

СТРУКТУРА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ГОРЕНИЕМ ВОДОРОДА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ВДУВА

Э. П. Волчков, В. В. Терехов, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, vt@itp.nsc.ru

Представлены результаты численного исследования влияния интенсивности вдува водорода через пористую поверхность при его горении в пограничном слое. Для моделирования турбулентных характеристик течения использовалась $k - \varepsilon$ -модель турбулентности с модификацией Чена для малых чисел Рейнольдса. При описании процесса химического реагирования применялась диффузионная модель (бесконечно большая скорость горения), но с учетом отличия коэффициентов диффузии различных веществ. Сопоставление случаев вдува с горением и без него показывает, что наличие фронта тепловыделения затягивает ламинарно-турбулентный переход и существенно деформирует профили плотности газовой смеси и ее вязкости. С увеличением скорости вдува фронт пламени смещается от пористой поверхности к внешней границе пограничного слоя. Проведен анализ вклада собственно вдува и горения в снижение поверхностного трения.

Ключевые слова: пограничный слой, горение, пористый вдув, тепло- и массоперенос, трение.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованиям пограничных слоев с вдувом химически реагирующих веществ обусловлен, прежде всего, обширными практическими приложениями. Процесс горения большинства жидких и твердых топлив сопровождается вдувом испаряющегося или разлагающегося вещества со стенки и догоранием его в газообразной фазе внутри пограничного слоя. При этом в зависимости от нормальной компоненты скорости на поверхности структура пограничного слоя претерпевает изменения и фронт пламени с увеличением параметра вдува смещается от поверхности к внешней границе пограничного слоя.

Механизм воздействия пористого вдува на турбулентный тепло- и массоперенос и трение для нереагирующих течений достаточно хорошо изучен [1, 2]. При горении картина процесса существенно усложняется. Достаточно сильное воздействие в данном случае оказывает тепловыделение в зоне реакции, которое значительно изменяет теплофизические свойства и, как следствие, характеристики турбулентности. Об этом свидетельствуют имеющиеся экспериментальные данные по турбулентной структуре и тепло- и массопереносу в пристенных диффузионных пламенах [3–7]. Тепловы-

деление снижает турбулентные пульсации во фронте пламени и, соответственно, уменьшает коэффициенты тепло- и массообмена. Все это подтверждает сложный механизм взаимосвязанных процессов, вызванных вдувом массы вещества на поверхности, горением, теплопереносом и диффузией веществ, составляющих многокомпонентную газовую смесь.

К настоящему времени достигнут определенный прогресс в математическом моделировании турбулентного горения в пограничном слое [8, 9], проанализированы различные модели химического реагирования [10]. В целом получено хорошее согласие с экспериментальными данными и подтверждены основные особенности поведения характеристик пограничного слоя с горением — сильное затягивание перехода ламинарного режима течения к турбулентному, снижение турбулентных пульсаций при горении по сравнению с нереагирующим течением при тех же скорости и составе вдуваемого вещества.

В то же время в данной проблеме остается достаточно много вопросов, требующих более глубокого изучения. Одним из них является анализ влияния интенсивности вдува горючего через пористую поверхность на структуру пограничного слоя, положение фронта пламени, тепло- и массоперенос и трение. В литературе данный вопрос практически не освещен, а большинство экспериментальных и те-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 01-02-06509 и 99-02-17171).

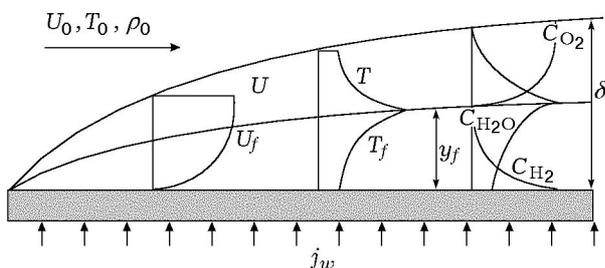


Рис. 1. Схема течения при вдуве и горении водорода в пограничном слое

оретических работ проведены при фиксированной скорости вдува.

В настоящей работе представлены результаты численного анализа турбулентного течения с вдувом в пограничный слой водорода. Учитывая многопараметричность изучаемого процесса, основное внимание в данной работе мы сконцентрировали на анализе динамических параметров — профилей скоростей, плотности, координаты фронта пламени и поверхностного трения.

В работе проведены две серии расчетов — вдув без горения и с горением при идентичных условиях на стенке и в ядре потока. Это позволило провести непосредственные сопоставления и выявить влияние горения на структуру течения.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Схема течения показана на рис. 1. Плоская пористая пластина, через которую вдувается чистый водород, обтекается безградиентным потоком воздуха со скоростью U_0 и температурой T_0 . Все расчеты проведены при одном и том же значении скорости воздушного потока ($U_0 = 20$ м/с). Подаваемый через стенку водород реагирует с кислородом воздуха внутри пограничного слоя во фронте горения, а продукты реакции диффундируют к внешней границе пограничного слоя и к стенке. Для исключения влияния температурного фактора все расчеты проведены при неизменной по длине и одинаковых температурах ядра потока и стенки ($T_0 = T_w = 300$ К). Концентрация вдуваемого водорода на поверхности принята также постоянной по длине ($(C_{H_2})_w = \text{const}$). Соответственно поток вещества на стенке по длине

пластины уменьшался по мере нарастания толщины пограничного слоя.

