

УДК 535.375

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА МЕТОДОМ КАРС

Б. Ф. Бояршинов, С. Ю. Федоров

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

Для измерения температуры пламени твердого топлива использована методика, основанная на температурной зависимости формы Q-ветви спектра когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) азота, содержащегося в продуктах сгорания. Измерения проводились при давлении 4 МПа в случае существенного перекрытия линий в спектре. На двух частотах регистрировались интенсивности сигнала КАРС, по соотношению которых определялась температура горения стехиометрической смеси динитрамида аммония с поликапролактоном.

Горение твердого топлива в ракетных двигателях происходит при давлениях 4–8 МПа и температуре 2500–3200 К. Зона химических превращений, расположенная в непосредственной близости от выгорающей поверхности, перемещается вместе с ней со скоростью 10–40 мм/с. Химически агрессивные вещества и твердые частицы, содержащиеся в потоке газообразных продуктов реакции, затрудняют определение его параметров, важнейшим из которых является температура пламени. В этих условиях более предпочтительно использование оптических методов, в том числе метода когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС), отличающихся быстродействием, высоким пространственным разрешением и при этом не вносящих газодинамических возмущений в зону горения. При измерениях методом КАРС используется техника для возбуждения и регистрации рассеянного излучения, а также средства обработки спектральной информации, включающие программы расчета спектров исследуемых молекул при повышенных температурах и давлениях. В процессе КАРС два фотона лазерного излучения с фиксированной частотой ω_1 и один фотон со стоксовой частотой ω_2 взаимодействуют с молекулой определенного сорта, например N_2 , что вызывает появление четвертого фотона когерентного излучения с антистоксовой частотой ω_3 . Полный спектр возможных частот рассеянного света имеет сложную форму, зависящую от температуры, значение которой определяется из сравнения экспериментального спектра с набором спектров, рассчитанных для разных температур.

Для регистрации спектра со сканированием частоты узкополосного излучения перестраиваемого лазера ω_2 требуется несколько минут, поэтому она может использоваться лишь при исследовании стационарных процессов [1]. В [2] для одновременного возбуждения всего спектра частот ω_3 одним импульсом длительностью порядка 10^{-8} с применялось широкополосное излучение мощного лазера на красителе. В данной работе выбран двухчастотный метод КАРС, для реализации которого не требуется очень больших значений энергетических параметров лазеров. В этом случае для определения мгновенного значения температуры в области пересечения пучков [3] вместо полного спектра КАРС возбуждается и регистрируется рассеянное излучение на двух частотах.

Целью настоящей работы является разработка методики двухчастотного КАРС для измерения температуры горения модельного топлива — стехиометрической смеси динитрамида аммония с поликапролактоном, в продуктах сгорания которой присутствует азот. Время горения одного образца топлива составляет примерно 0,5 с при давлении в измерительном объеме 4 МПа.

Расчет спектра КАРС. Температура определялась по спектральной форме колебательной полосы $0 \rightarrow 1$ Q-ветви ($\Delta v = +1$, $\Delta J = 0$) азота, состоящей из близкорасположенных линий (v , J — колебательное и вращательное квантовые числа). Интенсивность сигнала КАРС определяется по формуле

$$I_3 = (4\pi^2\omega_3/c^2)^2 |\chi^{(3)}|^2 I_1^2 I_2,$$

где I_1 , I_2 — интенсивности лазерных пучков; c — скорость света. Величина нелинейной кубичной восприимчивости состоит из нерезонансной и резонансной частей [4]:

$$\chi^{(3)} = \chi^{nr} + \chi^r = \chi^{nr} + \chi' + i\chi'',$$

где

$$\chi^r = \sum_{v,J} \frac{R_{v,J}}{\Omega_{v,J} - (\omega_1 - \omega_2) - i\Gamma_J},$$

$\Omega_{v,J}$ — частота перехода; Γ_J — полуширина линии на полувысоте; $R_{v,J} = (2N/\hbar)(c/\omega_2)^4 (d\sigma/d\Omega)(v+1)b_{J,J}\Delta_{v,J}$ — интенсивность перехода; N — числовая плотность молекул; \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π ; $d\sigma/d\Omega$ — сечение спонтанного рассеяния; $b_{J,J} = J(J+1)/((2J-1)(2J+3))$ — коэффициенты Плачека — Теллера; $\Delta_{v,J} = n_{v,J} - n_{v+1,J}$ — разность населенностей уровней молекулы, связанных переходом.

