

ГОРЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ ЧАСТИЦ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОГО ГАЗА

В. П. Мотулевич, Ю. Н. Воронцов, В. М. Ерошенко
(Москва)

За последнее время проявляется большой интерес к вопросам тепло- и массообмена при наличии гетерогенных физико-химических процессов. Они возникают в различных областях техники, в том числе в энергетике, химическом производстве, ракетостроении и т. п.

Следствием такого интереса является весьма большое количество теоретических и экспериментальных исследований этой проблемы.

В теоретическом плане при ламинарном течении жидкости задача может быть решена корректно до конца, особенно если использовать электронную вычислительную технику. Примером таких исследований могут служить работы [1, 2, 3 и др.]. Однако результаты таких исследований, представляемые в виде графиков или таблиц, весьма трудно анализировать. Они применимы, как правило, только к тем конкретным веществам, для которых проводился расчет. Наконец, точность, достигаемая за счет применения трудоемкого процесса численного счета, даже не всегда оправдывается из-за той степени неопределенности, с которой приходится сталкиваться при использовании различных физико-химических величин и, в первую очередь, газокинетических и химико-кинетических коэффициентов.

Поэтому, наряду с разработкой точных методов решений проблемы, имеет смысл дальнейшее развитие приближенных методов, которые, обладая физической ясностью, простотой использования и удобством анализа, зачастую позволяют добиться достаточной для практики точности, что и является целью настоящего исследования.

Для решения поставленной в данной работе задачи использован метод относительного соответствия, изложенный в работе [4]. Основная его идея сводится к следующему. Искомая величина a определяется с помощью следующего равенства:

$$a = \frac{a}{a_n} \cdot \frac{a_n}{a_{n-1}} \cdots \frac{a_1}{a_0} \cdot a_0,$$

где базовая величина a_0 должна быть взята из теории или эксперимента возможно ближе к a . При этом для определения отношения типа $\frac{a_k}{a_{k-1}}$

может быть использована значительно более грубая модель явления, чем это было бы необходимо для получения с той же степенью точности величин a_k , a_{k-1} и т. д.

Рассмотрим некоторое произвольное тело, омываемое потоком химически активного газа. Пусть на поверхности возникает гетерогенный химический процесс некаталитического типа, продукты которого сносятся потоком.

В этом случае:

$$Nu_{\text{диф}} = \frac{Nu_{\text{диф}}}{Nu} \cdot \frac{Nu}{Nu_0} \cdot Nu_0, \quad (1)$$

где

$$Nu_{\text{диф}} = \frac{m_{0\text{диф}} \cdot d}{\rho_w \cdot D_w (k_\infty - k_w)}, \quad (2)$$

и

$$m_{0\text{диф}} = \frac{m}{\nu} (1 + k_w \nu), \quad (3)$$

где Nu — критерий Нуссельта; $m_{\text{диф}}$ — диффузионный поток реагирующего компонента; m — скорость уноса массы тела; $\nu = \frac{\mu_c}{\mu_0}$ — стехиометрический коэффициент; k — весовая доля реагирующего компонента газовой фазы. Индексы ∞ и w относятся соответственно к параметрам на внешней границе пограничного слоя и на стенке.

В качестве базисной величины (Nu_0) выбран тепловой критерий Нуссельта на непроницаемой стенке. Первое отношение в уравнении (1) базируется на аналогии процессов тепло- и массообмена, а второе учитывает влияние вдува вещества со стороны поверхности на интенсивность теплообмена.

Для определения $Nu_{\text{диф}}/Nu$ сделаем следующие допущения.

1. Тепловой критерий Нуссельта может быть записан в виде

$$Nu = c \cdot Re^n \cdot Pr^m, \quad (4)$$

где c — функция интенсивности вдува; Re и Pr — соответственно критерии Рейнольдса и Прандтля. Это выражение может рассматриваться как аппроксимационное соотношение, полученное в результате теоретического расчета или эксперимента. Величина m для ламинарных и турбулентных течений принимает соответственно значения $m_{\text{л}} = 1/3$ и $m_{\text{т}} = 2/5$.

2. Распределение вдоль стенки концентрации реагирующей газовой фазы подобно распределению температуры. В этом случае уравнения энергии и концентрации, а также краевые условия для них можно привести к тождественному виду, что позволяет написать:

$$Nu_{\text{диф}} = c \cdot Re^n \cdot Sc^m, \quad (5)$$

где Sc — критерий Шмидта.

