

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ И ПРОЦЕССА СМЕШЕНИЯ НА КОНЦЕНТРАЦИИ ОКИСИ УГЛЕРОДА И УГЛЕВОДОРОДОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ ДИФФУЗИОННОМ ФАКЕЛЕ

Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов

(Москва)

При исследовании диффузионного горения часто предполагается, что характеристики процесса определяются только смешением. Такое допущение приводит к двум разным моделям. Первая получается, если скорость реакции бесконечно велика при всех составах смеси. Тогда на основе следствий, вытекающих из подобия законов тепло- и массопереноса, с помощью термодинамического расчета находится связь между концентрацией любого вещества и восстановленной концентрацией горючего z (z удовлетворяет уравнению диффузии без источников; $z = 0$ в потоке чистого воздуха, $z = 1$ в потоке чистого горючего). Вторая модель соответствует бесконечно большой скорости реакции в смеси стехиометрического состава, т. е. при $z = z_s = 1/(1 + S)$, и равна нулю в остальных случаях (S — стехиометрический коэффициент). Она приводит к кусочно-линейным зависимостям концентрацией реагирующих веществ от z .

В обоих случаях получаются очень близкие результаты при описании горения водорода, так как термодинамический расчет показывает, что концентрации всех промежуточных веществ малы. Из первой модели следует, что при горении углеводородных топлив можно пренебречь концентрацией углеводородов в широкой области изменения z ($z \leq 0,25$), а при $z > z_s$ в значительных количествах присутствуют промежуточные продукты H_2 и CO . Во втором случае, наоборот, $[H_2]$ и $[CO]$ ($[A]$ — концентрация вещества A) везде равны нулю, а концентрация углеводородов существенно выше равновесной при $z > z_s$. В то же время из опытных данных [1] следует, что во всех точках факела имеется смесь CO и углеводородов самого различного состава. Поэтому обе модели не точны, и, следовательно, влияние химической кинетики может быть заметным. Высказанные соображения определили первую задачу работы, которая состоит в том, чтобы выяснить влияние химической кинетики и процессов турбулентного смешения (в частности, пульсаций концентраций) на концентрации CO и углеводородов при турбулентном диффузионном горении.

Прежде чем сформулировать вторую задачу, остановимся на результатах, полученных в [2, 3], где показано, что в зоне реакций турбулентного диффузионного пламени концентрации реагирующих веществ определяются только химической кинетикой и двумя локальными характеристиками турбулентности z и $N = D(\partial z / \partial x_k)^2$, где N — скалярная диссипация; D — коэффициент молекулярной диффузии; x_k — координата. Так как вне зоны реакций этот вывод не справедлив, то вторая задача — выяснение влияния предыстории процессов смешения и горения на концентрации горючих компонентов.

Для решения поставленных задач проведено исследование, в котором концентрации различных веществ измерялись, а характеристики турбулентности, необходимые для анализа экспериментальных данных, рассчитывались. В опытах изучалось горение пропана (содержание примесей 0,03%), вытекавшего вертикально вверх в неподвижный воздух. Детальное описание установки содержится в [4, 5]. Измерения проведены на шести режимах: 1, 2, 3 (диаметр сопла $d = 3$ мм, скорость истечения $u_0 = 14,2; 19,8; 28,2$ м/с соответственно) и 4, 5, 6 ($d = 6$ мм, $u_0 = 7,8; 10,7; 14,9$ м/с). Кроме того, на режимах 2 и 5 определялись радиальные профили концентраций (для режима 2 соответствующие сечения расположены при $x/d = 40, 80, 120, 160, 200, 240$, а для 5 — при $x/d = 40, 80, 120, 160$).

Концентрации измерялись путем химического анализа. Особое внимание уделялось замораживанию отбираемой пробы. Использовались три пробоотборника, выполненные из нержавеющей стали: 1 — неохлаждаемый с внутренним диаметром $d_0 = 1,6$ мм и 2,3 — охлаждаемые водой ($d_0 = 1,6$ и 0,9 мм). Из-за малых значений d_0 и сильного влияния температурного фактора на критическое число Рейнольдса течение в отборниках ламинарно. Поэтому характерное время замораживания пробы τ не зависит от скорости отбора V . В самом деле, $\tau \sim x/V$, где x — расстояние от носика до той точки, в которой смыкаются пограничные слои. В этой точке толщина пограничного слоя $\delta \sim \sqrt{v x / V}$ должна быть равна d_0 (v — кинематическая вязкость). Используя это условие, получаем $\tau \sim d_0^2 / v$, т. е. величина τ для отборников 2 и 3 отличается в 3,2 раза.

