

ственное исследование. Например, в данной работе выявлена специальная роль обратимости стадии образования воды в возникновении множественности стационарных состояний.

Поступила в редакцию 27/V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Айзенберг, В. И. Быков, А. М. Кытманов. ФГВ, 1983, 19, 1.
2. А. Н. Иванова. Кинетика и катализ, 1979, 20, 4, 1019.
3. А. Н. Иванова, Б. Л. Тарнопольский. Кинетика и катализ, 1979, 20, 6, 1541.
4. М. Г. Слинько, М. М. Слинько. Усп. химии, 1980, 49, 4, 561.
5. В. Л. Кучаев, М. И. Темкин. Кинетика и катализ, 1972, 13, 4, 1024.
6. Ph. Varghese, J. J. Carberry, E. E. Wolf. J. of Catalysis, 1978, 55, 1, 76.
7. А. Н. Горбань. — В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 10. № 4. Новосибирск, 1979, с. 41.
8. Ю. Г. Зархин, В. Н. Коваленко. Нахождение решений системы двух алгебраических уравнений. Препринт, НИИ ВЦ АН СССР, Пушкино, 1978.
9. Л. А. Айзенберг, А. П. Южаков. Интегральное представление и вычеты в многомерном комплексном анализе. Новосибирск: Наука, 1979.
10. А. Г. Курош. Курс высшей алгебры. М.: Физматгиз, 1962.
11. Ф. Р. Гантмахер. Теория матриц. М.: Наука, 1967.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ГОРЕНИЯ УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ CO₂-ЛАЗЕРА

В. И. Букатый, И. А. Суторихин, А. М. Шайдук
(Барнаул)

При изучении процессов горения твердых дисперсных систем обычно предполагается, что горящие частицы находятся в нагретой среде [1, 2]. Тепловой баланс частицы определяется скоростью горения, тепловым эффектом реакции и теплоотдачей во внешнюю среду. При этом величина коэффициента теплопроводности $\lambda(T)$ берется из экспериментальных данных или вычисляется по формуле

$$\lambda = \lambda_0 (T/T_0)^{1/2}, \quad (1)$$

где λ_0 — коэффициент теплопроводности среды при температуре T_0 ; T — температура среды. Температура частицы в этом случае незначительно превышает температуру среды [3], и использование данной формулы допустимо. При воздействии на частицу мощного светового пучка появляется дополнительный источник тепла, обусловленный поглощением света частицей. Кроме того, при распространении мощного излучения через дисперсную среду концентрация частиц обычно такова, что температурные поля отдельных частиц не перекрываются и среда на большом расстоянии от частицы остается холодной. Эти обстоятельства приводят к очень большой (~ 3000 K) неоднородности температуры среды.

В работе [4] сделана попытка рассмотреть процесс горения отдельной частицы с учетом перечисленных особенностей, однако зависимость (1), используемая в [4], при высоких температурах становится неверной [5]. В данной работе теоретически и экспериментально исследуются особенности процесса горения отдельной частицы в поле мощного оптического излучения. Теория строится с учетом реальной зависимости коэффициентов переноса от температуры.

Вычисление скорости горения и величины потока энергии, отдаваемой частицей в среду за счет теплопроводности, будем вести на основе уравнений, обсуждаемых в [6]:

$$\frac{d}{dr} \left[r^2 \lambda(T) \frac{dT}{dr} \right] = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{D(T)}{kT} \frac{dp}{dr} \right] = 0. \quad (3)$$

Здесь r — расстояние до центра частицы; $T = T(r)$ — температура среды; $D(T)$ — коэффициент диффузии кислорода; p — парциальное давление кислорода. Граничные условия к (2) и (3):

$$T(a) = T_s, \quad T(\infty) = T_0, \quad (4)$$

$$\frac{D(T_s)}{kT_s} \frac{dp(a)}{dr} = \alpha(T_s) \frac{p(a)}{kT_s}, \quad p(\infty) = p_0, \quad (5)$$

где T_s — температура поверхности частицы; $\alpha(T_s)$ — коэффициент реакционного газообмена [1]; p_0 — давление кислорода на бесконечности.

