

3. В. Н. Кондратьев. Константы скорости газозафазных реакций. М., «Наука», 1970.
4. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М., Изд-во АН СССР, 1958.
5. В. И. Головичев, В. И. Димитров. ФГВ, 1972, 8, 1, с. 129.
6. I. N. Momtchiloff, E. D. Taback, R. G. Buswell. IX-th Symp. (Intern). on Combustion. New York, Pergamon Press, 1963, 220.
7. В. В. Воеводский, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1964, 154, 6, с. 1425.
8. И. А. Никколс, Т. С. Адамсон (мл.), Р. В. Моррисон. Ракетная техника и космонавтика, 1963, 10, с. 15.
9. R. Duff. J. Chem. Phys., 1958, 28, 6, 1193—1197.
10. В. Р. Mullins. NATO AGARD, AG 5/P2, 1952.
11. Р. В. Пэтч. Ракетная техника и космонавтика, 1961, 31, 1, с. 54—60.
12. O. Brevig, F. Sharokhi. AIAA Paper № 71—5, Publication of the American Institute of Aeronautics & Astronautics, New York, 1971.

УДК 536.46+662.217.7

## О ДИФФУЗИОННОМ РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ КАПЛИ ТОПЛИВА

Д. А. Ваганов

(Москва)

В работе на примере квазистационарного горения капли топлива рассмотрен диффузионный режим горения. Установлено, что предположения, лежащие в основе классической диффузионной теории, предложенной впервые Г. А. Варшавским [1], в частности, предположение о бесконечности скорости реакции, могут быть заменены на значительно менее жесткие. При этом в отличие от классической диффузионной теории не накладываются ограничения на степень сложности механизма протекающих химических реакций и показано, что не существует однозначной связи между составом продуктов сгорания и расходом реагентов, с одной стороны, и величиной скорости горения (испарения). Полученные результаты позволяют определить скорость горения и в ряде таких случаев, к которым классическая диффузионная теория не применима.

**Постановка задачи.** Рассмотрим газозафазное горение одиночной сферической капли летучего горючего, помещенной в бесконечную неподвижную атмосферу окислителя. В системе протекают  $M$  химических реакций, которым соответствуют символические уравнения

$$\sum_i \nu_i^k A_i = 0, \quad k = 1, \dots, M, \quad (1)$$

где  $A_i$  — химический символ  $i$ -го компонента;  $\nu_i^k$  — его стехиометрический коэффициент в уравнении  $k$ -й реакции ( $\nu_i^k > 0$  для исходных реагентов и  $\nu_i^k < 0$  для продуктов реакции); если не оговорено противное, индекс  $i$  распространяется на все компоненты.

Будем считать, что процессы в газовой фазе квазистационарны, а влиянием естественной конвекции и передачей энергии излучением можно пренебречь. Тогда система обладает сферической симметрией, и из законов сохранения следует

$$m = \sum_i I_i = \text{const}, \quad (2)$$

$$\sum_i H_i(T) I_i - \lambda r^2 \frac{dT}{dr} = \text{const} = q, \quad (3)$$

где  $m$  и  $I_i$  — соответственно полный поток массы и массовый поток  $i$ -го компонента на единицу телесного угла;  $T$  — температура;  $H_i(T)$  — удельная энтальпия  $i$ -го компонента в газовой фазе при данной температуре;  $r$  — расстояние от центра капли;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности. Константа  $q$  в (3) равна потоку энтальпии, поступающему из конденсированной фазы в газовую. Предполагая, что поступающее к капле тепло идет только на испарение горючего вещества капли, и учитывая, что поток вещества капли у ее поверхности совпадает с полным потоком массы, для значения этой константы имеем

$$q = m[H_f(T_0) - L], \quad (4)$$

где индекс  $f$  относится к веществу капли;  $T_0$  — равновесная температура капли;  $L$  — удельная теплота испарения. Следуя методу Шваба — Зельдовича, примем далее, что диффузия описывается законом Фика

