

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ПОТОКА ГАЗА ОКОЛО ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

М. В. Ханни
(Москва)

Эрозионное разрушение материалов тесно связано с характером течения газа (жидкости) около их поверхности. Ниже рассматриваются течения потока газа около шероховатой поверхности и характер силового воздействия на материал, приводящего к эрозионному разрушению последнего.

1. Исходные положения. При обтекании потоком газа твердой поверхности в результате силового воздействия может происходить механическое разрушение материала и унос его в исходном состоянии, т. е. эрозия. Для изучения механизма эрозионного разрушения материалов необходимо знать характер силового воздействия потока газа на их поверхность. Исследование геометрии поверхности поликристаллических материалов таких, как, например графит, показало, что в результате эрозии она становится всегда шероховатой (исключением являются материалы, на поверхности которых образуется сплошная жидкая пленка). Характер течения газа около шероховатой поверхности имеет значение для исследования гидравлического сопротивления, теплообмена и других вопросов.

Известно [1], что у стенки имеют место пульсации скорости потока, носящие периодический характер в очень широком диапазоне изменения средней скорости потока u . Причем пульсации скорости происходят даже при весьма малых значениях чисел Рейнольдса R , т. е. и в области ламинарного движения. Зависимость частоты пульсаций ω от u по опытам дель-Нунцио [1] при малых значениях скорости, а значит и чисел R , хорошо аппроксимируется прямой линией. А так как эти опыты проводились в одной и той же трубе, то, следовательно, число Струхала S при малых числах R можно считать постоянным. Величина $S = 0.45$ была определена М. А. Великановым [1]. Из опытов дель-Нунцио и других исследователей может быть сделан вывод, что пульсации в потоке вызываются вихрями, периодически возникающими у стенки и отходящими от нее.

Шероховатые поверхности многих применяемых в практике поликристаллических материалов характеризуются высотой бугорков шероховатости порядка сотых долей мм, что практически исключает возможность непосредственного изучения течения газа в пределах таких неровностей. Поэтому проводить подобное исследование можно, лишь моделируя течение газа около шероховатой поверхности.

2. Условия моделирования. Известно, что в непосредственной близости от твердой поверхности профили скоростей в пограничном слое, независимо от характера течения (ламинарного или турбулентного), можно считать прямолинейными и всегда можно указать область около стенки, где числа Маха невелики, а изменение плотности и температуры можно пренебречь. Расчеты пограничного слоя показывают, что

размеры этих областей перекрывают высоту бугорков реальной шероховатости. Таким образом, течение вязкого газа в непосредственной близости от твердой поверхности можно приближенно считать течением вязкой несжимаемой жидкости, когда имеет место так называемое вязкостное течение, описываемое уравнениями Навье-Стокса без конвективных членов [2].

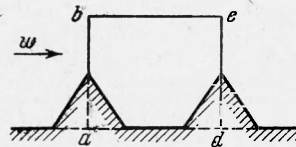
Исследование течения газа около шероховатой поверхности проводится в предположении, что подходящий к ней невозмущенный поток стационарен. Невозмущенным потоком назван поток, параметры которого определяются расчетным путем, не учитывающим влияние шероховатой поверхности. Стационарность этих параметров рассматривается как неизменность во времени средних значений действительных параметров потока, совпадающих с расчетными.

Известно, что поле скоростей и перепадов давления в потоке определяется граничным распределением скорости [2]. При этом ограничиваются заданием только профиля скорости на входном участке границы исследуемой области, где он является управляемым.

Таким образом, пространственную границу $abcd$ можно разбить на следующие характерные участки (фиг. 1): ab (или даже abc) — входной участок, где профиль скоростей управляемый; cd — выходной участок, профиль скоростей на котором одинаков (или почти одинаков) с профилем скоростей на участке ab ; da — участок, совпадающий с поверхностью твердой стенки, где выполняются условия прилипания.