Интегрируя (2) и (3) с учетом (4) и (5), получаем соотношение, описывающее поле температур при произвольной зависимости $\lambda(T)$,

$$\int_{r_0}^{T(r)} \lambda(\xi) d\xi = \frac{a}{r} \int_{T_0}^{T_s} \lambda(\xi) d\xi \quad (6)$$

(здесь a — радиус частицы), формулу, определяющую поток тепла за счет теплообмена,

$$Q = 4\pi a \int_{T_0}^{T_s} \lambda(\xi) d\xi \quad (7)$$

и выражение для потока массы окислителя к поверхности горячей частицы

$$j = 4\pi a^2 \mu \frac{p_0 (kT_s)^{-1}}{\alpha(T_s)^{-1} + aD_0(T_s)^{-1}}. \quad (8)$$

В выражении (8) μ — масса молекулы окислителя;

$$D_0(T_s) = a \left[\int_a^\infty \frac{T(r) dr}{r^2 D(T) T_s} \right]^{-1}. \quad (9)$$

Отметим, что вычислить эффективный коэффициент диффузии (9) возможно лишь после построения поля температур с помощью (6). Следовательно, учет зависимости $\lambda(T)$ приводит не только к изменению величины теплового потока, но и скорости поступления кислорода к поверхности частицы.

Поток массы вещества частицы связан с потоком массы окислителя стехиометрией химической реакции. Вводя, как и в [1], коэффициент стехиометрии реакции γ , получим следующее выражение для скорости горения частицы:

$$K(a, T_s) = \frac{\gamma \mu p_0 (kT_s)^{-1}}{\alpha(T_s)^{-1} + aD_0(T_s)^{-1}}. \quad (10)$$

В формуле (10) скорость горения определяется температурой и радиусом частицы.

Однако поскольку температура частицы зависит от величины плотности потока энергии оптического поля I , то в конечном счете скорость горения зависит от a и I . Радиус частицы и ее температура в любой момент определяются системой дифференциальных уравнений

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{3}{4\pi a^3 \rho c} F(a, T_s), \quad (11)$$

$$\frac{da}{dt} = - \frac{K(a, T_s)}{\rho}. \quad (12)$$

Здесь ρ и c — соответственно плотность и теплоемкость углерода;

$$F(a, T_s) = \pi a^2 k_{\text{II}} I + 4\pi a^2 K(a, T_s) q - Q(T_s) - 4\pi a^2 \sigma (T_s^4 - T_0^4);$$

k_n — фактор эффективности поглощения; q — тепловой эффект химической реакции; $Q(T_s)$ определяется выражением (7); σ — постоянная Стефана — Больцмана. Численное решение системы (11), (12) показывает, что температура частицы вначале резко возрастает до некоторого значения, зависящего от величины I , после чего слабо зависит от времени. За время выхода температуры на квазистационарное значение радиус воспламеняющейся частицы меняется незначительно, поэтому найти температуру частицы T_s с небольшой относительной погрешностью можно из уравнения теплового баланса

$$F(a, T_s) = 0. \quad (13)$$

Здесь T_s зависит от времени, как от параметра. Рассмотрим функцию $F(a, T_s)$, непрерывно зависящую от своих аргументов. При $T_s = T_0$ $F(a, T_s) > 0$, при больших T_s $F(a, T_s) < 0$.

Следовательно, всегда существует хотя бы один корень уравнения (13). Необходимым (но не достаточным) условием существования нескольких корней является

$$\frac{dF(a, T_s)}{dT_s} = 0, \quad (14)$$

причем данное условие должно выполняться минимум дважды. В этом случае уравнение (13) может иметь три корня, однако лишь два крайних из них отвечают устойчивому горению. Средний корень отвечает неустойчивому горению и на практике реализован быть не может, поскольку при этом $\frac{dT_s}{dT_s} > 0$ и малые отклонения температуры приведут к «срыву»

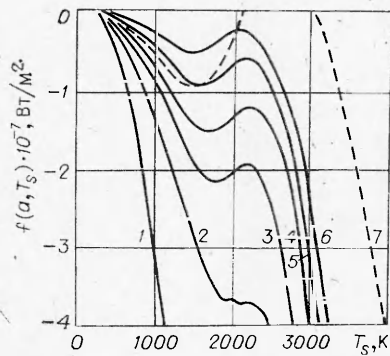
этого режима. Существование двух различных решений уравнения (13) означает, что при данной плотности потока энергии излучения горение может происходить при двух различных температурах и, следовательно, с двумя различными скоростями. Скорость горения в этом случае становится неоднозначной функцией плотности потока энергии излучения I .

