H₂O, NO) [8–11].

Разнообразие в терминологии приводит к некоторым неясностям в определениях абсолютных величин излучательных характеристик реальных сред. В данной работе используются основные определения в формулировках монографии [15]. При высоких температурах (порядка 1000 К) газовый объем обладает существенным собственным излучением, превышающим фоновое атмосферное. Интенсивность этого излучения, согласно [15], может быть найдена следующим образом:

$$I(v, T) = \int_{v_1}^{v_2} B(v, T) \epsilon_v(T) dv, \quad (1)$$

где $B(v, T)$ – функция Планка, $\epsilon_v(T)$ – излучательная способность нагретого газового облака. Соотношение (1) определяет интегральное значение приходящего на приемник излучения в спектральном диапазоне v_1 – v_2 .

Функция Планка для однородного газового объема с температурой T имеет вид

$$B(v, T) = 2\pi h v^3 c^2 / (\exp(hv/kT) - 1), \quad (2)$$

где h – постоянная Планка, v – частота излучения, k – постоянная Больцмана. Размерность $B(v, T)$ – [эрг/(см² с см⁻¹)], что соответствует определению спектральной энергетической светимости в [15] и излучательной плотности потока в [16] и используется в данной работе. В дальнейшем величину, рассчитанную по формуле (2), определим для простоты как “интенсивность излучения абсолютно черного тела” (ИИ АЧТ), а величину, определяемую формулой (1), – как “интенсивность излучения” (ИИ). Переход к размерности [(Вт/см²)] см⁻¹] требует деления на 10^7 и деления на 2π при переходе к излучению в единичном телесном угле. Отметим, что в данной работе используются энергетические величины.

Понятие излучательная способность в приближении локального термодинамического равновесия определяется формулой

$$\epsilon(v, T) = 1 - \exp[-k(v, T)\rho L], \quad (3)$$

где $k(v, T)$ – коэффициент поглощения газа [см⁻¹атм⁻¹], T – температура [К], ρ – парциальное давление исследуемого газа [атм], L – длина трассы [см].

Уточним принятые упрощения. Формула (2) справедлива для случая однородной среды, когда парциальное давление газа и температура постоянны на всем протяжении оптической

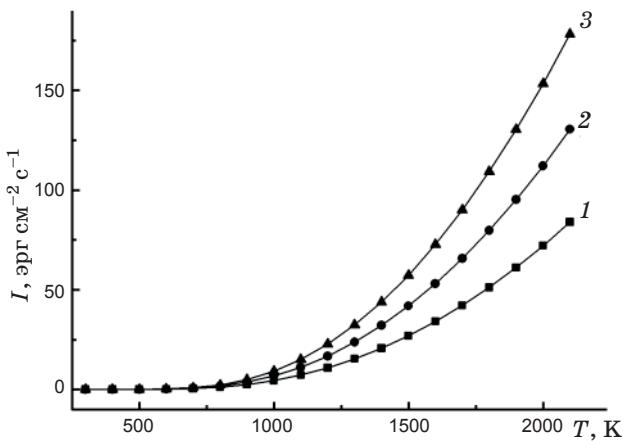
трассы, и именно такой случай рассматривается в данной работе. В качестве параметров среды задаются температура, парциальное давление газа и длина оптической трассы. Излучающий слой состоит из молекул оксида углерода (CO), излучение направлено по нормали к приемному устройству. Угарный газ выбран как обладающий наиболее простым и хорошо изученным спектром. Поскольку рассмотрение ведется по замкнутой схеме (расчитанные с заданными значениями температуры и парциальных давлений в прямой задаче характеристики поглощения и излучения CO используются как входные данные в обратной задаче), аргументированный анализ применимости методики обеспечен.

Выбор рабочих спектральных диапазонов

Для каждого конкретного газа необходимо выделить спектральный диапазон с максимальным значением прошедшего через атмосферу Земли излучения. Основные газовые компоненты факела двигателя (CO, CO₂, H₂O, NO) различаются по строению и относятся к линейным и асимметричным молекулам. Наиболее просты в расчетах спектры CO, поэтому моделирование было проведено для окиси углерода. Эта молекула обладает интенсивными излучательными полосами в областях 4,8 и 2,3 мкм.

