

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ, ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС В ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ СО ВДУВОМ ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩИХ ВЕЩЕСТВ (ОБЗОР)

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

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

Представлен обзор современного состояния экспериментальных и теоретических исследований аэродинамики и тепло- и массопереноса при вдуве в пограничный слой, испарении и горении химически реагирующих веществ. Рассмотрены ламинарные и турбулентные режимы течения при дозвуковых скоростях потока. Проанализировано влияние интенсивности вдува горючего, вида горючего, продольного градиента давления, внешней турбулентности, а также ламинаризирующее влияние тепловыделения во фронте пламени на структуру пограничного слоя и тепло- и массоперенос.

Ключевые слова: химически реагирующие течения, турбулентность, тепло- и массообмен, пограничный слой.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов тепло- и массообмена в пограничном слое представляет значительный интерес для развития теории и практического использования реагирующих течений. Процесс вдува химически реагирующих веществ является самостоятельным и важным направлением теории газофазного горения, поскольку по подобному механизму происходит горение жидких и твердых топлив, а также теплозащитных покрытий. В этом случае продукты испарения или разложения твердых веществ вдуваются в пограничный слой и догорают в газовой фазе в потоке обтекающего окислителя. Образующийся фронт пламени является источником тепловыделения при экзотермических реакциях и продуктов сгорания, которые диффундируют к поверхности и во внешнюю область пограничного слоя. Таким образом, картина процесса горения топлив, а также аблирующих теплозащитных покрытий подобна течению в пограничном слое со вдувом горючего через пористую поверхность (рис. 1). В предельном случае, когда фронт реакции располагается на поверхности, имеет место режим гетерогенного горения.

Процессы горения в пограничных слоях весьма сложны, что обусловлено воздействием большого числа газодинамических и тепловых

параметров. Расчет пограничного слоя в таких условиях требует совместного решения динамической, тепловой и диффузионной задач с учетом уравнений химической кинетики, переменности теплофизических свойств, многокомпонентной диффузии и других факторов. Всё это делает точное решение задачи проблематичным, а имеющиеся модельные представления, содержащие большое число допущений, нуждаются в тщательном экспериментальном обосновании.

Исследованиям пограничных слоев с горением посвящено большое число работ, результаты которых обобщены в ряде монографий [1–6]. Однако имеющиеся данные весьма противоречивы. Так, например, результаты измерений характеристик тепло- и массообмена при горении в пограничном слое отличаются более

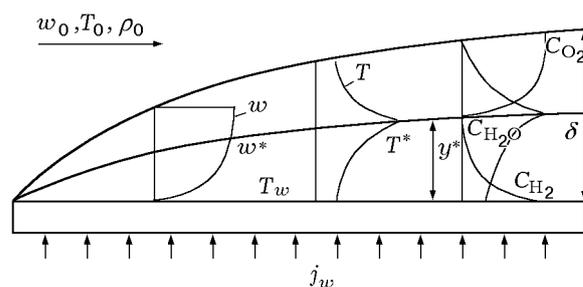


Рис. 1. Схема течения в пограничном слое с горением

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 02-02-16170) и грантов поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-816.2003.08 и НШ-1308.2003.8).

чем на порядок [7], что требует более глубокого анализа и постановки новых расчетных и экспериментальных исследований.

Слабо изучена турбулентная структура пограничных слоев с горением. Это затрудняет понимание механизма взаимодействия турбулентности и горения, что, в свою очередь, сдерживает создание новых теоретических моделей, адекватно отражающих процессы турбулентного переноса в реагирующих потоках.

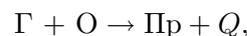
В настоящем обзоре дан анализ современного состояния теоретических и экспериментальных исследований пограничных слоев со вдувом химически реагирующих веществ. Основной целью работы была попытка показать как имеющиеся в данной области противоречия, так и общие закономерности, обнаруженные различными исследователями, и дать, где это возможно, анализ особенностей механизма тепло- и массообменных процессов в пограничных слоях с горением.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ С ГОРЕНИЕМ

1.1. Диффузионная модель с фронтом горения

Большое распространение при описании горения предварительно не перемешанных газов получила диффузионная модель фронта горения. Фронт пламени условно делит пограничный слой на две характерные области — зону горючего и зону окисления. Подобные зоны наблюдаются и при горении заранее не перемешанных газов в затопленных и спутных струях, а также в настильных факелах.

Как правило, наличие тонкой высокотемпературной области тепловыделения предполагает диффузионный механизм горения. Строго говоря, приближение фронта горения справедливо, если скорость химической реакции намного превосходит скорость диффузии химических элементов. При этом интенсивность горения ограничена скоростью диффузии и, следовательно, определяющую роль начинают играть такие факторы, как аэродинамика течения, геометрия обтекаемой поверхности, ускорение потока, внешняя турбулентность и др. Поэтому при рассмотрении пограничных слоев и факелов с диффузионным горением вполне оправданным является подход с использованием одностадийной глобальной химической реакции



где Γ — горючее, O — окислитель, Пр — продукты реакции, Q — тепловой эффект реакции. Скорость выделения теплоты может быть определена из закона Аррениуса

$$Q = \sum h_i^0 \rho_i^2 \frac{\nu_i}{M_j} C_i C_j A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (1)$$

Здесь h — энтальпия, ρ — плотность, ν — стехиометрический коэффициент, M — молекулярная масса, C_i, C_j — массовые концентрации веществ, A и E — константы, характеризующие скорость реакции. Основы теории диффузионного горения газов были заложены Бурке — Шуманом [8], которые впервые использовали универсальную концентрацию

$$\tilde{C} = C_o - \nu C_\Gamma, \quad (2)$$

где C_o и C_Γ — массовые концентрации окислителя и горючего. Преимущество использования переменной \tilde{C} состоит в том, что уравнение диффузии не содержит источникового члена, зависящего от скорости реакции.

Дальнейшее развитие теории диффузионного горения получила в работах Шваба, Зельдовича [9, 10]. Если при этом уравнение энергии записать в полных энтальпиях с учетом энергии образования веществ, то и в них исчезают источниковые члены. Тогда уравнения переноса при $Le \rightarrow 1$ будут подобными, что существенно упрощает процедуру решения задачи о тепло- и массопереносе в пограничном слое с фронтом горения [11–14]. При этом весьма эффективными и простыми в реализации становятся решения интегральных уравнений пограничного слоя.

1.2. Интегральные уравнения пограничного слоя с горением

Как отмечалось выше, интегральные уравнения движения, энергии и диффузии для безградиентного течения при числе Льюиса $Le = 1$ и записанные через полные энтальпии и обобщенные (атомарные) концентрации веществ становятся подобными. В частности, уравнение энергии записывается в виде

$$\frac{d\text{Re}_H^{**}}{d\bar{x}} + \frac{\text{Re}_H^{**} d\Delta H}{\Delta H d\bar{x}} = \psi(1 + b_{1H})\text{St}_0 \cdot \text{Re}_L, \quad (3)$$

где $H = \sum_{i=1}^n [c_{p,i}dT + h_i^0]C_i$ — полная энтальпия газовой смеси, $c_{p,i}$ — удельная теплоемкость при постоянном давлении, h_i^0 — энтальпия образования вещества, $\bar{x} = x/L$, L — длина пластины, St_0 — число Стантона в стандартных условиях (обтекание непроницаемой пластины изотермическим безградиентным потоком без горения), $Re_L = w_0L/\nu$, w_0 — скорость основного потока, ν — кинематическая вязкость. Интегральное число Рейнольдса записывается как $Re_H^{**} = \delta_H^{**}W_0\nu$ и рассчитывается по толщине потери полной энтальпии $\delta_H^{**} = \int_0^\delta \tilde{\rho}\tilde{\omega}\left(1 - \frac{H - H_w}{H_0 - H_w}\right) dy$, где $\tilde{\rho} = \rho/\rho_0$, ρ_0 — плотность основного потока, $\tilde{\omega} = w/w_0$ — безразмерная скорость потока, индекс w соответствует условиям на стенке. Для решения уравнения (3) необходимо знать два параметра — относительную функцию трения или тепло- и массообмена $\psi = St_H/St_{H_0}$ и параметр проницаемости $b_{1H} = \frac{j_w}{\rho_0 w_0 St_H}$, характеризующий влияние вдува на трение и тепло- и массообмен, где j_w — интенсивность поперечного потока вещества, $St_H = q_w/\rho_0 w_0 \Delta H$ — число Стантона, определенное по разности полных энтальпий в ядре и на стенке $\Delta H = H_0 - H_w$, q_w — тепловой поток к стенке. Подобным образом могут быть записаны уравнения движения и диффузии. Для их решения необходимо установить функциональную связь между воздействующими на течение факторами (проницаемость стенки, неизотермичность и др.) и относительной функцией тепло- и массообмена ψ . При турбулентном режиме течения для этого требуется привлечение моделей турбулентности.

Одной из простейших и эффективных моделей турбулентного тепло- и массопереноса является асимптотическая теория пограничного слоя. Для расчета пограничных слоев с фронтом горения впервые эта теория была использована в работе [13], а затем развита в [15, 16].