Выбор конкретного решения уравнения (13) определяется предысторией процесса. При увеличении плотности потока энергии излучения, начиная с нуля, горение будет происходить при меньшей температуре вплоть до температуры T_b , определяющей меньшим корнем уравнения (14), после чего температура скачком возрастает. Как показывают численные расчеты (см. ниже), скорость горения при $T_s < T_b$ относительно мала, поэтому T_b естественно назвать температурой воспламенения частицы, а плотность потока энергии I_b , при которой достигается данная температура, — плотностью потока энергии воспламенения. При уменьшении I_b , начиная с достаточно большой величины, температура частицы будет уменьшаться до значения T_n , определяемого большим корнем уравнения (14), после чего скачком уменьшится, и скорость горения практически упадет до нуля. Поэтому данную температуру и соответствующую плотность потока излучения естественно назвать температурой и плотностью потухания. Область температур, заключенная между меньшим и большим корнями уравнения (14), никогда не реализуется в квазистационарном режиме.

В явном виде уравнение (14) записывается следующим образом:

$$\frac{qK(a, T_s)}{T_s} - \frac{\varepsilon (kT_s)^{-1} - 1}{a\alpha(T_s)D_s(T_s)^{-1} + 1} - \frac{\lambda T_s}{a} - 4\sigma T_s^3 = 0. \quad (15)$$

Из (15) и (10) видно, что при уменьшении радиуса частицы a уравнение (15), начиная с некоторого a_n , не будет иметь корней, поскольку скорость горения $K(a, T_s)$ перестает зависеть от a , а второй член в (15) неограниченно увеличивается. При увеличении радиуса частицы первый член в выражении (15) уменьшается и (15) также не будет иметь корней. Следовательно, область неоднозначности существует лишь в некотором диапазоне размеров частиц. Данный диапазон будет найден ниже.



Номограмма для определения температуры частицы.

a , мкм: 1—5, 2—10, 3—15, 4—20, 5—30, 6—50, 7—20 при $\lambda = \lambda_0(T/T_0)^{1/2}$.

На рис. 1 построена функция

$$f(a, T_s) = F(a, T_s)/\pi a^2 - k_n I. \quad (16)$$

График данной функции можно рассматривать как номограмму для определения температуры частицы по известному значению произведения $k_n I$. Температура T_s определяется точками пересечения кривых $y_1 = -k_n I$ и $y_2 = f(a, T_s)$. Из рис. 1 видно, что области неоднозначности действительно существуют в диапазоне размеров ~ 100 мкм. Так, при $a = 20$ мкм температура воспламенения $T_s = 2200$ К, диапазон запрещенных температур $\Delta T = 500$ К. Интервал плотности потока энергии излучения, при котором существует неоднозначная зависимость, $1,2 \cdot 10^7 \leq I \leq 1,5 \cdot 10^7$ Вт/м². Из рис. 1 видно, что функция $f(a, T_s) < 0$ при всех T_s . Следовательно, горение частицы при выключении инициирующего излучения прекращается. Данный результат противоречит оценкам, сделанным в работе [7] в предположении $\lambda = \lambda_0(T/T_0)^{1/2}$.

На рис. 1 штриховой кривой построена функция $f(a, T_s)$ при $\lambda = \lambda_0(T/T_0)^{1/2}$. Видно, что данная кривая пересекает $y = 0$ при $T_s \approx 3000$ К и процесс горения после выключения излучения становится возможным. Таким образом, сильный рост коэффициента теплопроводности при увеличении температуры приводит не только к количественным, но и к качественным изменениям режима горения частицы. Основная причина этого заключается в резком увеличении потока тепла $Q(T_s)$ от частицы в окружающую среду по сравнению с рассчитанным по соотношению $\lambda = \lambda_0(T/T_0)^{1/2}$.