В соотношениях (4) и (5) в качестве определяющей температуры для газокинетических коэффициентов принята температура поверхности, а для термодинамических — средняя температура пограничного слоя. Обоснование для этого изложено в работе [5].

Разделив выражение (5) на (4), после некоторых преобразований получим:

$$\frac{Nu_{\text{диф}}}{Nu} = Le^{-m} \left(\frac{T_{\text{ср}}}{T_w} \right)^m, \quad (6)$$

где Le — критерий Льюиса.

Для учета влияния вдува воспользуемся результатами работы [6], полученными тоже методом относительного соответствия:

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \left\{ [1 + \Phi(a)] \exp\left(-\frac{a^2}{2}\right) \right\}^{-1}, \quad (7)$$

где

$$a \equiv \frac{m}{\rho_{\infty} U_{\infty}} \sqrt{\frac{Pe}{(d\bar{U}|d\bar{X})_w}}; \quad (8)$$

Φ — интеграл вероятности Гаусса; Pe — критерий Пекле; U — скорость набегающего потока; $\bar{U} = \frac{u}{U}$ — составляющая относительной скорости, направленная по оси; x — координата, совпадающая с направлением потока; $\bar{X} = \frac{x}{b}$ — относительная координата.

В весьма большом интервале параметра вдува ($a \leq 0,4$), который представляет практический интерес, можно использовать линейную аппроксимацию выражения (7):

$$\frac{Nu}{Nu_0} \approx 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{m}{\rho_\infty U_\infty} \cdot \sqrt{\frac{Pe}{(d\bar{U}/d\bar{X})_w}}$$

Наконец, согласно работе [7], введем поправку, учитывающую отличие молекулярных весов отходящей от поверхности газовой среды μ^* и газа набегающего потока μ_∞ :

$$\frac{Nu}{Nu_0} = 1 - a_1 m, \quad (9)$$

где

$$a \equiv \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{2}{\rho_\infty U_\infty} \cdot \sqrt[3]{\frac{\mu_\infty}{\mu^*}} \cdot \sqrt{\frac{Pe}{(d\bar{U}/d\bar{X})_w}}, \quad (10)$$

Для определения уноса массы с помощью выражений (1) и (2) требуется знание концентрации газовой фазы реагирующего компонента вблизи стенки (k_w), которая, в свою очередь, может быть связана с интенсивностью уноса вещества m химико-кинетическим соотношением:

$$m = b \cdot k_w, \quad (11)$$

где

$$b \equiv K_0 \cdot \rho_w \cdot \exp\left(-\frac{E}{R T_w}\right). \quad (12)$$

Здесь K_0 — постоянный множитель константы скорости реакции; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; ρ — плотность.

Подстановка соотношений (2), (3), (6), (9) и (11) в выражение (1) позволяет получить квадратное уравнение относительно m , решение которого удобно представить в безразмерном виде:

$$Nu_{\text{диф}}^* = \frac{d}{\rho_\infty k_\infty D_w} (-A + \sqrt{A^2 + B}), \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} Nu_{\text{диф}}^* &\equiv \frac{m \cdot d}{\rho_\infty \cdot k_\infty \cdot D_w}; \\ A &= \frac{1}{2} \cdot \frac{B + \beta(1 + a_1 \cdot b \cdot k_\infty)}{\nu - \beta \cdot a_1}; \\ B &= \frac{\beta \cdot b \cdot k_\infty}{\nu - \beta \cdot a_1}; \\ \beta &\equiv \frac{\rho_w \cdot D_w \cdot \nu}{d} \cdot Nu_0 \cdot Le_w^{-m} \left(\frac{T_{\text{ср}}}{T_w}\right)^m. \end{aligned} \quad (14)$$

В отдельных частных случаях выражение (13) может быть упрощено.