$$I_i = mY_i - \rho D r^2 \frac{dY_i}{dr} \quad (5)$$

и что число Льюиса  $Le = \lambda / \rho D c = 1$ . Здесь  $Y_i$  — концентрация (массовая доля)  $i$ -го компонента,  $D$  — коэффициент диффузии,  $\rho$  — плотность и  $c$  — удельная теплоемкость газовой смеси,  $c = \sum_i Y_i (dH_i/dT)$ . Уравнения непрерывности компонентов при этом имеют вид

$$\frac{dI_i}{dr} = \frac{d}{dr} \left( mY_i - \rho D r^2 \frac{dY_i}{dr} \right) = -r^2 \omega_i, \quad (6)$$

где  $\omega_i$  — суммарная скорость реакции  $i$ -го компонента.

Сделанные здесь предположения широко применяются, а их обсуждение можно найти, например, в монографии [2]. Анализ горения движущейся капли и горения пластины топлива в потоке окислителя в рамках приближения приведенной пленки приводит к задачам, математически эквивалентным рассматриваемой.

Скорость убыли массы капли равна  $4\pi m$ . Поэтому величину  $m$  будем также называть скоростью горения (испарения).

Подставляя (4) и (5) в (3) и учитывая, что при  $Le = 1$   $\rho D = \lambda/c$ , имеем

$$mH - \frac{\lambda}{c} r^2 \frac{dH}{dr} = m[H_f(T_0) - L], \quad (7)$$

где  $H = \sum_i H_i(T) Y_i$ . Решение уравнения (7) есть

$$H = H_f^0 - L + (H^\infty - H_f^0 + L) \exp(-mc/\lambda r). \quad (8)$$

Полагая в (8)  $r = r_0$ , находим

$$\exp(mc/\lambda r_0) \cdot (L + H^0 - H_f^0) = L + H^\infty - H_f^0. \quad (9)$$

Здесь  $r_0$  — радиус капли,  $H^0 = \sum_i H_i^0 Y_i$ ,  $H^\infty = \sum_i H_i^\infty Y_i^\infty$ ,  $Y_i^0$  и  $Y_i^\infty$  — значения концентрации у поверхности капли и в атмосфере соответственно,  $H_i^0 = H_i(T_0)$ ,  $H_i^\infty = H_i(T_\infty)$ ,  $T_\infty$  — температура атмосферы, для простоты принято, что отношение  $\lambda/c$  постоянно. При рассмотрении математически эквивалентной задачи аналогичное выражение было приведено в работе [3].

Выражение (9) справедливо при любых скоростях реакций и связывает значение скорости горения (испарения)  $m$  со значениями концентраций компонентов у поверхности капли  $Y_i^0$ . Влияние на скорость горения химических процессов проявляется через значения  $Y_i^0$ .

<sup>1</sup> Обычно при горении равновесная температура  $T_0$  близка к температуре кипения и значения  $Y_0^i$ ,  $i \neq f$ , малы. Однако произведения  $Y_0^i \exp(mc/\lambda r_0)$ ,  $i \neq f$ , при приближении температуры капли к температуре кипения, вообще говоря, не делаются малыми. Поэтому из близости температуры капли к температуре кипения не следует, что в (9) можно пренебречь значениями  $Y_0^i$ ,  $i \neq f$ .

Между скоростями реакций компонентов  $\omega_i$ , а значит и между значениями  $Y_i^0$ , имеются не зависящие от кинетики реакций связи, обусловленные сохранением в химических реакциях суммарного количества каждого химического элемента. Как будет показано ниже, учет этих связей дает возможность отделить в выражении для скорости горения параметры, определяемые кинетикой реакций, от параметров, зависящих только от схемы протекающих химических реакций. Целью настоящей работы является анализ некоторых вытекающих отсюда следствий, позволяющих обобщить результаты классической диффузионной теории.