С учетом распределения Больцмана зависимость населенности от температуры принимает вид

$$n_{v,J} = \frac{1}{Q} g_J(2J+1) \exp\left(-\frac{(G_v + B_v J(J+1))hc}{kT}\right),$$

где Q — статистическая сумма по всем состояниям; g_J — статистический вес, определяемый ядерным спином; G_v — колебательный терм; B_v — молекулярная вращательная константа; k — постоянная Больцмана; T — температура. Как показано в [5], эффект интерференции линий в полосе $0 \rightarrow 1$ Q-ветви можно учесть, если мнимую часть восприимчивости представить в виде

$$\chi''(J) \sim p \frac{\gamma_J - ((\omega_1 - \omega_2) - \Omega_{v,J})Y_J}{(\Omega_{v,J} - (\omega_1 - \omega_2))^2 + (p\gamma_J)^2},$$

где p — давление. Значения коэффициентов уширения γ_J и так называемого смешивания линий Y_J для N_2 приведены в [5]. Используя приведенные выше формулы, можно рассчитать форму спектра КАРС азота.

На рис. 1 показаны спектр, полученный в экспериментах [6], и спектр, рассчитанный при $T = 294$ К, $p = 0,1$ МПа, на рис. 2 — спектры азота при повышенном давлении, рассчитанные для разных температур.

Схема эксперимента. Образец сжигался в специальной камере, наполненной буферным газом ($p = 4$ МПа). В камере имелись окна для пропускания зондирующего излучения и наблюдения. Горение при высоких температурах и давлениях вызывало искажения лазерных пучков из-за большого градиента показателя преломления на границе струи продуктов сгорания, приводившие к уменьшению и даже исчезновению сигнала. Поэтому в

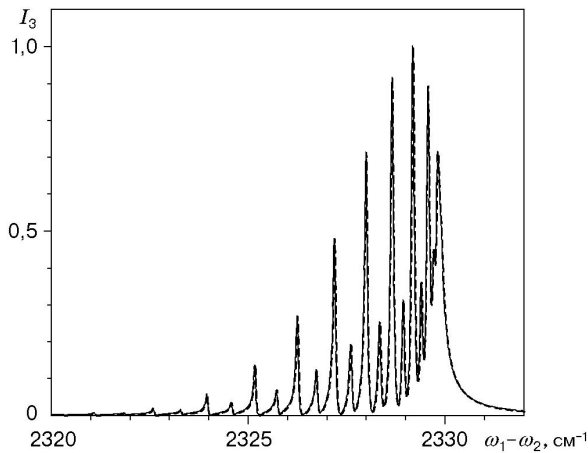


Рис. 1

Рис. 1. Спектры N_2 при $p = 0,1$ МПа, $T = 294$ К:

сплошная кривая — результат настоящих расчетов; штриховая — экспериментальные данные [6]

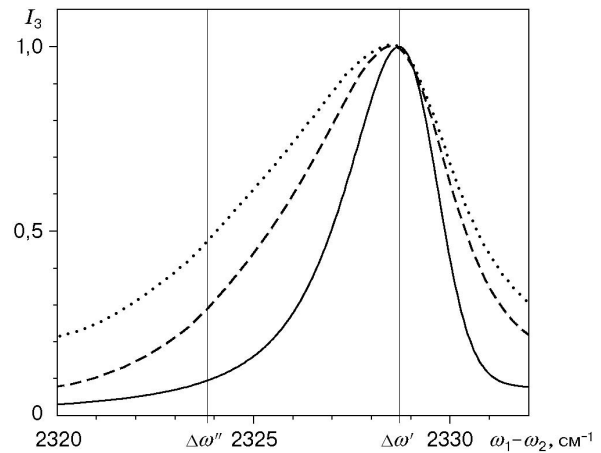


Рис. 2

Рис. 2. Расчетные спектры N_2 при $p = 4$ МПа:

сплошная кривая — $T = 300$ К; штриховая — $T = 1800$ К; пунктирная — $T = 3300$ К

качестве буферного газа использовался гелий, имеющий приблизительно такой же показатель преломления, что и высокотемпературные продукты сгорания. Образец топлива цилиндрической формы (диаметр 10 мм, высота 10 мм) устанавливался вертикально в центре камеры. Поджиг верхнего торца осуществлялся с помощью нихромовой проволоочки, нагретой пропусканием тока. Газовая система позволяла поддерживать постоянное давление с погрешностью 5 %.

Для двухчастотного возбуждения сигнала КАРС в спектре излучения перестраиваемого лазера формировались две узкие линии со стоксовыми частотами ω'_2 и ω''_2 . При их взаимодействии с излучением на основной частоте ω_1 в спектре рассеянного излучения возникали две линии с антистоксовыми частотами $\omega'_3 = 2\omega_1 - \omega'_2$ и $\omega''_3 = 2\omega_1 - \omega''_2$. Соотношение интенсивностей сигналов на частотах ω'_3 и ω''_3 использовалось для расчета температуры в пламени.