Так, при малом влиянии вдува, когда $a_1 m \ll 1$ и $\frac{m}{b} \nu \ll 1$

$$Nu_{\text{диф}} = \frac{d}{\rho_\infty D_w \left(\frac{1}{\beta} + \frac{1}{b}\right)}. \quad (16)$$

Если режим к тому же близок к чисто диффузионному ($k_w \approx 0$), то:

$$Nu_{\text{диф}} = \frac{\beta \cdot d}{\rho_\infty D_w}, \quad (17)$$

что, естественно, совпадает с результатами, полученными в работе [8]. Базовая величина Nu_0 на основании работы [5] может быть подсчитана по формулам:

для сверхзвукового обтекания —

$$Nu_0 = \sqrt{1,617a^{1/2} Re_{кр}}, \quad (18)$$

где $Re_{кр}$ — значение критерия Re , подсчитанное по параметрам за прямым скачком уплотнения;

для течений несжимаемой жидкости —

$$Nu = \sqrt{(0,445 + 0,59a) Re}. \quad (19)$$

Для проверки полученных соотношений и для выявления других характерных особенностей процесса были проведены эксперименты на сверхзвуковой аэродинамической трубе, так как подобный режим представляет особый интерес в ряде областей новой техники.

Принципиальная схема установки описана в работе [9]. Поток газа истекал из сопла в камеру низкого давления. Исследуемые модели располагались между соплом и цилиндрическим диффузором в 3—4 мм от среза сопла. Параметры набегающего потока: число Маха $M=2,72$ — $3,03$, температура торможения $T_{00}=1100$ — $1300^\circ K$, давление торможения $p_{00}=1,86$ — $2,24 \cdot 10^5$ н/м². Сопла рассчитывались по методике [10]. Равномерность потока в поперечном сечении струи, измеренная трубкой полного давления, составляла 10—15%. В опытах использовались технический кислород (ГОСТ 5583—50Б) и воздух из баллонов высокого давления ($p_{O_2}=1,37 \cdot 10^7$ н/м², $p_v=7,85 \cdot 10^5$ н/м²). Газокинетические коэффициенты (λ , η , D) и величина теплоемкости c_p для отдельных составляющих и бинарных смесей в рабочем диапазоне температур (1000—2500°K) и давлений получены из работы [11]. Модели изготавливались из углеродных стержней и имели следующие формы: сфера — цилиндр, полусфера — цилиндр, конус — цилиндр. Кажущаяся плотность материала $\gamma_c = 1,54$ г/см³. Диаметр моделей $d=4$ — 8 мм. Относительная длина моделей $\bar{l}=6$ мм. Модели крепились в своей тыльной части на графитовых державках (диаметром 2 мм и длиной ~ 20 мм).

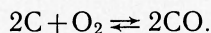
В процессе эксперимента с помощью фотопирометрической методики [12] регистрировались изменения геометрии моделей и яркостная температура поверхности. Характеристическая длина волны $\lambda_{эфф} = 0,66$ мкм подобрана системой цветных стеклянных фильтров. Температурный диапазон нормальной экспозиции пленки расширялся добавлением в оптическую схему нейтральных фильтров. Снятие характеристической кривой фотографического материала проводилось по лампе типа СИ-8-200. Оптическая плотность негатива измерялась на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Характер излучения углеродной поверхности принят диффузионным. Коэффициенты лучеиспускающей способности ϵ_i и ϵ_λ материала оценены по работе [13], базируясь на примерно одинаковой шероховатости поверхности моделей в обоих случаях.

Малые размеры газовой области, селективность спектра излучения и поглощения газов позволяют считать в наших условиях газ оптически прозрачным. Таким образом, принято, что на фотопленку падает излучение только от поверхности горячей частицы, уменьшенное потерями в оптической системе. Точность всего комплекса измерений температуры оценивается в $\pm 4\%$.

Геометрические характеристики моделей рассчитывались по увеличенным фотографиям. Ошибка в определении линейных размеров не превышала $\pm 1\%$. Совпадение весов модели, определенных непосредственно взвешиванием и по объему, доказывало, что в процессе экспери-

мента изменения кажущейся плотности материала не наблюдалось. Поэтому в дальнейшем унос массы подсчитывался по изменению объема модели.

При обработке экспериментальных результатов, на основании работ [14—16], принималось, что в наблюдаемом диапазоне температур поверхности (1600—2400°K) химическая реакция происходит лишь на поверхности по схеме:



Кинетические характеристики реакции получены из анализа работ [14, 17]. Константа скорости обратной реакции принята равной нулю, так как в данном диапазоне температур константа равновесия мала и к тому же вещество, выделяемое при обратной реакции, сносится потоком.