При сделанных предположениях уравнения движения, неразрывности и граничные условия запишутся в виде

$$\rho \partial w / \partial t = - \text{grad } p + \mu \nabla^2 w, \text{ div } w = 0, w_{ab} = \psi(l_{ab}, w^*) \quad (2.1)$$



Фиг. 1

Здесь ρ — плотность, p — избыточное давление, w — вектор скорости, t — время, μ — коэффициент динамической вязкости, w^* — параметрическое значение скорости, l — радиус-вектор, ∇^2 — оператор Лапласа.

Введем масштабные преобразования

$$l = l_0 L, \quad l_{ab} = l_0 L_{ab}, \quad t = t_0 T, \quad w = w_0 W, \quad w^* = w_0 W^* \\ \mu = \mu_0 M, \quad p = p_0 P, \quad \rho = \rho_0 R$$

Уравнения и граничные условия приведутся к безразмерному виду

$$\left(\frac{\rho_0 w_0}{t_0}\right) R \left(\frac{\partial W}{\partial T}\right) = - \left(\frac{p_0}{l_0}\right) \text{grad } P + \frac{\mu_0 w_0}{l_0^2} M \nabla^2 W \\ \left(\frac{w_0}{l_0}\right) \text{div } W = 0, \quad w_0 W_{ab} = \psi(l_0 L_{ab}, w_0 W^*) \quad (2.2)$$

Отсюда получаем уравнения связи

$$\rho_0 w_0 / t_0 = p_0 / l_0 = \mu_0 w_0 / l_0^2 \quad (2.3)$$

Так как из числа размерных физических величин, входящих в дифференциальные уравнения и граничные условия, только три имеют независимую размерность, то для определения остальных через эти три надо иметь еще одно уравнение связи. В качестве третьего уравнения связи воспользуемся выражением избыточного давления через скоростной напор

$$p_0 = \rho_0 w_0^2 \quad (2.4)$$

Выберем произвольными три масштаба с независимыми размерностями:

l_0 — высота среднего бугорка шероховатости,
 w^* — скорость невозмущенного потока на этой высоте.

Тогда получим $W^* = 1$ и $M = 1$. Остальные масштабы и безразмерные величины будут выражаться через произвольные следующие образом:

$$\rho_0 = \frac{\mu w^*}{l_0}, \quad \rho_0 = \frac{\mu_0}{l_0 w^*}, \quad t_0 = \frac{l_0}{w^*}, \quad L = \frac{l}{l_0}, \quad L_{ab} = \frac{l_{ab}}{l_0}, \\ W = \frac{w}{w^*}, \quad R = \frac{\rho_0 w^*}{\mu} = R_0^*, \quad T = \frac{t w^*}{l_0} = \frac{1}{S_0^*}, \\ P = \frac{p l_0}{\mu w^*} = E R_0^*$$

Известно, что время, входящее в безразмерный комплекс S_0^* , представляет собой период колебаний. Поэтому под t будет в дальнейшем пониматься период пульсаций, могущих иметь место при течении газа (жидкости) около шероховатой поверхности.

Дифференциальные уравнения и граничные условия в безразмерном виде запишутся так:

$$R_0^* (\partial W / \partial T) = - \text{grad } P + \nabla^2 W, \quad \text{div } W = 0, \\ W_{ab} = \psi(L_{ab}) \quad (2.5)$$

Решение этих дифференциальных уравнений, удовлетворяющих граничным условиям, может быть представлено системой равенств

$$T = F_T(W, L, W_{ab}, R_0^*), \quad P = F_P(W, L, W_{ab}, R_0^*), \quad (2.6)$$

но $W = \psi(W_{ab}, L)$, поэтому

$$T = F_T(W_{ab}, L, R_0^*), \quad P = F_P(W_{ab}, L, R_0^*) \quad (2.7)$$

или в раскрытом виде

$$\frac{1}{S} = F_T\left(\frac{W_{ab}}{w^*}, \frac{l}{l_0}, R_0^*\right), \quad E R_0^* = F_P\left(\frac{W_{ab}}{w^*}, \frac{l}{l_0}, R_0^*\right) \quad (2.8)$$

Отсюда видно, что для осуществления подобия нужно обеспечить в модели и образце тождественно одинаковое распределение критериев: W_{ab} , L и R_0^* . При этом будет обеспечено тождественное равенство критериев T и P , т. е.

$$T_1 = T_2 \quad \text{или} \quad (S_0^*)_1 = (S_0^*)_2 \quad (2.9)$$

$$P_1 = P_2 \quad \text{или} \quad (E R_0^*)_1 = (E R_0^*)_2 \quad (2.10)$$



Фиг. 2

Здесь индексы 1 и 2 обозначают соответственно модель и образец.