В опытах установлено: 1) в «бедной» части факела ($\langle z \rangle \leq 0,025$) все три конструкции дают одинаковые результаты; 2) при $\langle z \rangle \geq 0,025$ [CO], [H₂] и [CO₂], измеренные с помощью отборника 1, выше, чем в опытах с двумя другими, а [C₂H₂] — ниже; концентрации остальных углеводородов одинаковы; 3) отборники 2 и 3 дают одинаковые результаты при всех $\langle z \rangle$. Следовательно, начиная с некоторого определенного значения темпа охлаждения его увеличение не влияет на концентрацию реагирующих веществ в пробе газа, т. е. используемые охлаждаемые отборники позволяют практически полностью заморозить химические реакции. Далее приводятся результаты измерений, полученные с помощью отборника 3.

Отобранные пробы анализировались хроматографом. В опыте определялись объемные концентрации реагирующих веществ в «сухой» (обезвоженной) пробе. Затем, используя уравнения баланса элементов и предположение о том, что отношение чисел атомов С и Н в каждой точке факела такое же, как в исходном топливе, определяли концентрацию воды. Ниже приводятся массовые концентрации продуктов реакции во «влажной» пробе. Точность измерений [CO] и [H₂] составляет 10^{-5} г/г, остальных веществ — 10^{-4} г/г.

Характеристики турбулентности рассчитывались в рамках модели, которая описывается уравнениями для средних скоростей, турбулентной вязкости, энергии турбулентности, а также величин $\langle z \rangle$ и $\sigma^2 = \langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2$ ($\langle \rangle$ — означает осреднение). Одно из слагаемых, фигурирующих в уравнении для σ^2 , дает среднее значение скалярной диссипации $N = 0,14 \left(1 + \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| \frac{v_t}{e} \right) \frac{\langle \rho \rangle e \sigma^2 v_0}{2 v_t a}$ (v_t — коэффициент турбулентной вязкости, e — энергия турбулентности, ρ — плотность, y — расстояние от оси струи), которое использовалось при анализе экспериментальных данных. Предполагалось, что химическая неравновесность слабо влияет на плотность ρ . Уравнения, описывающие модель, приведены в [6].

Точность модели проконтролирована в [3] сравнением рассчитанных и измеренных значений средней температуры. В данной работе она проверена более детально при сопоставлении рассчитанных и измеренных значений $\langle z \rangle$. Сравнение показало, что точность модели не хуже 30%. В ряде случаев такая точность мала, и для ее повышения при анализе экспериментальных данных, полученных в некотором сечении, использовались результаты расчета в сечении с тем же значением осевой концентрации $\langle z \rangle$.

Плотность распределения вероятностей концентрации $P(z)$ рассчитывалась на основе теории [7], из которой следует приближенная формула [3]:

$$P = (1 - \gamma) \delta(z) + \gamma P_t(z);$$

$$P_t = \frac{1,4}{\langle z \rangle_t} \text{Ai}(1,79z / \langle z \rangle_t - 2,34), \quad \langle z \rangle_t = \langle z \rangle / \gamma; \quad (1)$$

$$\gamma = (1 + \beta^2) \langle z \rangle^2 / [\langle z \rangle^2 + \sigma^2], \quad \beta = \sqrt{\langle z^2 \rangle_t - \langle z \rangle_t^2} / \langle z \rangle_t = 0,555,$$

где δ — дельта-функция; γ — коэффициент перемежаемости; P_t — условная плотность вероятностей в турбулентной жидкости; Ai — функция

Эйри, нижний индекс t соответствует осреднению по турбулентной жидкости.

Подчеркнем, что формула (1) справедлива только в тех областях потока, где $\gamma < 1$. В противном случае следует использовать общее выражение [3]. В этом, однако, не было необходимости, так как расчет показал, что во всех исследованных точках выполняется условие $\sigma/\langle z \rangle > \beta = 0,555$, т. е. $\gamma < 1$. Столь значительная интенсивность пульсаций обусловлена влиянием сил плавучести на структуру факела. Более подробно этот вопрос проанализирован в [6].