Пределный интеграл асимптотической теории в соответствии с принятой моделью диффузионного фронта разбивается на две части (см. рис. 1): от пористой стенки до фронта горения (зона горючего) и от фронта до ядра течения (зона окисления):

$$\psi = \left[\int_0^{\theta^*} \sqrt{\frac{\rho\tilde{q}_0}{\rho_0\tilde{q}}} d\theta + \int_{\theta^*}^1 \sqrt{\frac{\rho\tilde{q}_0}{\rho_0\tilde{q}}} d\theta \right]^2. \quad (4)$$

Распределение турбулентных тепловых (диффузионных) потоков или касательного напряжения зависит от интенсивности вдува [12]: $\tilde{q}/\tilde{q}_0 = 1 + b_1\theta$. При этом влияние всех остальных факторов при горении сказывается через распределение плотности по толщине пограничного слоя. При подобии процессов тепло- и массообмена

$$\tilde{\omega} = \theta = \varphi. \quad (5)$$

Здесь $\tilde{\omega} = w/w_0$, $\theta = (H - H_w)/(H_0 - H_w)$, $\varphi = (K_i - K_{iw})/(K_{i0} - K_{iw})$ — профили скоростей, полных энтальпий и обобщенных концентраций i -го химического элемента, $K_i = \sum_{i=1}^m a_{in}C_n$, K_{i0} , K_{iw} — концентрации i -го элемента в ядре потока и на стенке соответственно, a_{in} — массовая доля i -го химического элемента в n -м веществе с концентрацией C_n .

В итоге влияние химических реакций на тепло- и массообмен и трение согласно выражению (4) сказывается через изменение плотности ρ/ρ_0 в пограничном слое, которое связано с профилями температуры и концентраций веществ следующими простыми соотношениями:

$$\rho/\rho_0 = MT_0/M_0T, \quad (6)$$

где $M = \sum_{n=1}^m C_n/M_n$ — кажущаяся молекулярная масса смеси газа.

Из анализа уравнений диффузии и профилей концентрации химических элементов следует, что положение фронта реакции θ^* определяется интенсивностью вдува и стехиометрическим соотношением [15]. В частности, для реакции водорода с кислородом

$$\theta^* = 1 - \frac{2}{18} \frac{1 + b_1}{b_1}.$$

В общем случае одностадийного горения углеводородного топлива с образованием H_2O и CO_2 значение θ^* определяется [17] по формуле

$$\theta^* = \frac{[(24K_H + 8K_C - 3K_O)' - (3K_O - 8K_C - 24K_H)_0/b_1]}{[(24K_H + 8K_C - 3K_O)' + (3K_O - 8K_C - 24K_H)_0]}. \quad (7)$$

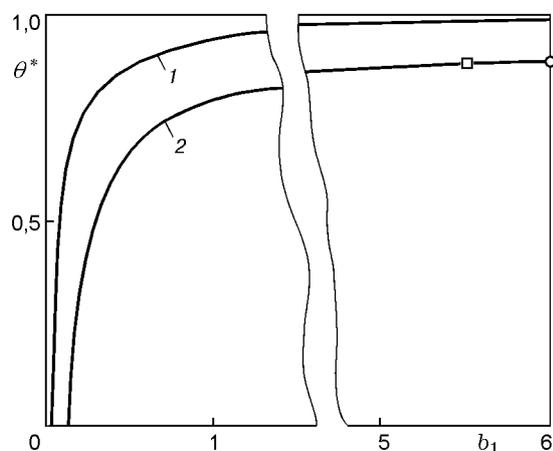


Рис. 2. Координата фронта горения при вдуве горючего в воздух:

1 — водород, 2 — этанол, точки — данные эксперимента [17]

Здесь первые члены в числителе и знаменателе — массовые концентрации химических элементов во вдуваемом веществе.

Из уравнения (7) следует, что значение безразмерной энтальпии во фронте горения θ^* не зависит от режима течения, а определяется параметром вдува, составом горючего и окислителя и их концентрациями в ядре потока и во вдуваемом газе. Характер режима течения (ламинарный или турбулентный) будет влиять только на расстояние от стенки, на котором достигается значение θ^* . Вследствие большей заполненности профилей при турбулентном течении фронт реакции будет располагаться ближе к стенке, чем в ламинарном.

Зависимость координат фронта θ^* от интенсивности вдува при горении водорода и этанола в потоке воздуха представлена на рис. 2. Как видно, вдув более легкого газа приводит к увеличению θ^* . При этом результаты расчета хорошо коррелируют с экспериментом по горению этанола [17]. Значительное влияние на величину θ^* оказывает параметр вдува b_1 . В предельном случае $b_1 \rightarrow \infty$ согласно выводам асимптотической теории [12] происходит оттеснение пограничного слоя, но при этом фронт не достигает внешней границы, а его положение определяется стехиометрией протекающей реакции. В другом предельном случае $\theta^* = 0$ фронт горения достигает поверхности, и в данном режиме процесс подобен гетерогенному горению [14].

Асимптотический подход к решению за-

дачи о пограничном слое с фронтом горения позволяет достаточно просто и наглядно проанализировать влияние различных факторов на основные характеристики процессов переноса — тепло- и массообмен, профили скорости, температуры, состава и т. п. Это направление развивалось в работах [13–18].

Однако данная модель имеет ряд существенных недостатков, которые будут обсуждаться ниже. Тем не менее для ряда частных случаев, а также для оценочных расчетов диффузионная модель фронта пламени совместно с асимптотической теорией турбулентности дает приемлемые для инженерной практики результаты.

1.3. Модельные представления турбулентного пламени

Идея о представлении турбулентного пламени в виде системы движущихся объемов горячего и холодного газа впервые была предложена Щелкиным [19]. Двухжидкостная модель Сполдинга базируется, по существу, на тех же представлениях о «пятнистой структуре» турбулентных пламен. Эта модель успешно применена для решения ряда задач о горении как перемешанных, так и неперемешанных газов [20].

Квазидиффузионная модель фронта горения используется и для анализа турбулентных пламен. При этом полагается, что реакции протекают в тонких зонах, а наличие турбулентности приводит к искривлению и пульсациям фронта пламени. Такой подход положен в основу асимптотических методов теории турбулентного горения, обзор которых дан в работе [21].

Одной из простейших моделей для турбулентного горения является модель срыва вихрей Сполдинга [22]. В ней скорость химического превращения реагентов ограничена, с одной стороны, скоростью химической реакции, а с другой — скоростью турбулентного смешения. Таким образом,

$$\dot{\omega} = \min(R_t, R_{ch}), \quad (8)$$

при этом скорость турбулентного смешения определяется как

$$R_t \approx 2 \left(\rho D \frac{\partial c'}{\partial x_i} \frac{\partial c'}{\partial x_i} \right), \quad (9)$$

а скорость смешения реагентов R_{ch} — по закону Аррениуса. Здесь D — коэффициент диффузии, c' — величина пульсаций концентрации.

Следует отметить, что при использовании диффузионной модели скорость горения ограничивается только скоростью турбулентного перемешивания, поскольку $R_{ch} \rightarrow \infty$ и, следовательно, $\dot{\omega} = R_t$.

Для случая широко распространенной k - ε -модели при использовании ряда приближений можно получить [23]

$$R_t = 4A(c'^2)^{1/2} \rho \frac{\varepsilon}{k}, \quad (10)$$

где A — эмпирическая постоянная, рекомендуемое значение которой равно 4,0, k — кинетическая энергия турбулентности, ε — скорость ее диссипации.

Интенсивное развитие в последние годы получили методы, основанные на использовании достижений теории турбулентности нерагнующих потоков. Разрабатываемые модели включают в себя уравнения для энергии турбулентности и ее диссипации, а также для пульсаций температур и концентраций. Нахождение вероятности пульсаций плотности и температуры составляет одну из узловых проблем турбулентного горения [3].

1.4. Использование двух- и многопараметрических моделей для анализа турбулентного горения

Моделирование турбулентности в пограничных слоях с фазовыми и химическими превращениями представляет собой достаточно сложную задачу. К общеизвестным проблемам моделирования турбулентных течений для изотермических течений в данном случае добавляется влияние сильного градиента плотности (вследствие как различия свойств топлива, окислителя и продуктов, так и сильного тепловыделения в результате реакции), молекулярной вязкости и теплопроводности.

В первых работах по численному моделированию турбулентных пограничных слоев с горением [24] чаще всего использовались модели, основанные на гипотезе длины пути смешения. В ряде случаев данные модели оказались достаточно точными и, более того, как показано в работе [25], иногда и более работоспособными, чем сложные модели. Наибольшее распространение из моделей данного класса получила модель Себиси — Смита [26].

Дальнейшее развитие методов моделирования турбулентности позволило применить модели второго порядка для описания течений

в пограничных слоях с горением. При этом наибольшее распространение получили различные модификации k - ε -модели [27–31]. Уравнения для кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации

$$\rho U \frac{\partial k}{\partial x} + \rho V \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right] \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \mu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \rho \varepsilon + F_1, \quad (11)$$

$$\rho U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right] \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + F_2 \quad (12)$$

решаются совместно с системой дифференциальных уравнений пограничного слоя. Здесь U , V — продольная и поперечная компоненты скорости, $\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}$ — турбулентная вязкость, k — кинетическая энергия турбулентности, ε — скорость ее диссипации, C_1 , C_2 , C_μ , σ_k , σ_ε , F_1 , F_2 — константы и функции модели турбулентности. Константы данной модели могут зависеть от локального турбулентного числа Рейнольдса $Re_t = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon}$ и расстояния до стенки (так называемые модели для низких чисел Рейнольдса).

Модели данного вида обладают рядом существенных достоинств, таких как учет начального ламинарного участка течения, влияние сил плавучести на турбулентные характеристики и воздействие турбулентных пульсаций на скорость химических реакций. Так, в работе [32] была успешно применена q - ω -модель турбулентности для описания горения в пограничном слое при наличии продольного ускорения. В работе [27] на основе k - ε -модели проведено моделирование горения при свободно-конвективном течении. В работе [31] с использованием модификации Лэма — Бремхорста получены результаты по горению в пограничном слое у пористой поверхности при вдуве, близком к критическому.

