

УДК 533.6.01.72

Теория химических реакций с тепловыделением в турбулентных струях применительно к описанию работы плазменного реактора

В. Ю. Великодный

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

В. П. Воротилин

Институт прикладной механики РАН, Москва, Россия

Предложена теория быстрых химических реакций с тепловыделением в турбулентных струях. При изучении подобных систем возникают две взаимосвязанные проблемы описания крупно- и мелкомасштабного смешения реагентов. Первая из них решается на основе модели захвата внешней среды, происходящего на границе турбулентной струи и внешней ламинарной среды [1—3]. Вторая, связанная с оценкой эффективной скорости реакции, рассмотрена в рамках представлений о турбулентной среде как совокупности независимых турбулентных вихрей, при случайных контактах которых происходят обмен реагентами и реакция между ними. Проведенные расчеты продемонстрировали лавинообразный характер развития реакционного процесса, а также существенную роль локального тепловыделения в процессе смешения реагентов. При работе плазменных реакторов (с использованием микропузырьковой технологии) по обеззараживанию ряда промышленных сточных вод с высоким содержанием органических примесей периодически возникает переход горения в детонацию, что может приводить к разрушению конструкции реактора. Поэтому исследования протекания быстрых реакций в турбулентных потоках, иницированных плазменным поджигом, является актуальной научно-технической проблемой.

PACS: 52.50.-b; 52.77.-j

Введение

Химические реакции в турбулентных струях находят широкое применение в различных химико-технологических процессах, например, в плазмохимических реакторах с использованием микропузырьковой технологии для обеззараживания биологически и химически загрязненных вод, в процессах турбулентного горения, при реакциях нейтрализации кислоты и щелочи и т. д. При обеззараживании ряда промышленных сточных вод горение, инициированное плазменным поджигом, может переходить в детонацию, предотвратить которую возможно разбавлением водой. Однако при этом возрастают энергетические затраты (процесс из экзотермического переходит в эндотермический), что также нежелательно. Отходы при правильном ведении процесса могут использоваться в качестве низкокалорийного топлива. Поэтому исследование быстрых реакций в турбулентной микропористой среде (микропузырьковая среда с высоким объемным газосодержанием — $\varphi \sim 0,8—0,95$) является актуальной научно-технической задачей.

Акт молекулярной реакции в подобных процессах происходит настолько быстро, что практически для любых условий ввода жидкой струи одного реагента во внешнюю среду другого можно

принять, что лимитирующей стадией процесса химического взаимодействия будет перемещение реагирующих веществ к зоне реакции. В этом случае истинная скорость химической реакции значения не имеет и весь процесс химического реагирования можно рассматривать в приближении бесконечно быстрых или мгновенных реакций, для которых реакционная зона вырождается в поверхность реакции, и, таким образом, эффективная скорость химической реакции будет определяться только закономерностями механического смешения реагирующих молекул.

Для турбулентных струй процесс смешения в целом можно представить как состоящий из двух четко различимых последовательных этапов.

На первом из них на реально существующей возмущенной границе струи происходит крупномасштабный захват внешней среды во внутрь турбулентной области течения, а на втором — дробление захваченных крупных вихрей до вихрей минимального колмогоровского масштаба и окончательное смешение компонент реакции до молекулярного уровня.

Теоретически исследуемые явления полностью описываются уравнениями конвективной диффузии с химической реакцией. Однако получить какие-либо полезные результаты из решений этих уравнений не представляется возможным как вви-

ду отсутствия необходимых для этого детальных знаний о мгновенных распределениях скоростей турбулентных потоков и химизме реакций, так и из-за математических трудностей самих решений.

В работах [4, 5] как способ наиболее полного и последовательного рассмотрения проблемы принят подход, согласно которому вначале необходимо исследовать закономерности смешения инертной примеси (что считается самым трудным этапом решения всей задачи). Затем, добавляя реакцию, скорость которой является малым параметром, оцениваются вносимые ею поправки к полученному ранее распределению концентраций для инертной примеси и т. д. Очевидно, что идя этим путем, невозможно будет перейти к пределу бесконечно быстрых молекулярных реакций. Поэтому на практике независимо от скорости реакции расчет реакционного процесса, как правило, ведется на основе уравнений турбулентной диффузии с химической реакцией, а в более сложных вариантах полуэмпирической теории разрабатываются модели для функций распределения вероятностей состава реагирующих веществ [5]. Но в любом из отмеченных подходов частным случаем теории неизбежно остается расчет концентрации инертной примеси, тем самым подтверждается важность исследования смешения инертной примеси (в том числе и экспериментальными методами) как основы для понимания физической сути химических реакций в турбулентных потоках. Для турбулентной струи в пределе бесконечно быстрых реакций одним из результатов подобных расчетов является образование так называемого факела горения, иначе поверхности реакции, разделяющей все пространство течения на две области: внешнюю, содержащую только реагент из внешней среды, и внутреннюю — только с исходным реагентом струи. Положение этой поверхности, как и в случае ламинарных течений, зависит только от концентраций реагентов и может находиться где угодно — внутри или снаружи турбулентной струи. Данный результат явился следствием того, что основные понятия полуэмпирической теории — коэффициенты турбулентной вязкости и турбулентной диффузии — формально применяются ко всему пространству, не различая внешнее ламинарное течение и зону интенсивной турбулентности внутри струи. Фактически граница струи утрачивает физический смысл реально существующей особой зоны течения, превращаясь в условное математическое понятие, не связанное с истинным положением границы струйного потока.