Отметим также, что выражение (1) есть следствие развитой в [7] теории лишь в случае $\rho = \text{const}$. Однако, как показал анализ, проведенный в [8], при $\rho = \text{var}$ уравнение для плотности вероятностей сохраняет свой вид, а единственное отличие состоит в том, что величина P_i заменяется на ρP_i . Поэтому при $\rho = \text{var}$ осреднение по (1) соответствует не обычному временному, а по Фавру. Но поскольку при отборе проб газа также производится осреднение по Фавру, то при сопоставлении рассчитанных и измеренных концентраций можно использовать формулу (1), при этом естественно считается, что все величины осреднены по Фавру.

Точность выражения (1) проверена в [9], где сопоставлены результаты расчета с данными непосредственных измерений плотности вероятностей. Это сравнение показало, что при $z/\langle z \rangle_t < 1,5$ точность (1) порядка 10%. Данные, полученные ниже, косвенно свидетельствуют о том, что формула (1) с той же точностью справедлива в более широком диапазоне $z/\langle z \rangle_t$.

Заклячая описание методической части работы, укажем факторы, существенно влияющие на результаты опытов. Первый — потери тепла излучением. Измерения [5] показали, что до 25% тепла, выделяющегося в факеле, может излучаться. В соответствии с этим, согласно [3—5], во всех точках факела средняя температура не превышает 1500 К, а максимальное значение неосредненной температуры менее 1900 К.

Второй фактор обусловлен своеобразной ролью сил плавучести. Расчет показал, что на малых расстояниях от сопла (в начальном участке) влияние этих сил мало. В этом случае в сходных точках факела характерный временной масштаб пульсаций пропорционален d/u_0 ; аналогично меняется и скалярная диссипация ($\langle N \rangle \sim d/u_0$). Таким образом, опыты проведены при сильно различающихся начальных условиях (на режиме 6 значение $\langle N \rangle$ в 8 раз меньше, чем на 1). С другой стороны, из-за уменьшения скорости и увеличения толщины факела по мере удаления от сопла роль сил плавучести возрастает. В частности, это проявляется в том, что во всех точках на оси факела, в которых $\langle z \rangle \lesssim z_s$, значения $\langle N \rangle$ одинаковы при равных $\langle z \rangle$ и разных u_0 и d . Аналогичный вывод можно получить из законов, описывающих автомодельную плавучую струю [10]. Следовательно, в опытах менялись условия только в начальных сечениях факела, а в его конце они оставались неизменными.

Перейдем к рассмотрению результатов измерений концентраций углеводородов. Химический анализ показал, что на всех режимах имеются 9 стабильных соединений, содержащих углерод (CH_4 , C_2H_2 , C_2H_4 , C_2H_6 , C_3H_6 , C_3H_8 , C_4H_{10} , CO , CO_2), т. е., как и следовало ожидать, идут два разных химических процесса — пиролиз исходного топлива и окисление продуктов пиролиза. С практической точки зрения наибольший интерес представляют характеристики второго процесса, для разбора которых

введем величину $\langle c^0 \rangle_t = \sum_i \frac{44}{3(n_i + 12)} \langle c_i \rangle / \gamma$, где $\langle c_i \rangle$ — массовые концент-

рации углеводородов; n_i — отношение числа атомов Н и С в i -м углеводороде. Эта величина далее называется эквивалентной концентрацией пропана, она сохраняется во всех реакциях, в которых не участвуют кислородсодержащие вещества, т. е. процессы пиролиза прямо не влияют на ее значение (косвенное влияние возможно из-за воздействия пиролиза на скорость окисления).

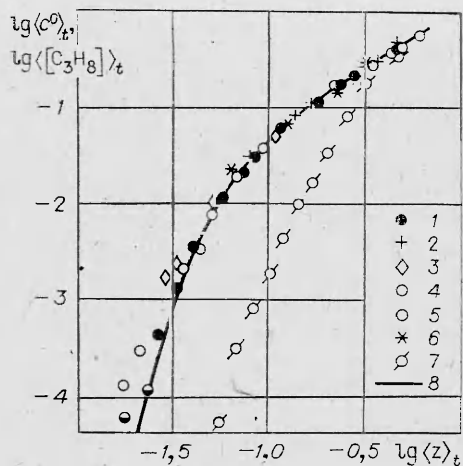


Рис. 1. Зависимость эквивалентной концентрации пропана от восстановленной концентрации горючего.