Различным концентрациям водорода на стенке соответствовали различные значения параметра вдува. Расчеты проведены для максимально возможного интервала концентраций: $(C_{H_2})_w = 0,02 \div 0,8$. Нижний предел концентраций лимитировался размером расчетной сетки, так что фронт пламени не мог быть ближе первой точки от стенки. Для больших концентраций и, соответственно, вдувов не удавалось получить устойчивого решения. Данным значениям концентраций соответствовал широкий диапазон параметров вдува: $b_1 = 2j_w/\rho_0 U_0 c_f \cong 0,1 \div 4$, где j_w — массовый поток со стенки, ρ_0 — плотность основного потока, c_f — коэффициент поверхностного трения. В табл. 1 и 2 представлены значения относительной поперечной скорости на стенке и параметра вдува для принятых в расчетах значений концентраций водорода на стенке при вдуве без горения и с горением для числа Рейнольдса $Re_x = 10^7$. В таблицах для сравнения приведены данные по интегральному числу Рейнольдса $Re^{**} = \rho_0 U_0 \delta^{**}/\mu_0$ и параметрам вдува, построенным по трению в стандартном пограничном слое ($b = 2j_w/\rho_0 U_0 c_{f,0}$) и в рассматриваемых условиях (b_1). Здесь δ^{**} — толщина потери импульса, μ_0 — вязкость основного потока, $c_{f,0}$ — коэффициент трения в стандартном пограничном слое.

Как следует из табл. 1, 2, относительный поток водорода со стенки $j_w/\rho_0 U_0$ сравнительно небольшой как при горении, так и без него. При этом по оценкам, сделанным по формулам работы [1], для течения без горения при максимальной концентрации водорода на стенке $(C_{H_2})_w = 0,8$ параметр вдува достигал примерно половины его критического значения, при котором происходит оттеснение пограничного слоя.

В настоящей работе использовались уравнения Навье — Стокса в приближении пограничного слоя. Данная модель включает в себя: — уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho U}{\partial x} + \frac{\partial \rho V}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

— уравнение движения

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_T) \frac{\partial U}{\partial y} \right] - \frac{dp}{dx}, \quad (2)$$

— уравнение энергии, записанное через полные энтальпии,

Таблица 1

$(C_{H_2})_w$	$j_w, \text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$	$j_w/\rho_0 U_0$	$c_f/2$	b_1	Re^{**}	b
0,02	$8,44 \cdot 10^{-4}$	$3,52 \cdot 10^{-5}$	$1,14 \cdot 10^{-3}$	0,0308	$1,14 \cdot 10^4$	$2,85 \cdot 10^{-2}$
0,1	$2,92 \cdot 10^{-3}$	$1,21 \cdot 10^{-4}$	$7,64 \cdot 10^{-4}$	0,159	8573	0,091
0,5	$6,30 \cdot 10^{-3}$	$2,62 \cdot 10^{-4}$	$2,30 \cdot 10^{-4}$	1,14	6865	0,186
0,8	$8,11 \cdot 10^{-3}$	$3,38 \cdot 10^{-4}$	$9,02 \cdot 10^{-5}$	3,75	6997	0,241

Примечание. $\text{Re}_x = 10^7$, вдув без горения.

Таблица 2

$(C_{H_2})_w$	$j_w, \text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$	$j_w/\rho_0 U_0$	$c_f/2$	b_1	Re^{**}	b
0,02	$6,91 \cdot 10^{-4}$	$2,88 \cdot 10^{-5}$	$3,05 \cdot 10^{-4}$	0,0944	2193	$1,87 \cdot 10^{-3}$
0,1	$1,38 \cdot 10^{-3}$	$5,75 \cdot 10^{-4}$	$2,57 \cdot 10^{-4}$	0,223	1950	$2,98 \cdot 10^{-2}$
0,5	$3,47 \cdot 10^{-3}$	$1,44 \cdot 10^{-4}$	$1,16 \cdot 10^{-4}$	1,246	1870	$7,39 \cdot 10^{-2}$
0,8	$5,49 \cdot 10^{-3}$	$2,28 \cdot 10^{-4}$	$5,67 \cdot 10^{-5}$	4,04	2366	0,124

Примечание. $\text{Re}_x = 10^7$, вдув с горением.

$$\rho U \frac{\partial H}{\partial x} + \rho V \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_T}{\text{Pr}_T} \right) \frac{\partial H}{\partial y} + Q \right], \quad (3)$$

где

$$Q = \sum_{j=1}^{nsp} (\text{Le}_j - 1) H_j \frac{\partial C_j}{\partial y},$$

$$H = \sum_{i=1}^k \left[\int_{298}^T c_p dT + \Delta H_{298}^0 \right] C_i,$$

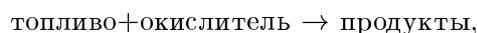
— уравнение для концентрации i -го вещества

$$\rho U \frac{\partial C_i}{\partial x} + \rho V \frac{\partial C_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\mu}{\text{Sc}_i} + \frac{\mu_T}{\text{Sc}_T} \right) \frac{\partial C_i}{\partial y} \right] + \dot{w}_i. \quad (4)$$

Здесь U , V — продольная и поперечная компоненты скорости, H — полная энтальпия, ΔH_{298}^0 — энтальпия образования вещества, C_i — массовая концентрация компонентов смеси, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, \dot{w}_i — скорость образования i -го вещества; индексом w обозначены величины на стенке. Входящие в эти уравнения молекулярная вязкость, число Прандтля Pr и число Шмидта Sc_i

для i -го вещества рассчитывались по полуэмпирическим формулам для многокомпонентной смеси газов, приведенным в [11], а плотность — по уравнению состояния идеального газа.

