

К АНАЛИЗУ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ ПО ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСУ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Б. Ф. Бояршинов

Институт теплофизики СО РАН, 630090 Новосибирск

На основе анализа опытных данных по тепло- и массообмену показано, что в переходной области течения интенсивность процессов переноса может изменяться дискретно, кратно интенсивности в ламинарном пограничном слое. В рассмотренных случаях эта закономерность прослеживается до чисел Рейнольдса $Re_x \approx 10^7$. Она проявляется не только при отсутствии химических превращений, но и при гетерогенном, а также газофазном горении. Развитие тепло- и массообмена рассматривается как последовательный переход от одного уровня интенсивности к другому. Наличие дискретных уровней объясняется присутствием стоячей волны в окрестности ламинарно-турбулентного перехода.

При изучении внутрикамерных процессов исследователи часто сталкиваются с нетрадиционным проявлением закономерностей переноса тепла и вещества. Оно выражается в том, что полученные опытные данные имеют значительный разброс и не описываются известными соотношениями для ламинарного и турбулентного пограничных слоев.

Это относится, например, к результатам исследования теплообмена на внутренней поверхности конического сопла Лавала [1]. Данные, полученные для одних и тех же условий, отражают отсутствие однозначной связи между коэффициентами теплоотдачи $\alpha = q_w / \Delta T$ (q_w — тепловой поток на стенке, ΔT — перепад температур) и критериями, характеризующими режим течения, например числом Рейнольдса $Re_x = U_0 x / \nu_0$, где U_0 — скорость в ядре потока, x — продольная координата, ν_0 — кинематическая вязкость. В [1] обнаружено, что в произвольном сечении $\bar{x} = x / r_{cr}$ (r_{cr} — радиус критического сечения) на контрольном участке образующей сопла существует вполне определенная связь между величинами α_n^2 ($n = 1, 2, 3 \dots$): все они кратны минимальной из них, т. е. α_1^2 . Расщепление уровней теплообмена рассматривается как результат взаимодействия сильного акустического поля с турбулентным пограничным слоем в сверхзвуковом канале. Однако в [1] не определена величина α_1 , т. е. не определены уровни теплообмена.

В опытных данных по тепло- и массообмену в химически реагирующих пограничных слоях также отмечается ряд особенностей. Они наиболее ярко проявляются при горении

в узких каналах, для которых характерно наличие продольного отрицательного градиента давления, вызывающего ускорение ядра потока. В отсутствие горения ускорение, величина которого обычно определяется параметром $K = (\nu_0 / U_0^2)(dU_0/dx)$, приводит к ламинаризации течения и снижению интенсивности теплообмена [2]. Известно также [3], что при горении в неускоренном пограничном слое степень турбулентности снижается. Но когда присутствуют оба фактора (ламинаризация вследствие горения и ускорение) интенсивность массопереноса не только не снижается, но возрастает в несколько раз по сравнению со случаем без ускорения [4].

Возрастание потоков вещества на стенке сопровождается деформацией профилей температур и скорости, при этом уровень скорости в зоне горения может вдвое превышать ее значение в ядре потока. Увеличение градиентов скорости и температур в этих опытах связано с ростом скорости уноса массы и поэтому не может объяснить причину интенсификации массообмена. Пониженный уровень турбулентности в опытах с горением заставил обратить внимание на переходный режим течения, рассмотреть особенности его проявления без горения на той же экспериментальной установке, на которой были проведены опыты с горением.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы на основе анализа опытных данных для различных процессов переноса в переходном режиме течения установить закономерность в их поведении: показать применимость полученных выводов для описания расслоения резуль-

татов экспериментов по тепло- и массообмену, в том числе и при горении в ускоренном пограничном слое.

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальная установка описана в [3]. Это аэродинамическая труба прямоугольного сечения $100 \times 100 \text{ мм}^2$. Ее горизонтальный рабочий участок, примыкающий к конфузору, образован пористыми пластинами и боковыми прозрачными кварцевыми окнами. В некоторых опытах использовалась верхняя гибкая стенка для изменения формы канала, длина пористого массообменного участка увеличивалась до 520 мм и не использовался стабилизатор пламени: сопряжение с конфузуром оставалось плавным. В экспериментах с газофазным горением в пограничном слое стабилизатор (уступ высотой 3 мм на входе в канал) присутствовал всегда. Диапазон скорости воздушного потока составлял $U_0 = 2 \div 58 \text{ м/с}$. В опытах по массообмену измерялась температура влажной поверхности пористых пластин, исходя из которой по кривой насыщения определяли концентрацию этанола на стенке C_w . Поток вещества j_w измеряли (с точностью $\pm 5\%$) по изменению объема испарившейся за время эксперимента жидкости.

