

он уменьшается до нуля в минимальном сечении. Таким образом, между линией тангенциального разрыва и осью симметрии образуется плавный сходящийся канал, в котором начальная неравномерность, связанная с непараллельностью линий тока, должна уменьшаться и истинная звуковая линия будет близка к прямолинейной. Максимальная ошибка в величине массового расхода, протекающего через этот канал, если его вычислить по параметрам в тройной точке за центральным скачком, не превышает 1—2%. Это подтверждает возможность использования для расчета уравнения неразрывности в виде конечного соотношения (2.1).

Интересно отметить, что линейное приближение метода интегральных соотношений, так же как и рассмотренный метод, дает прямолинейную звуковую линию в потоке за центральным скачком. Это непосредственно следует из аппроксимирующей системы уравнений, приведенной в [1].

4. **Сравнение с экспериментом.** Для проверки эффективности данного метода было проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными по структуре струи. На фиг. 3 показаны расчетные зависимости (кривые 1) отношения диаметра центрального скачка к диаметру выхода сопла от отношения давлений p/p^* при двух числах $M^* = 2.8$ и 3.2 и $\gamma = 1.4$. Там же приведены экспериментальные значения для сопла с равномерным полем скоростей на выходе, полученные Д. А. Мельниковым. Учитывая разброс экспериментальных точек, можно считать, что совпадение результатов расчета и эксперимента является хорошим. Заметное расхождение имеет место только при значении p/p^* , большем некоторого критического значения $(p/p^*)_{к}$, при котором падающий скачок уплотнения начинает перемещаться внутрь сопла вследствие взаимодействия с пограничным слоем на стенке сопла. В этом случае уже нельзя сравнивать непосредственно данный расчет с экспериментом.

В работе [1] указывается, что при значениях p/p^* , близких к единице, на теневых фотографиях течения центральный скачок не виден, т. е. отражение падающего скачка происходит непосредственно от оси симметрии. При расчете по предлагаемому методу диаметр центрального скачка, строго говоря, должен монотонно стремиться к нулю при $p/p^* \rightarrow 1$. Однако если формально проэкстраполировать расчетную зависимость, приведенную на фиг. 3а, то окажется, что при $1 \leq p/p^* \leq 1.3$ диаметр центрального скачка фактически равен нулю.

В некоторых случаях для приближенного определения размера центрального скачка пользуются предположением, что тройная точка совпадает с некоторой характерной точкой на падающем скачке, например, с точкой, в которой поток за скачками направлен параллельно оси. Тогда для определения положения тройной точки достаточно рассчитать лишь падающий скачок уплотнения. На фиг. 3 приведены результаты такого приближенного расчета (кривая 2), показывающие, что он приводит к заметным ошибкам в определении диаметра центрального скачка, особенно при больших значениях p/p^* .

Поступило 9 III 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Мельников Д. А. Отражение скачков уплотнения от оси симметрии. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 3.
2. Кацкова О. Н., Наумова И. Н., Шмыглевский Ю. Д., Шулишина Н. П. Опыт расчета плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений газа методом характеристик. Вычислит. центр. АН СССР, 1961.

ГОРЕНИЕ ГРАФИТА В ХИМИЧЕСКИ РАВНОВЕСНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Ф. С. ЗАВЕЛЕВИЧ

(Москва)

В работах [1,2] исследован механизм разрушения графита в потоке диссоциированного воздуха при наличии гетерогенных реакций на поверхности и неравновесного испарения [2] для случая замороженного пограничного слоя.

В работах [3,4] приведены примеры расчета разрушения графита в потоке кислорода при наличии равновесных [3] и неравновесных [4] химических реакций в пограничном слое. Остается невыясненным влияние химических реакций в пограничном слое на скорость уноса массы и температуру поверхности при изменении внешних параметров обтекания (p, T_e).

Настоящая работа посвящена исследованию механизма уноса графита в широком диапазоне температур и давлений при обтекании тела потоком воздуха для случая равновесного пограничного слоя. Исследуется влияние отдельных компонент на процессы тепло- и массообмена.

§ 1. Основные предпосылки и уравнения. Рассматривается стационарное обтекание критической точки тела высокотемпературным потоком воздуха, состоящим из пяти компонент: O, O₂, NO, N, N₂. На поверхности тела идут два процесса, связанные с уносом массы: химическое взаимодействие набегающего потока воздуха с графитом и сублимация. В работе [6] показано, что реакции углерода с кислородом являются гетерогенными.