Как показали предварительные расчеты, горение в вышеуказанных условиях определяется в основном скоростью смешения реагентов, поскольку скорость химических реакций достаточно высока. Поэтому во всех дальнейших расчетах предполагалось, что идет одна реакция:



скорость которой бесконечно большая. Это соответствует так называемой диффузионной модели горения, но коэффициенты диффузии различных веществ, составляющих газовую смесь, были различными, а числа Льюиса отличались от единицы ($\text{Le} \neq 1$).

Уравнения переноса вещества (4) решались для водорода, кислорода и воды, а концентрация инертного азота находилась из равенства суммы всех концентраций единице.

Для моделирования турбулентности в работе использовалась $k - \varepsilon$ -модель с модификацией Чена для малых чисел Рейнольдса [12]. Уравнения для переноса кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε имеют вид

$$\rho U \frac{\partial k}{\partial x} + \rho V \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_{\tau}) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \mu_{\tau} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \rho \varepsilon, \quad (5)$$

$$\rho U \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x} + \rho V \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu_{\tau}}{1,3} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial y} \right] + \left[c_1 f_1 \mu_{\tau} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \rho c_2 f_2 \tilde{\varepsilon} \right] \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} - 2 \mu \frac{\tilde{\varepsilon}}{y^2} e^{-0,5 y^+}, \quad (6)$$

где

$$f_1 = 1, \quad f_2 = 1 - 0,22 e^{-(\text{Re}_{\tau}/6)^2}, \quad \varepsilon = \tilde{\varepsilon} + 2\nu \frac{k}{y^2},$$

$$c_1 = 1,35, \quad c_2 = 1,8,$$

$$\mu_{\tau} = c_{\mu} f_{\mu} \frac{k^2}{\tilde{\varepsilon}}, \quad y^+ = \frac{y u_{\tau} \rho}{\mu_w}, \quad \text{Re}_{\tau} = \frac{\rho k^2}{\mu \tilde{\varepsilon}},$$

$$f_{\mu} = 1 - e^{-0,0115 y^+},$$

$$u_{\tau} = \sqrt{\tau_w / \rho_w}, \quad \tau_w = \mu_w \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_w.$$

Параметрам с индексом «т» соответствуют турбулентные величины. Значения турбулентных чисел Прандтля Pr_{τ} и Шмидта Sc_{τ} принимались постоянными по толщине пограничного слоя и равными 0,9.

Граничные условия для данной задачи были следующими:

— в начальном сечении ($x = 0$):

$$U = U_0, \quad V = V_0, \quad T = T_0, \quad k = k_0, \quad \varepsilon = \varepsilon_0,$$

причем значения турбулентных характеристик задавались такими, чтобы закон затухания турбулентности во внешнем течении соответствовал наиболее типичным экспериментам; — на внешней границе пограничного слоя ($y = \delta$):

$$U = U_0, \quad T = T_0, \quad C_{\text{O}_2} = 0,23, \quad C_{\text{N}_2} = 0,77 \quad \text{и} \quad \partial \Phi / \partial y = 0 \quad \text{для остальных переменных};$$

— на стенке ($y = 0$):

$$U = 0, \quad k = 0, \quad \varepsilon = 0, \quad C_{\text{H}_2} = (C_{\text{H}_2})_w, \quad T = T_w,$$

$$(j_w)_{\text{H}_2} = \frac{\rho D}{1 - (C_{\text{H}_2})_w} \left(\frac{\partial C_{\text{H}_2}}{\partial y} \right)_w.$$

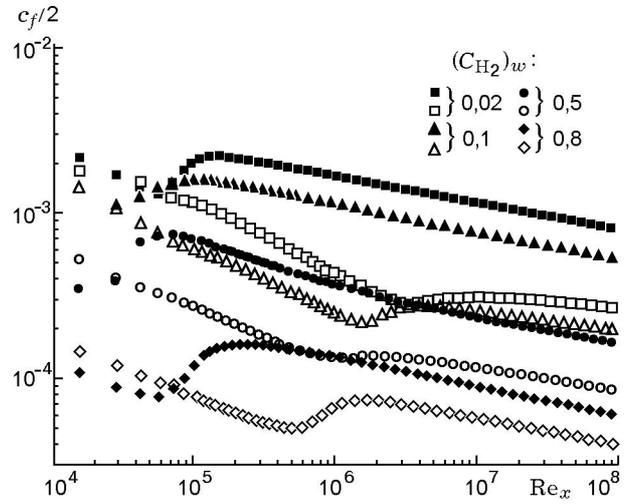


Рис. 2. Зависимость поверхностного трения от числа Рейнольдса при различных концентрациях водорода на стенке:

светлые точки — горение, темные — вдув без горения

Преимущество используемой модели турбулентности состоит в том, что она позволяет рассчитывать течения при малых числах Рейнольдса. Поэтому удавалось провести расчет, включая и ламинарный участок течения. В настоящей работе использовалось преобразование координат и численный метод, предложенный в работе [13].