Из (2.9) может быть получена связь между частотой пульсаций потока $\omega = 1/t$ в модели и образце

$$\omega_1 = \omega_2 \frac{(w^*/l_0)_1}{(w^*/l_0)_2} \quad (2.11)$$

Так как профиль скоростей невозмущенного потока около шероховатой поверхности может быть принят прямолинейным, то при соблюдении в модели прямолинейности профиля скоростей на входном участке границы обеспечивается тождественное равенство граничного распределения скоростей, т. е. $(W_{ab})_1 \equiv (W_{ab})_2$.

Вследствие этого в решении (2.7) может быть опущено безразмерное граничное задание скорости, и, следовательно,

$$T = F_r(L, R_0^*), P = F_p(L, R_0^*) \quad (2.12)$$

При прямолинейном профиле скоростей $w^*/l_0 = (dw/dy)_{y=0}$ выражение (2.11) преобразуется к виду

$$\omega_1 = \omega_2 \frac{(dw/dy)_{y=0}^1}{(dw/dy)_{y=0}^2}, \quad (2.13)$$

а частота пульсаций потока может быть определена по формуле

$$\omega = S_0^* (dw/dy)_{y=0} \quad (2.14)$$

В отношении моделирования течения газа около шероховатой поверхности необходимо отметить, что использованные дифференциальные уравнения и их решения, удовлетворяющие граничным условиям (2.12), справедливы для различных вязкостных режимов течения. Однако каждое из них существует вследствие автомодельности вязкостного течения в определенном диапазоне изменения чисел R_0^* . Поэтому, естественно, что числа R_0^* ползущего движения будут отличаться от чисел R_0^* , при которых имеет место ламинарное течение в трубе или течение в ламинарном подслое пограничного слоя. Следовательно, в модели течение жидкости или газа будет подобным течению в образце лишь в случае, если числа R_0^* будут находиться в диапазоне значений, при котором может иметь место данное вязкостное течение.

Возможности рассмотренного моделирования при прочих равных условиях будут, по-видимому, ограничиваться минимальными размерами шероховатостей, которые определяются такой высотой бугорков неровностей поверхности, меньше которой уравнения сплошной среды должны будут применяться с осторожностью или не смогут быть применены вообще, так как длина свободного пробега молекул может оказаться соизмеримой с линейными размерами шероховатостей.

3. Опыты на моделях. Моделирование течения газа около шероховатой поверхности на основании полученных соотношений (2.12) проводилось в гидротоме на моделях, геометрически подобной контуру сечения неровностей шероховатой поверхности графитовых моделей, принятых за образцы. Таким образом $L_1 = L_2$.

Модели шероховатости устанавливались около боковой стенки гидротомка на таком расстоянии от ее края, чтобы подходящий к ним поток воды был установившимся. Края моделей несколько выступали из воды.

Невозмущенный поток имел у стенки прямолинейный профиль скоростей, который предварительно определялся. Тем самым обеспечивалось равенство в модели и образце граничного распределения скорости потока, т. е. $(W_{ab})_1 = (W_{ab})_2$.

При этом размеры моделей и скорости невозмущенного потока на их высоте выбирались таким образом, чтобы числа $(R_0^*)_1$ были равны числам $(R_0^*)_2$.

Были проведены также эксперименты при числах $(R_0^*)_1$ меньших и больших $(R_0^*)_2$, при неизменном граничном распределении скорости невозмущенного потока. В этих экспериментах изменялась лишь высота моделей при соблюдении геометрического подобия. Кроме этого, были проведены эксперименты при неизменных линейных размерах моделей, но при различных по величине градиентах скорости невозмущенного потока на стенке. Числа $(R_0^*)_1$ изменялись в диапазоне $1 < (R_0^*)_1 < 2000$, а высота моделей l_0 — в пределах от 4 до 32 мм.