Принято, что реакция идет по первому порядку относительно концентрации кислорода и кинетическое уравнение имеет вид (11). Энергия активации принята равной $E = 33\,000$ кал/г·моль, $K_0 = 1,8 \cdot 10^7$ см/сек. Следует заметить, что расхождение в оценке константы скорости реакции K , например в $2 \div 10$ раз, приводит к изменению расчетного уноса массы лишь на 6—36%.

В результате взаимодействия частицы с потоком (за время от ввода частицы в поток до режима горения с малым изменением температуры передней кромки) осесимметричные модели приобретали форму, которая приблизительно могла аппроксимироваться эллипсоидом вращения с характерным размером $a = 0,13—2,0$ (рис. 1).

Типичное распределение относительных температур \bar{T}_w в зависимости от относительной координаты \bar{x} представлено на рис. 2. Абсолютные значения температур в окрестности передней критической точки указаны в таблице.

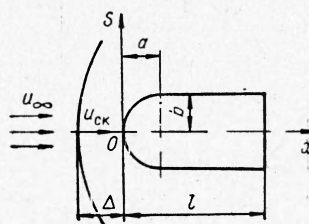


Рис. 1. Геометрические характеристики экспериментальных моделей.

Величина Δ — расстояние отхода ударной волны [5]; $\bar{a} = \frac{a}{b}$ — отношение полуосей эллипсоида вращения; $\bar{l} = \frac{l}{b}$ — относительная длина модели, $u_{ск}$ — скорость потока за прямым скачком уплотнения.

k_∞	$T_{w0}, ^\circ K$	$\beta, \text{г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$	$b, \text{г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$
0,23	1720—1820	0,080—0,120	0,187—0,225
1,0	2050—2250	2,066—0,100	0,39—1,05

Как видно (рис. 3), скорость изменения поверхности частиц в период горения носила линейный характер вне зависимости от величины a . Скорость уноса массы в окрестности критической точки ($\bar{l} \div m$) также линейна. На рис. 4 даны характерные экспериментальные зависимости скорости уноса массы со всей площади поверхности модели. Интересен результат по соотношению суммарной удельной скорости уноса массы m и скорости уноса в критической точке m_0 . Так, в воздушном потоке для частицы с $\bar{a} = 0,3$ отношение $\frac{m_0}{m} = 4,35$, для $\bar{a} = 0,70$ $\frac{m_0}{m} \approx 6,0$ (площадь модели при определении m соответствовала времени начала отсчета убыли массы).

Следует подчеркнуть, что для всех конфигураций унос массы в тыльной зоне моделей незначителен.

Экспериментальные данные по уносу массы и температуре поверхности в окрестности критической точки были обработаны по изложенной выше методике.

При подсчете величины Le_w^{-m} выяснилось, что ее значение лишь на 2—4% отличается от единицы и очень слабо зависит от относительной концентрации компонентов. Поэтому, для сокращения расчетов, значения Le_w рассчитывались по параметрам для окиси углерода при го-

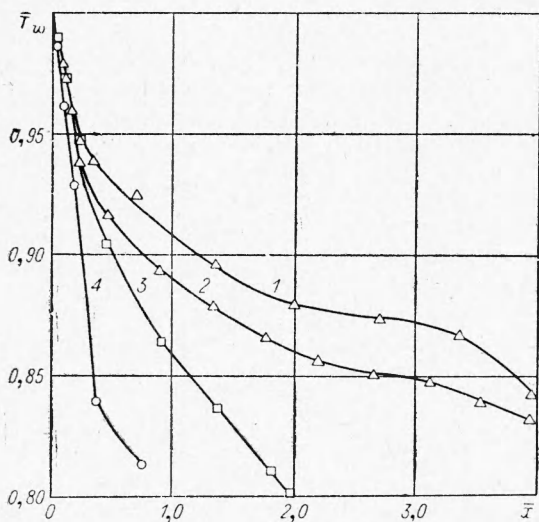


Рис. 2. Распределение относительной температуры поверхности \bar{T}_w в зависимости от $\bar{x} = \frac{x}{b}$ — расстояния сечения от критической

точки:

1 — $\bar{a}=0,22$ через время Δt ; 2 — $\bar{a}=0,22$; 3 — $\bar{a}=0,58$; 4 — $\bar{a}=1,47$. Воздушный поток — $M \approx 2,7$ $T_w = 1780 - 1825^\circ \text{K}$.