Однако выбор спектрального диапазона не ограничивается только критерием величины прошедшего излучения. Необходимо учитывать характеристики приемного устройства, осуществляющего селективное детектирование сигнала. Перспективное ФПУ может быть реализовано в двух вариантах, различающихся конструкционными и материальными подходами. Первый вариант – в виде многослойной структуры со слоями различного состава, обеспечивающими фоточувствительность в требуемых спектральных интервалах, причем предыдущий слой является оптическим окном для последующего слоя. Второй – в виде квантово-размерных наноструктур, реализующих селективность приема за счет межподзонных оптических переходов.

Расчеты проводились для второго варианта ФПУ, который в свою очередь накладывает ограничения на спектральный диапазон регистрируемого излучения в пределах спектральной разрешающей способности фотоприемника. Если спектральный интервал характеризуется выражением $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$, где λ_0 – длина волны максимума ИИ, то это ограничение составляет



“Гладкая” зависимость ИИ от температуры для нескольких парциальных давлений. 1 – 0,5, 2 – 0,75, 3 – 1,0 атм.

$\Delta\lambda/\lambda_0 = 9 - 11\%$ [3]. Поэтому для проведения расчетов выбраны два спектральных диапазона: $(2180 \pm 120) \text{ см}^{-1}$ и $(4300 \pm 240) \text{ см}^{-1}$. Для этих диапазонов в широком интервале температур T (300–2100 К с шагом 100 К) и парциальных давлений газа ρ (10^{-4} –1 атм) рассчитаны более 300 значений $I(\Delta\nu, T)$ при разных ρ и T . Этот массив чисел использовался в качестве исходных данных для получения аппроксимационных соотношений зависимости интенсивности излучения от термодинамических параметров газа.

На рисунке представлена “гладкая” зависимость ИИ от температуры для нескольких парциальных давлений, что позволяет искать ее аппроксимацию полиномом.

Установление аппроксимационных соотношений для интенсивности излучения газов в зависимости от термодинамических параметров среды

Аппроксимация полученных значений интенсивности излучения от термодинамических параметров газа может быть ориентирована на две задачи. Для первой достаточно найти такую формулу, которая бы наиболее точно (с погрешностью до 5%, поскольку средняя относительная квадратичная ошибка измерения ИИ составляет $\pm 5\%$ при доверительной вероятности 0,68 [17]) восстанавливала исходные значения ИИ во всем рассматриваемом интервале температур и парциальных давлений для быстрого расчета ИИ. Вторая требует учета ограничений, накладываемых необходимостью решения об-

ратной задачи определения параметров среды, осуществляемого простым способом с максимальной точностью.

Рассмотрены несколько вариантов аппроксимации. Первый вариант

$$I(\rho, T) = \sum_i \alpha_i \rho^i + \sum_j \beta_j T^j \quad (4)$$

оказался не применим по следующим причинам. Различие в абсолютных значениях парциальных давлений ρ (10^{-4} – 1 атм) и температуры (300–2000 К) привело к развитию неустойчивости решения обратной задачи, поскольку диапазоны давлений и температур имеют слишком разновеликие значения, и определить константы модели, дающие приемлемые варианты восстановления (расхождение во всем интервале не более 5%) исходных значений ИИ $I(\nu)$, не удалось. Следующий вариант

$$I(\rho, T) = \sum_i \alpha_i (\rho T)^i \quad (5)$$

не принес успеха вследствие однозначности $I(\rho, T)$ для различных комбинаций парциальных давлений и температуры в произведении ρT .

В результате был предложен следующий путь – метод последовательной аппроксимации ИИ сначала по одному параметру (температуре) при фиксации второго (парциальных давлений), а затем аппроксимация полученных коэффициентов функцией от второго параметра. При этом наилучшее восстановление реализовалось при аппроксимации интенсивности полиномами пятой степени по обоим параметрам. Были получены 36 коэффициентов разложения, которые и определяют зависимость ИИ одновременно от двух параметров: парциальных давлений (в интервале от $2,5 \times 10^{-3}$ до 1 атм) и температуры (в диапазоне 900–2100 К). Сужение интервалов парциальных давлений и температуры вызвано установлением пределов допустимой погрешности восстановления 5%.

В итоге ИИ в указанных диапазонах определяется формулой

$$I(\rho, T) = \sum_{i=0}^5 \left(\sum_{j=0}^5 \alpha_{ij} \rho^j \right) T^i \quad (6)$$

с коэффициентами, значения которых приведены в табл. 1 и 2. Размерности коэффициентов α_{ij} соответствуют степеням ρ и T .