Источником когерентного излучения ω_1 служил твердотельный Nd:YAG-лазер с модуляцией добротности и преобразованием излучения во вторую гармонику (длина волны 532 нм, энергия импульса 70 мДж, длительность импульса $2 \cdot 10^{-8}$ с). Частота повторения импульсов составляла 10 Гц. Часть энергии (60 %) использовалась для накачки перестраиваемого лазера на красителе 6-аминофеналенон с призмным дисперсионным элементом в резонаторе (длина волны примерно 607 нм, энергия импульса 8 мДж, длительность импульса $1,5 \cdot 10^{-8}$ с). Два пучка равной интенсивности (рис. 3), полученные разделением оставшейся части (40 %) излучения твердотельного лазера, а также пучок перестраиваемого лазера фокусировались и сводились вместе с помощью линзы (фокусное расстояние $f = 390$ мм), образуя измерительный объем ($0,15 \times 0,15 \times 6$ мм). Возникавший в измерительном объеме пучок КАРС фокусировался на входной щели спектрографа ($f = 820$ мм), в качестве которого использовался двойной монохроматор ДФС-24. В его выходной фокальной плоскости устанавливался управляемый компьютером многоканальный анализатор оптических спектров, состоящий из усилителя яркости и фотодиодной линейки (1024 элемента с размерами $0,15 \times 25$ мм). Вклад нерезонансной восприимчивости в измеряемый сигнал подавлялся ориентацией поляризаций в пучках накачки (0 для ω_1 , $+60^\circ$ для ω_2), а также установкой анализатора в антистоксовом пучке (-60° для ω_3).

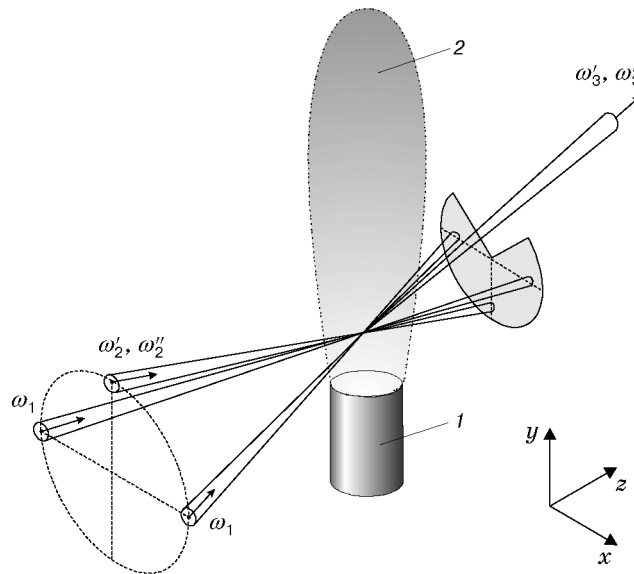


Рис. 3. Схема расположения лазерных пучков:
1 — образец топлива; 2 — пламя

Частоты и интенсивности излучения лазера на красителе настраивались с использованием системы регистрации при наличии камеры высокого давления. Давление в камере увеличивалось от 0,1 до 4 МПа путем добавления к воздуху гелия ($p = 3,9$ МПа). Настройкой длины волны лазера на красителе достигалась максимальная величина антистоксова сигнала. Затем в резонаторе перестраиваемого лазера устанавливался эталон Фабри — Перо с базой 1,03 мм. Разность частот соседних пиков пропускания такого интерферометра составляла $4,84 \text{ см}^{-1}$. При этом ширина линии генерации лазера уменьшалась от 1 до $0,1 \text{ см}^{-1}$. Наклоном эталона линия излучения перестраиваемого лазера, определяемая пиком пропускания N -го порядка, совмещалась с максимумом огибающей резонансной нелинейной восприимчивости Q-ветви N_2 , в котором комбинационный сдвиг частоты составляет $\Delta\omega' = \omega_1 - \omega_2' = 2328,69 \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 2). При перестройке частоты резонатора в коротковолновую область одновременно с уменьшением интенсивности линии в спектре генерации лазера появлялась вторая линия на частоте следующего пика пропускания эталона Фабри — Перо, соответствующая комбинационному сдвигу $\Delta\omega'' = \omega_1 - \omega_2'' = 2323,85 \text{ см}^{-1}$. Интенсивности обеих линий с частотами ω_2' и ω_2'' выравнивались.

Результаты измерений. Предварительно измерялся спектр лазера на красителе с накоплением по 25 импульсам. Полученные амплитуды сигнала на линиях использовались в дальнейшем для коррекции величины сигналов на антистоксовых частотах. Затем при $T_0 = 293 \text{ К}$ регистрировался “контрольный” двухчастотный спектр КАРС азота с таким же накоплением. Начальное расстояние между измерительным объемом и поджигаемой поверхностью образца составляло примерно 1 мм. После полной замены газа в камере гелием при рабочем давлении 4 МПа образец поджигался, и спектры КАРС от каждой вспышки лазера регистрировались с частотой 10 Гц. Момент начала горения определялся с точностью до 0,1 с по появлению в спектрах небольшого фона от пламени. В течение промежутка времени с момента воспламенения образца до момента заполнения камеры непрозрачными продуктами горения можно было зарегистрировать 5–6 спектров.