**Основные соотношения.** Для нахождения совокупности значений  $\omega_i$ , согласующихся с уравнениями протекающих химических реакций (1), поступим следующим образом. Рассматривая символические уравнения (1) как обыкновенные алгебраические уравнения относительно неизвестных  $A_i$ , выберем некоторую систему из  $N$  таких компонентов  $A_s$  ( $s=1, \dots, N$ ), которым можно было бы поставить в соответствие уравнения

$$\sum_i \tilde{\nu}_i^s A_i = 0, \quad s = 1, \dots, N, \quad (10)$$

обладающие следующими свойствами:

а) в каждом из уравнений (10) равны нулю коэффициенты при всех выбранных компонентах  $A_s$ , кроме того, которому данное уравнение соответствует;

б) уравнения реакций (1) могут быть представлены в виде некоторых линейных комбинаций уравнений (10).

Принадлежащие к выбранной системе компоненты  $A_s$  ( $s=1, \dots, N$ ) и соответствующие им уравнения (10) для краткости будем называть ключевыми. Методы выбора такой системы компонентов и нахождения соответствующих им уравнений (10) известны из курса линейной алгебры [4]. Отметим, что в качестве одного из ключевых компонентов может быть выбран любой компонент, являющийся исходным реагентом или продуктом хотя бы в одной из реакций. Для каждой выбранной системы ключевых компонентов соответствующие ей ключевые уравнения с точностью до множителей единственны. Количество ключевых компонентов меньше полного числа всех компонентов и равно числу линейно-независимых уравнений реакций (1).

Из свойств ключевых уравнений (10) вытекает, что стехиометрические коэффициенты (1) связаны между собой соотношениями

$$\nu_i^k = \sum_{s=1}^N (\tilde{\nu}_i^s / \tilde{\nu}_s^s) \cdot \nu_s^k. \quad \text{Поэтому скорость реакции любого компонента выражается через скорости реакций ключевых компонентов:}$$

$$\omega_i = \sum_{s=1}^N (\mu_i \tilde{\nu}_i^s / \mu_s \tilde{\nu}_s^s) \omega_s, \quad (11)$$

где  $\mu_i$  — молекулярный вес  $i$ -го компонента. Значения  $\omega_i$ , определенные согласно (11), при любых значениях  $\omega_s$  согласуются с уравнениями (1).

Следует отметить, что если выразить суммарные массовые доли химических элементов через концентрации компонентов  $Y_i$ , то соответствующие этим выражениям комбинации скоростей реакций компонентов  $\omega_i$  тождественно равны нулю. В связи с этим в работе [3] было предложено при нахождении существующих между скоростями реакций компонентов связей исходить из полученных таким образом соотношений. Однако такой метод в общем случае не позволяет установить все имеющиеся связи между скоростями реакций компонентов. Поэтому этим соотношениям могут удовлетворять, вообще говоря, и значения  $\omega_i$ , противоречащие уравнениям протекающих химических реакций.

Введем в рассмотрение величины  $\tilde{Y}_i$ , физический смысл которых будет обсужден позднее, и выразим скорость горения (испарения)  $m$  через

значения этих величин. Положим по определению

$$\tilde{Y}_i = \int_{r_0}^{\infty} \left[ \exp\left(\frac{mc}{\lambda r}\right) - 1 \right] \cdot \frac{\omega_i}{m} r^2 dr \quad (12)$$

( $\omega_i > 0$ , когда компонент расходуется). Величины  $Y_i$  не зависят явно от схемы протекающих химических реакций. Но поскольку подстановка (11) в (12) дает

$$\tilde{Y}_i = \sum_{s=1}^N (\mu_i \tilde{\nu}_i^s / \mu_s \tilde{\nu}_s^s) \tilde{Y}_s, \quad (13)$$

то среди величин  $\tilde{Y}_i$  только  $N$  независимы. Из уравнений (6) для распределений концентраций следуют выражения

$$Y_i = \varepsilon_i + (Y_i^0 - \varepsilon_i) \exp\left[\frac{m}{\rho D} \cdot \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}\right)\right] + \int_{r_0}^r \left\{ \exp\left[\frac{m}{\rho D} \cdot \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{r}\right)\right] - 1 \right\} \times \\ \times \frac{\omega_i}{m} x^2 dx, \quad (14)$$