$d=3$ мм, $u_0=19,8$ м/с: 1 — ось факела, 2 — $x/d=40$, 3 — $x/d=120$, 4 — $x/d=240$; $d=6$ мм, $u_0=10,7$ м/с: 5 — ось факела, 6 — $x/d=40$; 7 — расчет; 8 — $\langle [C_3H_8] \rangle$ ($d=3$ мм, $u_0=19,8$ м/с; ось).

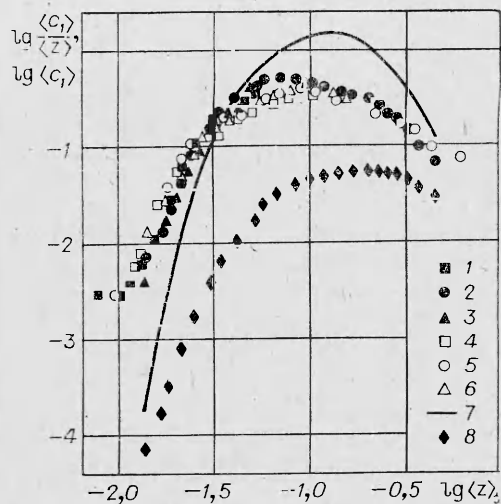


Рис. 2. Распределение величины $\langle c_i \rangle / \langle z \rangle$ и концентрации окиси углерода вдоль оси факела.

$d=3$ мм, u_0 , м/с: 1 — 14,2, 2 — 19,8, 3 — 28,8; $d=6$ мм, u_0 , м/с: 4 — 7,3, 5 — 10,7, 6 — 14,9; 7 — $\langle c_1^{(e)} \rangle / \langle z \rangle$ (расчет); 8 — c_1 ($d=3$ мм, $u_0=19,8$ м/с).

Результаты измерений изображены на рис. 1. Видно, что в координатах $\langle c^0 \rangle_t$, $\langle z \rangle_t$ они обобщаются единой кривой и что вследствие процесса пиролиза концентрация исходного топлива уменьшается по мере увеличения $\langle z \rangle_t$ значительно быстрее, чем эквивалентная концентрация пропана. Среди приведенных данных есть точки с одинаковыми значениями $\langle z \rangle_t$ и разными $\langle N \rangle_t$ (они получены на режимах 2 и 5, на которых измерения проводились в разных сечениях). Поэтому скалярная диссипация не влияет на эквивалентную концентрацию пропана, т. е. окисление углеводородов лимитируется процессом смешения.

С этой точки зрения полезно сравнить экспериментальные данные с выводами из второй модели (скорость окисления бесконечна при $z = z_s$ и равна нулю во всех остальных случаях). Тогда получим

$$c^0 = 0, \quad z < z_s; \quad c^0 = (z - z_s) / (1 - z_s), \quad z \geq z_s. \quad (2)$$

Из (1) и (2) следует, что $\langle c^0 \rangle_t$ зависит только от $\langle z \rangle_t$. Соответствующая зависимость изображена на рис. 1 кривой. Она хорошо описывает полученные экспериментальные данные.

Чтобы решить вопрос о точности модели, результаты расчетов и опытов сравнивались на вспомогательных графиках, по осям которых откладывались величины $\langle c^0 \rangle_t$ и $\langle z \rangle_t$ (а не их логарифмы, как на рис. 1). Такие графики построены для каждого из сечений (рассматривались режимы 2 и 5). Проведенное сопоставление показало, что при $\langle z \rangle_t > 0,03$ ошибка не превышает 12%. При меньших значениях $\langle z \rangle_t$ ошибка становится больше (модель дает более низкие концентрации углеводородов). В настоящее время нельзя сказать определенно, связаны ли эти ошибки с влиянием химической кинетики или с точностью теории [7]. Такая неопределенность обусловлена двумя обстоятельствами. Во-первых, основные различия возникают в дальней части факела, где при $\langle z \rangle_t = \text{const}$ величины $\langle N \rangle_t$ одинаковы на всех режимах, поэтому нельзя исключить влияние химической кинетики. Во-вторых, существует ряд соображений, указывающих на то, что теория [7] занижает значения $P_t(z)$ (и, следовательно, $\langle c^0 \rangle_t$) при больших z . Изложение этих соображений выходит за рамки настоящей работы.