Химический состав газа на стенке считается равновесным, поскольку поверхность графита обладает каталитическими свойствами, и при температурах поверхности свыше 3000° K самым медленным из элементарных процессов, определяющих скорость химической реакции, является диффузия.

На основании работы [6] предполагается, что графит сублимирует в виде двухатомных молекул.

Считается, что в пограничном слое и на стенке присутствуют десять компонент: O, O₂, NO, CO, CO₂, C, C₂, CN, N, N₂.

Если пренебречь вкладом термодиффузии в процессы переноса массы и тепла, уравнения ламинарного пограничного слоя в окрестности передней критической точки осесимметричного тела будут иметь вид

$$(lf'')' + ff'' + \frac{1}{2}(\rho_e/\rho - f'^2) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{lc_p}{P} \theta'' + \theta' \left[fc_p + \left(\frac{lc_p}{P} \right)' - \sum_i W(i) c_p(i) \right] = \frac{1}{T_e} \sum_i h(i) [W'(i) - f'c'(i)] \quad (1.2)$$

$$W'(i) - f'c'(i) = \frac{2\xi\omega(i)}{\rho\rho_w\mu_w u_e^2 r^2}$$

Здесь введены новые переменные η и ξ , связанные с физическими координатами x, y соотношениями

$$\xi = \int_0^x \rho_w \mu_w u_e r^2 dx, \quad \eta = \frac{r u_e}{\sqrt{2\xi}} \int_0^y \rho dy$$

и следующие функции:

$$f = \frac{\psi}{\sqrt{2\xi}}, \quad l = \frac{\rho\mu}{\rho_w\mu_w}, \quad \theta = \frac{T}{T_e}, \quad W(i) = \frac{\rho c(i) V(i) l}{\partial\eta/\partial y \mu}$$

Здесь x и y — координаты, направленные вдоль поверхности и по нормали к ней ψ — функция тока, u — скорость в направлении x , ρ — плотность, T — температура, P — число Прандтля, c_p — теплоемкость h — энтальпия, c — концентрация, μ — вязкость, V — скорость диффузии, ω — скорость образования компоненты в результате химических реакций, r — расстояние до оси симметрии тела.

Используемые индексы: e — параметры на внешней границе пограничного слоя, w — параметры на стенке, (i) — параметры, относящиеся к i -компоненте. Штрих означает дифференцирование по η .

Так же как и в работе [7], уравнения диффузии компоненты сводятся к уравнениям диффузии элемента

$$\sum_i v(\alpha i) [W'(i) - f'c'(i)] = 0, \quad v(\alpha i) = \frac{n(\alpha i) M(\alpha)}{M(i)} \quad (1.3)$$

Здесь $n(\alpha i)$ — количество атомов α -элемента в i -компоненте, $M(\alpha)$ — молекулярный вес α -элемента, $M(i)$ — молекулярный вес i -компоненты.

Вместо одного из уравнений (1.3) следует использовать соотношение

$$\sum c^*(\alpha) = 1, \quad \alpha = (O, C, N)$$

Здесь $c^*(\alpha)$ — концентрация α -элемента.

Чтобы замкнуть систему, необходимо добавить уравнения равновесия для независимых химических реакций.

§ 2. Граничные условия. На внешней границе пограничного слоя (при $\eta \rightarrow \infty$) имеем

$$u = u_e = x du_e / dx, \quad f'_e = 1, \quad \theta'_e = 1, \quad c(i) = c_e(i) \quad (2.1)$$

при этом

$$c_e(\text{CO}) = c_e(\text{CO}_2) = c_e(\text{C}) = c_e(\text{C}_2) = c_e(\text{CN}) = 0$$

На поверхности тела уравнение баланса энергии имеет вид

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_i \rho c(i) V(i) h(i) - h_w G - \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} + h_{1w} G - \epsilon \sigma T_w^4 = 0$$

Здесь G — скорость уноса массы. Индекс 1 относится к параметрам твердой фазы.