где  $\varepsilon_i = 0$ , при  $i \neq f$ ,  $\varepsilon_f = 1$ . Поскольку при  $Le = 1$   $\rho D_i = \lambda/c$ , то, полагая в (14)  $r = \infty$  и сравнивая с определением (12), находим

$$\tilde{Y}_i = Y_i^{\infty} - \varepsilon_i - (Y_i^0 - \varepsilon_i) \exp(mc/\lambda r_0). \quad (15)$$

Учитывая в (9) соотношения (15) и (13), для скорости горения (испарения) получаем

$$m = r_0 \frac{\lambda}{c} \ln \left[ 1 + \frac{c_* (T_{\infty} - T_0) + S}{L} \right], \quad (16)$$

где

$$S = \sum_{s=1}^N Q_s \tilde{Y}_s, \\ Q_s = \sum_i (\mu_i \tilde{\nu}_i^s / \mu_s \tilde{\nu}_s^s) H_i^0, \quad s = 1, \dots, N, \quad (17) \\ c_* (T_{\infty} - T_0) = \sum_i Y_i^{\infty} \cdot (H_i^{\infty} - H_i^0).$$

Нетрудно видеть, что значение величины  $S$  не зависит от выбора системы ключевых компонентов, величина  $Q_s$  представляет собой тепловой эффект на единицу массы  $s$ -го ключевого компонента, рассчитанный при температуре капли по соответствующему ключевому уравнению, а  $c_*$  есть средняя удельная теплоемкость атмосферы в интервале температур от  $T_0$  до  $T_{\infty}$ . Выражения (16) и (15) совместно с зависимостью парциального давления насыщенных паров горючего вещества капли от температуры позволяют найти равновесную температуру  $T_0$ . Поэтому задание  $\tilde{Y}_s$  и  $\lambda/c$  полностью определяет значение  $m$ .

В случае, когда зона пламени узкая, температуру пламени также можно выразить через  $Y_i$ . Действительно, считая, что основной вклад в величины интегралов (12) вносит зона пламени, заменим пределы интегрирования на  $r_* \pm \delta$ , где  $r_*$  — радиус и  $2\delta$  — ширина пламени. Так как  $\delta/r_* \ll 1$ , то в подынтегральном выражении можно в множителе, стоящем в квадратных скобках, положить  $r = r_*$  и вынести этот множитель за знак интегрирования. Оставшийся при этом интеграл представляет собой отношение количества компонента, расходуемого в зоне пламени за единицу времени, к величине полного потока массы. Из закона сохранения следует, что количество компонента, расходуемое в зоне пламени, равно разности между потоками компонента на внутренней и внешней границах пламени, т. е.  $I_i(r_* - \delta) - I_i(r_* + \delta)$ . В данном случае поток ве-

шества капли, поступающий от капли к пламени, совпадает с полным потоком массы ( $I_f(r_* - \delta) = m$ ). Поэтому для вещества капли оставшийся интеграл равен  $1 - \eta$ , где  $\eta = I_f(r_* + \delta) / I_f(r_* - \delta)$  — доля горючего вещества капли, проскакивающего через зону пламени. Следовательно, для горючего вещества капли

$$\tilde{Y}_f = (1 - \eta) \cdot [\exp(mc/\lambda r_*) - 1]. \quad (18)$$

Заметим далее, что при  $r = r_*$  в выражениях (14) величины интегралов  $\sim (mc/\lambda r_*) \cdot (\delta/r_*)$ . Отсюда вытекает, что при  $\delta/r_* \rightarrow 0$  значения этих интегралов также стремятся к нулю. Учитывая это и полагая в (14) и (8)  $r = r_*$ , с помощью соотношений (15) и (18) после простых преобразований для определения температуры пламени получим выражение

$$\sum_{i \neq f} H_i^* (Y_i^\infty - \tilde{Y}_i) + H_f^* (\alpha \tilde{Y}_f + Y_f^\infty) = \sum_i H_i^\infty Y_i^\infty + (H_f^0 - L) \times \\ \times \tilde{Y}_f (1 + \alpha), \quad (19)$$

где  $H_i^* = H_i(T_*)$ ;  $T_*$  — температура пламени;  $\alpha = \eta / (1 - \eta)$ . Обычно пары горючего вещества капли не содержатся в составе атмосферы и в (19) можно положить  $Y_f^\infty = 0$ .