Основным расчетам предшествовала серия тестовых, в которых была проверена работоспособность численного алгоритма и модели турбулентности. Последовательно были просчитаны трение и теплообмен на непроницаемой пластине, на пористой поверхности с вдувом однородного и инородного газов. Все расчеты дали хорошее соответствие с известными в литературе результатами по профилям скорости и законам трения при различных параметрах вдува [1, 2].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Изменение коэффициента трения в зависимости от числа Рейнольдса Re_x при вдуве и горении водорода в пограничном слое иллюстрирует рис. 2. Здесь представлены данные для различных концентраций водорода на стенке и, соответственно, для различных интенсивностей вдува. Для сравнения на рисунке приведены результаты расчета трения при вдуве водорода без горения.

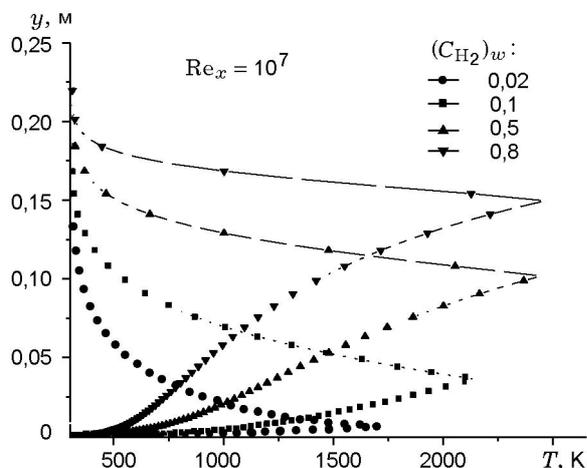


Рис. 3. Профили температур в пограничном слое с горением водорода

Отметим основные особенности поведения поверхностного трения. Увеличение концентрации на стенке или интенсивности вдува, как и для пограничных слоев без горения, приводит к снижению трения. Однако в отличие от нереагирующих пограничных слоев горение существенно затягивает ламинарно-турбулентный переход и при малых вдувах он происходит при $Re_x = (3 \div 5) \cdot 10^6$, что на порядок больше, чем при отсутствии горения. С увеличением интенсивности вдува, как и при вдуве без горения, переход смещается в область меньших чисел Рейнольдса.

Интенсивное тепловыделение в пограничном слое сказывается и на характере распределения трения по длине пластины. Как показал анализ, в ламинарной области течения показатель степени в законе трения $St \sim Re^{-n}$ изменяется в диапазоне $n = 0,35 \div 0,5$, а в турбулентном режиме он изменяется в зависимости от вдува в пределах $n = 0 \div 0,16$, причем меньшим значениям n соответствуют меньшие параметры вдува.

Результаты расчетов распределения температур в пограничном слое с горением показаны на рис. 3. Увеличение интенсивности вдува приводит к смещению фронта реагирования от стенки к внешней границе пограничного слоя, а само значение температуры также увеличивается с ростом параметра вдува. При достаточно больших концентрациях водорода на стенке ($(C_{H_2})_w > 0,5$) температура во фронте стабилизируется и ее значение приближается к адиабатической температуре сгорания водорода в воздухе.

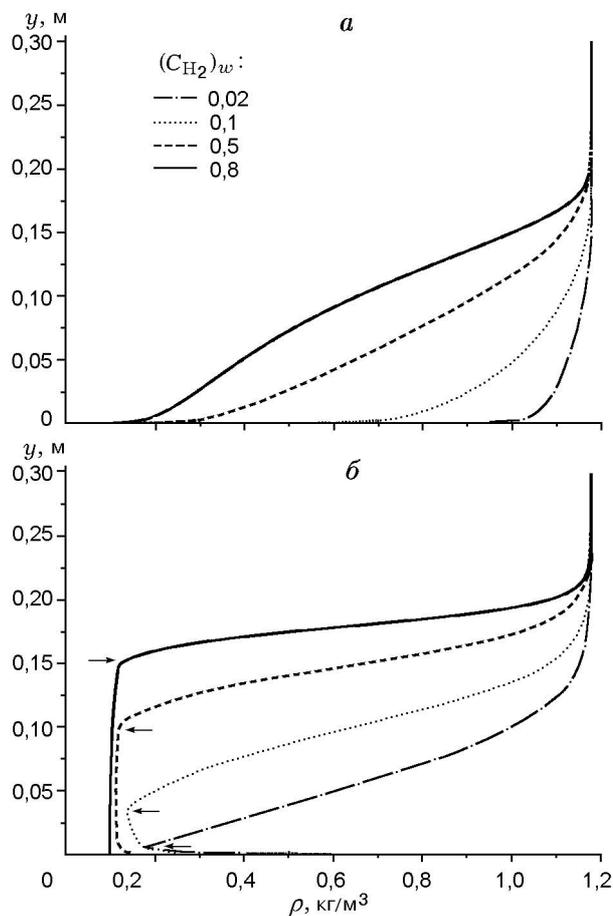


Рис. 4. Распределение плотности газовой смеси в пограничном слое без горения (а) и с горением водорода (б):

$Re_x = 10^7$, стрелками обозначено положение фронта пламени

Как показали расчеты, число Рейнольдса при фиксированном параметре вдува достаточно слабо сказывается на значении максимальной температуры во фронте горения, а при $(C_{H_2})_w > 0,5$ ее величина практически не изменяется по длине.