В опытах без горения профили продольной скорости получены с шагом по продольной координате 20 мм при измерении скоростного напора трубкой Пито (поперечный размер ее наконечника 0,15 мм), а также термоанемометром DISA с одноточечным зондом. Из анализа этих данных установлено, что при отсутствии стабилизатора пламени на входе в рабочий участок профили скорости соответствуют ламинарному, а на выходе из него — турбулентному пограничному слою, т. е. практически во всем исследованном диапазоне скоростей область ламинарно-турбулентного перехода находится в пределах рабочего участка. Об этом также можно судить по изменению интегральных толщин пограничного слоя, формпараметра и степени турбулентности.

Опытные данные по массопереносу как в случае с горением, так и без него обрабатывали в виде зависимости чисел Стентона $St_d = j_w / \rho_0 U_0 C_w$ от числа Рейнольдса $Re_x = U_0 x / \nu_0$ или от числа Рейнольдса по толщине потери вещества $Re^{**} = \sum j_w \Delta x / \mu_0 C_w$. Здесь Δx — продольный размер пористой пластины, который составлял 40 либо 80 мм; μ_0 — динамиче-

ская вязкость; j_w — поток вещества. Уровень концентрации этанола на стенке в опытах без горения $C_w = 0,03$, с горением — $C_w = 0,8$.

МАССОПЕРЕНОС БЕЗ ГОРЕНИЯ

На рис. 1 показаны результаты опытов по массопереносу при испарении этанола без горения в переходном режиме течения (при отсутствии стабилизатора пламени). Разброс данных значительно превосходит точность определения величины St_d , которая была не хуже 15%. Чтобы оценить степень этого расслоения точек, был использован параметр

$$\psi_p = (St_d / St_0)_{Re_x}, \quad (1)$$

соответствующий отношению интенсивности массообмена к ее минимально возможному значению. В качестве St_0 использовалась интенсивность в «стандартном» ламинарном пограничном слое, от которой начинается развитие массопереноса, т. е. относящаяся к случаю обтекания плоской пластины однородным воздушным потоком, когда разность концентраций в ядре и на стенке мала.

Формула (1) соответствует сравнению чисел Стентона при одинаковых Re_x . Если проводить сопоставление при $Re^{**} = \text{idem}$, результаты будут другими. Действительно, согласно [5]

$$St_0 = 0,332 / (\sqrt{Re_x} \cdot Sc^{2/3}), \quad (2)$$

где Sc — число Шмидта, а из интегрального соотношения диффузии

$$\frac{dRe^{**}}{dRe_x} = St_d = \psi_p St_0 \quad (3)$$

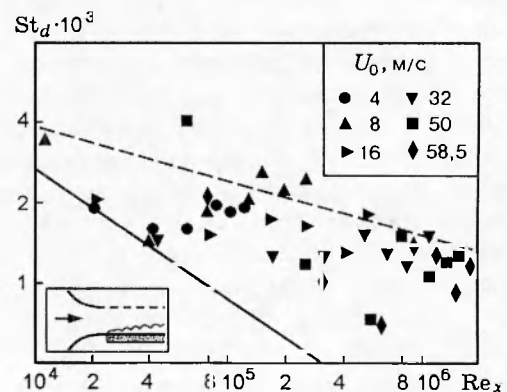


Рис. 1. Массоперенос при испарении этанола в воздушный поток в переходном режиме течения

получим $\sqrt{Re_x} = Re^{**} Sc^{2/3} / 0,664 \psi_p$. Тогда из (2) следует $St(Re^{**}) = \psi_p^2 \cdot 0,22 / (Re^{**} Sc^{4/3}) = \psi_p^2 \cdot St_0(Re^{**})$ или

$$\psi_p^2 = (St_d / St_0) Re^{**}. \quad (4)$$

Зная St_d , из (4) можно получить вид функции ψ_p , соответствующей опытам, результаты которых представлены на рис. 1:

$$\psi_p = \sqrt{St_d Re^{**} Sc^{4/3} / 0,22}. \quad (5)$$

Из рис. 2 видно, что функция ψ_p немонотонна. Она состоит из системы уровней и переходов между ними. На каждом уровне в пределах погрешности экспериментов параметр ψ_p принимает значения, близкие к целым числам натурального ряда. Это соответствует тому, что развитие массообмена в окрестности ламинарно-турбулентного перехода можно, исходя из (4), рассматривать в виде

$$St_d = j_w / C_w = \psi_p^2 \cdot 0,22 / Re^{**} Sc^{4/3}, \quad (6)$$

$$\psi_p = 1, 2, 3 \dots,$$

т. е. интенсивность массопереноса изменяется кратно интенсивности в ламинарном пограничном слое на гладкой непроницаемой пластине.