**Эффективные концентрации. Обобщение понятия диффузионного режима.** Сравним полученные результаты с результатами классической диффузионной теории, предложенной впервые Г. А. Варшавским [1]. Согласно этой теории, выражение для скорости горения (испарения) также имеет вид (16), но в нем величина  $S$  равна тепловому эффекту сгорания, отнесенному к единице массы атмосферного газа. Очевидно, что если бы количество компонента, расходуемое или образующееся при сгорании и приходящееся на единицу массы атмосферного газа, было равно  $Y_i$  ( $Y_i > 0$  у исходных реагентов и  $Y_i < 0$  у продуктов сгорания), то определенная согласно (17) величина  $S$  имела бы такой же физический смысл, как и в классической диффузионной теории. Если бы, кроме того, часть  $\eta$  вещества капли оставалась при химических превращениях инертной, то определенная по (19) температура пламени  $T_*$  также имела бы такой же физический смысл, как и в классической диффузионной теории, т. е. представляла собой адиабатическую температуру сгорания стехиометрического количества конденсированного вещества капли. Исходя из этого можно сказать, что введенные согласно (12) величины  $\tilde{Y}_i$  описывают некоторый эффективный состав продуктов сгорания и расход реагентов, определяющие величину скорости горения (испарения).

В случае, когда имеется только одна химическая реакция



в выражении для скорости горения (16), согласно (17),

$$S = Q \tilde{Y}_O, \quad (21)$$

тогда как в классической диффузионной теории величина

$$S = Q Y_O^\infty. \quad (22)$$

Здесь  $F$  — горючее вещество капли,  $O$  — окислитель,  $P$  — продукт реакции (окисел) и  $Q$  — тепловой эффект реакции (20), отнесенный к единице массы окислителя. Из (21) и (22) видно, что в простейшем случае влияние кинетики реакции на скорость горения (испарения) выражается лишь в том, что значение концентрации окислителя в атмосфере  $Y_O^\infty$  заменяется на величину  $\tilde{Y}_O$ . Поэтому, пользуясь аналогией с результатами классической диффузионной теории, будем называть величины  $\tilde{Y}_i$  эффективными концентрациями.

Для нахождения  $\tilde{Y}_i$  в общем случае требуется иметь полные сведения о кинетике протекающих химических реакций и решить систему уравнений (6) и (7). Однако, в некоторых важных частных случаях эф-

эффективную концентрацию отдельных компонентов удается определить исходя из качественных соображений. Например, активный промежуточный продукт за время жизни не успевает заметно сместиться от места, где он образовался. По этой причине его суммарная скорость реакции в каждой точке пространства практически равна нулю и из определения (12) следует, что эффективная концентрация активного промежуточного продукта равна нулю. Отметим также, что согласно (15) эффективная концентрация окислителя не превышает его концентрации в атмосфере.

Введем следующее определение. Будем говорить, что окислитель реагирует в диффузионном режиме, если его эффективная концентрация близка к своему максимальному значению, т. е. когда  $\tilde{Y}_o \simeq Y_o^\infty$ . Физически это означает, что в результате реакции окислитель практически не достигает поверхности капли. Как показывают результаты численного интегрирования [5], такая ситуация наблюдается в достаточно широком диапазоне кинетических параметров.