Так же как и в [1], будем предполагать, что тепловой поток внутрь тела соответствует стационарному одномерному разрушению полубесконечного тела. В этом случае уравнение баланса энергии запишется следующим образом:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_i \rho c(i) V(i) h(i) - \varepsilon \sigma T_w^4 - G(h_w - h_{10}) = 0 \quad (2.2)$$

Здесь ε — степень черноты, σ — постоянная Стефана — Больцмана, h_{10} — энтальпия непрогретого графита.

Уравнение баланса массы на разрушающейся поверхности для всех компонент, кроме С и C_2 , будет иметь вид

$$[\rho c(i) V(i)]_w + G_{c_w}(i) = \omega(i) \quad (i \neq C, C_2) \quad (2.3)$$

Используя соотношение Кнудсена — Ленгмюра для определения скорости сублимации и предполагая, что пары углерода С и C_2 не образуются вследствие гетерогенных реакций, уравнение баланса массы для компонент С и C_2 можно записать в виде

$$[\rho c(C) V(C)]_w + G_{c_w}(C) + [\rho c(C_2) V(C_2)]_w + G_{c_w}(C_2) = \frac{\alpha [P_p(C_2) - P_w(C_2)]}{\sqrt{2\pi RT_w / M(C_2)}} \quad (2.4)$$

Здесь α — коэффициент аккомодации.

С учетом уравнений (2.3) и (2.4) уравнения неразрывности будут иметь вид

$$\sum_i v(C_i) [\rho c(i) V(i)]_w + G_{c_w}(i) = G \quad (2.5)$$

$$\sum_i v(\alpha i) [\rho c(i) V(i)]_w + G_{c_w}(i) = 0, \quad \alpha = (O, N) \quad (2.6)$$

Вместо одного из уравнений (2.6) следует использовать соотношение

$$\sum c_w^*(\alpha) = 1, \quad \alpha = (O, C, N)$$

Для замыкания системы граничных условий необходимо добавить уравнения равновесия для независимых химических реакций

$$K_1 = \frac{P(C)}{\sqrt{P(C_2)}}, \quad K_2 = \frac{P(N)}{\sqrt{P(N_2)}}, \quad K_3 = \frac{P(O)P(C)}{P(CO)}, \quad K_4 = \frac{P(NO)}{\sqrt{P(N_2)P(O)}} \\ K_5 = \frac{P(CN)}{\sqrt{P(N_2)P(C)}}, \quad K_6 = \frac{\sqrt{P(O_2)}}{P(O)}, \quad K_7 = \frac{P(CO_2)P(C)}{P^2(CO)} \quad (2.7)$$

и зависимость упругости насыщенных паров углерода от температуры

$$P(C_2)_p = f(T_w) \quad (2.8)$$

Значение функции f_w на стенке связано с G соотношением

$$f_w = - \frac{G}{\sqrt{2\rho_w \mu_w} du/dx} \quad (2.9)$$

§ 3. Метод решения полученной системы уравнений. Коэффициенты переноса рассчитывались по формулам, предложенным в работе [8], причем свойства всех компонент определялись на основании потенциала Леннарда — Джонса (6—12), а параметры потенциальной функции взаимодействия заимствовались из таблицы работы [1].

Для расчета энтальпий отдельных компонент и констант равновесия использовалась работа [9]. Скорости диффузии компонент рассчитывались по соотношениям, приведенным в работе [10]. После приведения этих соотношений к безразмерным координатам и введения массовых концентраций, будем иметь $N-1$ (где N — число компонент) уравнений вида

$$c'(i) = \frac{M\mu}{l\rho} \sum_j \frac{c(i)W(j) - c(j)W(i)}{M(j)D(ij)} + c(i)M \sum_j \frac{c'(j)}{M(j)} \quad (3.1)$$

Система уравнений (3.1) замыкается соотношением

$$\sum W(i) = 0 \quad (3.2)$$

показывающим, что сумма диффузионных потоков тождественно равняется нулю.

Непосредственная постановка в уравнение диффузии элемента диффузионных потоков, найденных из решения системы уравнений (3.1), (3.2), приводит к системе дифференциальных уравнений второго порядка, не разрешенных относительно старших производных. Прямое решение такой системы итерационными методами неустойчиво. Поэтому предлагается метод, аналогичный методу изложенному в работе [1].