Отсюда следует, что при анализе опытных данных можно воспользоваться семейством кривых, используя в качестве масштаба интенсивность массообмена в стандартном ламинарном пограничном слое. В нем каждая последующая линия соответствует увеличению St_0 в 2, 3, 4 и т. д. раз, если рассматривается зависимость $St(Re_x)$, и в 4, 9, 16 и т. д. раз, если анализ проводится в координатах $St(Re^{**})$. Пример подобной обработки данных

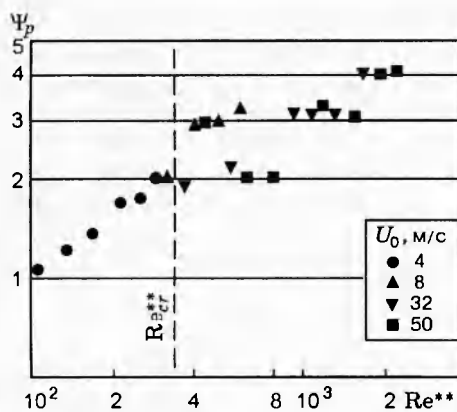


Рис. 2. Уровни интенсивности массообмена при испарении этанола

для опытов по испарению этанола в воздушный поток комнатной температуры показан на рис. 3. Расчет для турбулентного пограничного слоя ($St_d = 0,0128(Re^{**})^{-0,25} Sc^{-0,75}$, где $Sc = 1,3$) показан штриховой линией, значение критического числа Рейнольдса $Re_{cr}^{**} = 330$ — штрихпунктирной. Видно, что с увеличением Re^{**} происходит переход от одного уровня интенсивности к другому, постепенно приближаясь к интенсивности в турбулентном пограничном слое. Светлые точки соответствуют опытам с использованием уступа на входе в канал. При этом в условиях, когда уровень турбулентности в пограничном слое возрастает ($U_0 = 24$ м/с), переход к турбулентным процессам переноса плавный, и наличие уровней массообмена не отмечается.

Причиной ступенчатого изменения интенсивности массопереноса могут быть особенности структуры течения. На основе результатов измерений продольной скорости в пограничном слое, исходя из уравнения неразрывности получены данные о поперечной составляющей V (рис. 4). Видно, что поперечная скорость вдоль потока может периодически изменять направление, что соответствует наличию стоячей волны в области ламинарно-турбулентного перехода. Присутствие такого крупномасштабного стационарного образования в пограничном слое приводит к дополнительному искривлению линий тока. В системе координат, связанной с движущейся частицей газа, это соответствует ее колебаниям относительно положения, задаваемого расчетной (без стоячей волны)

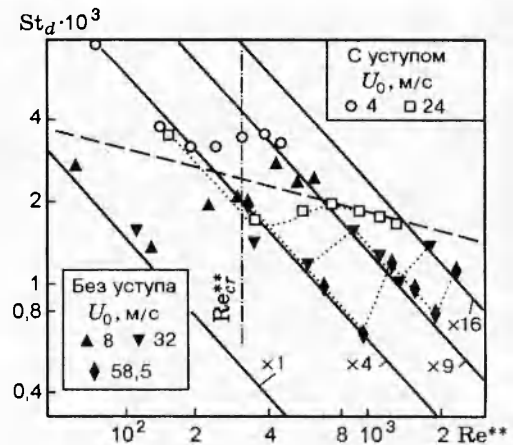


Рис. 3. Пример использования сетки интенсивностей при анализе опытных данных по массопереносу

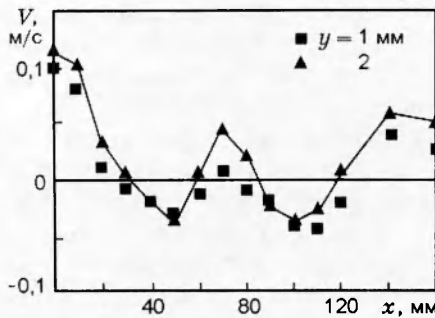


Рис. 4. Изменение поперечной скорости вблизи ламинарно-турбулентного перехода ($U_0 = 16$ м/с)

ны) линией тока, а в системе координат, связанной со стенками канала, означает наличие чередующихся участков течения, где поперечная скорость газа может быть больше расчетной и меньше ее, в том числе и отрицательной. При переходе к турбулентному течению, для которого уровень скоростей в пристенной области пограничного слоя выше, чем в ламинарном, $\partial U/\partial x > 0$. Поэтому возможно, что вблизи поверхности $V < 0$

$$V = - \int_0^y \frac{\partial(\rho U)}{\partial x} dy < 0,$$

где ρ — плотность, y — поперечная координата. Необычно то, что этот процесс может повторяться. Возможно, что появление стоячей волны связано с торможением газового потока и искривлением линий тока в пограничном слое при переходе к турбулентному течению, в котором уровень сопротивления выше, чем в ламинарном. Дискретное изменение интенсивности процессов переноса, по-видимому, обусловлено прохождением точек присоединения этой волны.