Поскольку выше проанализированы режимы, сильно отличающиеся по скорости, диаметру сопла и локальному составу, то можно заключить,

что в целом формулы (1) и (2) справедливы с высокой точностью. В частности, теперь можно указать, какова точность теории [7], из которой следует выражение (1). Как уже указывалось, при $\langle z \rangle_t = 0,03$ ошибка расчета составляет 12%. Такой же вклад в величину $\langle c^0 \rangle_t$ дают пульсации, амплитуда которых выше $3\langle z \rangle_t$. Этот вклад описывается интегралом

$$I = \int_{3\langle z \rangle_t}^{\infty} c^0(z) P(z) dz,$$

вычисление которого показывает, что $I = 0,12 \langle c^0 \rangle_t$ при $\langle z \rangle_t = 0,03$. Таким образом, при $z/\langle z \rangle_t < 3$ точность формулы (1) не хуже 12% (в этом диапазоне $P_t(z)$ меняется на три порядка).

Рассмотренный вопрос имеет очень важное значение, так как в бедных смесях результат расчета очень чувствителен к форме распределения вероятностей. Например, при $z/\langle z \rangle_t = 3$ выражение (1) дает значение P_t , которое в 20 раз превышает расчет, основанный на использовании нормального закона распределения вероятностей ($\langle z \rangle_t$ и β одинаковы в обоих случаях).

Полученные результаты позволяют сделать выводы о механизме горения углеводородов в турбулентном диффузионном факеле: 1) хотя первая стадия процесса горения (пиролиз) идет с низкой скоростью, она слабо влияет на основные характеристики факела; 2) окисление углеводородов происходит только вблизи стехиометрической поверхности и идет со скоростью, которую в условиях проведенных опытов можно считать бесконечно большой (здесь речь идет об окислении углеводородов не обязательно до конечных продуктов реакции). Первый вывод, полученный из обработки экспериментальных данных, по существу, есть следствие второго (если окисление всех углеводородов происходит очень быстро, то совершенно все равно, какие продукты пиролиза диффундируют к фронту пламени).

Второй вывод, на первый взгляд, не выходит за рамки известных теоретических концепций. В нем, однако, речь идет лишь о том, что скорость исчезновения углеводородов считается бесконечно большой. Продукт этого процесса — CO, а не CO₂, и, как будет видно далее, окисление CO происходит с конечной скоростью. В этих условиях вывод о том, что зона реакции расположена при $z = z_s$ ($z_s = 0,06$ для пропана) не тривиален. Например, в предельном случае, когда CO не окисляется совсем, значение z_s сильно меняется.

Покажем теперь, что химическая кинетика влияет на концентрацию CO ($[CO] = c_1$). На рис. 2 приведены результаты измерений на оси факела. Видно, что, так же как и в предыдущем случае, они обобщаются единой кривой $\langle c_1 \rangle / \langle z \rangle = f(\langle z \rangle_t)$. Однако, поскольку на оси во всех режимах значения $\langle N \rangle_t$ одинаковы при $\langle z \rangle_t = \text{const}$, то отсюда лишь вытекает, что c_1 не зависит от предыстории процессов смешения и горения. При этом влияние химической кинетики не исключается.

Чтобы проанализировать только влияние химических реакций на динамику изменения c_1 , введена величина $\langle c_1 \rangle / \langle z \rangle$, особенность которой состоит в том, что смешение на нее не влияет. Изменение $\langle c_1 \rangle / \langle z \rangle$ обусловлено исключительно химическими превращениями: в области, где идет процесс образования CO, значение $\langle c_1 \rangle / \langle z \rangle$ возрастает, а при окислении CO уменьшается. Таким образом, из данных, представленных на рис. 2, можно заключить, что в области $0,07 \leq \langle z \rangle_t \leq 1$ определяющую роль играет процесс образования, а при $0,01 \leq \langle z \rangle_t \leq 0,07$ — окисления CO. В области $\langle z \rangle_t \leq 0,01$ химические реакции заморожены и окись углерода смешивается с окружающим воздухом как инертная примесь. Следует также отметить, что в факеле имеется зона ($0,07 \leq \langle z \rangle_t \leq 0,2$), в которой концентрация CO уменьшается, тогда как $\langle c_1 \rangle / \langle z \rangle$ возрастает. Указанный эффект объясняется тем, что здесь образование CO идет ме-