Однако при определенных условиях, например, при наличии положительного или сильного отрицательного градиента давления,

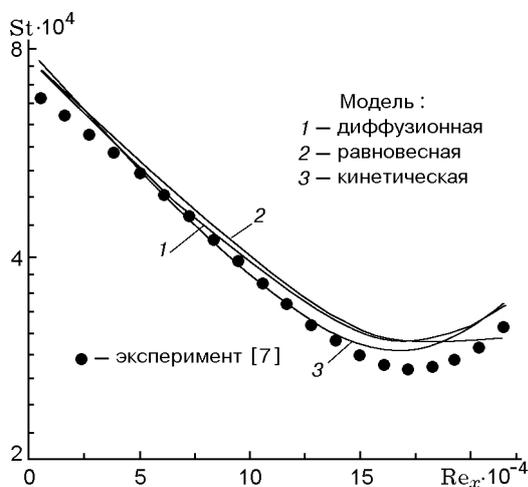


Рис. 3. Распределение коэффициента теплоотдачи по длине пластины

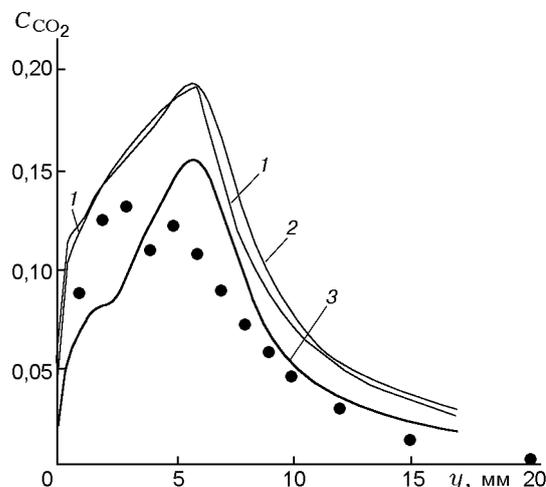


Рис. 4. Профили концентрации CO_2 в пограничном слое (обозначения соответствуют рис. 3)

интенсивного вдува, отрыва потока и др., данные модели оказываются неспособными описать течение даже качественно. Поэтому в настоящее время ведутся исследования по созданию более совершенных моделей. Большое внимание уделяется моделям на основе уравнений для напряжений Рейнольдса и так называемым явным моделям напряжений Рейнольдса применительно к течениям с горением [33].

Кроме того, в последнее время уровень вычислительной техники сделал возможным прямое численное моделирование и применение метода крупных вихрей к течениям с горением. Однако использование данных методов ограничивается низкими числами Рейнольдса и простейшими моделями химического реагирования [34].

1.5. Влияние кинетики химических реакций на турбулентное горение и тепло- и массообмен

Особый интерес при моделировании течений с горением представляет исследование различных моделей химического реагирования. Очевидно, что применение на практике диффузионной модели (в которой к уравнениям движения и энергии добавляется лишь одно уравнение диффузии) приводит к существенно меньшим вычислительным затратам по сравнению с полной кинетической моделью (например, при использовании одной из простейших схем горения водорода в кислороде число уравнений диффузии равняется 4). Кроме того, данные по кинетике химических реакций для раз-

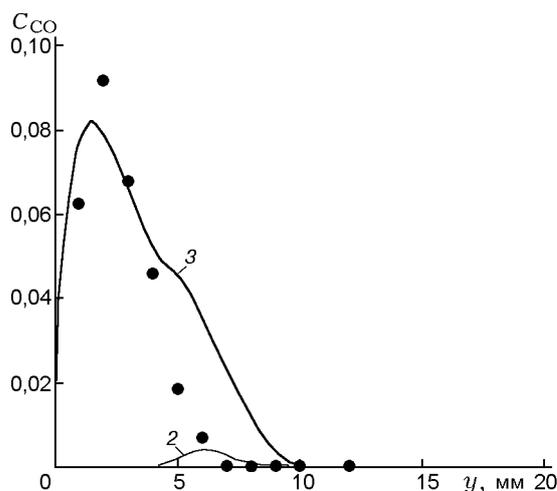


Рис. 5. Распределение концентрации CO в пограничном слое с горением метана (обозначения соответствуют рис. 3)

ного рода реагентов не всегда достаточно точны, а иногда и неизвестны.

В работах [28, 35] проведено детальное исследование влияния выбора метода моделирования химического реагирования. Рассмотрено три метода — диффузионная модель, модель химического равновесия и кинетическая модель. Результаты данного исследования показывают, что для пограничного слоя с горением при пористой подаче топлива все модели дают близкие результаты по осредненным динамическим характеристикам и тепло-

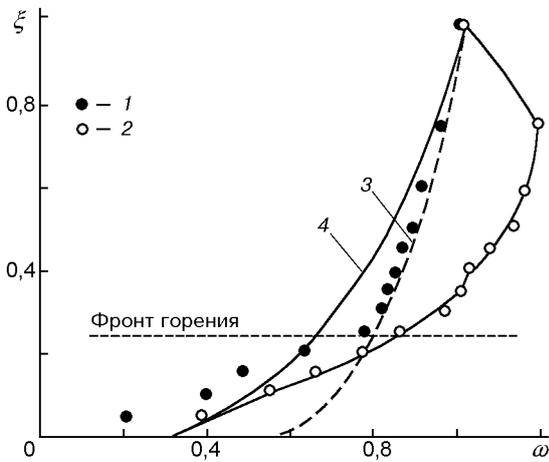


Рис. 6. Аэродинамика пограничного слоя с горением [46]:

1 — скорость, измеренная лазер-доплеровским анемометром, 2 — трубкой Пито, 3 — профиль скорости в стандартном турбулентном слое $\omega = \xi^{1/7}$ ($\xi = y/\delta$, где δ — толщина пограничного слоя), 4 — расчет с инородным вдувом ($b_1 = 5,5$)

обмену (рис. 3). Неплохое соответствие эксперимента и расчета наблюдается для конечных продуктов сгорания, что прослеживается на рис. 4 для двуокиси углерода. Однако для точного описания поведения концентрации ряда веществ, особенно реакций промежуточных продуктов, следует использовать кинетическую модель. Другие же модели, как это видно из рис. 5, дают принципиально иные результаты.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ С ГОРЕНИЕМ

Прежде всего, отметим ограниченность экспериментальной информации о структуре реагирующих пограничных слоев и процессах тепло- и массопереноса. Аэродинамическая структура пограничных слоев с пористым вдувом газов при отсутствии химических превращений изучена достаточно основательно [12, 36], в то время как работ по изучению пограничных слоев при наличии горения немного и диапазон параметров вдува в них ограничен.

Объясняется это сложностью экспериментальной техники, влиянием излучения и химических превращений, а также необходимостью проведения комплексных измерений скоростей, температур «замороженного» состава, тепло- и массообмена и турбулентных характеристик. Отсутствие опытных данных по какому-либо

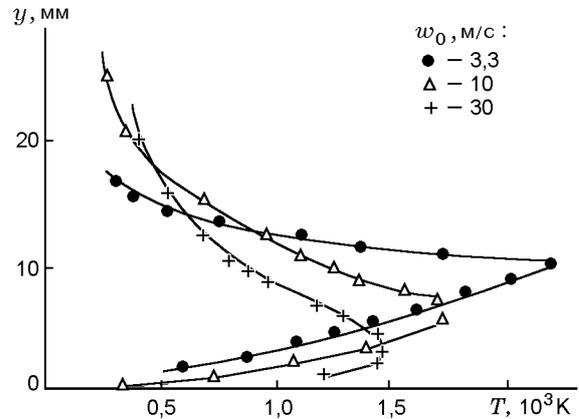


Рис. 7. Профили температур в пограничном слое с горением этанола [46]

параметру существенно осложняет анализ и обобщение результатов. Этот недостаток свойственен большинству опубликованных исследований, число которых также невелико [37–43].

Наиболее распространенными до последнего времени были контактные методы измерения — микротрубки, термопары, отборники состава и др. Лишь в последние годы интенсивное развитие получили оптические методы диагностики — лазерная анемометрия, рэлеевское и комбинационное рассеяние и др. [44, 45]. Необходимость развития этих методов, несмотря на их сложность и дороговизну, подчеркивают данные [46] по профилям скорости, полученным контактным методом (трубка Пито) и лазерным анемометром (рис. 6). Различия в результатах, полученных этими методами, весьма существенно. Возможной причиной отличий предполагается влияние пульсаций плотности при измерениях скоростного напора, по величине которого определялась скорость газовой смеси.

2.1. Исследование структуры пограничного слоя с фронтом горения

Имеющиеся экспериментальные исследования отличаются многообразием используемых горючих газов (метан [1, 37, 40, 47], пропан [37, 47–49], *n*-гексан [1, 49], смеси водорода с инертными газами [50–52]), а также жидкостей (метанол [1, 47, 53], этанол [46, 47, 49, 53]). Различны и экспериментальные установки с рабочими участками: пористый цилиндр, обтекаемый в продольном направлении [39, 49]; прямоугольные каналы, через одну из стенок кото-