Стоячие волны в реагирующем пограничном слое впервые, по-видимому, были замечены в работе [6] в опытах с вдувом сквозь пористые стенки и горением пропановоздушной смеси на внутренней поверхности цилиндрического канала. Тангенциальные волны в виде колец оказались неподвижными. При отсутствии горения стоячие волны, в отличие от волн Толмина — Шлихтинга, не могут быть обнаружены при анализе спектров пульсаций скорости, так как это стационарный объект. Возможно, что по этой причине такой объект не рассматривается в теории турбулентных течений. Он проявляет себя не только при определении V ,

но и при анализе зависимости толщины потери импульса от продольной координаты $\delta^{**}(x)$, характер которой по данным опытов также изменяется ступенчато при прохождении областей, где $V < 0$. Поскольку волна стационарна, ее воздействие на процессы переноса значительно превышает воздействие бегущих волн, так как оно сосредоточено в точках присоединения и не осредняется по пространству. Поэтому возможно, что известное расслоение опытных данных в области ламинарно-турбулентного перехода — это тоже проявление эффекта стоячей волны.

Воздействие стоячей волны на процессы переноса можно оценить исходя из данных рис. 3 для опытов с уступом, за которым также возникает точка присоединения. Видно, что в начале канала интенсивность массообмена соответствует уровню для ламинарного пограничного слоя, в котором она вдвое (в координатах рис. 3 — в четыре раза) выше, чем в стандартном случае, т. е. возрастание интенсивности массообмена за уступом также кратно интенсивности в ламинарном пограничном слое. Это дает основание считать, что наличие стоячей волны вызывает такой же эффект, как и воздействие крупномасштабного препятствия. Очевидно, что при формальном введении эффективного начала пограничного слоя эта ламинарная зависимость будет рассматриваться как исходная. Такой подход часто используют при анализе опытных данных. Возможно, что именно в результате потери информации о предыстории развития течения уровни интенсивности процессов переноса не были обнаружены ранее.

Развитие процессов переноса соответствует переходам от одного уровня интенсивности к другому, отстоящему от предыдущего на величину, близкую к интенсивности в ламинарном пограничном слое. Эта закономерность отмечается и в опытах по массопереносу в сужающемся канале. На рис. 5 показаны результаты таких исследований при испарении этанола без горения в каналах различной формы. Условие $K = \text{const}$ соответствует линейной зависимости высоты канала от его длины, равной 320 мм, U_s и U_e — скорости на входе в канал и на выходе из него. В отличие от работы [2], в которой $Re^{**} > 1000$, данные опыты проведены при меньших значениях числа Рейнольдса. Видно, что в этом случае ламинаризация периодически повторяется, т. е. имеют место уровни интенсивности массопереноса. Однако пере-

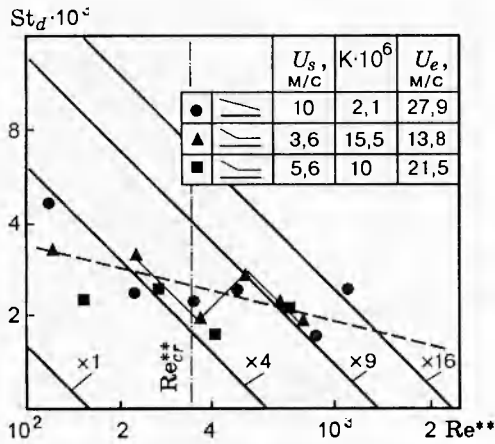


Рис. 5. Развитие массопереноса при испарении этанола в ускоренный воздушный поток (переходы по уровням интенсивности)

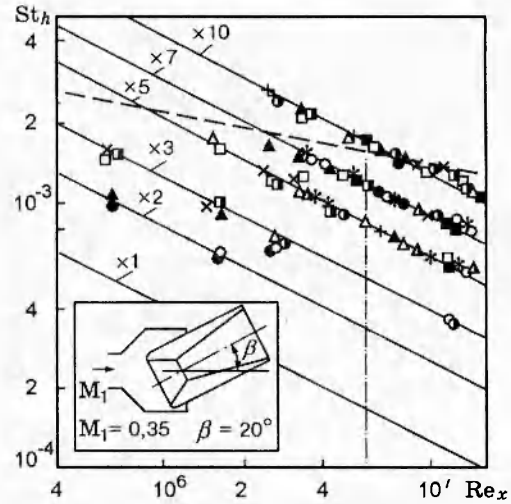


Рис. 6. Уровни интенсивности теплообмена на внутренней поверхности сопла (навстречная сторона)

ходы к ним происходят раньше, чем при отсутствии ускорения (см. рис. 3). С точки зрения представлений о наличии стоячей волны в переходном режиме течения эта интенсификация соответствует уменьшению длины ее периода.

