

**МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 2 · 1979**

УДК 532.526.4

**ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ
С ОТСОСОМ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ**

Э. П. ВОЛЧКОВ, Е. И. СИНАЙКО, В. И. ТЕРЕХОВ

(*Новосибирск*)

Отсасывание пограничного слоя является одним из эффективных методов интенсификации тепломассообмена и управления пограничным слоем. Исследования пограничного слоя со вдувом в последнее время проводятся весьма интенсивно, влияние же отсоса на тепломассообмен в турбулентном пограничном слое изучено гораздо слабее. При этом все известные экспериментальные работы [1-5] проведены в условиях, близких к изотермическим. В этих условиях имеющиеся теории [6-9] достаточно хорошо описывают эксперимент.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется влияние равномерного отсоса на тепломассообмен в неизотермическом турбулентном пограничном слое при наличии химических реакций на поверхности.

1. Предельный относительный закон тепломассообмена и трения при отсосе пограничного слоя. Предлагаемый анализ тепломассообмена и трения при отсосе турбулентного пограничного слоя в неизотермических условиях основан на асимптотической теории [8]. При обтекании проницаемой поверхности относительная функция тепломассообмена и трения может быть записана в виде

$$(1.1) \quad \Psi = \left[\int_0^1 \frac{d\omega}{\gamma(1+b_1\omega)[\psi-(\psi-1)\omega]} \right]^2, \quad \Psi = \left(\frac{St}{St_0} \right)_{Re^{**}}$$

Здесь St_0 — коэффициент теплообмена в стандартных условиях (дозвуковой, изотермический поток на непроницаемой пластине), $B_1 = J_\omega / \rho_+ w_+$, St — параметр проницаемости, $\psi = T_\omega / T_+$ — фактор неизотермичности, $\omega = w/w_+$ — безразмерная скорость.

В случае отсоса ($b_1 < 0$) из (1.1) получаем следующие формулы для определения относительных коэффициентов тепломассообмена и трения:

$$(1.2) \quad \Psi = \frac{4}{(\psi-1)b_1} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b_1}{(\psi-1)(b_1+1)}} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b_1\psi}{\psi-1}} \right]^2 \quad (\psi < 1)$$

$$(1.3) \quad \Psi = \frac{4}{(1-\psi)b_1} \left[\ln \frac{\sqrt{(\psi-1)(1+b_1)} - \sqrt{-b_1}}{\sqrt{(1-\psi)b_1} - \sqrt{-b_1\psi}} \right]^2 \\ \left(\psi > 1, \quad b_1 \neq \frac{1-\psi}{\psi} \right)$$

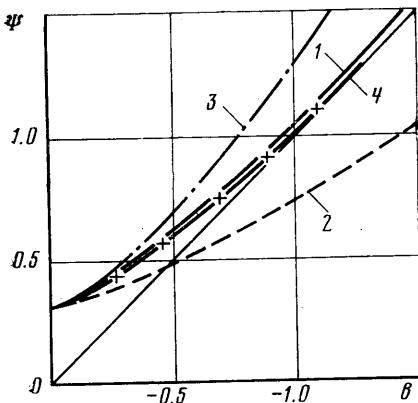
$$(1.4) \quad \Psi = \frac{4 \ln^2 \sqrt{\psi}}{b_1(1-\psi)} \quad \left(b_1 = \frac{1-\psi}{\psi} \right)$$

Для изотермических условий ($\psi=1$) интегрирование (1.1) дает известную формулу [8]

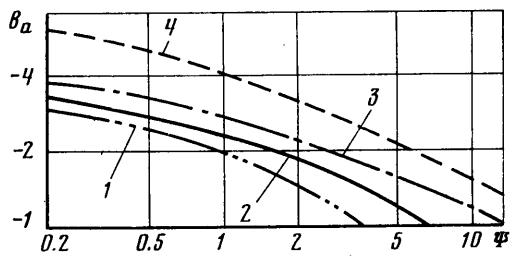
$$(1.5) \quad \Psi = \left(1 - \frac{b}{4} \right)^2, \quad b = \frac{J_w}{\rho_+ w_+ St_0}$$

Здесь b — параметр отсоса.