Во время экспериментов производилось фотографирование с длительной выдержкой и киносъемка течения воды около моделей. Поверхность воды визуализировалась алюминиевой пудрой.

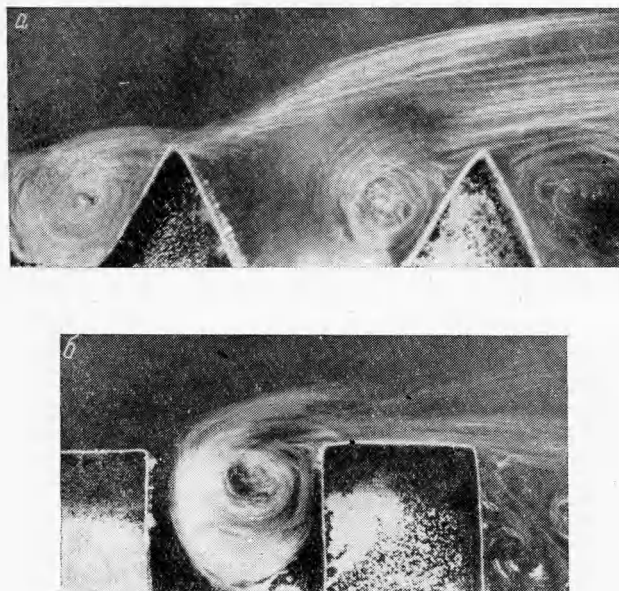
Характер движения жидкости около моделей шероховатости оказался аналогичным течению газа (жидкости) в срывных зонах [3-6].

Сущность его состоит в следующем: между внешним потоком и жидкостью во впадине модели вначале, по-видимому, возникает граница раздела, которая является неустойчивой, и вихрями, срывающимися с кромки передней (по потоку) стенки впадины, разрушается, превращаясь в вихревой слой раздела [7].

Как показывают эксперименты, жидкость во впадине приходит во вращательное движение, а внешние вихри, двигающиеся вдоль слоя раздела, периодически прони-

кают во впадину. При этом увеличивается количество находящейся там жидкости и в некоторый момент времени равновесие между ней и внешним потоком нарушается, слой раздела отрывается от задней (по потоку) стенки впадины и происходит выброс во внешний поток избытка массы. Затем равновесие восстанавливается, слой раздела снова замыкается на заднюю стенку впадины модели и весь цикл повторяется сначала.

Таким образом, было установлено, что течение жидкости во впадинах моделей шероховатости, а значит — и течение газа во впадинах неровностей шероховатой поверхности, является пульсирующим.



Фиг. 3

На фиг. 2 показаны кинокадры движения жидкости около одной из моделей шероховатости в течение периода пульсаций, а на фиг. 3 *a, б* приведены фотографии течения жидкости около некоторых моделей, испытанных в гидротомке.

В результате обработки экспериментов были определены частоты пульсаций во впадинах моделей и числа Струхалия. На фиг. 4 представлены в безразмерном виде точками 1, ..., 7 результаты испытаний в гидротомке моделей шероховатостей, профили которых указаны на фигуре, и графитовых моделей в высокотемпературных потоках аргона и воздуха.

Точки	1	2	3	4	5	6	7
ω	= 0.9	0.4—1.1	0.7	0.3—0.8	0.9	1.1	(0.6—3.8) 10^6 сек^{-1}

4. Анализ полученных результатов. Очевидно, что при пульсациях вихря во впадине происходит изменение параметров находящейся там жидкости (газа), в частности, изменение давления вдоль ее стенок [5,6]. Вследствие этого на бугорки шероховатости действуют периодически изменяющиеся силы давления, которые, по-видимому, и являются причиной эрозионного разрушения материалов.