ТЕПЛООБМЕН (по данным [1])

Если длина стоячей волны, как и длина волны Толмина — Шлихтинга, связана с толщиной δ пограничного слоя, а $\delta \approx 1/\sqrt{U_0}$, то с ростом U_0 и Re_x в тонком пограничном слое могут наблюдаться не только вторая и третья точки присоединения (см. рис. 3), но и другие проявления стоячей волны, имеющие более высокий порядок. В опытах [1], схема которых показана на рис. 6, пространственное разрешение определялось расстоянием между термопарами и составляло 5 мм. С ростом U_0 зарегистрировано появление большого числа уровней и переходов к ним. При этом коэффициенты теплоотдачи случайным образом распределялись на $3 \div 6$ уровнях, число которых растет с увеличением скорости (или числа Маха M_1) на входе в сопло и при увеличении угла перекоса β (см. рис. 6), т. е. возрастании сопротивления.

Число Стентона и коэффициент теплоотдачи связаны между собой:

$$St_h = \frac{q_w}{\rho_0 U_0 c_p \Delta T} = \frac{\alpha}{\rho_0 U_0 c_p}$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении. Если величина $\rho_0 U_0$ постоянна, то кратному изменению α соответствует дискретное изменение St_h .

Для определения чисел Стентона предположим, что на входе в сопло (см. рис. 6) струя M_1 не успевает разрушиться, тем более что ее диаметр (45 мм) соизмерим с диаметром критического сечения (38,4 мм). Отсюда следует, что ближайшая к входу область сужающейся части сопла в окрестности его передней кромки при $M_1 = 0,35$ находится в условиях обтекания постоянным по величине дозвуковым потоком $\rho_0 U_0$. Соответствие расчетных значений α для плоской пластины при малом угле атаки и данных [1] в этой области течения показало допустимость такого подхода. Оказалось, что это соответствие прослеживается не только в окрестности передней кромки, но и во всей дозвуковой части сопла. Таким образом, задача исследования теплообмена в канале сложной конфигурации с застойными зонами сводится к уже рассмотренным случаям процессов переноса на плоской пластине.

Из зависимости $St_h(Re_x)$ для этих экспериментов (см. рис. 6) видно, что почти все результаты опытов расположены в области, лежащей между зависимостями для стандартного ламинарного (линия $\times 1$) и турбулентного теплообмена ($St = 0,028 Re_x^{-0,2} Pr^{-0,6}$, штриховая линия), т. е. относятся к переходному режиму. Расслоение хорошо описывается формулой

$$St_h = \psi_p \cdot 0,332 Re_x^{-0,5} Pr^{-2/3}, \quad \psi_p = 1, 2, 3, \dots$$

Следует отметить, что соответствие расчета и опытных данных прослеживается до $\bar{x} \approx 5 \div 6$

(до $Re_x \approx 2 \cdot 10^7$), т. е. не только вблизи входа в канал, но и за пределами критического сечения, отмеченного штрихпунктирной линией.

Естественно, что наличие уровней интенсивности можно установить и в экспериментах по теплообмену именно в переходной области течения (см., например, [7]). С позиций изложенного подхода такие работы ориентированы на описание перехода с первого уровня интенсивности на второй. Возможно, что по этой причине обнаружение других уровней и анализ их распределения оказались вне поля зрения исследователей.

ОПЫТЫ С ГОРЕНИЕМ

Значения St_0 , полученные при использовании соотношения (3), в случае горения, когда уровень температур и концентраций на стенке высоки, значительно расходятся с опытными данными. Поэтому в первом приближении в качестве исходной зависимости для химически реагирующего пограничного слоя было выбрано выражение для потока вещества [8]:

$$\dot{j}_w = \psi_p \rho_w C_w / 2 \sqrt{2x/D_w U_0}. \quad (7)$$

Оно в явном виде включает в себя параметры газа на стенке (обозначены индексом w) и при отсутствии горения согласуется с известными закономерностями для ламинарного пограничного слоя на непроницаемой поверхности. Например, в стандартных условиях, когда $\rho_w = \rho_0$, а $D_w = \nu_0$, диффузионное число Стентона из (7) $St_d = 1/2 \sqrt{2Re_x} = 0,353/\sqrt{Re_x}$ можно сопоставить с (2). При наличии фазового перехода или химических превращений параметры газа на стенке в (7) однозначно определяются параметрами ядра потока исходя из подобия процессов переноса и хорошо согласуются с результатами измерений.