Наличие фронта тепловыделения в пограничном слое с горением прежде всего сказывается на распределении плотности газовой смеси. Эти отличия можно проанализировать исходя из данных рис. 4, где приведены результаты расчетов для вдува без горения и с горением. Можно отметить сильное влияние горения на профили плотности как при малых, так и при больших концентрациях водорода на стенке. При малых концентрациях интенсивное тепловыделение во фронте сильно уменьшает плотность в окрестности стенки. С ростом вду-

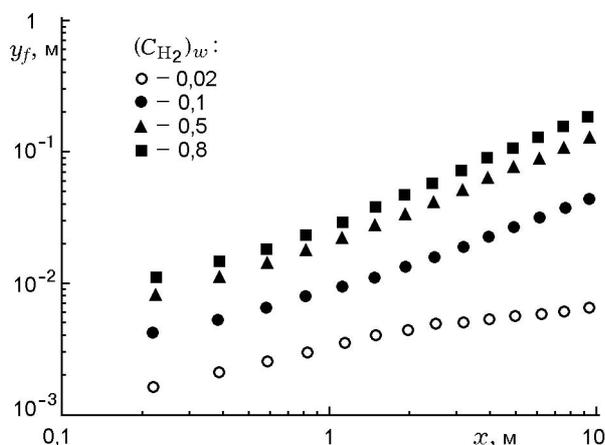


Рис. 5. Положение фронта пламени по длине пластины при различных интенсивностях вдува

ва водорода плотность на стенке снижается, но при горении толщина зоны малой плотности значительно возрастает и занимает большую часть пограничного слоя. Наличие фронта тепловыделения вызывает также рост вязкости газовой смеси, что совместно со снижением плотности газа затягивает (по числу Рейнольдса) ламинарно-турбулентный переход в реагирующем пограничном слое. Если же число Рейнольдса определять не по параметрам внешнего течения, а по плотности и вязкости во фронте горения, то оно будет примерно соответствовать числу Рейнольдса перехода от ламинарного течения к турбулентному для случая вдува водорода без горения.

Одним из важных параметров, влияющих на структуру течения в реагирующем пограничном слое, является положение фронта тепловыделения по высоте пограничного слоя. Координата фронта пламени определялась по положению максимума температур в реагирующем пограничном слое. Положение фронта горения, как это продемонстрировано на рис. 3, изменяется в зависимости от концентрации водорода на стенке. Более подробные данные о поведении координаты фронта пламени по длине обтекаемой поверхности при различных параметрах вдува представлены на рис. 5. С ростом вдува координата фронта смещается от стенки, причем смещение может быть весьма значительным. Очевидно, что в зависимости от того, в какой зоне будет располагаться фронт пламени (пристенной или внешней), его влияние на характеристики переноса будет различным. Поэтому расчет положения фронта

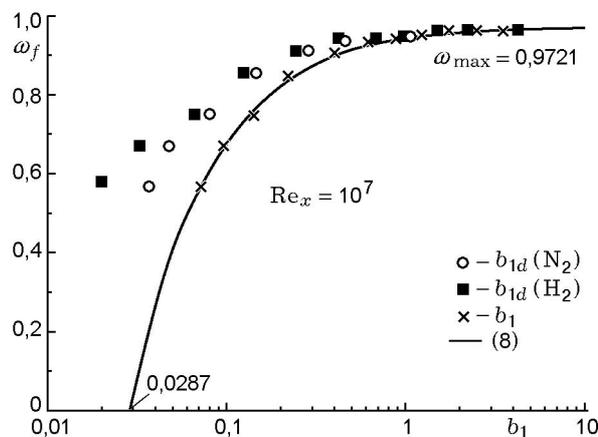


Рис. 6. Влияние параметра вдува на координату фронта пламени

пламени представляет одну из важных проблем прогнозирования характеристик пограничных слоев с горением.

Диффузионная модель Шваба — Зельдовича для фронта пламени позволяет аналитически определить величину относительной скорости во фронте. Для вдува горючего в поток воздуха выражение для безразмерной скорости во фронте пламени имеет вид [14]

$$\omega_f = \frac{U_f}{U_0} = 1 - \frac{\nu(C_{O_2})_0(1 + b_1)}{b_1[1 + \nu(C_{O_2})_0]}. \quad (7)$$

Здесь ν — стехиометрическое соотношение, $(C_{O_2})_0$ — массовая концентрация кислорода в ядре потока.

При диффузионном горении водорода в воздухе $(C_{O_2})_0 = 0,23$; если реакция имеет простейший вид $2H_2 + O_2 \rightarrow 2H_2O$ и $\nu = 1/8$, соотношение (7) преобразуется:

$$\omega_f = 1 - 0,0279 \frac{1 + b_1}{b_1}. \quad (8)$$

Результаты расчетов ω_f по формуле (8) показаны на рис. 6; там же нанесены результаты численных расчетов. В численных расчетах в качестве определяющего параметра принимался как динамический параметр проницаемости $b_1 = 2j_w/\rho_0 U_0 c_f$, так и его диффузионный аналог $b_{1d} = j_w/\rho_0 U_0 St_d$, определенный по различным веществам. Диффузионное число Стентона находилось из решения уравнения диффузии (4) на стенке:

$$St_{d_i} = - \left(\rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial y} \right)_w / \rho_0 U_0 (C_{i,0} - C_{i,w}),$$

где D_i — коэффициент диффузии i -го вещества.