По определенным коэффициентам полинома были восстановлены значения ИИ для заданных интервалов температур, качество восстановления исходных значений иллюстрируется табл. 3 и 4.

Таблица 1. Коэффициенты полинома α_{ij} для определения излучательной способности СО в спектральном интервале $\Delta\nu = 2180 \pm 120 \text{ см}^{-1}$

<i>j</i>	<i>i</i>					
	0	1	2	3	4	5
0	-0,03246	$-6,91578 \times 10^{-4}$	$3,79184 \times 10^{-6}$	$-4,08224 \times 10^{-9}$	$1,69601 \times 10^{-12}$	$-2,50723 \times 10^{-16}$
1	1635,05011	-11,69589	0,02561	$-1,71836 \times 10^{-5}$	$6,03406 \times 10^{-9}$	$-8,42903 \times 10^{-13}$
2	15556,16824	-99,92358	0,20462	$-1,5532 \times 10^{-4}$	$5,15116 \times 10^{-8}$	$-6,35584 \times 10^{-12}$
3	-41203,90689	281,98757	-0,6313	$5,4322 \times 10^{-4}$	$-2,05625 \times 10^{-7}$	$2,89912 \times 10^{-11}$
4	41538,88295	-292,72802	0,67986	$-6,11799 \times 10^{-4}$	$2,41316 \times 10^{-7}$	$-3,52721 \times 10^{-11}$
5	-15164,50948	108,65257	-0,25734	$2,36784 \times 10^{-4}$	$-9,52452 \times 10^{-8}$	$1,41536 \times 10^{-11}$

Таблица 2. Коэффициенты полинома для определения излучательной способности СО в спектральном интервале $\Delta\nu = 4300 \pm 240 \text{ см}^{-1}$

<i>j</i>	<i>i</i>					
	0	1	2	3	4	5
0	$-5,00541 \times 10^{-4}$	-5,35202	-6,10181	-5,91591	13,71317	-6,41881
1	$3,08589 \times 10^{-6}$	0,04201	0,04014	0,03055	-0,07921	0,03783
2	$-6,35579 \times 10^{-9}$	$-1,1273 \times 10^{-4}$	$-8,58517 \times 10^{-5}$	$-4,77734 \times 10^{-5}$	$1,48064 \times 10^{-4}$	$-7,28544 \times 10^{-5}$
3	$5,51619 \times 10^{-12}$	$1,18931 \times 10^{-7}$	$6,53566 \times 10^{-8}$	$3,29347 \times 10^{-4}$	$-1,14979 \times 10^{-7}$	$5,81661 \times 10^{-8}$
4	$-2,13896 \times 10^{-15}$	$-4,06129 \times 10^{-11}$	$-9,05405 \times 10^{-12}$	$-1,91182 \times 10^{-11}$	$4,38292 \times 10^{-11}$	$-2,15535 \times 10^{-11}$
5	$3,06803 \times 10^{-19}$	$6,1252 \times 10^{-15}$	$-1,70913 \times 10^{-15}$	$4,2566 \times 10^{-15}$	$-6,49831 \times 10^{-15}$	$3,02307 \times 10^{-15}$

Таблица 3. Анализ восстановления исходных значений ИИ для различных термодинамических параметров в полосе 4,8 мкм

ρ , атм	$\Delta\nu = 2180 \pm 120 \text{ см}^{-1}$								
	$T = 900 \text{ K}$			$T = 1500 \text{ K}$			$T = 2100 \text{ K}$		
	$\varepsilon_{\text{исх}}$	$\varepsilon_{\text{расч}}$	$\delta, \%$	$\varepsilon_{\text{исх}}$	$\varepsilon_{\text{расч}}$	$\delta, \%$	$\varepsilon_{\text{исх}}$	$\varepsilon_{\text{расч}}$	$\delta, \%$
0,0025	7,40562	7,4241	0,250146	20,0606	20,1201	0,296361	34,7558	34,7562	0,001219
0,01	29,8196	29,0754	2,495596	81,0468	80,4348	0,755076	139,793	139,3730	0,300451
0,05	158,383	157,7783	0,381788	427,16	426,4522	0,165698	718,98	717,9502	0,143228
0,25	962,515	959,4986	0,313387	2531,15	2533,1794	0,080176	3967,44	3966,6980	0,018703
1	3340,2	3346,4576	0,187341	10481,2	10505,3785	0,230685	16800,3	16824,3891	0,143385