Опыты [9] по массопереносу при гетерогенном выгорании материала стенки проводили с цилиндрическим горизонтальным графитовым каналом, который после предварительного индукционного разогрева до $T_w \approx 2000$ К продувался воздухом комнатной температуры. При их анализе учитывалось изменение объема газов по реакции $2C + O_2 \rightarrow 2CO$. Из (7) следует, что $\dot{j}_w = j_w/\rho_0 U_0 = \psi_p \rho_w C_w / (\rho_0 \sqrt{2Re_x Sc_w})$. Для $T_w = 1950$ К, $C_w = 0,147$, $D_w = 511 \cdot 10^{-6}$ м²/с получается $\dot{j}_w = \psi_p \cdot 0,09/\sqrt{Re_x}$, а для $Sc = 1$ из (2) вытекает $\dot{j}_w = 0,05/\sqrt{Re_x}$ (штрихпунктирная линия на рис. 7). Штриховая линия соответствует расчету [9] с использовани-

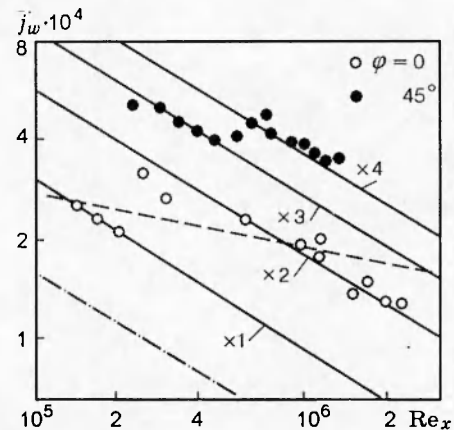


Рис. 7. Дискретное изменение скорости гетерогенного выгорания стенок графитового канала

ем асимптотической теории турбулентного пограничного слоя. Пространственное разрешение в опытах составляло $\Delta x \sim 10$ мм, поэтому проявляется не только зависимость с удвоенной интенсивностью, но также и переход к ней (опыты для $\varphi = 0$). Условия перехода согласуются с оценкой условий потери устойчивости ламинарного пограничного слоя над нагретой горизонтальной поверхностью [10]: $Re_{cr} \approx 2 \cdot 10^5$. Хотя в этих опытах горение происходит на всей внутренней поверхности цилиндрического канала, возможно, что это совпадение не случайное, если образующиеся структуры кольцевые, как в [6].

На рис. 7 темными точками показаны данные [11], соответствующие опытам с выгоранием графита во вращающемся воздушном потоке ($\rho_0 U_0 = 100$ кг/(м²·с)). При использовании лопаточного завихрителя изменялось направление вектора полной скорости. Угол между ним и образующей цилиндрического канала $\varphi = 45^\circ$. Видно, что и в этих условиях интенсивность массопереноса изменяется ступенчато, кратно интенсивности в ламинарном пограничном слое.

Из (7) следует, что при газофазном горении испаряющегося этанола $\dot{j}_w = j_w/\rho_0 U_0 = \psi_p \rho_w C_w / (2\rho_0 \sqrt{2Re_x Sc_w})$, где $Sc_w = \nu_0/D_w$. При подстановке в это выражение $\rho_w = 1,4$ кг/м³, $C_w = 0,8$ и $D_w = 15,3 \cdot 10^{-6}$ м²/с получим, что $\dot{j}_w = \psi_p \cdot 0,33/\sqrt{Re_x}$. Это соотношение использовалось при построении сетки рис. 8, где показана зависимость параметра \dot{j}_w от интегрального числа Рейнольдса, применяемого для анализа опытов с переменной скоростью газа в ядре по-

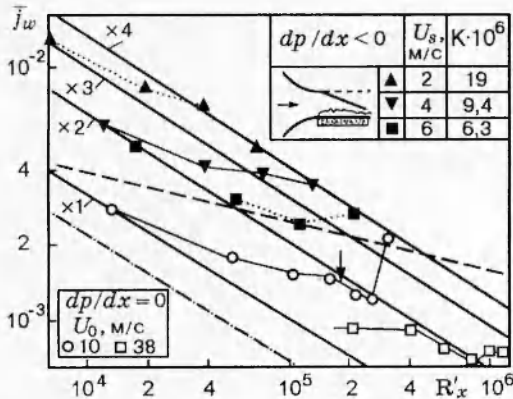


Рис. 8. Расслоение результатов измерения скорости выгорания этанола при наличии и отсутствии ускорения воздушного потока

тока:

$$R_x = \int_0^x \frac{U_0(x)}{\nu_0} dx.$$

Расчет по (2) для $Sc = 1,3$ приводит к зависимости $j_w = 0,22/\sqrt{R_x}$ (штрихпунктирная линия на рис. 8).

