

Рис. 2. Динамика изменения температуры на расстоянии 2 (1) и 7,6 см (2) от «верхней» стенки.

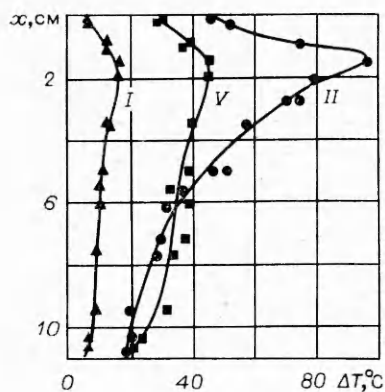


Рис. 3. Температурный профиль на вертикальной оси сечения реактора ($d=11$ см).

сечения реактора (рис. 3). Характерные точки, для которых построены профили разогревов, на рис. 2 обозначены римскими цифрами. Кривые III и IV на рис. 3 не приводятся, так как они практически совпадают с кривой II. Видно, что уже в медленной реакции создается асимметричное распределение температур по вертикальной оси реактора (рис. 3, 1). Температура стенки реактора с наружной стороны составляла 310° . При удалении от «верхней» стенки разогрев растет, достигая 16°C на расстоянии 1,5 см. Ниже разогревы снова уменьшаются.

В откаченном реакторе заметного изменения температуры не наблюдается. При заполнении воздухом максимальная разница температур по всему сечению не превышает 2° . Лишь протекающая реакция создает возрастающее асимметричное распределение, смещая разогрев в верхнюю часть реактора. Причиной этого, вероятно, могут быть конвективные явления. В результате соответствующего распределения скоростей химических реакций по сечению в верхних частях реактора могут раньше накопиться сравнительно большие концентрации активных промежуточных продуктов, ответственных за возникновение холодного пламени. Этим можно объяснить появление пламени в верхней части реактора и его распространение вниз.

Распределение температур по сечению при прохождении пламени остается таким же, как и до него. Однако разогрев относительно стенки достигает $90-95^\circ$ в точке на 1,5 см ниже «верхней» стенки (см. рис. 3). Симбатно изменению ΔT по вертикальной оси вниз меняется и яркость фронта пламени. Распределение температур по горизонтальной оси реактора в момент прохождения холодного пламени не превышает $5-7^\circ$.

Опыты показали, что уменьшение диаметра реактора на 3 см не привело к изменению наблюдаемых закономерностей. На основании полученных кинетических кривых разогревов оценена скорость опускания фронта пламени ($4-7$ см/с). Полученные результаты свидетельствуют, что следует ожидать и соответствующего распределения концентраций радикалов по сечению реактора.

Поступила в редакцию
23/IX 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. П. С. Гукасян, А. А. Манташян, Р. А. Саядян. ФГВ, 1976, 12, 5, 789.
2. А. А. Манташян, П. С. Гукасян. Докл. АН СССР, 1977, 234, 379.
3. В. В. Азатян, А. А. Шавард и др. Докл. АН СССР, 1975, 224, 841.
3. J. Vardwell. Fifth Symposium on Combustion, 1954.
5. Б. В. Айвазов, М. Б. Нейман. ЖФХ, 1936, 8, 88.
6. J. N. Bradley, G. A. Jones a. o. Tenth Symposium on Combustion, 1965.

К ВОПРОСУ ОБ ОТРЫВЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ УГЛЕВОДОРОДНОГО ПЛАМЕНИ В РЕЗУЛЬТАТЕ СОУДАРИЙ ВТОРОГО РОДА

Т. С. Бондаренко, Ю. С. Иващенко

(Красноярск)

В последнее время получило развитие представление о возможности отрыва электронной температуры углеводородного пламени от газовой за счет соударений второго рода электронов с неравновесно-возбужденными колебательными уровнями газовых молекул. В основополагающей работе [1] дан количественный анализ степени отрыва

электронной температуры пламени, которая оценивается величиной порядка 10 000 К. Следует остановиться на некоторых неточностях работы [1].