В режиме асимптотического отсасывания профили скорости и температур становятся автомодельными по длине x , как следствие, $Re^{**}=\text{const}$,



Фиг. 1



Фиг. 2

$St=\text{const}$. Этот режим достигается, как это следует из интегрального соотношения импульсов, при $\Psi=-b_a$ и $b_1=-1$. Интегрирование (1.1) при этих условиях дает выражения для асимптотического параметра отсоса

$$(1.6) \quad \psi < 1, \quad b_a = \frac{1}{\psi-1} \left[\frac{\pi}{2} + \arcsin(1-2\psi) \right]^2$$

$$(1.7) \quad \psi > 1, \quad b_a = \frac{4}{1-\psi} [\ln(\sqrt{\psi}-\sqrt{\psi-1})]^2$$

Результаты расчета относительного коэффициента тепломассообмена и трения в неизотермических условиях ($\psi=7$) в зависимости от параметра отсоса приводятся на фиг. 1. Прямая, идущая от нуля под углом 45° , соответствует асимптотическому отсосу; сплошная линия 1 рассчитана по полученной формуле (1.3)

Следует отметить, что во всех исследованных ранее случаях со вдувом хорошее совпадение с полученными зависимостями давала аппроксимационная формула [8]

$$(1.8) \quad \Psi = \Psi_t \Psi_b, \quad \Psi_t = 4(\sqrt{\psi}+1)^{-2}, \quad \Psi_b = \left(1 - \frac{b}{b_*} \right)^2$$

Эта формула позволяет в явном виде выделить влияние отдельных факторов: неизотермичности, сжимаемости, вдува и др. Это значительно облегчало анализ процессов тепломассообмена и трения в этих условиях и их экспериментальную проверку. На фиг. 1 приведены результаты расчета по аппроксимационной формуле (1.8). При этом в качестве b_* принимались как асимптотические параметры отсоса (1.7) (кривая 2), так и кри-

тические параметры вдува [8] (кривая 3). Как видно из приведенного графика при отсосе неизотермического пограничного слоя такая аппроксимация не работает. Функция тепломассообмена и трения при отсосе (1.2)–(1.4) хорошо описывается аппроксимационным выражением вида

$$(1.9) \quad \Psi = \Psi_t \left[1 + \left(\sqrt{\frac{-b_a}{\Psi_t}} - 1 \right) \frac{b}{b_a} \right]^2$$

Расчет по формуле (1.9) нанесен на фиг. 1 (кривая 4).

2. Турбулентный пограничный слой с отсосом при конечных числах Рейнольдса. Влияние конечности числа Рейнольдса на функцию тепломассообмена и трения при вдуве учитывается через критический параметр проницаемости [8]. Эту зависимость нельзя перенести на случай отсоса, так как коэффициент тепломассообмена в таком пограничном слое, как это было показано выше, не является функцией b_* .

Для анализа влияния числа Re запишем закон трения с учетом ламинарного подслоя [8]

$$(2.1) \quad \Psi^{1/2} = \int_{\omega_1}^1 \left(\frac{\rho \tau_0}{\tau} \right)^{1/2} d\omega / \int_{\xi_1}^1 \left(\frac{C f_0}{2} \right)^{1/2} \frac{d\xi}{l}$$

Здесь ξ_1 и ω_1 — относительная толщина вязкого подслоя и безразмерная скорость на его границе.

Принимаем, что длина пути смешения консервативна к возмущающим факторам $l = \kappa \xi \sqrt{\tau_0}$. Для определения толщины и скорости на границе ламинарного подслоя воспользуемся критерием его устойчивости и профилем скорости в непосредственной окрестности стенки

$$(2.2) \quad \frac{y_1 w_1}{v} = \eta_1^2 \quad \text{или} \quad \xi_1 = \frac{\eta_1^2 \delta_1^{**}}{\omega_1 Re^{**}}$$

$$(2.3) \quad \omega = \frac{\Psi}{b} \left[\exp \left(\frac{b C f_0 Re^{**} \xi}{2 \delta_1^{**}} \right) - 1 \right]$$

$$(2.4) \quad \delta_1^{**} = \frac{\delta_r^{**}}{\delta} = \int_0^1 \rho \omega (1-\omega) d\xi$$

Здесь δ_1^{**} — относительная толщина потери импульса.