В опытах с испарением и горением этанола при отсутствии ускорения (светлые точки на рис. 8) толщина пограничного слоя достигала 40 мм. В пределах рабочего участка длиной 520 мм можно выделить только два уровня при $U_0 = 10$ м/с. С ростом скорости второй из них проявляется слабо, но этот уровень с удвоенной интенсивностью массопереноса регистрируется во всех экспериментах.

Используя опытные данные по профилям скорости, составу газов и температурам, измеренным при $U_0 = 10$ м/с с шагом $\Delta x = 40$ мм, которые частично приведены в [3], по уравнению неразрывности можно оценить величину поперечной скорости при горении испаряющегося этанола (рис. 9). На рисунке темными точками показаны значения v , соответствующие сечению, в котором интенсивность массопереноса удваивается. На рис. 8 оно отмечено стрелкой. Видно, что увеличение скорости выгорания связано с изменением знака величины v .

Если в ускоренном пограничном слое длина волны уменьшается, то при низком пространственном разрешении ($\Delta x = 80$ мм), которое было в опытах [4] (темные точки на рис. 8) не удастся четко проследить переходы с одного уровня интенсивности на другой.

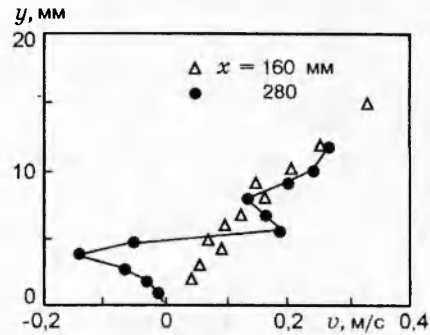


Рис. 9. Профили поперечной скорости при испарении и газофазном горении этанола

Однако наличие этих уровней отмечается и в этом случае. При увеличении скорости U_s на входе в канал одной и той же формы интенсивность выгорания изменяется дискретно. Ее возрастание по отношению к данным, полученным в неускоренном потоке, не связано с особенностями процесса горения и особенностями структуры пограничного слоя, а отражает общую закономерность, характерную для переходных течений. Из (4) следует, что в случае представления этих результатов в виде зависимости от Re^{**} , их расслоение будет достигать порядка величины, что и было установлено в [4]. Штриховая линия на рис. 8 соответствует турбулентному пограничному слою без горения: $j_w = 0,028 \cdot R_x^{-0,2} Sc^{-0,6} C_w$, где $Sc = 1,3$, а $C_w = 0,8$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, на основе опытных данных по тепло- и массообмену показано, что в переходной области течения интенсивность процессов переноса может изменяться дискретно. Эти изменения могут быть кратными интенсивности в ламинарном пограничном слое. В рассмотренных случаях эта закономерность прослеживается до $Re_x \approx 10^7$. Она проявляется не только при отсутствии химических превращений, но и при гетерогенном, а также газофазном горении. Влияние переходной области на процессы переноса импульса при $Re_x \approx 10^7$ возможно в случае, когда пограничный слой с передней кромки начинает формироваться от ламинарного [10]. Подобные условия могли быть в опытах [11].

Развитие тепло- и массопереноса можно рассматривать как последовательный переход от одного уровня интенсивности к друго-

му. Наличие дискретных уровней обусловлено присутствием стоячей волны в окрестности ламинарно-турбулентного перехода. Ее возникновение, по-видимому, связано с сопротивлением движению газа в пограничном слое, при котором происходит искривление линий тока.