Для получения системы дифференциальных уравнений для концентраций элементов проинтегрируем уравнения (3.1)

$$c''(i) = A'(i) + B'(i)W(i) + B(i)W'(i) \quad (3.3)$$

Здесь

$$A(i) = \frac{M\mu}{I\rho} \sum_j \frac{c(i)W(j)}{M(j)D(ij)} + c(i)M \sum_j \frac{c'(j)}{M(j)}, \quad B(i) = \frac{M\mu}{I\rho} \sum_j \frac{c(j)}{M(j)D(ij)}$$

Умножив уравнение (3.3) на коэффициент $v(\alpha i)$ и просуммировав по i , получим

$$c^{*''}(\alpha) = \sum_i v(\alpha i) [A'(i) + B'(i)W(i) + B(i)W'(i)],$$

$$\alpha = (O, C, N)$$

Воспользовавшись уравнением неразрывности для элемента (1.3), окончательно будем иметь

$$c^{*''}(\alpha) = A(\alpha) + fB(\alpha)c^{*'}(\alpha), \quad \alpha = (O, C, N)$$

Здесь

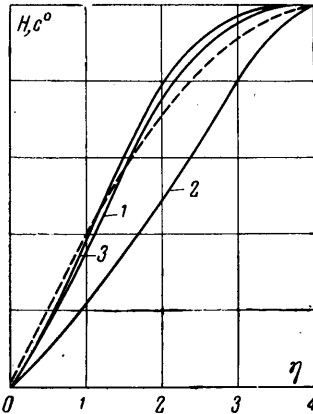
(3.4)

$$A(\alpha) = \sum_i v(\alpha i) [A'(i) + B'(i)W(i)]$$

$$B(\alpha) = \sum_i v(\alpha i) B(i)W'(i) / \sum_i v(\alpha i) W'(i)$$

Система дифференциальных уравнений (3.4) разрешена относительно старших производных с точностью до малого члена

$$[c(i)M \sum_j c'(j)/M(j)]'$$



Фиг. 1

входящего в коэффициент $A(\alpha)$ (величина $W(j)$, входящая в коэффициент $A(\alpha)$, слабо зависит от производной i -компоненты).

Система уравнений (1.1) — (1.3) с граничными условиями (2.1) — (2.9) решалась численно на электронно-счетной машине методом последовательных приближений. Порядок решения был следующим.

1. В качестве начального приближения задавались произвольные значения f_w , T_w , $c_w(i)$. В настоящей работе начальные приближения для условий на поверхности выбирались следующим образом:

$$c_w(O) = 0.35, \quad c_w(N_2) = 0.65, \quad c_w(i) = 0, \quad f_w = 0, \quad T_w = 2800 + 1/8 T_e$$

2. Задавались начальные профили концентраций элементов и температуры внутри пограничного слоя. На участке $0 \leq \eta \leq 1.4$ профили концентраций элементов и температуры были линейными, на участке $1.4 \leq \eta \leq 3.0$ — задавались по квадратичной параболе и на участке $3.0 \leq \eta$ значения $c^*(\alpha)$ и T оставались постоянными и равными значениям на внешней границе пограничного слоя.

3. По известным значениям $c^*(\alpha)$ и T с использованием уравнений равновесия рассчитывался состав в пограничном слое.

4. Профили концентраций компонент дифференцировались, и по формулам (3.1) и (3.2) определялись диффузионные потоки.

5. После этого система уравнений (1.1) — (1.3) интегрировалась методом прогонки при известных граничных условиях.

6. По найденным концентрациям элементов и температуре рассчитывался состав в пограничном слое так же, как это делалось в п. 3.

7. Значения f_w , T_w , $c_w(i)$ уточнялись при помощи граничных условий на разрывающейся поверхности (2.2) — (2.9). При этом диффузионные потоки и поток тепла за счет теплопроводности были представлены в виде

$$\rho c(i)V(i) = \beta(i)[c_1(i) - c_w(i)], \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = \beta_0(T_1 - T_w)$$

где индекс 1 относится к первой точке пограничного слоя. Температура поверхности определялась из баланса энергии на стенке (2.2), а скорость уноса — из уравнения неразрывности (2.5).

Приведенная выше последовательность, начиная с п. 4, повторялась до тех пор, пока относительное расхождение между двумя последовательными приближениями

не становилось меньше некоторого ε . Применение подобной процедуры приводило к раскачке решения. Поэтому при определении $(k+1)$ -приближения исходным материалом служили не результаты k -приближения, а величины, связанные с ними соотношениями $\varphi(i)^{(k)} = s\varphi(i)^{(k)} + (1-s)\varphi(i)^{(k-1)}$.