Профиль скорости в турбулентном ядре потока, необходимый для вычисления толщины потери импульса δ^{**} , описывается выражением

$$(2.5) \quad \int_{\omega} \left(\frac{\rho \tau_0}{\tau} \right)^{1/2} d\omega = \sqrt{\Psi} (1 - \omega_0), \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{C f_0}{2}} \frac{\ln \xi}{\kappa}$$

Здесь ω_0 — распределение скорости в турбулентном пограничном слое в стандартных условиях.

Система уравнений (2.1)–(2.5) решалась методом последовательных приближений в широком диапазоне чисел Рейнольдса. В качестве первого приближения принимались значения, полученные из предельных формул (1.2)–(1.4) при $Re \rightarrow \infty$.

На фиг. 2 показано влияние числа Рейнольдса на величину асимптотического параметра проницаемости при различных температурных фак-

торах. Кривые 1–4 на этом графике рассчитаны при числах Рейнольдса, равных 10^3 , 10^4 , 10^6 и $Re \rightarrow \infty$ соответственно. Видно, что в области практических чисел Рейнольдса асимптотическое отсасывание достигается при значительно (~ 2 раза) меньших параметрах отсоса по сравнению с предельным случаем. Результаты расчета при $Re^{**} < 10^5$ и $0.2 < \psi < 10$ хорошо аппроксимируются следующей формулой:

$$(2.6) \quad b_a = b_{a\infty} [1 - (Re^{**})^{-0.09}]$$

3. Тепломассообмен на реагирующей поверхности с отсосом. Рассмотрим процесс выгорания пористой графитовой поверхности при обтекании ее воздушным потоком. Через графитовую стенку осуществляется равномерное отсасывание пограничного слоя.

Интегральное соотношение диффузии пограничного слоя на проницаемой поверхности имеет следующий вид [8]:

$$(3.1) \quad \frac{d Re^{**}}{dx} + \frac{Re^{**} d(\Delta k)}{\Delta k dx} - \frac{J_w}{\rho_+ w_+} Re_L = \frac{\rho D (\partial k / \partial y)_w Re_L}{\rho_+ w_+ \Delta k} = St Re_L$$

Здесь J_w — суммарный поперечный поток вещества на стенке, определяемый как химической эрозией, так и отсосом газа через поверхность: $\Delta k = (k)_w - (k)_+$, где k — обобщенная концентрация i -го элемента; $Re_L = \rho_+ w_+ L / \mu_+$; St — диффузионное число Стантона; Re^{**} — число Рейнольдса, построенное по толщине потери массы.

Для решения уравнения диффузии (3.1) необходимо вначале найти распределение Δk и J_w по длине реагирующей поверхности в зависимости от интенсивности отсоса.

Если реакции на стенке идут в диффузионной области, то из пограничного слоя отсасываются продукты реакции (окись углерода) и инертный азот, имеющийся в ядре потока; часть же продуктов реакции дифундирует в пограничный слой. Интенсивность выгорания стенки в этом случае можно выразить следующим образом:

$$(J_c)_w = J_c - \frac{12}{28} (J_o - J_N)$$

Здесь $(J_c)_w$ — результирующий поток углерода на стенке; J_c — поток за счет химической эрозии (выгорания); $\frac{12}{28} (J_o - J_N)$ — поток углерода через стенку, вызванный отсосом. Из уравнения диффузии, записанного для условий на стенке для отдельных компонент смеси

$$J_w = J_w(k)_w - \rho D (\partial k / \partial y)_w$$

с учетом стехиометрического соотношения можно получить следующие выражения для параметра проницаемости и концентрации компонент на реагирующей стенке:

$$b_{1c} = \frac{J_c}{\rho_+ w_+ St} = 0.75 (k_0)_+, \quad (k_c)_w = \frac{3 (k_0)_+}{3 (k_0)_+ + 4},$$

$$(k_o)_w = \frac{4 (k_0)_+}{3 (k_0)_+ + 4}, \quad (k_N)_w = \frac{4 [1 - (k_0)_+]}{3 (k_0)_+ + 4}$$

Параметр проницаемости b_{1c} , определяющий интенсивность химической эрозии поверхности, как и при вдуве инертного газа через реагирующую поверхность, имеет постоянное значение и определяется окислительным

потенциалом ядра потока. Концентрации отдельных элементов на стенке также постоянны и не зависят в отличие от случая вдувания от интенсивности отсоса.