Более подробные данные [12] показывают, что течение в [1] отличается нестабильностью. Об этом свидетельствуют результаты измерений давления на стенке в окрестности критического сечения. Наибольшая амплитуда его колебаний соизмерима с расчетным давлением и соответствует частоте $\sim 1,75$ кГц. С позиций изложенного подхода это может проявиться следующим образом. Расстояние между точками присоединения стоячей волны в дозвуковой части сопла уменьшается с уменьшением толщины пограничного слоя и становится меньше расстояния между термопарами (5 мм). Нестабильность течения приводит к тому, что волна начинает сжиматься и растягиваться вдоль стенки. Точки присоединения приобретают подвижность относительно термопар, каждая из которых должна регистрировать ступенчатые изменения температуры ΔT в соответствии с порядковым номером точки присоединения, которая в данный момент находится вблизи нее. Если частота опроса термопар (30 Гц) не согласована с частотой изменения положения точек присоединения (1,75 кГц), то регистрируется не мгновенное состояние одного и того же переходного режима теплообмена $\Delta T(x)$, а отдельные элементы разных распределений температур по длине канала. Но и для такого способа регистрации наличие уровней теплообмена можно выявить при достаточно большом количестве выборок. Однако в отличие от данных рис. 3, 5, 7, 8, соответствующих стабильному течению с неподвижной стоячей волной, в этом случае для одной и той же продольной координаты будет несколько значений ΔT , α и St_h (см. рис. 6). Развитие течения будет представлено не в виде последовательного перехода от одного уровня интенсивности теплообмена к другому, а как стохастические переходы между ними.

Рассмотренные случаи тепло- и массообмена нельзя отнести к акустическим течениям, так как в них не использовалось внешнее акустическое поле большой интенсивности. В экспериментах [1] данные о колебаниях давления на стенке сопла (на частоте 1,75 кГц амплитуда 210 Дб — это приблизительно одна треть давления на входе в сопло) характери-

зуют скорее нестабильность течения, чем акустическое поле в газовом потоке. Она может быть обусловлена сложной, специфической геометрией канала: диаметр трубы соизмерим с диаметром критического сечения, нет сопряжения этой трубы с входом в сопло. Кроме того, изменение направления потока внутри камеры приводит к существенному перераспределению среднего давления. Из-за наличия этих факторов реальные границы дозвукового и сверхзвукового потока могут быть не связаны с сужением или расширением канала, и закономерности переходного дозвукового режима течения могли проявиться в его расширяющейся части.

Ступенчатые изменения интенсивности массопереноса, т. е. неравномерность выгорания стенок, важны для внутрикамерных течений. Для них характерно непрерывное увеличение скорости от нуля до сверхзвуковых значений, когда переходная область представлена в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

Очевидно, что изложенный подход к анализу опытных данных не претендует на полное описание переходных режимов тепло- и массопереноса. Отмечена лишь одна закономерность. Она проявляется не во всех переходных процессах и требует более подробных экспериментальных исследований и теоретического анализа, в ходе которых возможны ее изменения и дополнения. Однако применимость этой закономерности к данным [1, 12] показывает, что причины расслоения уровней теплообмена, могут быть объяснены не акустическим, а конвективным взаимодействием потока и ограничивающей его поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайковский В. Н., Трофимов В. М. Наблюдение структурных уровней турбулентного теплообмена // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61, вып. 8. С. 627–630.
2. Kearly D. W., Moffat R. J., Kays W. M. The turbulent boundary layer: experimental heat transfer with strong favorable pressure gradients and blowing // Stanford University, Thermosciences Division, Department of Mechanical Eng., Rep. N HMT-12. 1970.
3. Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И. Структура пограничного слоя со вдувом и горением этанола // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 29–36.
4. Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Лукашов В. В. Теплообмен в ускоренном реагиру-

- ющем пограничном слое // Докл. РАН. 1996. Т. 350, № 6. С. 763–765.
5. **Леонтьев А. И.** Теория тепломассообмена. М.: Высш. шк., 1979.
 6. **Yagodkin V. I.** Use of channels with porous walls for investigation of the streams arising inside burning grains of solid propellants // Proc. XVIII Intern. Conf. on Astronautics. New York, etc.: Pergamon Press, 1968. V. 3. P. 69–78.
 7. **Легкий В. М., Макаров А. С., Коваль Ю. Д.** Экспериментальное исследование локальной теплоотдачи в области перехода от ламинарного пограничного слоя к турбулентному. Теплофизика и теплотехника. Киев: Наук. думка, 1973. Вып. 23. С. 106–109.
 8. **Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Лукашов В. В.** Воздействие горения на теплообмен в пограничном слое // Тепломассообмен при химических превращениях / Сб. науч. тр. Первой Российской национальной конференции по теплообмену. М., 1994. Т. 3. С. 36–41.
 9. **Волчков Э. П.** Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983.
 10. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
 11. **Кутателадзе С. С., Волчков Э. П., Терехов В. И.** Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: Институт теплофизики СО АН СССР, 1987.
 12. **Зайковский В. Н., Трофимов В. М.** Расслоение турбулентного теплообмена на дискретные уровни при акустическом взаимодействии в сверхзвуковом канале // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34, № 3. С. 413–418.

*Поступила в редакцию 19/ХІІ 1996 г.,
в окончательном варианте — 27/ІІІ 1997 г.*