Таблица 4. Анализ восстановления исходных значений ИИ для различных термодинамических параметров в полосе 2,3 мкм

ρ , атм	$\Delta\nu = 4300 \pm 240 \text{ см}^{-1}$								
	$T = 900 \text{ K}$			$T = 1500 \text{ K}$			$T = 2100 \text{ K}$		
	$\varepsilon_{\text{исх}}$	$\varepsilon_{\text{расч}}$	$\delta, \%$	$\varepsilon_{\text{исх}}$	$\varepsilon_{\text{расч}}$	$\delta, \%$	$\varepsilon_{\text{исх}}$	$\varepsilon_{\text{расч}}$	$\delta, \%$
0,0025	0,01177	0,0119778	1,7655	0,11583	0,115895	0,0564	0,36882	0,36899	0,0485
0,01	0,04727	0,0482138	1,9966	0,46502	0,465426	0,0874	1,47696	1,4805	0,0529
0,05	0,24032	0,2433621	1,2658	2,36886	2,37033	0,062	7,51173	7,515114	0,0451
0,25	1,23583	1,2411134	0,4275	12,7179	12,71914	0,0097	39,9159	39,92591	0,0251
1	4,99403	4,980402	0,2729	57,2835	57,26237	0,0369	178,288	178,457	0,0948

Максимальная ошибка в восстановлении этих значений составила для первого спектрального интервала 2,49% и минимальная – 0,0012%; для второго интервала – 2,03% и 0,005% соответственно.

Стандартное отклонение относительных ошибок определяется формулой

$$\Delta = \sqrt{\sum_{i=1}^M \left((I_{i\text{восст}} - I_{i\text{исх}}) / I_{i\text{исх}} \right)^2 / (N - M)} \cdot 100\%, \quad (7)$$

где N – размерность массива обрабатываемых значений ИИ (опорных точек), M – число определяемых констант полинома. Для спектральных интервалов $(2180 \pm 120) \text{ см}^{-1}$ и $(4300 \pm 240) \text{ см}^{-1}$ Δ равна 0,68% и 0,48% соответственно.

Погрешность предсказания значений ИИ для величин ρ и T , попадающих в рассматриваемые интервалы, но не использованные в процедуре определения констант полинома (интерполяционных точек), не превышает 5%.

Применение аппроксимации для решения обратной задачи по определению температуры и парциальных давлений

Полученные аппроксимационные соотношения использованы для определения средних значений парциальных давлений и температуры из известных значений ИИ. Для каждой пары значений ИИ (для двух диапазонов) решалась система двух уравнений с целью определения ρ и T . Анализировалось восстановление этих параметров в указанных диапазонах.

Так как в данной работе исследование проводится по замкнутой схеме и ИИ рассчитываются методом line-by-line, имеется возможность проводить анализ достоверности решения обратной задачи. Процедура определения ρ и T сводится к решению системы нелинейных алгебраических уравнений (СНАУ)

$$\begin{cases} f_1(\rho, T) = I_1, \\ f_2(\rho, T) = I_2, \end{cases} \quad (8)$$

где $f_1(\rho, T)$ и $f_2(\rho, T)$ – функции вида (6), соответствующие вышеуказанным спектральным интервалам.

В данной работе для поиска решения СНАУ использовался наиболее распространенный алгоритм оптимизации – алгоритм Левенберга–Марквардта (Levenberg–Marquardt Algorithm, LMA) [18], который является комбинацией простейшего градиентного метода и метода Гаусса–

Ньютона. LMA превосходит по производительности метод наискорейшего спуска и другие методы сопряженных градиентов в различных задачах. В LMA решается задача нелинейной минимизации методом наименьших квадратов. Это означает, что функция, которую необходимо минимизировать, имеет вид

$$F(\mathbf{x}) = (f_1(\mathbf{x}) - I_1)^2 + (f_2(\mathbf{x}) - I_2)^2 = r_1^2(\mathbf{x}) + r_2^2(\mathbf{x}) = \|\mathbf{r}(\mathbf{x})\|^2, \quad (9)$$

где $\mathbf{x} = (\rho, T)$ – вектор искомых, $\mathbf{r}(\mathbf{x}) = (r_1(\mathbf{x}), r_2(\mathbf{x}))$ – вектор невязки. Вычисление \mathbf{x} на очередном шаге осуществляется в соответствии с выражением

$$\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_i - (\mathbf{H} + \lambda \mathbf{I})^{-1} \nabla \mathbf{r}(\mathbf{x}_i), \quad (10)$$

где \mathbf{H} – матрица Гессе, вычисленная в точке \mathbf{x}_i ; λ – параметр, \mathbf{I} – единичная матрица, $\nabla \mathbf{r}(\mathbf{x}_i)$ – градиент функции.