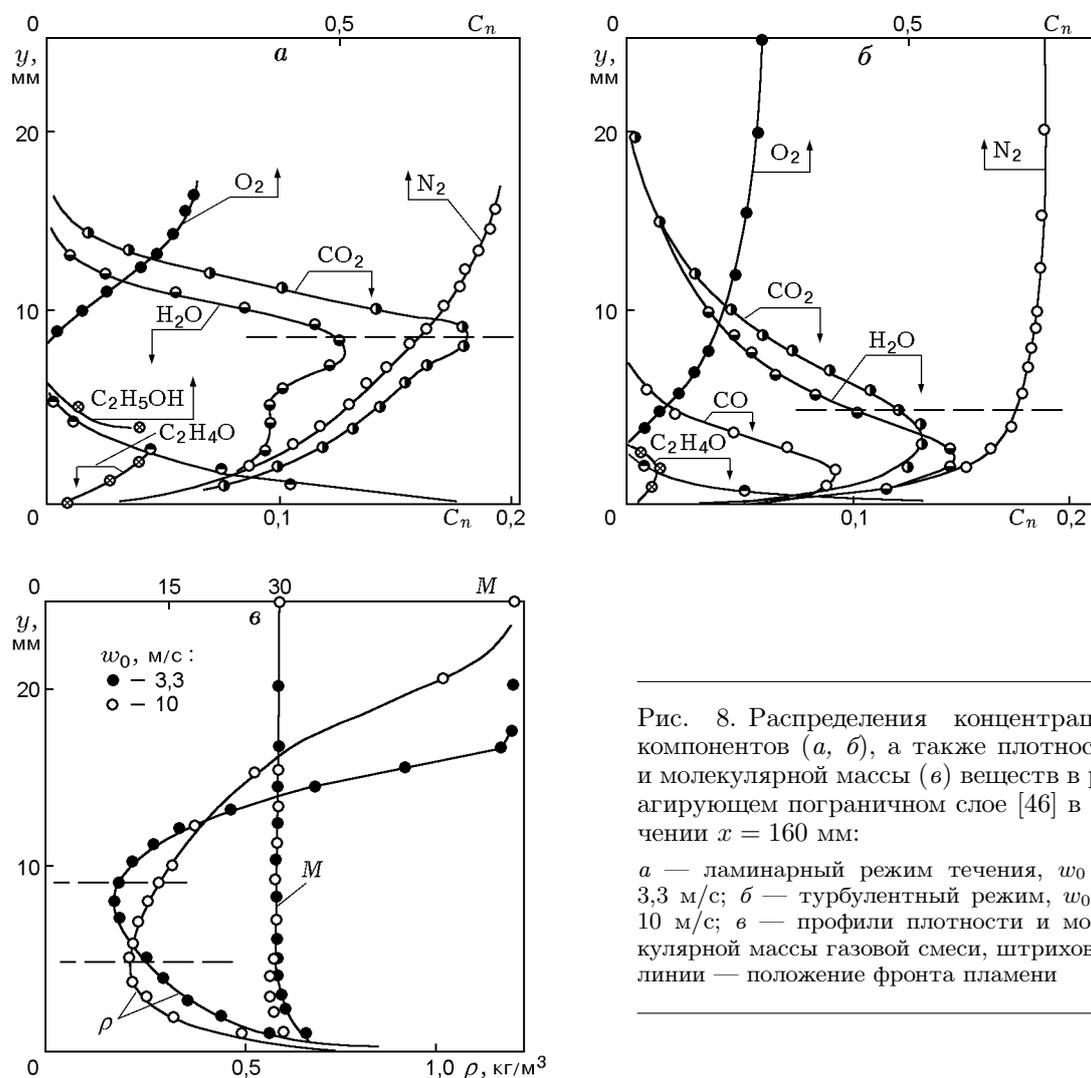


Рис. 8. Распределения концентрации компонентов (а, б), а также плотности и молекулярной массы (в) веществ в реагирующем пограничном слое [46] в сечении $x = 160$ мм:

а — ламинарный режим течения, $w_0 = 3,3$ м/с; б — турбулентный режим, $w_0 = 10$ м/с; в — профили плотности и молекулярной массы газовой смеси, штриховые линии — положение фронта пламени

рых инжестировалось горючее или его имитатор, при этом использовались каналы с длинным предвключенным динамическим участком [51, 52], с открытой верхней крышкой [46] для исключения продольного градиента давления потока, а также каналы с наложенным продольным градиентом давления [50, 54, 55].

Все отмеченные особенности постановки экспериментальных исследований затрудняют обобщение опытных данных и выявление общих закономерностей влияния горения на структуру пограничного слоя. Не имея полной экспериментальной информации о средних и особенно турбулентных характеристиках течения, проанализируем наиболее типичные особенности опытных данных, которые подтверждаются результатами измерений различных исследователей.

Распределение температур по толщине пограничного слоя дает важную информацию о структуре пограничного слоя с горением. На рис. 7 в качестве примера приведены экспериментальные профили температур при различных скоростях потока [46, 56, 57]. Течение при скорости $w_0 \approx 3$ м/с соответствовало ламинарному, а при больших скоростях — турбулентному режиму течения. В ламинарном режиме фронт отдалется от стенки и его температура близка к адиабатической температуре горения этанола в воздухе ($T^* \approx 2300$ К). При этом визуально фронт пламени представляет собой тонкую, практически неподвижную светящуюся поверхность. С увеличением скорости горения возбуждаются колебания зоны горения. Она становится размытой, и лишь в непосредственной близости от поверхности све-

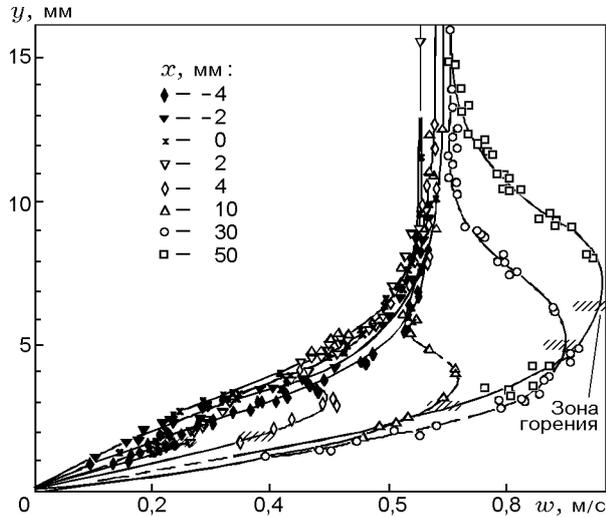


Рис. 9. Профили скорости в пограничном слое с пропановоздушным диффузионным пламенем [47]: $w_0 = 0,65$ м/с; $V_w = 7 \cdot 10^{-3}$ м/с

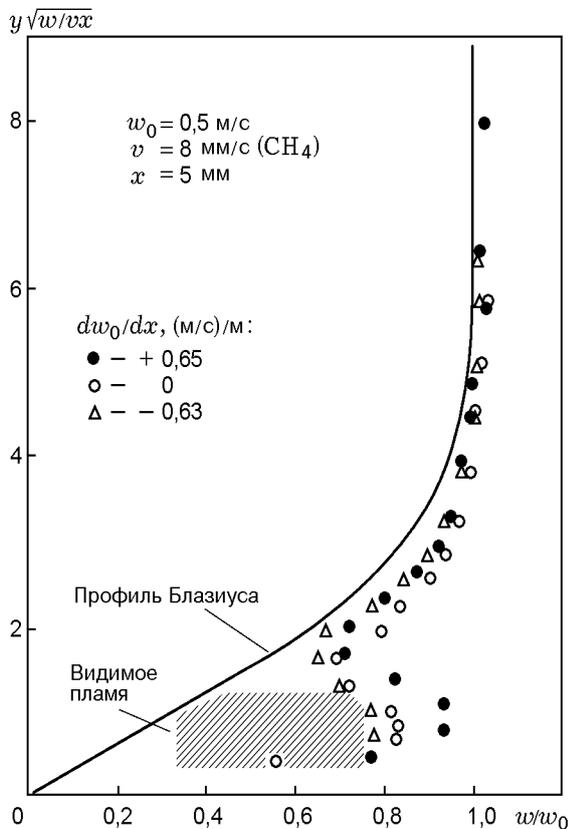


Рис. 10. Влияние продольного градиента давления на профиль скорости [59]

чение пламени отсутствует. Максимум осредненной температуры приближается к стенке, а ее уровень снижается. Например, при $w_0 = 30$ м/с, как это следует из рис. 7, температура во фронте приблизительно на 600 К ниже, чем при ламинарном течении. Среднеквадратичные пульсации температур по оценочным опытным данным [46] и измерениям [52] могут превышать $200 \div 500$ К, а относительные значения пульсаций температур в низкотемпературных областях пограничного слоя (внешней и пристеночной зонах) могут достигать 200 % и более.

Принципиальные технические затруднения вызывает измерение концентраций веществ в пограничном слое при горении. Прежде всего, это процедура их разделения и «замораживание» состава. Особенно остро эта проблема стоит при горении сложных органических топлив, когда велико количество устойчивых веществ, участвующих в реакции [1, 46, 49].

Профили концентрации компонентов в пограничном слое при горении этанола показаны на рис. 8. Данные заимствованы из работы [46] и получены при тех же условиях, что и профили температуры на рис. 7. Для ламинарного режима (рис. 8,а) фронт пламени (штриховая линия) совпадает с максимальными значениями концентрации продуктов сгорания (H_2O и CO_2). Это обстоятельство, как и профиль температур, свидетельствует в пользу диффузионного механизма горения при ламинарном режиме. Однако в области между стенкой и фронтом пламени как при ламинарном, так и при турбулентном режиме горения (рис. 8,б) образуются промежуточные продукты — оксид углерода и уксусный альдегид C_2H_4O . По данным работ [1, 49] в этой области наблюдается многостадийность химических превращений и для ее расчета необходимо воспользоваться двух- или многофронтальными моделями.