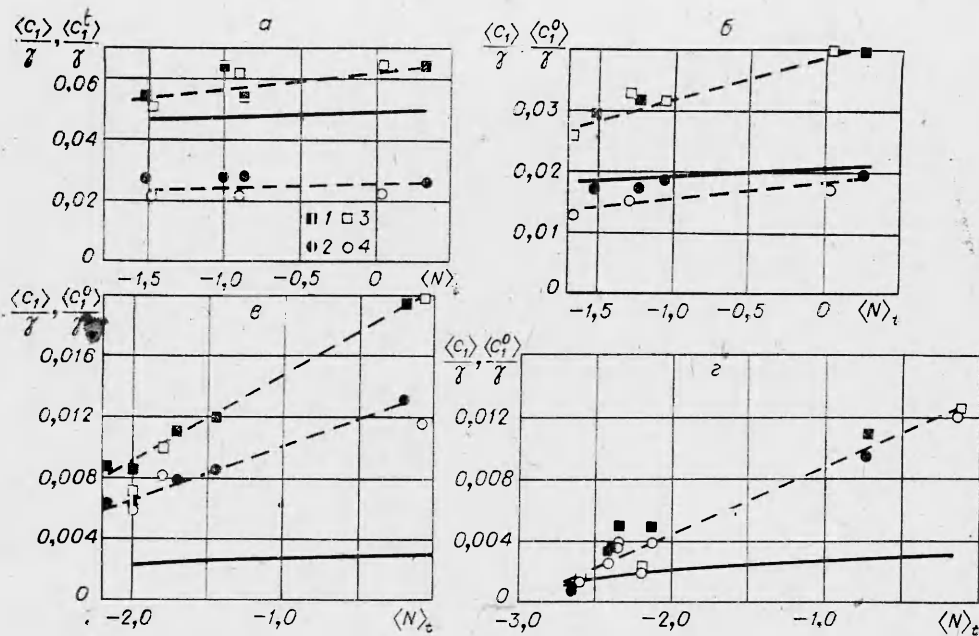


Рис. 3. Влияние скалярной диссипации, определяющей поток реагентов к фронту пламени, на концентрацию окиси углерода.

$\langle z \rangle_t = 0,06$ (а), $0,045$ (б), $0,03$ (в) и $0,022$ (г). 1, 3 — c_1^0 ; 2, 4 — c_1 ; 1, 2 — $d=3$ мм, $u_0=19,8$ м/с; 3, 4 — $d=6$ мм, $u_0=10,7$ м/с.

нее интенсивно, чем смешение продуктов сгорания с окружающим воздухом.

Проведенный анализ, однако, не позволяет установить, находятся ли химические реакции, определяющие процесс образования и окисления СО, в равновесии. Чтобы выяснить этот вопрос, экспериментальные данные были сопоставлены с результатами расчетов, выполненных в предположении, что в каждой точке факела состав продуктов сгорания термодинамически равновесен, т. е. $[CO] = c_1^{(e)}(z)$ (индекс e соответствует термодинамически равновесным значениям концентраций). При вычислении

лени $\langle c_1^{(e)} \rangle = \int_0^1 c_1^{(e)}(z) P(z) dz$ учитывалось влияние теплотерь излучением на $c_1^{(e)}(z)$ [5]. Результаты вычислений показаны на рис. 2

кривой. Видно, что измеренные значения c_1 существенно отличаются от расчетных. Так, при $\langle z \rangle_t > 0,035$ расчет заметно превосходит экспериментальные данные, а в области $\langle z \rangle_t < 0,035$ данные измерений расположены выше расчетной кривой. Отсюда следует, что кинетика оказывает значительное влияние на образование и окисление СО.