Наряду с теоретическими исследованиями проводились эксперименты по воздействию непрерывного излучения СО₂-лазера на сажистые частицы. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Излучение от СО₂-лазера типа ЛГ-25А 3 посредством поворотного зеркала 1 (плоского или сферического) направлялось на исследуемую частицу 7. Процесс горения регистрировался скоростной кинокамерой СКС-1М 5, совмещенной с микроскопом 6. Для точного наведения воздействующего излучения использовался гелий-неоновый лазер 4, излучение которого пластинкой из иодистого цезия 2 направлялось соосно с излучением СО₂-лазера. На установке реализовывались потоки воздействующего излучения с плотностью мощности $I = 0,5 \cdot 10^6 \div 1,3 \cdot 10^7$ Вт/м². Использовались частицы сажи марки ПМ-100 диаметром от 90 до 210 мкм и формой, близкой к сферической. Для удержания исследуемых частиц в поле зрения микроскопа они устанавливались на торцевую часть кварцевой нити диаметром 20—30 мкм. Предварительные исследования показали, что вертикально установленная кварцевая нить в поле излучения СО₂-лазера с $I \leq 1,3 \cdot 10^7$ Вт/м² до заметного свечения не нагревалась.

С целью количественной оценки влияния теплопроводящей подложки на динамику горения частиц в эксперименте проведена серия измерений, где в качестве подложки использовались пластинки из алюминия.

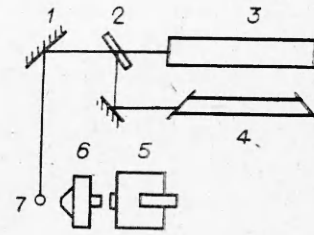


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

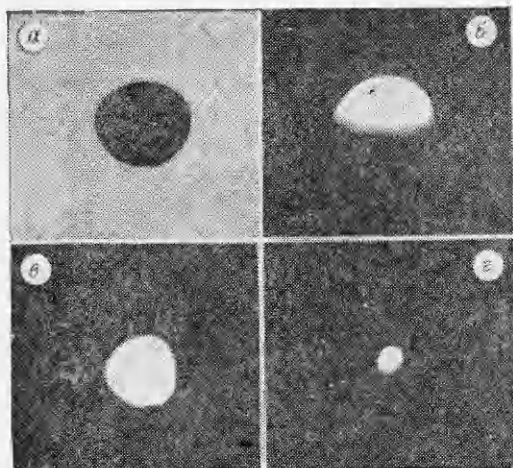


Рис. 3. Кинограмма процесса горения сажи-стой частицы; $a_0 = 77$ мкм, $I = 1,02 \cdot 10^7$ Вт/м².
 t , с: 0 (а), 0,0125 (б), 0,12 (в), 0,17 (г).

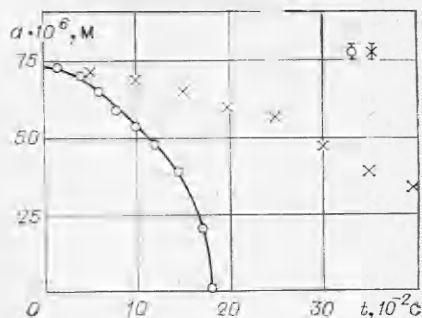


Рис. 4. Динамика горения сажи-стой частицы. $a_0 = 74$ мкм, $I = 1,02 \cdot 10^7$ Вт/м².

× — частица на алюминиевой подложке,
 0 — частица на кварцевой нити, сплош-
 ная кривая — расчет по формулам (11),
 (12).

Следует отметить, что теплопроводность кварца в среднем в 140 раз меньше теплопроводности алюминия [8]. Оценка влияния кварцевой нити на тепловой баланс горячей частицы показала, что поток тепла через кварцевую нить будет сравним с потоком тепла, отводимым от частицы через воздух, если радиус нити будет равен $z = 0,45a$. Изменения линейных размеров горящих частиц при обработке экспериментальных данных определялись измерением площади увеличенного изображения частицы, скопированной с киноплёнки.

На рис. 3 показана кинограмма процесса горения сажи-стой частицы на кварцевой нити. Характерной особенностью данного процесса является то, что за время $\tau = 0,033$ с частица прогревается практически равномерно. Радиус частицы за это время не меняется. Далее частица сгорает сферически симметрично, несмотря на односторонний нагрев воздействующим излучением. Данный факт совпадает с теоретическими оценками и обусловлен тем, что $\lambda \cdot \lambda_y^{-1} \ll 1$, где λ_y — теплопроводность углерода.