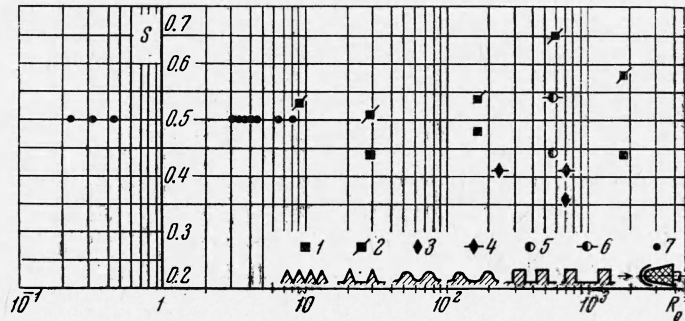
Из фиг. 4 видно, что числа Струхалия зависят от формы и относительных размеров неровностей и не зависят для данной шероховатости от числа Re^* , в тех пределах его изменения, которое имело место в экспериментах на гидротомке. Следовательно, для данного граничного распределения скоростей в геометрически подобных моделях частота пульсаций не должна зависеть от их размеров. Результаты экспериментов, проведенных на моделях разных размеров при постоянном граничном распределении скорости невозмущенного потока, подтверждают этот вывод. Эксперименты при разных градиентах скорости невозмущенного потока показали, что частота пульсаций прямо пропорциональна градиенту скорости, и, значит, полученное выше соотношение (2.14) выполняется.

Полученное в экспериментах подобие течений жидкости при разных числах Рейнольдса подтверждает наличие автомодельности вязкостного течения около неровно-

стей шероховатой поверхности по числу Рейнольдса. Поэтому для автомодельных режимов уравнения (2.12) еще более упростятся

$$T = F_T(L), P = F_P(L) \quad (4.1)$$

и подобие течений будет иметь место лишь при соблюдении геометрического подобия шероховатых поверхностей, прямолинейности граничного распределения скоростей и числах R_0^* , изменяющихся в диапазоне, обеспечивающем существование данного вязкостного режима течения.



Фиг. 4

Следует отметить, что зависимость частоты пульсаций во впадинах неровностей поверхности от градиента скорости невозмущенного потока имеет место не только в случаях внешнего обтекания потоком шероховатой поверхности, как, например, при обтекании конических графитовых моделей, а также и при обтекании внутренней поверхности трубки. Действительно, для течения газа по трубе, независимо от шероховатости ее стенок [8],

$$(dw/dy)_{y=0} = 1/8 \rho u^2 \lambda / \mu \quad (4.2)$$

где λ — коэффициент потерь на трение.

Для ламинарного течения в трубе диаметром d при $R = u d \rho / \mu$

$$\lambda = 64 R^{-1} \quad (4.3)$$

После подстановки в (4.2) выражений для λ и R получим

$$(dw/dy)_{y=0} = 8 u/d$$

и соответственно

$$\omega = 8 S_0^* u/d. \quad (4.4)$$

Таким образом видно, что частота пульсаций во впадинах неровностей стенки трубы может быть определена как по градиенту скорости невозмущенного потока на стенке, так и по u . Проверим это на опытах дель-Нунцио. [1]. В его экспериментах при малых значениях чисел R получено

$$\omega = 0.6 u \quad (4.5)$$

Найдем зависимость ω от u , используя формулу (4.4). Входящее в нее число Струхали равно

$$S_0^* = \omega l_0 / w^* \quad (4.6)$$

Выразим скорость w^* и высоту бугорка шероховатости l_0 соответственно через u и радиус трубки r . Профиль скоростей в трубке при ламинарном течении описывается параболой Пуазейля

$$w = w_0 (1 - a^2/r^2) \quad (4.7)$$

Здесь $w_0 = 2u$ — максимальная скорость потока [8], a — модуль радиуса-вектора точек окружности в плоскости сечения, где скорость потока равна w .