Тепловыделение существенно уменьшает плотность смеси по всей толщине пограничного слоя и особенно в зоне фронта пламени. Из рис. 8,б следует, что плотность во фронте примерно в шесть раз меньше, чем в основном потоке. В то же время молекулярная масса смеси, за исключением области, непосредственно прилегающей к стенке, остается практически постоянной и близкой к молекулярной массе воздуха. Это связано с тем, что при горении углеводородов в воздухе определяющий вклад в состав смеси вносит инертный азот, а

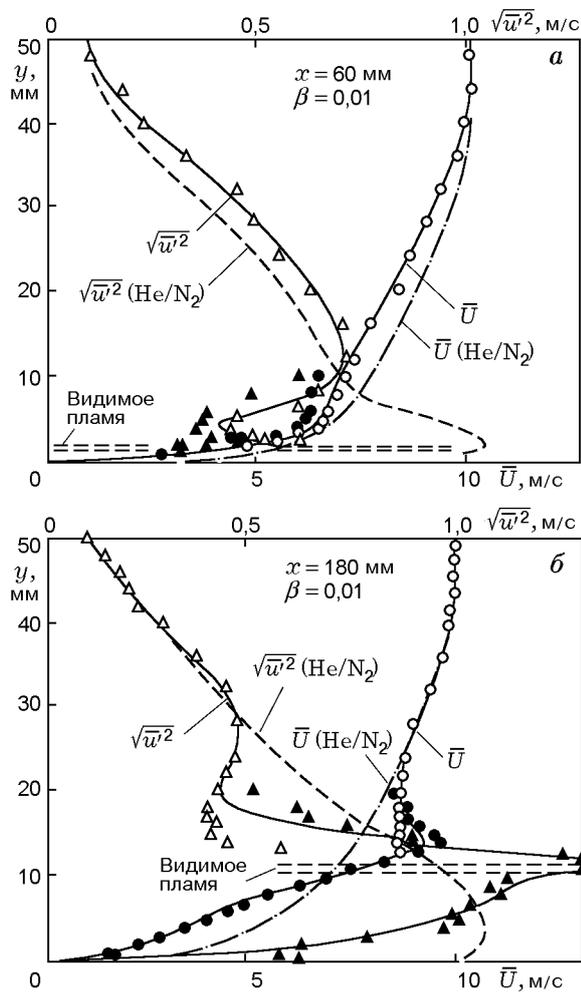


Рис. 11. Профили средней скорости (\circ , \bullet) и турбулентных продольных пульсаций скорости (Δ , \blacktriangle) при горении водородно-азотной смеси в воздухе [51]

влияние на молекулярную массу смеси других веществ может взаимно компенсироваться. Отмеченные особенности необходимо учитывать при построении теоретических моделей процессов переноса в пограничных слоях с горением.

При экспериментальном изучении аэродинамической структуры ламинарных пламен обнаружено [47, 58, 59], что в зоне тепловыделения за счет уменьшения плотности и соответственно сильного расширения смеси возникают локальные максимумы продольной скорости потока. Типичная картина полей скорости, заимствованная из работы [47], показана на рис. 9. Как видно, локальный максимум может существенно превышать скорость в ядре потока, а его величина и местоположение зави-

сят от скорости вдува горючего и продольного градиента давления. Как показано в работе [59] (рис. 10), продольный отрицательный градиент давления усиливает эффект локального ускорения потока во фронте пламен, но существует он, как это видно из рис. 10, и при нулевом и положительном градиентах давления.

В турбулентных пламенах процесс формирования структуры течения осложнен воздействием большого числа факторов, в том числе и эффектами ламинаризации за счет тепловыделения, собственно влиянием инжектирования вещества через пористую стенку, а также турбулизацией течения во фронте пламени [51]. В этом можно убедиться, обратившись к рис. 11, где показаны в сравнении опытные данные [51] по профилям средней скорости и продольной компоненты турбулентных пульсаций при горении азотоводородной смеси в отсутствие горения. Опыты были проведены при очень больших параметрах вдува ($\beta = j_w / \rho_0 w_0 \approx 0,01$), а пористой пластине предшествовал длинный предвключенный непроницаемый участок. Рис. 11,а соответствует началу развития пограничного слоя ($x = 60$ мм). Если профили осредненных скоростей при горении и без горения практически различаются мало, то среднеквадратичные турбулентные пульсации при горении существенно (почти в два раза) ниже, чем без горения. Это говорит о сильной ламинаризации течения за счет тепловыделения, зона которого в данных экспериментах располагалась вблизи стенки. По этой причине в распределении турбулентных пульсаций наблюдается двойной максимум.

По мере удаления от начала пограничного слоя происходит постепенная турбулизация течения за счет неустойчивостей фронта пламени [60]. Это наглядно следует из данных рис. 11,б. Теперь уже при горении уровень турбулентности становится выше, чем при отсутствии горения, а наличие продольного благоприятного градиента давления (течение в ограниченном канале) приводит к появлению в профиле продольной скорости перегиба и локального ускорения.

Эффект подавления пульсаций при горении подтверждается и в работе [46]. Об увеличении толщины вязкого подслоя при горении свидетельствуют опытные данные по профилям полных энтальпий [7], представленные на рис. 12 в универсальных координатах теории пристенной турбулентности. Видно, что при

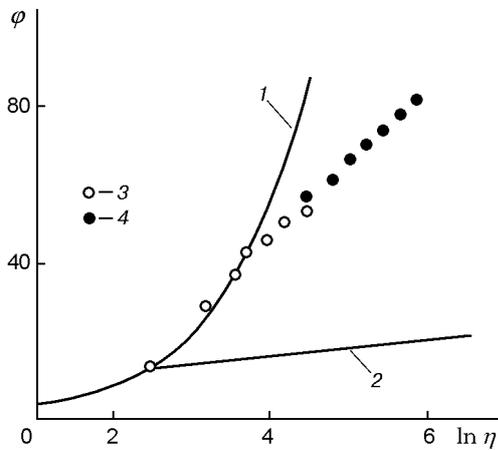


Рис. 12. Профили полных энтальпий в универсальных координатах [7]:

1 — вязкий подслой ($\varphi = \eta$); 2 — логарифмический участок стандартного пограничного слоя ($\varphi = 2,5 \ln \eta + 5,5$); 3, 4 — опытные данные при горении этанола при $w_0 = 10$ и 50 м/с соответственно

горении толщина вязкого подслоя (область, где выполняется условие $\varphi = \eta$) значительно больше, чем при отсутствии горения.

Большинство из указанных выше особенностей аэродинамической структуры пограничных слоев с горением, связанных вначале с ламинаризацией, а затем турбулизацией течения, подтверждается и теоретическим анализом. Примером могут служить расчеты, выполненные с использованием модели пути смешения [25], в рамках теории пограничного слоя и $k-\varepsilon$ -модели турбулентности [28], а также в двумерной постановке с привлечением двухпараметрических моделей [29].

Один из важных вопросов теории пограничного слоя — анализ подобия процессов переноса импульса, энергии и вещества. Как отмечалось выше, уравнения переноса энергии и вещества, записанные для полных энтальпий и концентраций химических элементов, не содержат источников членов и по форме совпадают с уравнением сохранения импульса. Для подобных граничных условий при $Pr = Sc = 1$ должна выполняться тройная аналогия Рейнольдса (5).

Сопоставление безразмерных профилей скоростей, полных энтальпий и обобщенных концентраций [46] показано на рис. 13. В качестве линейного масштаба при обработке данных использовались соответствующие толщины потери импульса δ^{**} , полной энтальпии δ_H^{**}

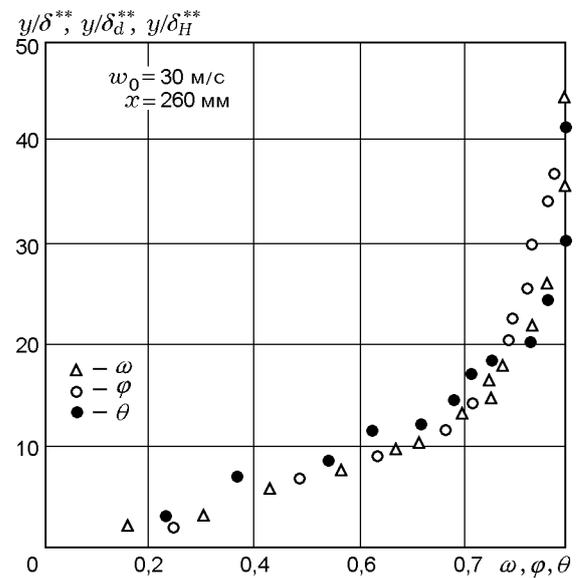


Рис. 13. Подобие профилей скорости, полных энтальпий и обобщенных концентраций в реагирующем пограничном слое [17]

и обобщенной концентрации химического элемента δ_d^{**} [12]. Несмотря на сложный характер распределения продольной скорости (см. рис. 6), температуры (см. рис. 7) и концентраций (см. рис. 8) по толщине слоя, наблюдается хорошее совпадение профилей между собой. Этот результат является принципиальным, поскольку свидетельствует об аналогии процесса обмена, если в качестве параметров переноса использовать полную энтальпию и обобщенную концентрацию.

Очевидно, что показанная аналогия имеет границы применимости. Установить эти границы из имеющихся экспериментальных данных сейчас не представляется возможным. К сожалению, отсутствие полных данных не позволило провести такого анализа для большинства экспериментальных работ.