Пусть систему ключевых компонентов можно выбрать таким образом, чтобы она состояла только из активных промежуточных продуктов и окислителей, реагирующих в диффузионном режиме. Тогда из определения (17) для значения величины  $S$  будем иметь

$$S = Q_1 Y_1^\infty + \dots + Q_n Y_n^\infty, \quad (23)$$

где  $Y_1^\infty, \dots, Y_n^\infty$  — концентрации окислителей в атмосфере. Из свойств (10) при этом вытекает, что ключевые уравнения этих окислителей являются суммарными уравнениями образования конечных продуктов, т. е.  $Q_1, \dots, Q_n$  представляют собой отнесенные к единицам массы соответствующих окислителей суммарные тепловые эффекты сгорания.

Очевидно, что когда для величины  $S$  имеет место выражение (13), то (16) совпадает с выражением для скорости горения (испарения), полученным в классической диффузионной теории. Но здесь в отличие от классической диффузионной теории не накладываются ограничения на степень сложности механизма протекающих химических реакций, а именно, не предполагается, что окислители независимо друг от друга взаимодействуют с горючим веществом капли в результате одноступенчатых реакций. Кроме того, здесь используется более широкое определение диффузионного режима. Покажем это для простейшего случая, когда имеется только одна химическая реакция (20).

В классической диффузионной теории принимается, что скорость реакции (20) настолько велика (формально, бесконечна), что пламя можно рассматривать как поверхность, на которой полностью расходуются подводимые диффузией окислитель и пары горючего вещества капли. В связи с этим понятие диффузионного режима часто связывают с предположением о бесконечности скорости реакции. Но если скорость реакции (20) бесконечно велика, то концентрация окислителя у поверхности капли равна нулю и из (16) следует, что  $\tilde{Y}_o = Y_o^\infty$ . Поэтому введенное здесь определение диффузионного режима не противоречит представлениям классической диффузионной теории. Однако из приведенных здесь рассуждений также следует, что для вывода выражения (22) можно, не предполагая узости зоны реакции, ограничиться допущением, что концентрация окислителя у поверхности капли достаточно мала. Впервые на это обратил внимание Ф. А. Вильямс [6]. Необходимо также отметить, что требуемая здесь степень малости концентрации окислителя у поверхности капли не может быть обеспечена одной только близостью температуры капли к температуре кипения<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Как видно из (15), условие  $\tilde{Y}_o \simeq Y_o^\infty$  означает, что  $Y_o^0 \ll Y_o^\infty \exp(-mc/\lambda r_0)$ . Но  $Y_i^\infty \exp(-mc/\lambda r_0)$ ,  $i \neq f$  представляет собой значение концентрации у поверхности капли, которая была бы при данном значении массового потока  $m$  в отсутствие химических

Согласное уравнению реакции (20), для эффективной концентрации окислителя из (19) следует

$$\tilde{Y}_o = (\mu_o \nu_o / \mu_F \nu_F) \cdot (1 - \eta) \cdot [\exp(mc/\lambda r_*) - 1]. \quad (24)$$

Выражение (24) показывает, что уменьшение радиуса пламени  $r_*$  увеличивает значение  $\tilde{Y}_o$  и может иногда компенсировать проскок горючего через зону пламени. Поэтому равенство  $\tilde{Y}_o = Y_o^\infty$ , а значит и (22) могут иметь место и тогда, когда некоторая часть горючего вещества капли проскакивает через зону пламени. При этом, как видно из (24) и (19), радиус и температура пламени будут иметь меньшие значения, чем при  $\eta=0$ , т. е. чем рассчитанные в классической диффузионной теории. Такое различие между наблюдаемыми рассчитанными значениями действительно часто имеет место [2]. При численном интегрировании подобный случай наблюдался в работе [7].

Количество компонента, расходуемое или образующееся в системе, не зависит от характера распределения скорости реакции компонента в пространстве. В то же время из определения эффективных концентраций (12) видно, что их значения существенно зависят от вида этого распределения. Отсюда следует, что при одних и тех же уравнениях реакций одинаковые значения эффективных концентраций, а значит, и одинаковые значения скорости горения могут наблюдаться при различных составах продуктов сгорания и расходах реагентов. В частности, отсюда вытекает, что  $Y_o = Y_o^\infty$ , а значит, и (22) могут иметь место при различных расходах окислителя<sup>2</sup>.