Закон тепломассообмена примем в степенной форме [8]

$$(3.2) \quad St = \Psi St_0 = A Re^{**-m} Sc^{m-1} \left(\frac{\mu_w}{\mu_+} \right)^m \Psi$$

При $Re^{**} < 10^4$, $A = 0.0128$ и $m = 0.25$, $Sc = D/a$ — число Шмидта. Тогда из интегрального соотношения диффузии (3.1) можно найти распределение диффузационного числа Рейнольдса по длине поверхности

$$(3.3) \quad Re^{**} = \frac{A (1+m)^{-(1+m)}}{\Delta k} \times \\ \times \left[\int_0^x Re_L (1+b_1) \Delta k^{m+1} Sc^{m-1} \left(\frac{\mu_w}{\mu_+} \right)^m dx \right]^{1/(1+m)}$$

При отсосе по закону $b = \text{const}$ и при постоянном значении окислительного потенциала ядра потока по длине из (3.3) получим

$$(3.4) \quad Re^{**} = 0.0364 Re_x^{0.8} (\Psi + b)^{0.8} Sc^{-0.6} \left(\frac{\mu_w}{\mu_+} \right)^{0.2}$$

Совместное решение (3.2) и (3.4) дает расчетную зависимость для коэффициента тепломассообмена

$$(3.5) \quad St = 0.029 Re_x^{-0.2} (1+b_1)^{-0.2} \Psi^{0.8} Sc^{-0.6} \left(\frac{\mu_w}{\mu_+} \right)^{0.2}$$

Интенсивность выгорания поверхности можно определить по следующей формуле:

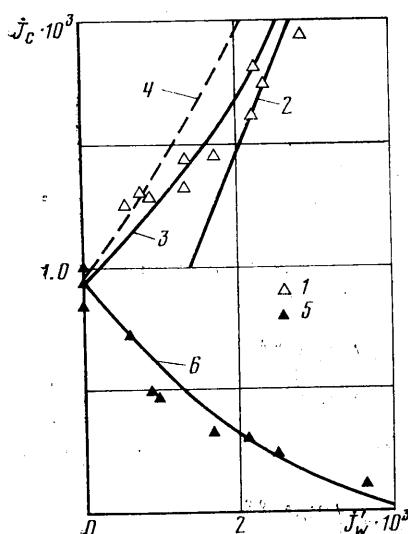
$$(3.6) \quad J_c = 0.75 (k_0)_{+\rho_+ w_+} St$$

Не представляет принципиальных затруднений распространение данного метода расчета на другие случаи химического взаимодействия поверхности с потоком газа при отсосе пограничного слоя. При этом в соответствии с протекающими реакциями изменяются параметр проницаемости b_{1c} и концентрации компонент на реагирующей стенке.

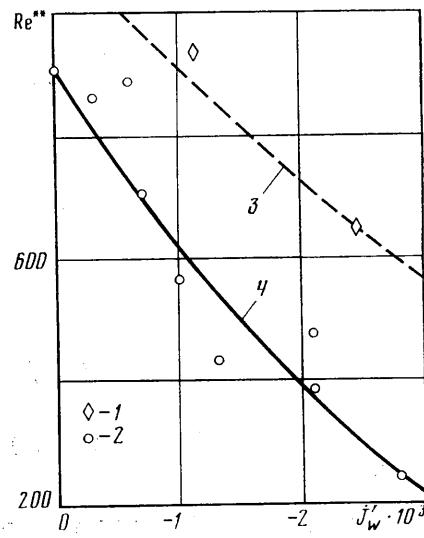
4. Экспериментальное исследование выгорания графитового канала с отсосом. Опыты проводились на газодинамическом стенде с высокочастотным нагревом графитового образца [10, 11]. Стенка пористого графитового канала (внутренний диаметр 41 мм, $x/D=4.5$, толщина стенки 9 мм, пористость 50%) разогревалась до температуры $T_w = 2000 - 2200^\circ\text{K}$; через канал продувалась смесь воздуха с азотом (K_0) ≈ 0.1 с температурой $T_+ \approx 290^\circ\text{K}$, что соответствовало фактору неизотермичности $\psi \approx 7.5$. Число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру канала, в опытах составляло $Re_1 = 2 \cdot 10^5$. Отсос пограничного слоя осуществлялся за счет перепада давления внутри (до 5 бар) и вне образца. Избыточное давление внутри канала создавалось поджатием потока сменными сверхзвуковыми соплами, стоящими на выходе из рабочего участка; относительная массовая скорость отсоса составляла $J_0/\rho_+ w_+ = 0.3 \cdot 10^{-3}$.