Отсюда

$$w^* = 2u [1 - (r - l_0)^2/r^2] \quad (4.8)$$

или, пренебрегая величиной l_0^2/r^2 по сравнению с $2l_0/r$,

$$w^* = 2u (2l_0/r - l_0^2/r^2) \approx (4l_0/r)u \quad (4.9)$$

Подставив (4.9) в (4.6), получим соотношение между числами S_0^* , характеризующими частоту пульсаций потока во впадинах шероховатой поверхности или неровностей стенки и числами Струхали S

$$S_0^* = 1/4 S \quad (4.10)$$

Используя (4.10), преобразуем (4.4) в выражение, связывающее ω и u

$$\omega = 2 Su/d \quad (4.11)$$

В опытах дель-Нунцио $S = 0.45$, а $d = 1.5$ см, следовательно,

$$\omega = 0.6 u$$

т. е. та же зависимость, что и (4.5).

Из результатов экспериментов, приведенных на фиг. 4, следует, что частота пульсаций около неровностей с менее острыми краями характеризуется меньшими числами Струхала S_0^* . В опытах дель-Нунцио $S_0^* = 0.11$, что указывает на достаточно гладкую поверхность эбонитовой трубки, использовавшейся в этих опытах.

Так как модели шероховатостей, испытывавшиеся в гидротомке, подобны характерным неровностям поверхности графитовых моделей, то можно считать, что наиболее вероятные значения чисел Струхала для этих неровностей будут находиться в диапазоне их изменения, полученном в экспериментах на гидротомке, т. е. $S_0^* = 0.45$ — 0.55 , а частота пульсаций может определяться по формуле (2.14). Определение частоты пульсаций потока газа в экспериментах с графитовыми моделями, представляющих собой возмущающие колебания по отношению к отдельным зернам, выступающим над поверхностью моделей и образующих их шероховатость, проведенное в предположении равенства частоты этих пульсаций частоте собственных колебаний отдельных зерен, дало число $S_0^* = 0.5$ (фиг. 4).

Автор благодарит Г. И. Петрова за внимание к работе.

Поступила 26 XI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Великанов М. А. Динамика русловых потоков. Гидрометеоздат, 1946.
2. Эйгенсон Л. Г. Моделирование. Изд. «Наука», 1952.
3. Морозов М. Г., Ершенико В. М., Петров Ю. Н. Течение в застойных зонах на поверхности тел, обдуваемых сверхзвуковым потоком воздуха. Сб. Физическая газодинамика и теплообмен. Изд-во АН СССР, 1961.
4. Кутателадзе С. С. и др. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Изд. СО АН СССР, 1964.
5. Kawaguti M. Numerical solution of the Navier-Stokes. Equation of the flow in two dimensional cavity. J. Phys. Japan, 1961, vol. 16, No. 11.
6. Charwat A. F., Dewey C. F., Jr., Roos Y. N., Hitz Y. A. An Investigation of Separated Flows. J. Aerospace Sci., 1961, vol. 28, No. 6, 7.
7. Прандтль Л. Газодинамика. Изд-во иностран. лит., 1949.
8. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. Физматгиз, 1959.

О ПОВЕДЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ТРЕНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ СЖИМАЕМОГО ГАЗА В ТРУБАХ ПРИ ОЧЕНЬ БОЛЬШИХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ГРАДИЕНТАХ ДАВЛЕНИЯ

М. М. Назарчук, В. Н. Панченко

(Киев)

В работе показано, что при достаточно больших отрицательных градиентах давления коэффициент трения должен возрастать, независимо от того, будет или не будет происходить «ламинаризация» потока.

Обозначения

ζ — коэффициент трения;	U_* — предельная скорость;
M — число Маха;	w — скорость одномерного потока;
λ — коэффициент скорости;	u — продольная составляющая скорости;
τ — напряжение трения;	v — поперечная составляющая скорости;
p — давление;	x — продольная координата;
R — число Рейнольдса;	y — поперечная координата;
S — энтропия;	D — диаметр трубы;
k — показатель изоэнтропы;	r — радиус трубы;
T — термодинамическая температура;	μ — динамическая вязкость;
θ — температура торможения;	ν — кинематическая вязкость;
ω — степень заполненности профиля скоростей;	ρ — плотность.