Методика апробировалась в экспериментах по измерению температуры газа ($T = (1174 \pm 60) \text{ К}$) на оси нихромовой спирали, представляющей собой намотанный виток к

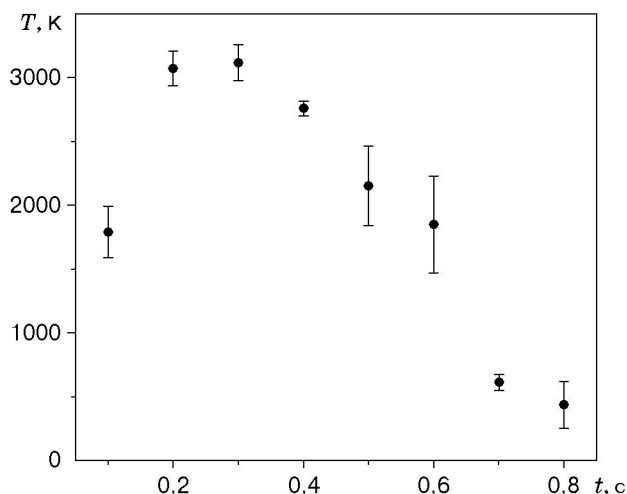


Рис. 4. Зависимость средних значений температуры от времени горения образца

витку проволоку диаметром 0,15 мм (длина спирали 10 мм, внутренний диаметр 2,5 мм, давление 4 МПа, объемная доля азота 0,02). Спираль нагревалась электрическим током до температуры (1273 ± 5) К, регистрируемой пирометром с исчезающей нитью.

Измерения проводились в 14 экспериментах по сжиганию образцов. При обработке данных использовалась расчетная зависимость соотношения интенсивностей сигнала КАРС на двух указанных выше частотах от температуры. На рис. 4 приведена зависимость средних по ансамблю значений температуры от времени горения образца. В экспериментах случайная погрешность единичного измерения, достигавшая 500 К, обусловлена, главным образом, дробовым шумом фотоприемника и флуктуациями мощности лазерного излучения при отсутствии нормировки мощностью в импульсе. Значение температуры, осредненное по девяти мгновенным значениям, полученным в диапазоне 0,2–0,3 с, составило $3097 \text{ K} \pm 3 \%$. Это значение вращательной температуры азота в струе продуктов реакции соответствует удалению фронта пламени от измерительного объема на расстояние около 5 мм. С учетом давления в камере можно предположить равенство вращательной и поступательной температур в области измерения. Возможная систематическая ошибка измерений может быть обусловлена погрешностью расчетов спектров КАРС по использованной модели.

Таким образом, разработана методика локальных оптических измерений температуры горения веществ, в состав продуктов сгорания которых входит азот. Эта методика может быть использована при создании и испытаниях твердого топлива, применяемого в ракетной технике.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Института химической кинетики и горения СО РАН О. П. Коробейничеву, А. Г. Терещенко и А. А. Палецкому за предоставленные образцы указанного топлива и камеру высокого давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Farrow R. L., Mattern P. L., Rahn L. A. Comparison between CARS and corrected thermocouple temperature measurements in a diffusion flame // *Appl. Opt.* 1982. V. 21, N 17. P. 3119–3125.
2. Stufflebeam J. H., Eckbreth A. C. CARS diagnostics of solid propellant combustion at elevated pressure // *Combust. Sci. Technol.* 1989. V. 66. P. 163–179.

3. **Pealat M., Lefebvre M.** Temperature measurements by single-shot dual-line CARS in low-pressure flows // Appl. Phys. B. 1991. V. 53, N 1. P. 23–29.
4. **Kataoka H., Maeda S., Hirose C.** Effects of laser linewidth on the coherent anti-Stokes Raman spectroscopy spectral profile // Appl. Spectroscopy. 1982. V. 36, N 5. P. 565–569.
5. **Rosasco G. J., Lempert W., Hurst W. S., Fein A.** Line interference effects in the vibrational Q-branch spectra of N₂ and CO // Chem. Phys. Lett. 1983. V. 97, N 4/5. P. 435–440.
6. **Koszykowski M. L., Farrow R. L., Palmer R. E.** Calculation of collisionally narrowed coherent anti-Stokes Raman spectroscopy spectra // Opt. Lett. 1985. V. 10, N 10. P. 478–480.

*Поступила в редакцию 28/IX 2001 г.,
в окончательном варианте — 12/IV 2002 г.*