Как следует из рис. 6, использование динамического параметра проницаемости дает хорошее совпадение с диффузионной моделью. Диффузионная модель дает также хорошее соответствие и по предельному значению $\omega_f = 0,9721$ при сильных вдувах ($b_1 \rightarrow \infty$). При использовании диффузионных параметров проницаемости хорошее соответствие с моделью Шваба — Зельдовича наблюдается при умеренных и сильных вдувах ($b_1 > 0,1$), а при малых вдувах наблюдается сильное отличие.

Отметим, что соотношение (7) справедливо как для ламинарного, так и для турбулентного режима течения. Численные расчеты также подтверждают универсальность этого уравнения и демонстрируют весьма слабое влияние числа Рейнольдса и, соответственно, ламинарного или турбулентного режима течения на значение ω_f , хотя согласно данным рис. 5 расстояние от стенки, на котором формируется фронт пламени, сильно зависит от продольной координаты и, соответственно, от числа Рейнольдса Re_x . Это дает основания для использования уравнений (7), (8) для оценки скорости во фронте горения, а также (в силу принятой при выводе соотношения (7) аналогичности процессов тепло- и массообмена и трения) для оценки полных энтальпий и концентраций химических элементов.

Наличие фронта пламени в пограничном слое приводит к принципиальным изменениям в профилях скорости. Об этом можно судить по данным рис. 7, где показана эволюция профилей скорости по длине пластины при горении вдуваемого водорода. Профили скорости представлены здесь в универсальных полулогарифмических координатах, где $u^+ = u/u_\tau$; $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho_w}$; $y^+ = \rho_w y u / \mu_w$. Для сравнения на рисунке нанесены профили скорости в ламинарном подслое $u^+ = y^+$ и турбулентном ядре $u^+ = 5,75 \lg y^+ + 5,5$ классического турбулентного пограничного слоя без вдува и горения.

Как видно из рис. 7, при $Re_x \leq 10^6$ профиль скорости не имеет традиционной внутренней зоны с логарифмическим участком. Это говорит о том, что режим течения близок к ламинарному, что обусловлено сильным тепловыделением в пограничном слое. С ростом числа Рейнольдса профили отклоняются от ламинарного распределения, что свидетельствует о турбулизации течения. Подобные тенден-

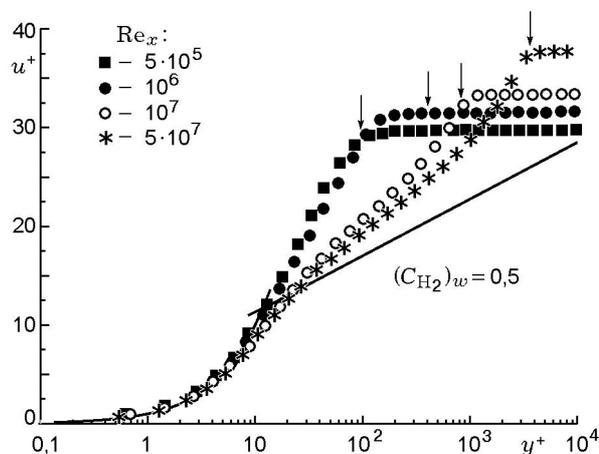


Рис. 7. Развитие профилей скорости в пограничном слое с горением водорода:

стрелками обозначено положение фронта пламени; сплошные линии — скорости в ламинарном подслое $u^+ = y^+$ и турбулентном ядре $u^+ = 5,75 \lg y^+ + 5,5$ классического турбулентного пограничного слоя без вдува и горения

ции были уже отмечены на рис. 2.

Влияние интенсивности вдува на распределение скоростей в пограничном слое в полулогарифмических координатах демонстрирует рис. 8, где непосредственно сопоставлены результаты расчетов при горении и его отсутствии, остальные параметры идентичны. При малых концентрациях водорода на стенке (см. рис. 8, а, слабый вдув) профиль скорости без горения близок к стандартному распределению в ламинарном подслое и во внутренней логарифмической области. При горении профиль претерпевает кардинальные изменения. Как и при малых значениях числа Рейнольдса (см. рис. 7), отсутствует логарифмический участок, что говорит о подавляющем влиянии тепловыделения на структуру течения.

При умеренных вдувах (рис. 8, б, в) профили скорости в универсальных координатах при отсутствии горения практически не претерпевают изменений. Этот результат интересен сам по себе, поскольку, как известно [1, 2], вдув приводит к сильной деформации профиля скорости. Возможным объяснением может служить взаимное влияние вдува и неоднородности состава. Наличие фронта пламени постепенно сближает профили и при интенсивных вдувах (см. рис. 8, г) отличия становятся минимальными, но при этом профиль скорости без горения начинает заметно отклоняться