Чтобы оценить это влияние, воспользуемся следующими соображениями. Средняя концентрация СО определяется двумя факторами. Первый — пульсации концентрации. В силу (1) влияние этого фактора зависит лишь от $\langle z \rangle_t$. Второй фактор — химическая кинетика, влияние которой, как это следует из теории [2, 3], описывается параметрами, характеризующими скорости отдельных реакций, и скалярной диссипацией. Таким образом, $\langle c_1 \rangle_t = F(\langle z \rangle_t, \langle N \rangle_t)$. Следовательно, естественно изучить зависимость $\langle c_1 \rangle_t$ от $\langle N \rangle_t$ при $\langle z \rangle_t = \text{const}$ (рис. 3).

При построении графиков (см. рис. 3) использовались данные измерений в различных сечениях. Ряд точек соответствует величине $\langle c_1^0 \rangle_t = \langle c_1 \rangle_t + 1,91 \langle c^0 \rangle_t$, называемой далее эквивалентной концентрацией СО; она характеризует значение $[CO]$ при окислении всех углеводородов только до СО. Сплошные линии соответствуют результатам осреднения $c_1^{(e)}(z)$

по формуле (1) с учетом влияния потерь тепла излучением на температуру по [3—5]. Из результатов расчета следует, что среднее значение c_1 определяется видом зависимости $c_1^{(e)}(z)$ при $z > z_s$. Поскольку в этой области $c_1^{(e)}(z)$ слабо зависит от температуры, то нет смысла подробно останавливаться на использованной методике. Укажем лишь, что влияние излучения на температуру пламени определяется только параметром $\langle N \rangle_t$ [3—5]. Поэтому воздействие излучения на химическую кинетику также носит локальный характер.

Из рис. 3 видно, что данные, полученные на двух разных режимах, обобщаются единичными кривыми. Таким образом, еще раз подтверждается сделанный ранее вывод о том, что $\langle c_1 \rangle_t$ не зависит от предистории смешения и горения.

Измеренные значения истинной концентрации СО могут быть как большие (в бедных смесях), так и меньше (в богатых смесях) среднего значения $c_1^{(e)}(z)$. Кроме того, как истинная, так и эквивалентная концентрация СО зависят от параметра $\langle N \rangle_t$. Наклон штриховых кривых, аппроксимирующих результаты измерений, примерно одинаков при разных $\langle z \rangle_t$, т. е. эти кривые описываются формулой вида $\langle c_1 \rangle_t = B \ln \langle N \rangle_t + B_1 \langle z \rangle_t$, где B не зависит от $\langle z \rangle_t$. Это выражение свидетельствует о том, что влияние $\langle N \rangle_t$ (и, следовательно, химической кинетики) на динамику изменения $\langle c_1 \rangle_t$ одинаково при разных средних составах. Следует, однако, отметить, что в данном случае излучение влияет на температуру и, следовательно, на скорость реакций. Поэтому приведенная формула носит, вообще говоря, частный характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Osami Nishida, Seva Mykohara. Comb. Flame, 1982, 47, 3, 269.
2. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 6, 3.
3. Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1983, 19, 2, 71.
4. Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1978, 14, 3, 32.
5. Ю. А. Бурико, В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1980, 16, 4, 60.
6. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев, А. Н. Секундов и др.— В кн.: Горение гетерогенных и газовых систем. ОИХФ АН СССР, Черноголовка, 1977.
7. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, 5, 85.
8. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев, А. Н. Секундов и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, 4, 3.
9. В. Р. Кузнецов, В. А. Сабельников. Успехи механики, 1981, 4, 2, 123.
10. Дж. Тернер. Эффекты плавуности в жидкостях. М.: Мир, 1977.

Поступила в редакцию 7/1 1985

О КОНВЕКТИВНОМ ГОРЕНИИ В УПОРЯДОЧЕННЫХ ПОРИСТЫХ СТРУКТУРАХ

В. А. Архипов, В. Н. Вилюнов, Е. А. Козлов, Вл. Ф. Трофимов

(Томск)

Исследованию распространения пламени в пористых веществах, одиночных щелях, трещинах, капиллярных капалах посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Достаточно подробный обзор публикаций по данной проблеме приведен в [1, 2]. Значительно менее изучены процессы воспламенения и горения систем капиллярных каналов, образующих в объеме конденсированного вещества упорядоченные структуры. В то же время закономерности этих процессов представляют интерес при разработке физических методов регулирования скорости горения [3].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования возникновения и развития конвективного горения в упорядоченной плоской сетке капиллярных каналов при пропикновении в ка-