2.2. Тепло- и массоперенос в пограничном слое с горением

Экспериментальное определение коэффициентов тепло- и массообмена в реагирующем пограничном слое сопряжено с определенной сложностью. По нашему мнению, до настоящего времени не сложилось четкой концепции как оценки погрешностей измерения, так и обработки и обобщения опытных данных. Отметим, что даже в более простых случаях: вдув

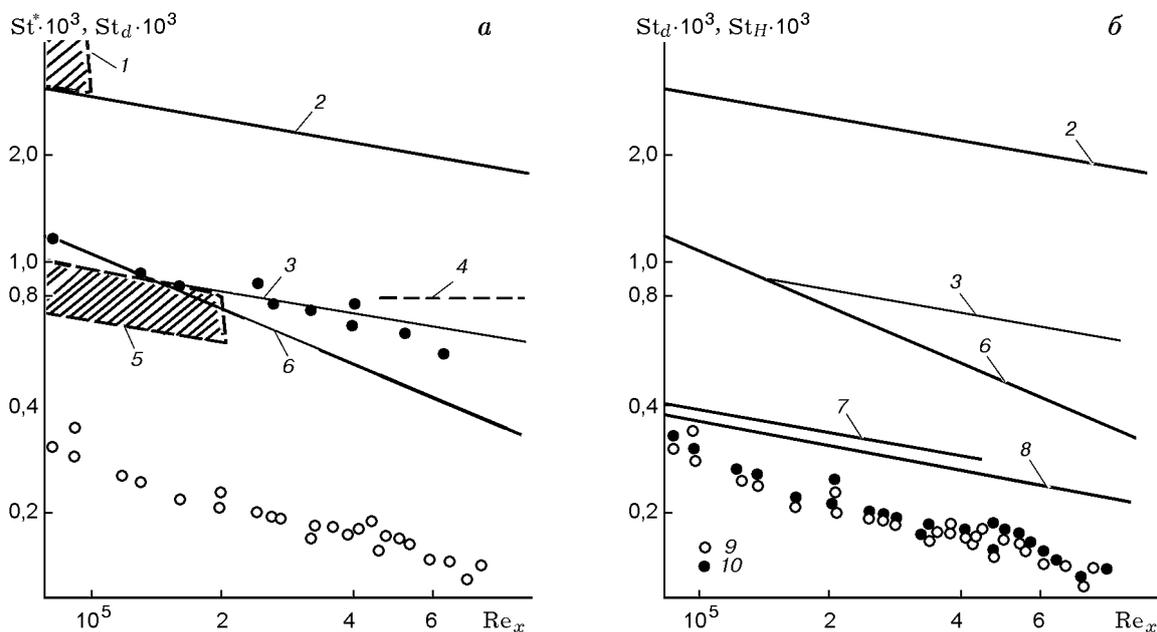


Рис. 14. Характеристики тепло- и массообмена в пограничном слое с горением [7]:

a — число Стантона определено по формуле (13), *б* — по формуле (15); 1 — опытные данные [39] для горения метана в воздухе; 2 — закон тепло- и массообмена в стандартном турбулентном пограничном слое [12]; 3 — тепло- и массообмен в турбулентном пограничном слое при испарении этанола, но без горения ($b_1 = 5,5$) [7]; 4 — расчет [71]; 5 — опытные данные [38] для горения пропана в воздухе; 6 — закон тепло- и массообмена в ламинарном пограничном слое без вдува и горения; 7 — расчет [41] для вдува и горения этанола в воздухе; 8 — расчет турбулентного пограничного слоя со вдувом и горением этанола интегральным методом [15]; 9, 10 — опытные данные [7, 17] по тепло- и массообмену соответственно

инородного вещества без горения [61], испарение [62] или конденсация парогазовых смесей [63] — проблема обобщения опытных и расчетных данных до конца не решена.

При горении характерным параметром является температура во фронте горения, поэтому естественно, что в большинстве экспериментальных исследований [1, 37–39, 49] тепловое число Стентона определялось по конвективной составляющей теплового потока и температурному напору между фронтом и стенкой:

$$St^* = \frac{q_w}{c_{p,w}(T^* - T_w)\rho_0 w_0}. \quad (13)$$

Такая обработка традиционна и удобна, так как величины, входящие в соотношение (13), сравнительно просто определяются в экспериментах.

Результаты такой обработки имеющихся в литературе данных показаны на рис. 14, *a*. Кроме данных по теплообмену здесь представлены также результаты измерения массоотдачи. Экспериментальное значение диффузионного числа Стентона St_d находилось из соотноше-

ния

$$St_d = \frac{j_w}{\rho_0 w_0} \left(\frac{K' - K_w}{K_0 - K_w} \right)_i, \quad (14)$$

полученного из уравнения сохранения *i*-го химического элемента на стенке. Здесь K' — концентрация *i*-го вещества во вдуваемом газе. Отметим, что наибольшую сложность при определении St_d в экспериментах представляло измерение концентраций веществ на пористой стенке. В экспериментах при горении над испаряющейся поверхностью этанола концентрация на стенке определялась при помощи кривой насыщения с учетом измеренной температуры поверхности.

Как видно из рис. 14, *a*, данные различных авторов имеют большой разброс. Опытные результаты по тепло- и массообмену одной и той же работы [17] не совпадают между собой, что противоречит демонстрируемому на рис. 10 подобию тепло- и массообмена. В то же время коэффициенты теплообмена в такой обработке совпадают с расчетом турбулентного пограничного слоя [12] со вдувом, но без горения.

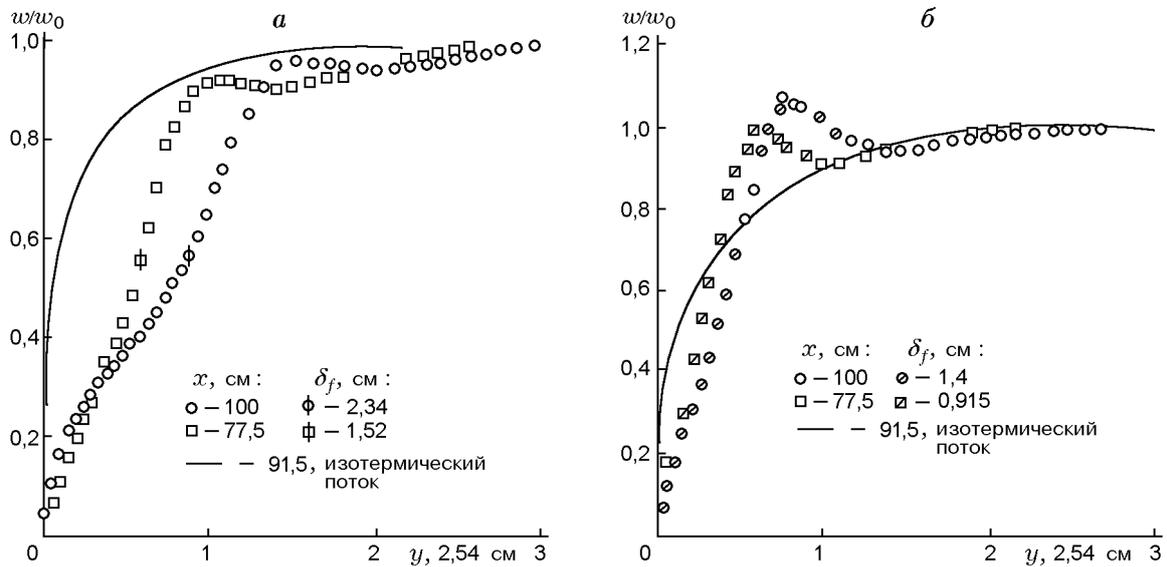


Рис. 15. Профили скорости в пограничном слое с ускорением [50]:
 а — ускорение отсутствует, б — отрицательный градиент давления 25 Па/м

Анализ причин, которыми обусловлен разброс опытных данных, по-прежнему остается предметом исследований [57, 61–63]. Если исходить из выводов теории пограничного слоя, то значение температуры фронта не является граничным условием для него (фронт располагается внутри пограничного слоя). Поэтому использование температурного напора $\Delta T = T^* - T_w$ представляется искусственным и приводит к тому, что внешняя часть пограничного слоя вообще выпадает из рассмотрения.

Более строгим и обоснованным является использование полных энтальпий в качестве потенциала переноса. Коэффициент теплообмена в этом случае записывается в виде

$$St_H = \frac{a_w}{(H_0 - H_w)\rho_0 w_0}. \quad (15)$$

На рис. 14,б показаны результаты опытов [7], когда коэффициенты переноса рассчитывались по разности полных энтальпий (15) и концентраций химического элемента (14) во внешнем потоке и на стенке. Представить в такой форме данные опытов других авторов оказалось невозможным вследствие их неполноты. Видно, что при такой обработке данные по тепло- и массообмену совпадают между собой. Причем интенсивность тепло- и массообмена на порядок ниже, чем в стандартном пограничном слое (рис. 14,б, линия 2), и примерно в три раза ниже, чем на проницаемой поверхности при том же параметре ддува без горения.

Линией 8 на рис. 14,б представлены результаты расчета турбулентного пограничного слоя со вдувом и горением этилового спирта. Расчет выполнен по интегральной модели пограничного слоя с диффузионным фронтом горения. Как видно, полного согласия между теорией и экспериментом не наблюдается, а имеющееся отличие объясняется влиянием большого числа факторов, обсуждавшихся выше, учесть которые интегральная модель не может. Результаты, близкие к полученным, дает также расчет [41], адаптированный для случая горения этанола в турбулентном пограничном слое.

2.3. Турбулентное горение в ускоренном потоке

Горение в каналах часто сопровождается возникновением продольного градиента давления, что приводит к ускорению потока. Влияние ускорения потока на структуру течения в реагирующем пограничном слое исследовалось в работах [50, 54, 64, 65]. Отрицательный градиент давления оказывает сильное влияние на распределение скоростей в пограничном слое. Это можно видеть на рис. 15, где представлены экспериментальные профили скорости [50] в двух сечениях потока без ускорения (рис. 15,а) и с ускорением (рис. 15,б). Вдув и горение вызывают сильную деформацию профилей, однако вблизи сечения $x \approx 100$ мм они приближаются к «равновесным» (рис. 15,а). Продольный градиент давления приводит к корен-

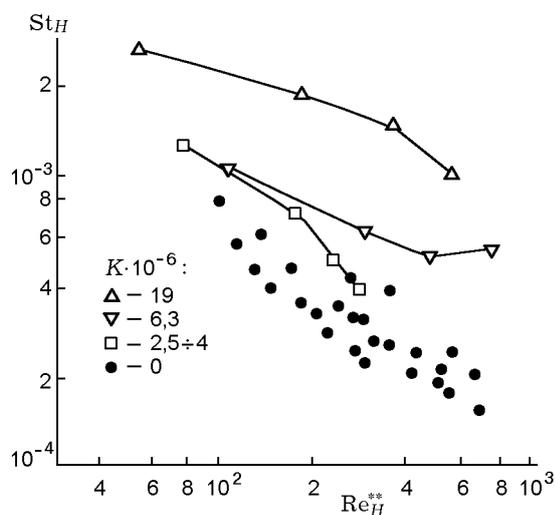


Рис. 16. Теплообмен в пограничном слое с химическими реакциями [54] при различных значениях параметра ускорения $K = (\rho/w_0^2)(dw_0/dx)$

ной перестройке течения (рис. 15,б). В зоне фронта пламени появляются локальные максимумы, превышающие скорость в ядре потока. В целом картина напоминает перестройку структуры течения в ламинарных пламенах (см. рис. 9, 10), однако в турбулентных режимах взаимодействие турбулентности, горения и инерционных сил значительно сложнее. К числу неожиданных можно отнести результаты [54] по влиянию ускорения и горения на теплообмен. Известно [66], что ускорение потока снижает интенсивность теплообмена, а при достаточно сильном ускорении возможна ламинаризация течения. Вдув и горение, как это было показано выше, также способствуют снижению теплоотдачи.