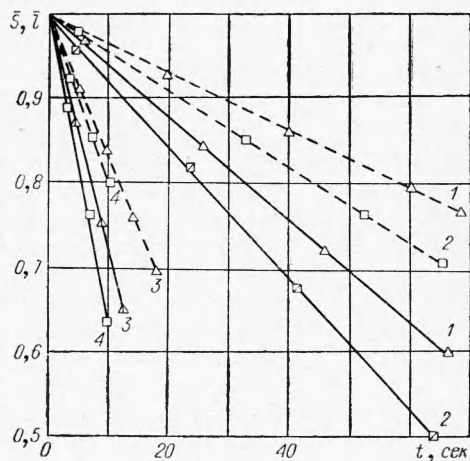


Рис. 3. Изменение относительной площади поверхности $\bar{S} = \frac{S}{S_0}$ (S, S_0 — соответственно текущее и начальное значение площади поверхности модели) и относительной длины модели $\bar{l} = \frac{l}{l_0}$ (пунктир) в процессе горения.

$k_\infty = 0,23$; 1 — $\bar{a}=0,3$; 2 — $\bar{a}=0,7$. $k_\infty \approx 1,00$; 3 — $\bar{a}=0,2$; 4 — $\bar{a}=1,4+1,47$.

рении в кислородном потоке и по среднему значению между N_2 и CO — в воздушном потоке. Значения коэффициента диффузии D_w подсчитывались для процесса бинарной диффузии O_2 в CO . Произведение $\rho_w D_w$ принималось независимым от давления. В наших экспериментах $\rho_w D_w = 0,78 - 0,88 \div 10^{-3}$ г/см·сек. Температура T_{cp} подсчитывалась как среднеарифметическое температуры газа за прямым скачком уплотнения и температуры поверхности. Значение $\left(\frac{T_{cp}}{T_w}\right)^m$ в нашем случае равно примерно 0,9.

Значения градиентов скорости в окрестности критической точки (см. уравнение (8)) были определены по параметрам за прямым скачком уплотнения по методике [5]. Значение критерия Пекле определялось также по скорости за скачком уплотнения и в экспериментах лежало в диапазоне 1100—1700. Характерные значения параметров b и β даны в таблице.

Сопоставляя значения β и b , видим, что основную роль в массообмене при горении частиц в кислородном потоке играет «диффузионное сопротивление» [14], характеризуемое членом $1/\beta$. На рис. 5 дано сравнение экспериментальных данных с расчетом по предложенной методике.

Наиболее полные экспериментальные данные по горению частиц углерода в высокоскоростном дозвуковом потоке ($v=5-20$ м/сек) получены в [18]. Данные по суммарному уносу массы пересчитаны нами на основании известных соотношений о локальной скорости горения сферических частиц [14, 15] применительно к критической точке. Значения критерия Nu_0 подсчитаны по рекомендации [19]:

$$Nu_0 = 0,54 \sqrt{Re}.$$

Ввиду малой величины a_1 поправка на вдув здесь не учитывалась. Кинетические константы: $E=44\,000$ ккал/моль; $K_0=1,568 \cdot 10^9$. Для воздуш-

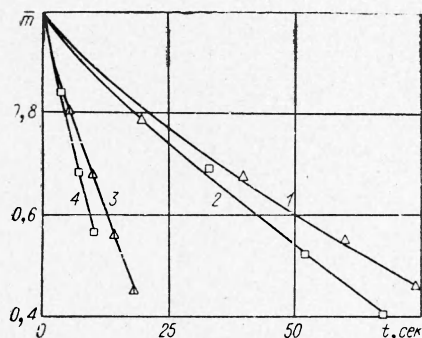


Рис. 4. Относительное изменение веса модели в процессе горения (обозначения аналогичны рис. 3).

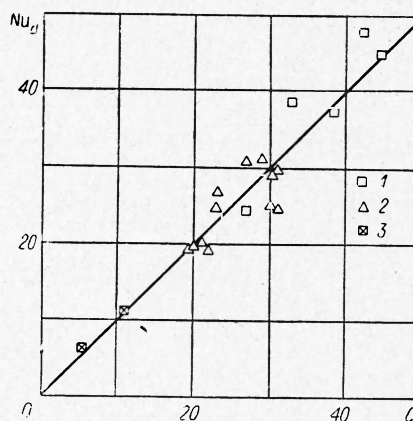


Рис. 5. Сравнение экспериментальных данных, выраженных уравнением (14), с результатами теоретического расчета C , соответствующих правой части уравнения (13).