Таким образом, введенное здесь определение диффузионного режима реакции окислителя действительно имеет более широкий характер и не связывает понятие диффузионного режима с определенными предположениями о расходах реагентов и ширине зоны реакции. Заметим также, что если выражение для величины  $S$  имеет вид (23), то (16) не зависит явно от кинетических параметров. Поэтому в таких случаях естественно говорить, что горение протекает в диффузионном режиме.

**Применение полученных результатов к некоторым схемам реакций.** Пусть протекают следующие химические реакции:



где  $A$  и  $B$  — взаимодействующие между собой окислители. Среди уравнений реакций (25) — (27) только два линейно независимы и в качестве двух ключевых компонентов можно выбрать окислители  $A$  и  $B$ . Соответствующими им ключевыми уравнениями будут уравнения реакций (25) и (26). Поэтому, если окислители  $A$  и  $B$  реагируют в диффузионном ре-

реакций. Поэтому требуемая здесь степень малости концентрации окислителя у поверхности капли может быть достигнута лишь в результате химической реакции. Вообще, как показывает выражение (12), любое ненулевое значение  $\tilde{Y}_l$  обусловлено протеканием химических реакций. Именно по этой причине, хотя (12) и (15) математически эквивалентны, определением эффективной концентрации предпочтительнее называть выражение (12).

<sup>2</sup> Предположим, например, что реакция (20) обратима и при высоких температурах  $T > T_P > T_o$  окисел  $P$  не может существовать. Нетрудно видеть, что эти условия не препятствуют тому, чтобы в результате интенсивно протекающей у поверхности капли прямой реакции (20) концентрация окислителя у поверхности капли оказалась равной нулю. Но тогда из (15) следует, что  $\tilde{Y}_o = Y_o^\infty$ , и для входящей в выражение для скорости горения (16) величины  $S$  имеем выражение (22). В то же время, если температура атмосферы достаточно высока,  $T > T_P$ , то окисел  $P$  не поступает в атмосферу и окислитель не расходуется.

жиме, то в (16)

$$S = Q_A Y_A^\infty + Q_B Y_B^\infty, \quad (28)$$

где  $Q_A$  и  $Q_B$  — тепловые эффекты на единицу массы окислителя.

Предположение, что окислители  $A$  и  $B$  реагируют в диффузионном режиме, т. е. что в результате реакций окислители  $A$  и  $B$  практически не достигают поверхности капли, не накладывает ограничений на скорость реакции (27). Поэтому очевидно, что выражение (28) может иметь место при различных соотношениях между расходами окислителей. Например, в работе [8] был подробно рассмотрен частный случай, когда скорости реакций (25)–(27) бесконечно велики, и показано, что в этом случае расходуется только окислитель  $A$ . Полученные здесь результаты показывают, что такая независимость скорости горения от расходов окислителей не связана с использованной в работе [8] моделью, состоящей из двух фронтов реакций, а имеет более общий характер.

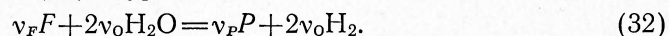
В работе [8] под компонентами  $A$ ,  $B$  и  $C$  понимались соответственно кислород, пары воды и водород. Но как известно, при высоких температурах равновесие в системе кислород — вода смещается в сторону диссоциации паров воды. Этот факт не согласуется с использованным в работе [8] предположением о необратимости реакции (27). Полученные здесь общие результаты позволяют определить выражение для скорости горения в присутствии паров воды, исходя из более реалистичных предположений. Действительно, предположим, что имеют место следующие химические реакции



и что скорости обратимых реакций (30) достаточно велики, чтобы концентрации кислорода и паров воды были близки к равновесным, т. е. удовлетворяли соотношению

$$(Y_W)^2 \cdot (Y_O)^{-1} \cdot (Y_H)^{-2} = k, \quad (31)$$

где  $k$  — константа равновесия реакций (30);  $Y_H$ ,  $Y_O$  и  $Y_W$  — концентрации водорода, кислорода и паров воды соответственно. Выбирая ключевыми компонентами кислород и воду, в качестве соответствующих ключевых уравнений имеем (29) и уравнение