Была решена обратная задача для опорных точек (значений ИИ, по которым строились аппроксимационные формулы). Анализ точности определения ρ и T приводится в табл. 5. Минимальная и максимальная относительные погрешности составили соответственно 0,0046 и 6,96 для ρ и 0,00047 и 1,43% для T . Среднеквадратическое отклонение абсолютной погрешности составило 0,0078 для ρ и 3,9907 для T .

Также была решена обратная задача для интерполяционных точек. Анализ точности определения ρ и T приводится в табл. 6. Минимальная и максимальная относительные погрешности для ρ составляют 0,0018 и 8,0345%, а для T – 0,00041 и 1,6022% соответственно. Среднеквадратическое отклонение абсолютной погрешности для ρ составило 0,01498, а для T – 13,0279. Как видно из табл. 6, произошло увеличение относительных погрешностей. Так, если для парциальных давлений в первом наборе 60% точек соответствовали значения относительной

Таблица 5. Анализ точности определения ρ и T для опорных точек (156 точек)

Интервал относительных погрешностей (δ , %)	ρ	T
$0 < \delta < 0,01$	2 (1,3%)	3 (1,9%)
$0,01 < \delta < 0,1$	13 (8,3%)	55 (35,2%)
$0,1 < \delta < 1$	97 (62,2%)	94 (60,3%)
$1 < \delta < 2$	28 (17,9%)	4 (2,6%)
$2 < \delta < 5$	12 (7,7%)	0 (0%)
$\delta > 5$	4 (2,6%)	0 (0%)

Таблица 6. Анализ точности определения ρ и T для интерполяционных точек (2057 точек)

Интервал относительных погрешностей (δ , %)	ρ	T
$0 < \delta < 0,01$	6 (0,3%)	32 (1,56%)
$0,01 < \delta < 0,1$	95 (4,62%)	205 (9,97%)
$0,1 < \delta < 1$	453 (22,02%)	1161 (56,44%)
$1 < \delta < 2$	338 (16,43%)	660 (32,09%)
$2 < \delta < 5$	922 (44,82%)	0 (0%)
$\delta > 5$	243 (11,81%)	0 (0%)

погрешности $0,1 < \delta < 1$, то для второго набора это $1 < \delta < 5$. Подобное смещение произошло и для значений температуры. Это объясняется тем, что значения ИИ в интерполяционных точках восстанавливаются хуже, чем в опорных.

Отметим, что правильность решения СНАУ зависит от выбора начального приближения для ρ и T . Если начальное приближение выбрано относительно далеко от реальных значений, то получается неверное решение. По этой причине необходимо знать возможный диапазон значений термодинамических параметров исследуемого объекта. Однако, варьируя начальное приближение, было заключено, что если начальное приближение для парциальных давлений лежит в диапазоне 0,2–0,8 атм, а для температуры – от 1900 до 3000 К, то алгоритм всегда сходится к искомым ρ и T . Таким образом, можно определить термодинамические параметры исследуемого объекта, исключая требование знания их приблизительного значения, определив область начальных значений термодинамических параметров, попадающих в область сходимости решения СНАУ.

Заключение

Определение температуры излучающего нагретого газа рассматривалось и ранее как авторами [19], так и другими исследователями. Однако, например в [20, 21], используется температурная зависимость интенсивностей излучения отдельных колебательно-вращательных линий, измеряемых фурье-спектрометрами, что существенно усложняет аппаратурный комплекс в практической реализации. В данной работе предполагается наличие конкретной аппаратуры с определенными рабочими характеристиками, функционирующей в заданном

спектральном диапазоне. Для этих условий проводится точный расчет интенсивности регистрируемого излучения для различных термодинамических условий с последующей аппроксимацией этой величины полиномом по значениям парциальных давлений и температуры выхлопа двигателя. С помощью полученных соотношений оба параметра среды определяются одновременно исходя из измерений интегральной интенсивности излучения в двух спектральных участках. В результате достигается возможность создания методики контроля *in situ* работы двигателя.