Наложение продольного отрицательного градиента давления на пограничный слой с горением, наоборот, существенно интенсифицирует теплообмен. Из рис. 16 видно, что ускорение потока может более чем на порядок увеличивать теплоотдачу. Одной из возможных причин этого явления авторы [54] называют деформацию профиля скоростей: по мере роста ускорения потока максимум скорости приближается к стенке. Об этом же свидетельствуют и расчетные данные работы [32].

2.4. Влияние турбулентности потока на структуру пограничного слоя с горением

Работ по влиянию уровня турбулентности

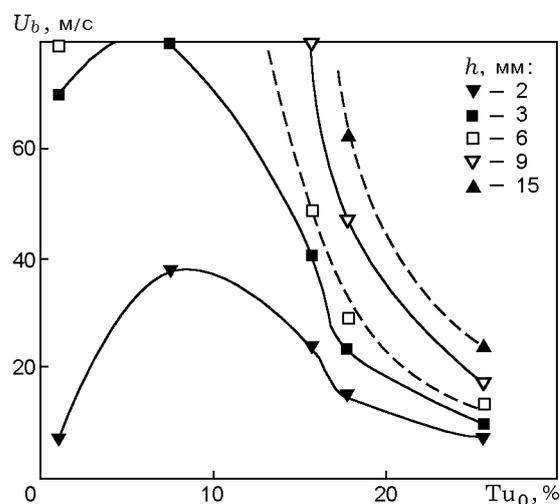


Рис. 17. Скорость срыва пламени при горении испаряющегося этанола в турбулизированном воздушном потоке [68]:

линии проведены для наглядности

на пограничный слой с горением крайне мало [67–69], несмотря на большую научную и практическую важность этой проблемы. Механизм воздействия высокой турбулентности набегающего потока еще окончательно не выяснен для нереагирующих течений. Естественно, что картина значительно усложняется при вдуве и горении. В экспериментальных работах [68, 69] изучение усложнялось еще и тем, что на входе в рабочий участок непосредственно перед пористыми пластинами был расположен стабилизатор пламени (ребро) различной высоты. Совокупность всех этих факторов привела к чрезвычайно сложному аэродинамическому и тепловому процессу с образованием локальных минимумов и максимумов тепло- и массоотдачи, а также турбулентных пульсаций. Отметим, что влияние высокой турбулентности на структуру отрывного течения является в настоящее время предметом интенсивных исследований [70], но даже для этих более простых по сравнению с реагирующим пограничным слоем условий много проблем остается невыясненным.

Внешняя турбулентность кардинально влияет на скорость срыва пламен. Это следует из данных [68], представленных на рис. 17 в виде зависимости скорости срыва от степени турбулентности при различных высотах (h) ребра стабилизатора. При малых высотах ($h = 2$ мм) кривая немонотонна и максимум скорости срыва достигается при $Tu_0 \approx 10\%$, а при малой и высокой турбулентностях пла-

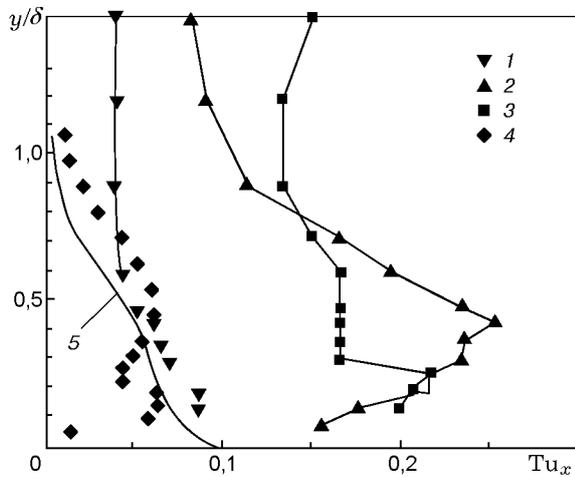


Рис. 18. Профили пульсаций скорости в турбулизированном пограничном слое [69]:

$h = 3$ мм, $w_0 = 10$ м/с, $x = 140$ мм; Tu_0 , %: 1 — 2,7, 2 — 8, 3 — 18, 4 — данные [51] для $x = 120$ мм; 5 — данные для пограничного слоя в стандартных условиях

мя срывается уже при скоростях $3 \div 5$ м/с. Наибольший диапазон устойчивого горения наблюдается при $h = 3$ мм. С ростом турбулентности этот диапазон уменьшается и несколько увеличивается в случае более высоких ребер.

Повышенная внешняя турбулентность сказывается на распределении турбулентных пульсаций скорости по толщине пограничного слоя. Об этом свидетельствуют опытные данные [69], представленные на рис. 18. Видно, что с ростом внешней турбулентности продольная компонента пульсаций возрастает, причем максимум пульсаций располагается вблизи фронта горения. При этом с ростом значений Tu_0 максимальные значения температур снижаются и смещаются к стенке. Профили скорости, представленные на рис. 19 в универсальных координатах, свидетельствуют о более ранней «турбулизации» течения при повышенной турбулентности, когда опытные точки начинают отклоняться от зависимости для вязкого подслоя к распределению, характерному для внутренней зоны турбулентного ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Сергеев Г. Т.** Основы теплообмена в реагирующих средах. Минск: Наука и техника, 1977.

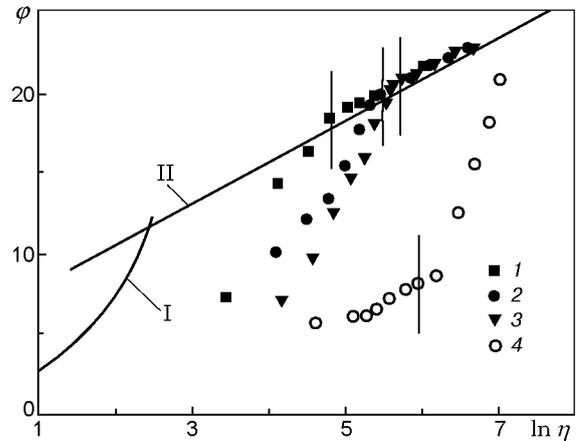


Рис. 19. Профили скорости при горении в высокотурбулизированном потоке [69]:

$w_0 = 10$ м/с; 1 — $h = 3$ мм, $Tu_0 = 18$ %, $x = 140$ мм; 2 — $h = 3$ мм, $Tu_0 = 18$ %, $x = 270$ мм; 3 — $h = 3$ мм, $Tu_0 = 1$ %, $x = 270$ мм; 4 — $h = 6$ мм, $Tu_0 = 8$ %, $x = 270$ мм; I — $\varphi = \eta$; II — $\varphi = 2,5 \ln \eta + 5,5$; вертикальные линии — положение фронта пламени

2. **Вильямс Ф. А.** Теория горения. М.: Наука, 1971.
 3. **Кузнецов В. Р., Сабельников В. А.** Турбулентность и горение. М.: Наука, 1986.
 4. **Сполдинг Д.** Основы теории горения. Л.: Госэнергоиздат, 1959.
 5. **Лалин Ю. В., Стрелец М. Х.** Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989.
 6. **Горение и течение в агрегатах энергоустановок. Моделирование, энергетика, экология /** Крюков В. Г., Наумов В. И., Демин А. В., Абдуллин А. Л., Тринос Т. В. / Под ред. В. Е. Алемасова. М.: Янус-К, 1997.
 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. **Burke S. P., Schuman T. E.** Diffusion flames // Intern. Eng. Chem. 1928. V. 20, N 10. P. 998–1004.
 9. **Шваб В. А.** Связь между температурными и скоростными полями газового факела // Исследование горения натурального топлива: Сб. М.: Госэнергоиздат, 1948. С. 231–248.
 10. **Зельдович Я. Б.** К теории горения неперемешанных газов // Журн. техн. физики. 1949. Т. 19, № 10. С. 1199–1210.
 11. **Лиз.** Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций // Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций: Сб. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. С. 13–69.
 12. **Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.