1 — $k_{\infty}=0,23$; 2 — $k_{\infty} \approx 1,0$; 3 — $k_{\infty}=0,23$ [18].

ного потока при $v=5,0$ м/сек, $T_{\infty}=1173^{\circ}\text{K}$, $d=8,9$ и 16 мм и $\nu=0,75$ экспериментальные данные вполне удовлетворительно согласуются с данными, предсказанными по уравнению (16).

Выводы

1. Методом относительного соответствия получены весьма простые соотношения, позволяющие оценить скорость уноса вещества поверхности тела, омываемого химически активным газом при наличии гетерогенной химической реакции.

2. В результате экспериментального исследования определены скорости уноса массы углеродных частиц различной конфигурации; обнаружено постоянство скорости уноса массы в критической точке и скорости изменения поверхности горящей частицы. Оценена величина перепада температур между передней и задней кромкой частиц.

3. Показано удовлетворительное совпадение данных по уносу массы, рассчитанных методом относительного соответствия с экспериментальными данными.

Поступила в редакцию
21/IV 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Тирский. Космические исследования. Вып. 4, 1964.
2. V. P. Motulevich, Int. J. heat and mass transfer June, 1962, 5.
3. H. Tong, B. Suzuki. AJAA, 1964, 2, 11.
4. В. П. Мотулевич. ИФЖ, 1968, 14, 1.
5. В. П. Мотулевич. Конвективный и лучистый теплообмен. Изд. АН СССР, 1960.
6. В. П. Мотулевич. ИФЖ, 1963, 6, 4.
7. Д. Хартнетт, Гейзли. Сб. «Тепло- и массоперенос». Т. 3, 1963.
8. В. П. Мотулевич, А. В. Морар, В. М. Ерошенко. Тр. III. Всесоюзн. конф. по тепло- и массообмену. Минск, 1968.
9. Ю. Н. Воронцов, В. М. Ерошенко, А. В. Морар. Физическая газодинамика ионизированных и химически реагирующих газов. М., «Наука», 1968.
10. K. Foelscn. JAS, 1949, 16, 3.
11. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., ГИИЛ, 1961.
12. В. А. Попов. Изв. АН СССР, ОТН, 1956, 1.
13. Планкетт, В. Кинджери. Графит как высокотемпературный материал. «Мир», 1964.
14. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. Изд. МГУ, 1957.
15. А. С. Предводителев и др. Горение углерода. Изд. АН СССР, 1949.
16. С. Скала, Л. Джилберт. Ракетная техника и космонавтика. 1965, 9.
17. Л. А. Вулис, ЖТФ, 1946, XVI, 1.
18. S. Sugawara, S. Kikkawa. Proceedings of the 9-th Japan. National Congress for Appl. Mech., 1959.
19. Д. Н. Вырубов. ЖТФ, 1939, 9, 21.

УДК 536.46+662.218

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ОТТОКА ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ С ПОВЕРХНОСТИ НИТРОГЛИЦЕРИНОВОГО ПОРОХА

В. С. Илюхин, П. Ф. Похил
(Москва)

В данной работе скорость оттока газа от горячей поверхности измерялась по скорости движения горящих частиц алюминия. Для этой цели был использован нитроглицериновый порох Н с 5% алюминия среднего размера частиц 15 мк.

Регистрация осуществлялась с помощью скоростной киносъемки 3000—4000 кадр/сек кинокамерой СКС-1М. Образцы пороха имели прямоугольное сечение размером 2×5 мм, обращенные широкой стороной к входному объективу кинокамеры.

Для сопоставления скорости частиц со скоростью газа было использовано следующее обстоятельство.

При давлениях 5—10 атм в темной области, между горячей поверхностью и зоной светящегося пламени, изредка возникают локальные повышения температуры, которые движутся безынерционно, со скоростью окружающих продуктов сгорания. Киносъемка показала, что скорость частиц диаметром не больше 30 мк, движущихся вместе с постепенно расширяющимся очагом более интенсивной химической реакции, на 10—15% меньше скорости очага, а следовательно, и скорости газа.

Более крупные частицы, образующиеся на горячей поверхности по-