Методика проведения опытов аналогична изложенной в работах [10, 11]. Локальный унос графита измерялся на компараторе по разности диаметров канала до и после опыта. Экспериментальная величина интенсивности выгорания определялась следующим образом: $J_c = \rho_g (d_k - d_H) / 2\tau$, ρ_g — плотность графита, τ — длительность эксперимента.

Опытные данные по отсосу пограничного слоя, обработанные в виде зависимости интенсивности выгорания $J'_c = J_c / [\rho_+ w_+(k_0)_+]$ от относительной массовой скорости поперечного потока вещества на стенке $J_w = J_w / \rho_+ w_+$, для сечения $x=0.05$ м изображены на фиг. 3 (точки 1). Линия 2 соответствует режиму асимптотических отсосов. Сопоставление опытных данных с результатами расчета, проделанного по изложенной методике (формулы (3.3)–(3.6)), свидетельствуют о том, что расчет при конечном ($Re^{**}=500$) числе Рейнольдса (кривая 3), лучше коррелирует с результатами опытов, чем в предельном ($Re \rightarrow \infty$) случае (кривая 4).



Фиг. 3



Фиг. 4

Здесь же приведены результаты опытов (точки 5 и расчет 6) по пористому вдуву азота в реагирующий графитовый канал [1]. Видно, что поперечный поток вещества существенно влияет на скорость эрозии стенки, которая изменяется от нуля в режиме оттеснения пограничного слоя до $J_c / \rho_+ w_+(k_0)_+ = 2 \cdot 10^{-3}$ в области асимптотических отсосов.

Опытное значение диффузионного числа Рейнольдса определялось по формуле

$$(4.1) \quad Re^{**} = \frac{\int_0^x [J_c - J_o(k_c)_w] dx}{(k_c)_w \mu_+}$$

которую можно получить из интегрального соотношения диффузии (3.1), записанного для материала стенки (углерода). Эта зависимость отличается от соответствующего выражения при вдуве инертного газа наличием члена $J_o(k_c)_w$, режим асимптотического отсасывания достигается при $J_c = J_o(k_c)_w$.

На фиг. 4 показано влияние интенсивности отсоса при различных факторах неизотермичности на величину числа Рейнольдса, построенного по толщине потери массы или энергии, при фиксированном числе $Re_x = 2 \cdot 10^6$. Верхние точки 1 получены при исследовании теплообмена в условиях, близких к изотермическим [2], нижние 2 – результаты, полученные в дан-

ной работе при факторе неизотермичности $\psi \approx 7.5$ в выгорающем канале с отсосом; кривые 3 и 4 — расчет по полученным формулам (1.9), (2.6), (3.4). Видно, что с увеличением отсоса число Re^{**} резко падает, что объясняется большой заполненностью профилей скорости, температуры и концентрации; температурный фактор приводит к значительному снижению диффузионного числа Рейнольдса.

По замеренным параметрам в ядре потока и интенсивности уноса массы поверхности можно найти экспериментальное значение диффузионного числа Стантона $St = J_w / \rho_w w + b_{1c}$.