Исходя из условия энергетического баланса электронного газа, можно записать

$$N_e \frac{(\varepsilon^* - \bar{\varepsilon})}{\tau_2 \cdot N_0 / N^*} = N_e \frac{(\bar{\varepsilon} - \varepsilon_T)}{\tau_1} \quad (1)$$

где $\varepsilon_T = 3/2 \cdot kT_e$ — средняя энергия равновесных электронов; $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия всех электронов в пламени; ε^* — средняя энергия неравновесных электронов после соударений второго рода; τ_1 — время обмена энергией электронов с равновесными газовыми молекулами; τ_2 — время передачи энергии электронам от возбужденных молекул; N_e — концентрация электронов; N_0 — концентрация равновесных газовых молекул; N^* — концентрация сверхравновесно-возбужденных молекул.

Выражение (1) можно записать в виде

$$\bar{\varepsilon} - \varepsilon_T = \tau_1 / \tau_2 \cdot N^* / N_0 \cdot \varepsilon_K, \quad (2)$$

где $\varepsilon_K = (\varepsilon^* - \bar{\varepsilon})$ — энергия, передаваемая электронам при соударениях второго рода.

В работе [1] получено аналогичное уравнение в несколько упрощенном виде. Однако величины, входящие в выражение (2), должны иметь несколько иной смысл, чем в указанной работе. Так, величина ε^* — не энергия возбужденной молекулы, а энергия электронов после соударений второго рода, поскольку вся энергия колебательно-возбужденной молекулы не может быть передана электрону. Под величиной N^* следует понимать не концентрацию возбужденных молекул вообще, а лишь сверхравновесную их концентрацию, т. е. разность между имеющейся и равновесной частью концентраций возбужденных молекул. Аналогично этому N_0 — концентрация равновесных газовых молекул, включая и равновесно-возбужденные.

Авторы [1] полагают в уравнении (2) $\varepsilon_K = \varepsilon^* = 2 \text{ эВ}$ и $\tau_1 / \tau_2 = q_2 / q_1 \delta = 10^3$, где q_2 — сечение соударений второго рода электронов с возбужденными молекулами; q_1 — сечение соударений электронов с равновесными молекулами; δ — коэффициент передачи энергии. В результате получается величина отрыва электронной температуры, равная $\sim 10\,000 \text{ К}$. С этими вычислениями, однако, трудно согласиться, поскольку величины ε_K и τ_1 / τ_2 представляются сильно завышенными.

Правильную оценку величины отрыва электронной температуры можно получить следующим образом. Полная колебательная энергия E_K^* сверхравновесных возбужденных молекул равна

$$E_K^* = E_1^* N^*, \quad (3)$$

где E_1^* — средняя энергия возбуждения одной молекулы. Тогда уравнение баланса скорости выделения энергии колебательно-возбужденных молекул и скорости релаксации этой энергии в результате колебательной дезактивации можно записать в виде

$$E_1^* \frac{dN^*}{dt} = \frac{E_1^* N^*}{\tau_K}, \quad (4)$$

где τ_K — время колебательной релаксации возбужденных молекул.

Принимая величину тепловой энергии, выделяемой в пламени, в виде колебательной энергии, равной 50 Вт/см^3 ($5 \cdot 10^7 \text{ Дж/(м}^3 \cdot \text{с)}$), и время колебательной релаксации $\tau_K \sim 10^{-5} \text{ с}$ [1], из уравнения (4) получим $E_K^* = E_1^* N^* = 5 \cdot 10^3 \text{ Дж/м}^3$. Эта величина и определяет максимальную интенсивность нагрева электронного газа сверхравновесными возбужденными молекулами.

Оценим общее количество колебательной энергии в пламени. Полная равновесная колебательная энергия $E_{кр}^*$ газовых молекул в первом приближении (при одной колебательной степени свободы) при температуре пламени 2500 К и атмосферном давлении составляет $E_{кр}^* = N_0 kT \approx 10^5 \text{ Дж/м}^3$. В результате относительная величина отклонения электронной температуры от газовой температуры не может превысить отношения $E_K^* / E_{кр}^*$. Таким образом, для данных условий отрыв электронной температуры за счет соударений второго рода составляет $0,5\%$, или $\sim 10 \text{ К}$ вместо $10\,000 \text{ К}$, полученных в работе [1]. При этом сомнительно предположение [1] о том, что вся энергия, генерируемая в пламени, «прокачивается» через колебательно-возбужденные уровни. Тем более, что приходится иметь в виду лишь те уровни, время колебательной релаксации которых достаточно велико.