Величина весового множителя s варьировалась в настоящей работе в пределах 0.1 — 0.3. Интегрирование велось с шагом $\Delta\eta = 0.1$ до $\eta = 6.4$. Для получения решения требовалось 70—120 приближений.

§ 4. Результаты расчетов. Расчеты проводились для тела из графита диаметром $D = 14$ мм при следующих параметрах:

$$\beta = \frac{D}{2a_*} \frac{du_e}{dx} = 0.4, \quad \varepsilon = 0.79$$

где a_* — критическая скорость звука.

Диапазон изменения параметров на внешней границе пограничного слоя был следующим:

$$5000 \leq T_e \leq 8000^\circ \text{K}, \quad 5 \leq p \leq 20 \text{ атм}$$

Основная часть расчетов была проделана при $p = 10$ атм.

Большое количество работ, посвященных исследованию ламинарного пограничного слоя при наличии химических реакций, основано на предположении о подобии профилей концентраций компонент и энтальпий. Строго говоря, это предположение верно лишь в случае замороженного пограничного слоя и при значении числа Льюиса $L(i) = 1$.

В химически равновесном пограничном слое распределения h и $c(i)$ (α) неодинаковы даже при $L(i) = 1$ вследствие появления в уравнении неразрывности члена, учитывающего образование компоненты за счет химических реакций.

Если не происходит внутриядерных превращений, то, как показано в работе [7], при $L(i) = 1$ будут подобны профили концентраций элементов и энтальпий. С точки зрения развития инженерных методов расчета, представляет интерес исследование степени подобия между профилями h и $c^*(\alpha)$. На фиг. 1 представлены профили относительной энтальпии $H = h - h_w / h_e - h_w$ (—) и относительных концентраций элементов $c^\circ(\alpha) = c^*(\alpha) - c_w^*(\alpha) / c_e^*(\alpha) - c_w^*(\alpha)$ (1 — C, 2 — O, 3 — N), из которой видно, что в пристеночной области пограничного слоя подобие сильно нарушено (расхождение до 30%). Начиная с $\eta \geq 1.0$, распределения h и $c^*(\alpha)$ одинаковы с точностью 5%. Обращает на себя внимание отличающееся поведение профиля концентрации кислорода.

Объясняется это следующим. Вблизи стенки, вследствие химических реакций, кислород находится в основном в связанном состоянии, в виде CO.

Концентрация атомов и молекул кислорода незначительна. Поэтому скорость диффузии элемента кислорода будет определяться скоростью диффузии окиси углерода, а так как диффузионная способность CO меньше диффузионной способности молекулярного и атомарного кислорода, то градиент концентрации элемента кислорода вблизи стенки в случае равновесного пограничного слоя будет меньше, чем при отсутствии химических реакций, когда значительная доля кислорода находится в виде O и O₂.

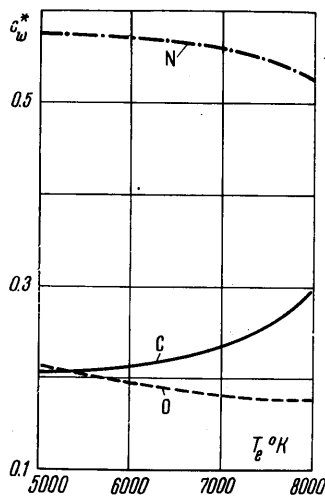
Если положить коэффициенты бинарной диффузии равными, например $D(ij) \equiv D(O-CO)$, то профили концентрации элементов будут подобны, но вследствие отличия чисел Льюиса от единицы распределения h и $c^*(\alpha)$ будут неодинаковы из-за влияния химических реакций.

При изменении температуры на внешней границе пограничного слоя профили концентраций элементов меняются плавно.

Концентрация углерода на стенке с повышением температуры торможения увеличивается (см. фиг. 2), что объясняется значительным ростом концентрации паров углерода C, C₂ и особенно концентрации CN.