Из (31) следует, что при  $Y_O \rightarrow 0$  и  $Y_W \rightarrow 0$ . Отсюда следует, что диффузионный режим реакции кислорода обуславливает также и диффузионный режим реакции паров воды, а тогда в (16)

$$S = Q_O Y_O^\infty + Q_W Y_W^\infty,$$

где  $Q_O$  — тепловой эффект на единицу массы кислорода реакции (29),  $Q_W$  — тепловой эффект на единицу массы воды, рассчитанный по уравнению (32).

Рассмотрим теперь другой пример. Пусть уравнения протекающих химических реакций



и пусть окисел  $P$  может существовать лишь при не слишком высоких температурах  $T < T_p$ , причем температура капли для него уже достаточно высока,  $T_0 > T_p$ . Тогда  $Y_p^0 = 0$  и из (15) следует, что  $\tilde{Y}_p = Y_p^\infty$ . Выбирая ключевыми компонентами окислитель  $O$  и окисел  $P$ , в качестве соответствующих им ключевых уравнений будем иметь уравнение реак-



ции (33) и

$$v_2 v_F F + v_1 v_P P = (v_1 + v_2) \cdot v_R R. \quad (35)$$

Поэтому, если окислитель реагирует в диффузионном режиме, то в (16)

$$S = Q_1 Y_{\infty}^{\infty} + Q_p Y_p^{\infty}, \quad (36)$$

причем из уравнений (34), (35) вытекает, что

$$Q_p = (\mu_0 v_2 / \mu_F v_P) \cdot (Q_1 - Q_2). \quad (37)$$

Здесь  $Q_1$  и  $Q_2$  — тепловые эффекты на единицу массы окислителя реакций (33) и (34) соответственно,  $Q_p$  — тепловой эффект на единицу массы окисла  $P$ , рассчитанный по уравнению (35). Выражения (36) и (37) показывают, что в данном случае в зависимости от соотношения между тепловыми эффектами реакций (33) и (34) присутствие в атмосфере окисла  $P$  увеличивает или уменьшает величину скорости горения. Отсюда видно, что полученные в работе общие результаты позволяют в ряде случаев определить влияние на скорость горения отдельных факторов, минуя детальное рассмотрение механизма этого влияния.

В заключение автор благодарит Б. И. Хайкина и В. Г. Абрамова за ценные советы и обсуждения.

*Поступила в редакцию  
13 /III/ 1973*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Варшавский. Диффузионная теория горения капли. М., БНТ МАП, 1945.
2. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М., «Наука», 1971.
3. Л. Лиз. В сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций». Под ред. В. П. Мотуловича и В. П. Ионова. М., ИЛ, 1962.
4. И. М. Гельфанд. Лекции по линейной алгебре. М., «Наука», 1966.
5. J. Lorrel, H. Wise, R. E. Carr. J. Chem. Phys., 1965, 25, 2, 325.
6. F. A. Williams. Combustion and Flame, 1961, 5, 2, 207.
7. Ф. А. Агафонова, М. А. Гуревич, И. И. Палеев. ЖТФ, 1957, 27, 8, 1818.
8. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1970, 6, 2, 243.

УДК 629.194.362.1 : 536.46

### ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРОВ КАПЕЛЬ ОКИСИ АЛЮМИНИЯ ВБЛИЗИ ГОРЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТОПЛИВА

*Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко  
(Минск)*

Частицы окиси алюминия, образующиеся при горении алюминизированных конденсированных систем, характеризуются очень широкими распределениями частиц по размерам [1—3]. Ранее было показано [3, 4], что для расчета спектральных характеристик излучения пламен алюминизированных топлив в видимой и инфракрасной областях спектра необходимы точные сведения о форме кривой распределения по размерам частиц  $Al_2O_3$  не только вблизи максимума числовой функции распределения, но и во всей области определения весовой функции, где количество частиц на 4—6 порядков меньше, чем в максимуме.