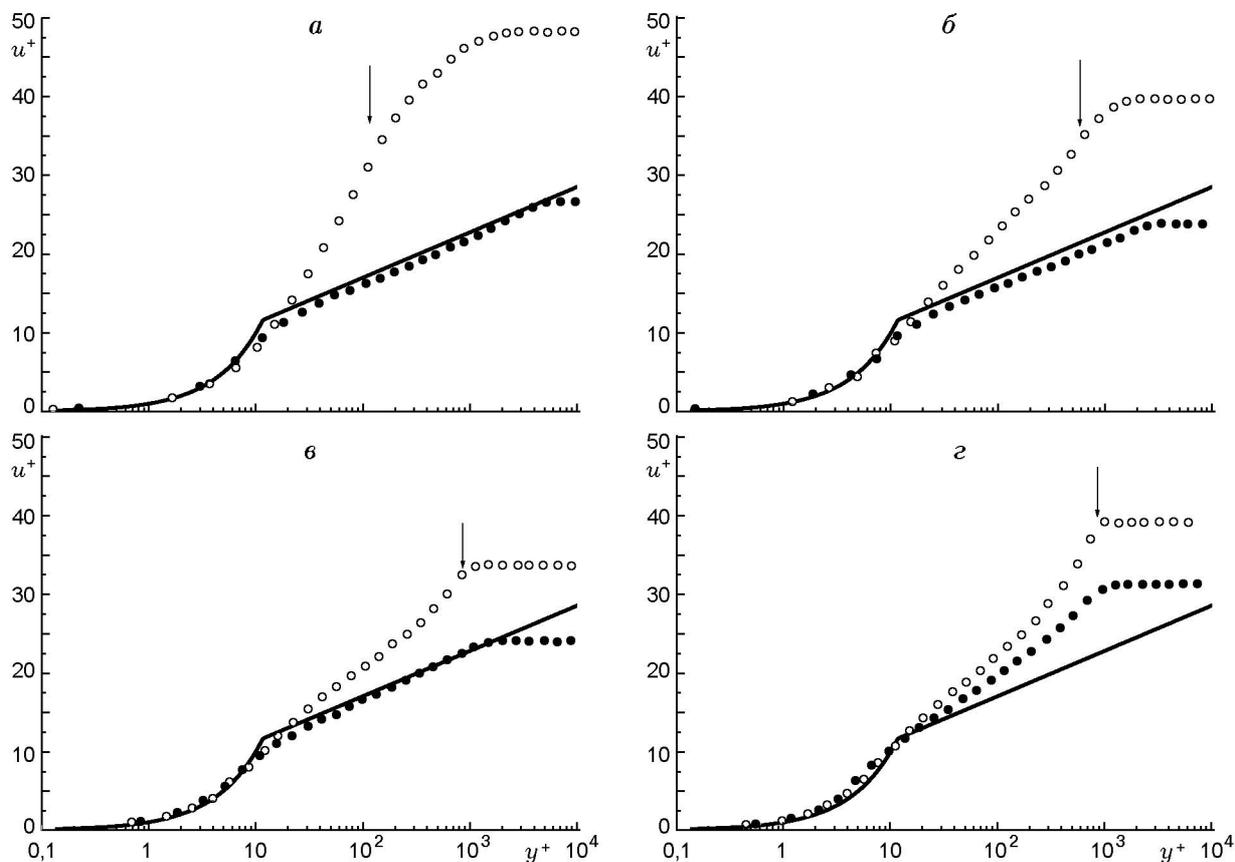


Рис. 8. Профили скорости в пограничном слое с вдувом и горением водорода: $Re_x = 10^7$; темные точки — вдув без горения, светлые — с горением, $(C_{H_2})_w$: а — 0,02, б — 0,1, в — 0,5, г — 0,8; стрелками показано положение фронта пламени

от классического логарифмического распределения.

Деформации профилей плотности и скорости, вызванные наличием внутри пограничного слоя фронта тепловыделения, приводят к сильным изменениям интегральных характеристик: толщины вытеснения $\delta^* = \int_0^\delta (1 - \tilde{\rho}\omega) dy$, толщины потери импульса $\delta^{**} = \int_0^\delta \tilde{\rho}\omega(1 - \omega) dy$ и формпараметра $H = \delta^*/\delta^{**}$. Анализ показал, что при отсутствии горения и малых вдувах величина H близка к стандартному значению для пограничного слоя как при ламинарном ($H \approx 2,7$), так и при турбулентном режиме течения ($H \approx 1,28$). В области умеренных и больших вдувов водорода без горения значение формпараметра возрастает на порядок по сравнению с непроницаемой пластиной. Но еще более значительный эффект наблюда-

ется при горении, когда значение H возрастает ($H > 100$). При этом обнаруживается сложный характер поведения формпараметра в зависимости как от числа Рейнольдса, так и от интенсивности вдува.

Все отмеченные выше особенности структуры течения в пограничном слое с горением находят свое отражение в поведении относительного коэффициента трения. Его зависимость от интенсивности вдува показана на рис. 9. Здесь $c_f/c_{f,0}$ — относительная функция трения, $c_{f,0} = 0,0576Re_x^{-0,2}$ — трение на непроницаемой изотермической пластине при развитом турбулентном течении. По данным рис. 9 можно проанализировать вклад вдува и горения в снижение коэффициента трения. Воздействие каждого из этих факторов по отдельности приводит к снижению трения, и оно является значительным. При совместном их воздействии эффект усиливается. В то же время при интенсивных вдувах результаты расче-