Работа поддержана РФФИ (грант № 07-08-12114 офи) и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры Инновационной России”, ГК 02.740.11.0444, ГК № П-234, ГК № 02.740.11.0562, АВЦП № 2.1.2.6551.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лазарев Л.П. Оптико-электронные приборы наведения. М.: Машиностроение, 1989. 512 с.
2. Лотошников Ю.М., Журавлева Ю.Н. Специальные быстродействующие спектрометры и телерадиометры с полупроводниковыми приемниками излучения // Прикладная физика. 2000. № 5. С. 21–30.
3. Рогальский А. Инфракрасные детекторы. Пер. с англ. / Под ред. Войцеховского А.В. Новосибирск: Наука, 2003. 636 с.
4. Rogalski A. New material for third generation infrared photodetectors // Opto-Electron. Rev. 2008. V. 16. P. 458–462.
5. Гуди Р. Атмосферная радиация. М.: Мир, 1966. 522 с.
6. Dembele S., Zhang J., Wen J.X. Assessments of Spectral Narrow Band and Weighted-Sum-of-Gray-Gases Models for Computational Fluid Dynamics Simulations of Pool Fires // Numerical Heat Transfer. 2005. Part B. 48. P. 257–276.
7. Caliot C., Le Maoult Y., El Hafi M., Flamant G. Remote sensing of high temperature H_2O – CO_2 – CO mixture with a correlated k -distribution fictitious gas method and the single-mixture gas assumption // Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2006. V. 102. P. 304–315.
8. Войцеховская О.К., Розина А.В., Трифонова Н.Н. Информационная система по спектроскопии высокого разрешения. Новосибирск: Наука, 1988. 150 с.
9. Войцеховская О.К., Пешков А.А., Тарасенко М.М., Шелудяков Т.Ю. Информационная система для расчетов спектральных характеристик нагретых газов CO , CO_2 и H_2O (HOTGAS 2.0) // Изв. вузов. Физика. 2000. № 8. С. 43–51.

10. Войцеховская О.К., Котов А.А., Черепанов В.Н., Запрягаев А.Ю. Спектроскопия термодинамически неоднородного высокотемпературного водяного пара // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 9. С. 835–845.
11. Voitsekhovskaya O.K., Zapryagaev A.Y., Golub I.V. Influence of thermodynamic parameters on the spectral characteristics of heated carbon and nitrogen oxides // Proc. SPIE. 2006. V. 6160. P. 48–58.
12. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. Пер. с англ. М.: ИИЛ, 1953. 431 с.
13. Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ, 2006. 661 с.
14. Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Теоретические методы атмосферной оптики. СПб.: Наука, 2003. 474 с.
15. Пеннер С.С. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов. М.: ИИЛ, 1963. 495 с.
16. Бетенски Э., Хопкинс Р., Шенон Р., Пек У., Волф У., Уэзерелл У., Свингелл У., Холл Дж.
- Проектирование оптических систем. Пер. с англ. / Под ред. Пейсахсона И.В. М.: Мир, 1983. 430 с.
17. Золотарев В.М. Методы исследования материалов фотоники: элементы теории и техники: Учебное пособие. СПб.: СПбГУ ИТМО, 2008. 275 с.
18. Madsen K., Nielsen H.B., Tingleff O. Methods for non-linear least squares problems. Informatics and Mathematical Modelling Technical University of Denmark. 2004. 58 p.
19. Антипин М.Е., Войцеховская О.К. Исследование спектральных характеристик теплового излучения нагретой газовой среды для дистанционного определения ее температуры // Изв. вузов. Физика. 2001. № 4. С. 3–8.
20. Junde Wang, Xuemei Wang, Nongzhi Li, Hui Yin. Remote temperature determination from maximum intensity line in molecular emission fundamental band // Spectroscopy letters. 1991. V. 24. P. 975–982.
21. Bacsik Z., Mink J., Keresztury G. FTIR Spectroscopy of the Atmosphere. Part 2. Applications // Applied Spectroscopy Reviews. 2005. V. 40. P. 327–390.