Вследствие химических реакций, протекающих в пограничном слое, профили концентраций углеродсодержащих компонент не являются монотонными, как это имеет место в случае замороженного пограничного слоя (фиг. 3, 4, где кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям $T = 8000, 7000, 6000, 5000^\circ \text{K}$).

Циан, образующийся на стенке в результате гетерогенных реакций, в пограничном слое диссоциирует с образованием атомарного углерода (c(C) в пограничном слое

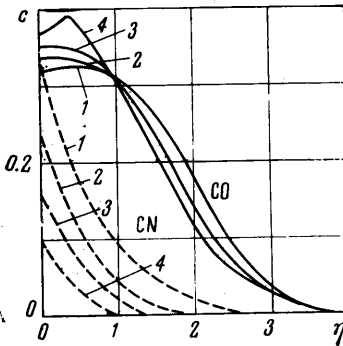


Фиг. 2

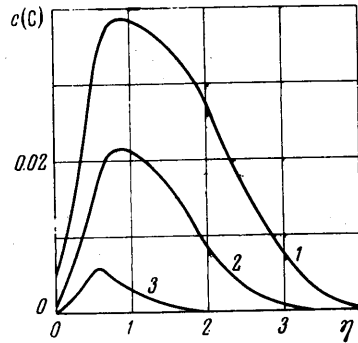
возрастает по сравнению с c_w (С) более, чем в 20 раз), а затем вступает в реакцию с диффундирующим извне кислородом воздуха, вследствие чего концентрация СО вблизи стенки может несколько увеличиваться.

Химические реакции, протекающие в пограничном слое, могут оказывать существенное влияние на профили температур, причем это влияние особенно сильно в пристеночной области пограничного слоя.

Из фиг. 5, на которой изображены профили температур при различных значениях T_e , видно, что при некоторых значениях T_e внутри пограничного слоя имеется максимум температур. Увеличение температуры объясняется тем, что углерод, который образуется вблизи стенки вследствие диссоциации циана, диффундирует как к стенке, так и к внешней границе пограничного слоя, где догорает с образованием СО и СО₂.



Фиг. 3



Фиг. 4

Для сравнения был просчитан вариант без циана. При этом количество паров углерода, которые могли бы вступить в экзотермическую реакцию с кислородом, резко уменьшилось, следствием чего явилось понижение температуры в пограничном слое (фиг. 5, пунктирная кривая). Естественно, влияние химических реакций на профили температуры особенно заметно при малых перепадах энтальпий поперек пограничного слоя, чему соответствуют большие давления и малые значения T_e . Интересно отметить, что в случае, когда

многочкомпонентная смесь представлена в виде бинарной смеси с коэффициентом диффузии $D(i) \equiv D(O - CO)$, максимум температуры более резко выражен. Это объясняется тем, что вследствие уменьшения относительной скорости диффузии паров большая часть их сгорает с образованием СО и выделением тепла.

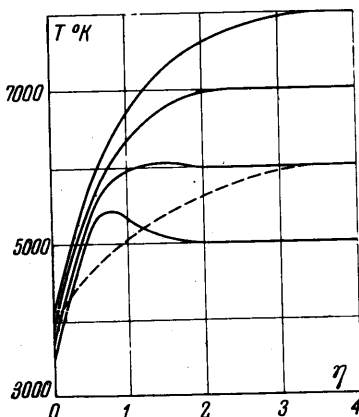
Если в пограничном слое не протекают химические реакции, то диффузионные потоки углеродсодержащих компонент направлены от стенки. В случае равновесного пограничного слоя наличие положительных градиентов концентраций С, СО, в отдельных случаях С₂, приводит к появлению отрицательных диффузионных потоков указанных компонент.

Если выполняется условие $[pc(i)V(i)]_w > Gc(i)_w$, то происходит конденсация ($i = CO, CO_2, C, C_2, CN$)

части унесенного материала. На фиг. 6 приведены относительные доли уноса в виде отдельных компонент $\psi(i) = v(C, i) G(i)/G$. В исследованном диапазоне температур торможения доля уноса в виде СО $\psi(CO)$ незначительна и изменяется в пределах от 10 до 0.8%.

С повышением температуры T_e увеличивается доля уноса в виде циана $\psi(CN)$, который, поступая в пограничный слой, диссоциирует, что приводит к увеличению диффузионного потока к стенке компоненты С и, следовательно, $\psi(C + C_2)$.