На рис. 4 приведена зависимость $a(t)$, полученная численным методом из уравнений (11), (12), и экспериментальные точки, найденные при обработке кинограммы для частицы того же начального радиуса. Из экспериментального графика видно, что с достаточной точностью функция $a(t)$ аппроксимируется выражением

$$a(t) = a_0 \sqrt{1 - t/t_0},$$

где t_0 — время полного сгорания частицы.

Данные обстоятельство доказывают, что процесс горения частицы указанного размера происходит в диффузионном режиме. Следует отметить, что для проведения расчетов необходимо знать численные значения ряда параметров: коэффициенты переноса, коэффициент стехиометрии реакции, плотность частиц и др. К сожалению, в справочной литературе существует достаточно широкий разброс значений этих параметров. Поэтому при выполнении численных расчетов осуществлена привязка к экспериментальным данным в одной точке.

При исследовании горения сажи-стой частицы на теплопроводящей подложке из Al установлено, что частицы равномерно по объему не прогревались, а фронт горения следовал непосредственно за фронтом прогрета частицы [9].

Поступила в редакцию 26/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957.
2. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Энергия, 1973.

3. С. В. Бухман. Изв. АН БССР, ФЭН, 1969, 1, 123.
4. В. И. Букатый, А. М. Сагалаков и др. ФГВ, 1979, 15, 6, 46.
5. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
6. Е. П. Жданов, А. М. Шайдук. II совещание по атмосферной оптике. Томск, 1980.
7. А. В. Кузиковский, В. А. Погодаев. ФГВ, 1977, 13, 5, 783.
8. А. Минсар. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М.: Мир, 1968.
9. В. И. Букатый, И. А. Суторихин. Матер. VI Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. Черногловка, 1980.

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА
ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ
ПРЕССОВАННОГО АЗИДА СВИНЦА. ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
СВЕТОВОЙ ЭНЕРГИИ НА ПОВЕРХНОСТИ ВВ
НА КРИТИЧЕСКИЕ СВЕТОВЫЕ ПОТОКИ**

Е. И. Александров, В. П. Ципилев

(Томск)

В работе [1] высказано предположение, что основные закономерности размерного эффекта, наблюдавшиеся при лазерном иницировании прессованного азид свинца в условиях равномерного освещения в пятне круговой формы, определяются диффузным характером рассеяния света взрывчатым веществом. В данной работе обобщаются результаты указанных исследований на случай неравномерного освещения поверхности ВВ в пятне произвольной формы. В основу формируемых в [1] модельных представлений положена предпосылка о существовании критической глубины Z_0 залегания очага разогрева, необходимой для успешного развития в очаг иницирования и слабо зависящей от его начальных параметров. В силу этого при описании процесса область взрыва в первом приближении можно ограничить условиями

$$D \geq D_0, \quad Z \geq Z_0, \quad (1)$$

где D — количество освещения в объеме образца.

По-прежнему будем исходить из того, что при малых размерах пятна облучения освещенность в объеме среды с глубиной монотонно падает, поэтому вблизи порога возбуждения взрыва возникновение очагов иницирования будет иметь место в плоскости Z_0 .

Рассмотрим световой импульс, перпендикулярно падающий на элементарную площадку поверхности полубесконечного слоя диффузно рассеивающего ВВ. В результате рассеяния света в плоскости Z_0 создается определенное распределение количества освещения, которое, будучи нормированным на энергию светового импульса, описывается некоторой гладкой осесимметричной функцией $f_0(r)$, имеющей максимум при $r=0$. При этом нормированное на энергию падающего импульса значение количества освещения в любой точке (X, Y) плоскости Z_0 при освещении поверхности образца пучком света произвольного сечения s с распределением плотности энергии на облучаемой поверхности ВВ по закону $H(x, y) = H_0 \varphi(x, y)$ можно представить в виде свертки

$$f_s(X, Y) = \frac{\int_s f_0(\sqrt{(X-x)^2 + (Y-y)^2}) \varphi(x, y) ds}{\int_s \varphi(x, y) ds}. \quad (2)$$

Если имеет место (1), в качестве критического условия взрыва можно записать:

$$W_0(s) \cdot f_s(X_0, Y_0) = D_0, \quad (3)$$