Кроме сказанного следует отметить, что взятое значение времени колебательной релаксации $\tau_K = 10^{-5} \text{ с}$ кажется завышенным. Водяные пары, которые неизбежно присутствуют в углеводородном пламени, резко сокращают время релаксации. Так, по данным [2, 3], присутствие паров воды может снизить время колебательной релаксации

двуокиси углерода до величины 10^{-7} с. Учитывая это, значение отрыва электронной температуры можно уменьшить еще по крайней мере на порядок, что практически приводит к отсутствию отрыва температуры.

Таким образом, отрыв электронной температуры в углеводородном пламени за счет соударений второго рода с колебательно-возбужденными молекулами представляется маловероятным. Это подтверждается, в частности, опытными данными, приведенными в [4]. Что же касается наличия повышенной ионизации в углеводородных пламенах, то она может быть объяснена не высокой электронной температурой, а химической ионизацией.

Поступила в редакцию
4/X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Engel, J. R. Cozens. Nature, 1964, 202, 2, 480.
2. M. I. Buchwald, S. H. Bauer. J. Phys. Chem., 1972, 76, 22, 3108.
3. С. А. Лосев. ФГВ. 1976, 12, 2, 163.
4. Ю. С. Ивашенко, Ю. Г. Коробченко, Т. С. Бондаренко. ФГВ, 1975, 11, 6, 825.

ЭКСТРАПОЛЯЦИЯ РАВНОВЕСНОГО СОСТАВА ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

В. И. Быченко

(Тамбов)

Основной этап определения термодинамических и теплофизических свойств продуктов сгорания — расчет их химического состава. В последнее время разработаны надежные методы расчетов с использованием ЭВМ, которые позволили обобщить результаты расчетов в виде справочных данных [3]. Однако исследование новых композиций и параметров процессов горения приводит к новым термодинамическим расчетам. Для многокомпонентных смесей расчет равновесного состава даже на ЭВМ занимает довольно много времени. Это объясняется тем, что обычно используется метод последовательных приближений, сходимость которого существенно зависит от начального приближения. Кроме того, термодинамический расчет приходится выполнять многократно для определения наиболее оптимальных режимов процессов горения. Потому представляют интерес приемы, которые позволили бы сократить объем необходимых расчетов и улучшить сходимость решения метода последовательных приближений.

Для этой цели с успехом можно применять методы экстраполяции и интерполяции. Они уже нашли применение для термодинамических свойств рабочего тела и энергетических характеристик процессов [1—3]. При этом не исключается необходимость термодинамического расчета, но при условии приемлемой точности его можно проводить для ограниченного набора параметров. Для экстраполяции часто используется разложение функции в ряд Тейлора

$$f = f^0 + \sum (df/dq)^0 \Delta q + 1/2 \cdot \sum (d^2f/dq^2)^0 \Delta q^2 + \dots$$

Соответствующие производные можно найти, если функция непрерывна и дифференцируема. Количество членов, учитываемых в ряде, определяется возможностью нахождения производных высших порядков и требуемой точностью. Равновесные термодинамические функции и характеристики процессов горения — обычно непрерывные функции от их параметров. Для состава продуктов сгорания этот вопрос требует специального исследования, так как при изменении параметров и особенно исходного химического состава топлива в продуктах сгорания могут исчезать некоторые компоненты и появляться другие.

Предлагаемое сообщение посвящено вычислению производных равновесного состава продуктов сгорания по параметрам процесса горения и исходному химическому составу топлива. Проведен также анализ точности экстраполяции состава продуктов сгорания.

В общем случае число молей компонентов продуктов сгорания есть однозначная функция давления в камере сгорания p_K , энтальпии в камере I_K , которая равна энтальпии топлива I_T , и исходного химического состава топлива, для характеристики которого введем некоторый параметр φ ,

$$n_i = f(p_K, I_K, \varphi).$$