В области $6000 \leq T_e \leq 7000^\circ K$ увеличение $\psi(CN)$ и, следовательно, $|\psi(C + C_2)|$ особенно интенсивно. Поскольку скорость уноса существенно зависит от диффузионных свойств компонент и диффузионная способность атомарного углерода больше диффузионной способности циана, в этой области скорость уноса массы растет медленно.

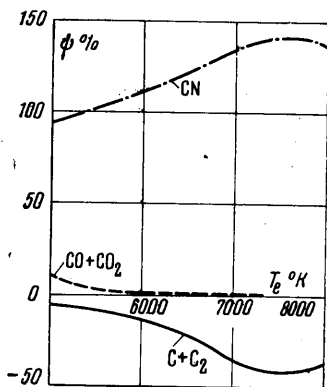


Фиг. 5

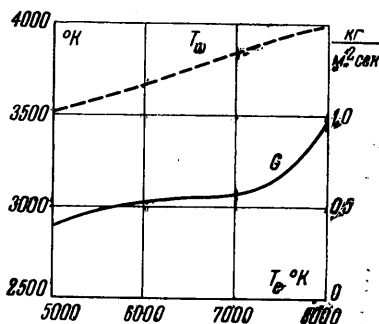
При дальнейшем повышении температуры значения $\psi(CN)$ и $|\psi(C + C_2)|$ сначала растут медленнее, а потом начинают падать. Следствием этого является резкое возрастание скорости уноса (см. фиг. 7).

Следует отметить, что в случае бинарной смеси $[D(ij) \equiv D(O - CO)]$ скорость уноса массы оказалась выше на $\sim 18\%$ по сравнению с многокомпонентной смесью, что объясняется уменьшением диффузионного потока к стенке паров углерода.

Профили концентраций элементов и компонент слабо зависят от давления: при изменении давления в четыре раза концентрация элемента углерода на стенке изменялась на 6%. При уменьшении давления незначительно растет концентрация C и CN. Температура поверхности при увеличении давления от 5 до 20 атм увеличивалась с 3567 до 3784° К. Скорость уноса массы при малых изменениях температуры поверхности и градиентов концентраций компонент приблизительно пропорциональна \sqrt{P} .



Фиг. 6



Фиг. 7

В работе [2] для тела из графита диаметром 14 мм и $\beta = 0.335$ при $T_e = 6000^\circ \text{K}$ и $P = 5 \text{ бар}$ были получены $T_w = 3700^\circ \text{K}$, $G = 0.37 \text{ кг/м}^2 \text{ сек}$

По методике, изложенной в данной работе, для тех же внешних условий при $\beta = 0.4$ значения температуры поверхности и скорости уноса массы составляют: $T_w = 3567^\circ \text{K}$, $G = 0.337 \text{ кг/м}^2 \text{ сек}$. К сожалению, различный характер внешних условий не позволяет провести сравнения полученных результатов с результатами работ [3,4].

В заключение автор благодарит Н. А. Анфимова за постоянное внимание к работе и ценные советы при ее выполнении, а также И. С. Епифановского — за плодотворное обсуждение результатов.

Поступило 10 V 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. А н ф и м о в Н. А. Ламинарный пограничный слой на химически активной поверхности. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 3, стр. 46.
2. А н ф и м о в Н. А. Горение графита в потоке воздуха при высоких температурах. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 5.
3. Щ е н н и к о в В. В. Расчет ламинарного пограничного слоя у сублимирующей поверхности. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1961, № 5.
4. А л е к с е е в Б. В. Ламинарный пограничный слой у сублимирующей поверхности. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1964, т. 4, № 3.
5. Сб. «Реакции углерода с газами» Изд. иностр. лит., 1963.
6. В г е w e r Z. Recent Determinations of the Vapor Pressure of graphite. J. Chem. Phys, 1952, vol. 20, No 4.
7. Л и з. Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций. Сб. Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций, Изд. иностр. лит., 1962, стр. 13.
8. А н ф и м о в Н. А. Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов. Изд-во АН СССР, 1962, № 1.
9. Г у р е в и ч Л. В. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Изд-во АН СССР, 1962.
10. Г и р ш ф е л ь д е р Дж., К е р т и с с Ч., Б е р д Р. Молекулярная теория газов и жидкости. Изд. иностр. лит., 1962.