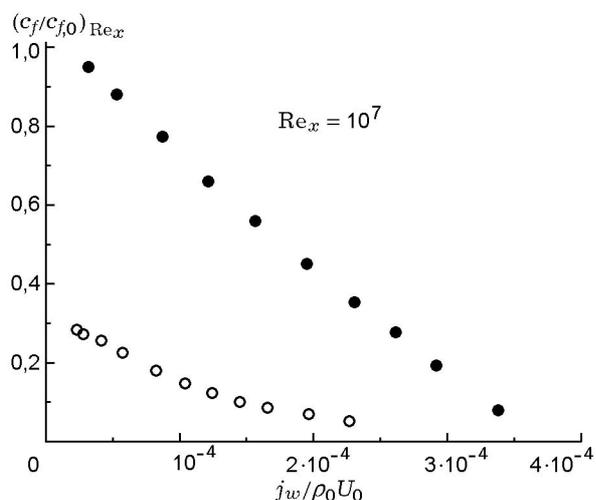


Рис. 9. Зависимость относительной функции трения от интенсивности вдува: темные точки — вдув без горения, светлые — с горением

тов для реагирующего и не реагирующего течений сближаются между собой и вклад горения ослабляется, поскольку фронт пламени отесняется от стенки к внешней границе пограничного слоя. Кроме того, эффекты сильного снижения трения при горении водорода достигаются уже при сравнительно малых вдувах горючего, что является весьма благоприятным фактором с практической точки зрения.

Следует отметить, что аналогичные результаты по влиянию тепловыделения на снижение трения в пограничном слое были получены в работе [15].

При сопоставлении результатов расчета с данными по горению водорода [5, 16], которые имеют качественно подобный вид, возникли проблемы, подробно описанные в работе [17]. Дело в том, что указанные эксперименты были проведены при очень больших параметрах вдува и получить устойчивые решения для таких режимных параметров ($j_w/\rho_0 U_0 \approx 0,01$) не удалось. Для условий настоящих расчетов (см. табл. 2) относительная поперечная скорость водорода на стенке была практически на два порядка меньше. В работе [17] аналогичные расчеты удалось выполнить только с использованием модели пути смещения. Решение задачи о горении водорода при интенсивных вдувах, по-видимому, может быть проведено в эллиптической постановке. Поэтому дать сопоставление с результатами имеющихся экспериментов к настоящему времени не удалось.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных численных исследований пограничного слоя с вдувом и горением водорода при различной интенсивности вдува установлено, что наличие зоны тепловыделения значительно затягивает ламинарно-турбулентный переход. Изменение интенсивности вдува вызывает перемещение фронта пламени по высоте пограничного слоя, что существенно деформирует профили плотности газовой смеси и скорости, а это, в свою очередь, приводит к сложным закономерностям в поведении интегральных параметров пограничного слоя. Показаны вклады в суммарное снижение трения, обусловленные эффектами вдува и горения в пограничном слое при наличии фронта пламени. Горение водорода даже при сравнительно небольших скоростях вдува (сотые доли процента от скорости основного потока) резко снижает сопротивление трения. Особенно сильные эффекты снижения трения наблюдаются в области малых параметров вдува.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепло-массообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
2. Ерошенко В. М., Зайчик Л. И. Гидродинамика и тепло-массообмен на проницаемых поверхностях. М.: Наука, 1984.
3. Kulgein N. G. Transport processes in a combustible turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 1962. N 12. P. 417–437.
4. Woolridge C. E., Muzzy R. J. Measurements turbulent boundary layer with porous wall injection and combustion // Tenth Symp. (Intern.) on Combustion. New York: Academic Press, 1965. P. 1351–1362.
5. Ueda T., Mizomoto M., Ikai S. Thermal structure of a flat plate turbulent boundary layer diffusion flame // Bull. JSME. 1983. V. 26. P. 399–405.
6. 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.
7. Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И. Тепло- и массообмен в пограничном слое с испарением и горением этанола // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 1. С. 8–15.
8. Oka S., Sijercic M., Stefanovic P., et al. Mathematical modeling of complex turbulent flows // Rus. J. Eng. Thermophysics. 1994. V. 4, N 3. P. 245–284.

9. Волчков Э. П., Дворников Н. А., Перепечко Л. Н. Математическое моделирование турбулентного горения водорода в пограничном слое // Инж.-физ. журн. 1998. Т. 71, № 1. С. 86–91.
10. Волчков Э. П., Дворников Н. А., Перепечко Л. Н. Сравнение различных методов моделирования турбулентного горения в пограничном слое // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 4. С. 37–42.
11. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982.
12. Chien K.-Y. Prediction of channel and boundary layer flows with low-Reynolds-number turbulence model // AIAA Journal. 1982. V. 20, N 1. P. 33–38.
13. Denny V. E., Landis B. R. An improved transformation of the Patankar — Spalding type for numerical solution of two-dimensional boundary layer flows // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1971. V. 14. P. 1859–1862.
14. Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И., Шутов С. А. Турбулентный пограничный слой со вдувом реагирующих веществ // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 6. С. 21–28.
15. Ларин О. Б., Левин В. А. Энергоподвод к газу в турбулентном сверхзвуковом пограничном слое // ПМТФ. 2001. Т. 41, № 1. С. 98–101.
16. Jones J. W., Isaakson L. K., Vreeke S. A turbulent boundary layer with mass addition, combustion, and pressure gradient // AIAA Journal. 1971. V. 9, N 9. P. 1762–1768.
17. Yam C., Dwyer H. An investigation of the influence of blowing and combustion on turbulent wall boundary layer // AIAA Paper. 1987. N 226. P. 1–8.

Поступила в редакцию 15/XI 2001 г.