13. **Сполдинг Д., Ауслендер Т., Сандэрем Т.** Расчет тепло- и массообмена в турбулентном пограничном слое на плоской пластине при больших числах M как при наличии, так и отсутствии химических реакций // Перевод ЦАГИ. 1966. № 180.
14. **Волчков Э. П.** Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983.
15. **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.
16. **Волчков Э. П., Терехов В. И.** Турбулентный теплоперенос в пограничном слое при наличии химических реакций // Процессы переноса в высокотемпературных и химически реагирующих потоках: Сб. Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1982. С. 13–39.
17. **Бояршинов Б. Ф.** Тепло- и массоперенос в пограничном слое при испарении и горении этанола: Дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск, 1988.
18. **Terekhov V. I.** Heat and mass transfer on permeable surface involving phase transition and chemical reactions // Heat Transfer Res. 1992. V. 24, N 2. P. 139–171.
19. **Щелкин К. И.** О сгорании в турбулентном потоке // Журн. техн. физики. 1943. Т. 13. С. 520–530.
20. **Сполдинг Д. В.** Применение двухжидкостной модели турбулентности к проблемам горения // Аэрокосм. техника. 1987. № 2. С. 31–42.
21. **Вильямс Ф. А.** Асимптотические методы в теории турбулентного горения // Аэрокосм. техника. 1989. № 2. С. 19–30.
22. **Spalding D. V.** Combustion and Mass Transfer. New York, Wash: Pergamon Press, 1979.
23. **Волков Э. П., Зайчик Л. И., Першуков В. А.** Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994.
24. **Kikkawa S., Yoshikawa K.** Theoretical investigation of turbulent boundary layer with combustion over a flat plate // Heat Transfer, Jap. Res. 1975. V. 4, N 3. P. 37–49.
25. **Yam C., Dwyer H.** An investigation of the influence of blowing and combustion in turbulent boundary layer // AIAA Paper. 1987. N 226. P. 1–8.
26. **Себиси Т., Брэдшоу П.** Конвективный теплообмен. М.: Мир, 1987.
27. **Локтионова И. В.** Моделирование турбулентного горения у поверхности: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Алма-Ата, 1986.
28. **Перепечко Л. Н.** Моделирование процессов теплопереноса в пограничном слое с фазовыми и химическими превращениями: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1998.
29. **Волчков Э. П., Терехов В. В., Терехов В. И.** Моделирование совместного влияния вдува и горения на сопротивление трения и теплообмен в пограничном слое // Тр. XXVI Сибирского теплофизического семинара. Новосибирск, 2002. CD-ROM26 с.
30. **Волчков Э. П., Терехов В. В., Терехов В. И.** Структура пограничного слоя с горением водорода при различных интенсивностях вдува // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 3. С. 20–29.
31. **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.
32. **Терехов В. В.** О влиянии продольного отрицательного градиента давления на горение в турбулентном пограничном слое // Физические основы экспериментального и математического моделирования процессов газодинамики и теплообмена в энергетических установках: Сб. тр. XIII школы-семинара под рук. А. И. Леонтьева, 2001. СПб., 2001. Т. 1. С. 258–261.
33. **Merci V., Dick E., Vierendeels J., et al.** Application of a new cubic turbulence model to piloted and bluff-body diffusion flames // Combust. Flame. 2001. V. 196, N 1–2. P. 1533–1556.
34. **Hilbert H., Trevelin D.** Autoignition of turbulent non-premixed flames investigated using direct numerical simulation // Combust. Flame. 2002. V. 128, N 1–2. P. 22–37.
35. **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.
36. **Ерошенко В. М., Зайчик Л. И.** Гидродинамика и теплообмен на проницаемых поверхностях. М.: Наука, 1984.
37. **Батиевский В. Л., Сергеев Г. Т.** Исследование процесса горения углеводородов в пограничном слое на проницаемой поверхности // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 4. С. 13–23.
38. **Беспалов И. В.** Конвективный теплообмен на проницаемой пластине при горении в пограничном слое // Тепло- и массоперенос: Материалы IV Всесоюз. совещ. Минск, 1972. Т. 1, № 3. С. 48–56.
39. **Kulgein N.** Transport processes in a combustible turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. 1962. V. 12, N 3. P. 417–437.
40. **Ерошенко В. М., Кузнецов В. Е., Мотулевич В. П. и др.** Экспериментальное исследование теплообмена в химически реагирующем ламинарном пограничном слое // Теплофизические свойства и газодинамика высокотемпературных сред. М.: Наука, 1972. С. 162–167.
41. **Paul P. J., Mukunda H. S., Jain V. K.** Regression rates in a boundary layer

- combustion // 19th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Inst., 1982. P. 717–729.
42. **Шабалин Н. И., Финаев Ю. А.** Некоторые вопросы тепломассопереноса в реагирующем пограничном слое // Весці академіі навук БССР. Сер. физ.-энерг. наук. 1975. № 1. С. 90–96.
 43. **Marxman G., Gilbert M.** Turbulent Boundary layer combustion in the hybrid rocket // 9th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Inst., 1963. P. 317–383.
 44. **Джонстон Ш. К., Диббл Р. У., Шефер Р. У. и др.** Лазерные измерения и стохастическое моделирование турбулентных реагирующих течений // Аэрокосм. техника. 1987. № 3. С. 48–133.
 45. **Boyarshinov V. F., Volkov A. A., Fedorov S. Y.** The gas flow correlation characteristic measurement by CARS technique // Proc. ICMA-96. Novosibirsk, 1996. Pt 1. P. 62–66.
 46. **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.
 47. **Hirano T., Kanno Y.** Aerodynamic and Thermal structures of the laminar boundary layer over a flat plate with a diffusion flame // 14th Symp. (Intern.) Combustion. 1973. P. 391–398.
 48. **Кумар И. Д.** Экспериментальное исследование тепло- и массообмена в реагирующем пограничном слое при пористом вдуве // Инж.-физ. журн. Т. 17, № 4. С. 622–632.
 49. **Батиевский В. Л.** Исследование локального тепло- и массопереноса в реагирующем пограничном слое при пористом вдуве: Дис. ... канд. техн. наук: 05.14.05 / ИТМО. Минск, 1976.
 50. **Джонс Д., Изааксон Л., Врик С.** Турбулентный пограничный слой при наличии подвода массы горения и градиента давления // Ракет. техника и космонавтика. 1971. Т. 9, № 9. С. 122–129.
 51. **Ueda T., Mizomoto M., Ikai S.** Velocity and temperature fluctuations in a flat plate boundary layer diffusion flame // Combust. Sci. Technol. 1982. V. 27, N 3–4. P. 133–142.
 52. **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.
 53. **Sergeev G. T., Smolsky B. M., Tarasevich L. I.** Heat and mass transfer for reaction of injected fluid with external oxygen flow // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1970. V. 13. P. 1215–1224.
 54. **Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Лукашов В. В.** Теплообмен в ускоренном химически реагирующем пограничном слое // Докл. АН. 1996. Т. 350, № 6. С. 736–765.
 55. **Мещеряков Е. А., Сабельников В. А.** Роль смешения и кинетики в уменьшении тепловыделения при сверхзвуковом горении неперемешанных газов в расширяющихся каналах // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 5. С. 23–32.
 56. **Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И.** Экспериментальное исследование структуры реагирующего пограничного слоя // Структура газофазных пламен: Сб. Новосибирск, 1988. С. 239–250.
 57. **Boyarshinov V. F., Volchkov E. P., Terekhov V. I.** Flow structure and heat and mass transfer in boundary layer with ethanol combustion // Flame Structure. Novosibirsk: Nauka, 1991. V. 1. P. 141–146.
 58. **Nakagawa Y., Nishiwaki N., Hirata M.** Effect of combustion on a laminar boundary layer // 13th Symp. (Intern.) Combustion. 1971. P. 813–819.
 59. **Ueda T., Ooshima A., Saito N., Mizomoto M.** Aerodynamic structure of a laminar boundary layer diffusion flame over a horizontal flat plate (Experimental analysis) // JSME Intern. J. Ser. II. 1991. V. 34, N 4. P. 527–532.
 60. **Цуруда Т., Хараяма М., Харано Т.** Рост турбулентности на фронте пламени // Теплопередача. 1986. Т. 4. С. 126–132.
 61. **Pererechko L. N.** Investigation of heat mass transfer processes in the boundary layer with injection // Arch. Thermodynamics. 2000. V. 21, N 3–4. P. 41–54.
 62. **Волчков Э. П., Лукашов В. В., Терехов В. В.** О подобии процессов тепло- массопереноса с инородным вдувом // Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках: Сб. М., 1999. С. 11–16.
 63. **Волчков Э. П., Терехов В. В., Терехов В. И.** Тепломассообмен в пограничном слое при течении влажного воздуха с конденсацией пара на поверхности // Теплофизика и аэромеханика. 2000. Т. 7, № 2. С. 257–266.
 64. **Ramachundra A., Raghunandan B.** On the velocity overshoot in a laminar boundary layer diffusion flame // Combust. Sci. Technol. 1983. V. 33, N 5–6. P. 309–313.
 65. **Чен Т., Тунг Т.** Обтекание клина потоком газа с образованием ламинарного пограничного слоя при наличии процессов испарения и горения // Гетерогенное горение: Сб. М.: Мир, 1967. С. 450–468.
 66. **Кейс В., Моффет Р, Тилбар В.** Теплообмен в турбулентном пограничном слое сильно-ускоренного течения с вдувом и отсосом // Труды Амер. о-ва инж.-мех. Сер. С: Теплопередача. 1970. Т. 92, № 3. С. 190–198.
 67. **Вилюнов В. Н., Дик И. Г.** О влиянии турбулентности на теплообмен, структуру и химическое реагирование в пламени // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 3. С. 359–366.

68. **Бояршинов Б. Ф.** Некоторые особенности тепло- и массопереноса при обтекании поверхности турбулизированным воздушным потоком // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 4. С. 124–130.
69. **Бояршинов Б. Ф., Титков В. И.** Влияние турбулентности набегающего потока на структуру пограничного слоя при диффузионном горении этанола // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 6. С. 55–63.
70. **Терехов В. И., Ярыгина Н. И.** Теплообмен в отрывных областях турбулизированных потоков // Тр. II Рос. нац. конф. по тепломассообмену, Москва, 26–30 октября, 1998. М., 1998. Т. 2. С. 244–247.
71. **Сухов Г. С., Ярин Л. П.** Теплообмен при горении жидкостей со свободной поверхностью в условиях естественной и вынужденной конвекции // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 19–25.

Поступила в редакцию 2/IV 2003 г.