Результаты опытов, обработанные в виде зависимости относительного коэффициента тепломассообмена $\Psi_x = (St/St_0)$ при $Re_x = idem$ от параметра отсоса газа $b = f_w / \rho_w w + St_0$, приведены

на фиг. 5. Коэффициент массообмена в стандартных условиях St_0 определялся по формуле (3.5) при $\Psi = 1$. Опытные точки на этом графике получены при практически постоянном числе Рейнольдса $Re_x \approx 4 \cdot 10^5$. Кривая 1 рассчитывалась для предельного случая $Re \rightarrow \infty$ и $\psi = 7.5$ по формуле (1.3), а теоретическая зависимость 2 определялась при конечном числе Рейнольдса $Re^{**} = 500$ при том же факторе неизотермичности по формулам (1.9) и (2.6). Поскольку в выражениях (1.3) и (1.9) значения относительного коэффициента тепломассообмена получены при $Re^{**} = idem$, то пересчет этих коэффициентов и параметров проницаемости для $Re_x = idem$ производился по следующим формулам [8]

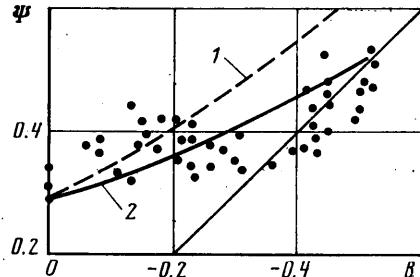
$$\Psi_x = \Psi / (\Psi + b)^{0.2}, \quad b_x = b / (\Psi + b)^{0.2}$$

Из фиг. 5 следует, что отсасывание неизотермического пограничного слоя вызывает интенсификацию процессов тепломассопереноса: в области асимптотических отсосов коэффициент тепломассообмена возрастает \sim в 2 раза по сравнению со случаем течения без отсоса. Коэффициенты тепломассообмена при отсосе квазизотермического турбулентного пограничного слоя, как это показывает сопоставление с результатами экспериментов [1÷5] в 2÷3 раза выше, чем в неизотермических ($\psi = 7.5$) условиях. Коэффициенты тепломассообмена в неизотермических условиях ($\psi = 7.5$) снижаются в 2÷3 раза по сравнению с отсосом в квазизотермических условиях.

Поступила 26 IV 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Mickley H. S., Ross R. C., Squyers A. L., Stewart W. E. Heat, mass and momentum transfer for flow over a flat plate with blowing or suction. NACA, TN, 1954, No. 3208.
2. Moffat R. I., Kays W. M. The turbulent boundary layer on a porous plate: experimental heat transfer with uniform blowing and suction. Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1968, vol. 11, No. 10.
3. Aggarwal J. K., Hollingsworth M. A. Heat transfer for turbulent flow with suction in a porous tube. Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1973, vol. 16, No. 3.
4. Романенко П. Н., Китаев В. З. Влияние отсасывания воздуха из пограничного слоя на трение и теплообмен. В сб. «Машины и механизмы лесной промышленности». М., 1967, Моск. лесотехн. ин-т. Сб. работ, вып. 18.
5. Бобе Л. С., Малышев Д. Д. К расчету конденсации пара при поперечном обтекании труб парогазовой смесью. Теплоэнергетика, 1971, № 12.
6. Dorrance W. H., Dore F. J. The effect of mass transfer on the compressible turbulent boundary-layer skin friction and heat transfer. J. Aeronaut. Sci. 1954, vol. 21, No. 6.



Фиг. 5

7. Мотулевич В. П. Турбулентный тепло- и массообмен на пластине при пористом отсосе и подаче различных газов. Инж.-физ. ж., 1963, № 1.
8. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентности пограничном слое. М., «Энергия», 1972.
9. Kinney R. B., Sparrow E. M. Turbulent flow, heat transfer and mass transfer in a tube with surface suction. Trans. ASME, Ser. C, J. Heat Transfer, 1970, vol. 92, No. 2. (Рус. перев.: Турбулентное течение, тепло- и массообмен в трубе с поверхностным отсосом. Тр. Америк. об-ва инж.-механ. Сер. С, Теплопередача, 1970, т. 92, № 2).
10. Леонтьев А. И., Волчков Э. П., Зауличный Е. Г., Синайко Е. И. Экспериментальное определение скорости уноса графита в условиях существенной неизотермичности. Физика горения и взрыва, 1967, т. 3, № 2.
11. Волчков Э. П., Никитин П. В. Выгорание графитовой поверхности при вдуве через нее инертного газа. Физика горения и взрыва, 1973, т. 9, № 3.