Таким образом, можно сделать вывод, что в рамках существующей теории из расчетов выпадают явления крупномасштабного захвата реагента

из внешней среды, происходящие на возмущенной границе турбулентной струи, а все последующие этапы смешения подменяются механизмом турбулентной диффузии, действующим независимо для каждого из компонент реакции.

Физические основы предлагаемого подхода

В работах [1—3] предложен механизм формирования турбулентных струй, основанный на идее динамического взаимодействия внешнего ламинарного потока с границей турбулентной струи. Суть его в том, что обтекание внешним потоком возмущенной границы струи происходит в отрывном режиме с образованием крупномасштабных вихрей, которые формируют турбулентную структуру течения и являются единственным источником пульсаций для всей струи. Были получены выражение для скорости захвата (турбулизации) внешней среды и соответствующее уравнение баланса турбулентной жидкости, замкнувшее систему интегральных уравнений движения струи. Применительно к целям данной работы указанная теория автоматически включает оценки крупномасштабного смешения реагента из внешней среды как часть общего описания турбулентного течения струи.

Другая проблема касается описания процессов микросмешения реагентов, знание которых необходимо для вывода формул, определяющих величину эффективной скорости реакции. В работе используются разработанные в [6] представления о турбулентной среде как совокупности независимых турбулентных вихрей, при случайных контактах которых в течение характерного времени контакта (или "жизни") вихрей τ происходят обмен реагентами и химическая реакция. Для предела бесконечно быстрой реакции реакционный объем распадается на две области с удельными объемами $V_{i\tau}$, в каждой из которых может находиться только реагент с индексом i , а реакция протекает на поверхности контакта областей S_{12} . Для оценки S_{12} с учетом того, что в единице объема для вихрей минимального (колмогоровского) масштаба λ_{\min} поверхность контакта $S \approx 1/\lambda_{\min}$ максимальна, было получено выражение

$$S_{12} = \gamma_s V_{r1} V_{r2} / \lambda_{\min}, \quad (1)$$

где γ_s — некоторая константа; λ_{\min} и τ_{\min} — определяются следующими соотношениями [7]:

$$\lambda_{\min} = \rho v^3 / \varepsilon^{1/4}; \quad \tau_{\min} = \rho v / \varepsilon^{1/2}, \quad (2)$$

где v — кинематическая вязкость;

ρ — плотность;
 ε — скорость диссипации турбулентной энергии.

За время контакта вихри обмениваются диффузионными потоками J_{Di} , величина которых оценивается из решения нестационарных уравнений диффузии с мгновенной реакцией [7]. Произведение площади контакта S_{12} на потоки J_{Di} , усредненные по времени контакта τ_{\min} , дает с точностью до произвольной константы оценку величины эффективной скорости реакции, т. е. имеем

$$r_{Ci} = S_{12} J_{Di}. \quad (3)$$

Зная r_{Ci} , из уравнений баланса масс можно найти концентрации реагентов C_i .

Можно поставить вопрос, каким же образом для самого трудно решаемого случая мгновенной реакции удалось обойти проблему смешения инертных примесей?

Во-первых, в этой связи отметим, что любое столкновение реагирующих молекул для мгновенной реакции неизбежно приводит к акту химической реакции и, следовательно, эффективная скорость реакции будет пропорциональна общему числу подобных столкновений, в то время как столкновение молекул инертной примеси в реакционном процессе ничего не меняет. Другими словами, смешение инертных веществ физически никак не связано с актом реакции и поэтому не несет никакой полезной информации для оценки ее эффективной величины. По отношению к реагирующим молекулам молекулы инертной примеси могут рассматриваться как равномерно распределенные по всему реакционному объему, и это значит, что из теории исключается описание самого трудного (в рамках классических представлений) этапа реакционного процесса.

Во-вторых, указанная взаимосвязь актов сближения и реакции молекул позволяют использовать достаточно простые и физически обоснованные модельные подходы к описанию механизма их турбулентного смешения.

Постановка задачи и вывод уравнений

Практически важные процессы в турбулентных струях из-за их технической сложности и множества сопутствующих явлений представляют интерес в основном с точки зрения инженерных решений. Цель данной работы — разработка теоретических методов описания механизма химических реакций в турбулентных потоках. Поэтому реальная схема процесса представлена в максимально упрощенном варианте с учетом наиболее существенных факторов турбулентных движений. Рассматривается следующая постановка задачи о мгновенной

химической реакции между двумя реагентами, один из которых содержится в турбулентной струе, а другой — во внешней. Струя распространяется вдоль оси x с начальной плотностью $\rho_0 = \varphi_0 \rho_{in} + (1 - \varphi_0) \rho_f$, скоростью u_0 , радиусом r_0 , с температурой T_0 К в сечении оси $x = 0$, где ρ_{in} и φ_0 — плотность и газосодержание инертной примеси; ρ_f — плотность жидкого реагента в струе.

Предположим, что с момента выхода струя движется в развитом турбулентном режиме со всеми характерными признаками турбулентности, позволяющими использовать результаты работ [1—3], т. е. имеется в наличии четкая, но нерегулярная граница турбулентной области течения, на которой происходит крупномасштабный захват внешней среды. Внутри струи средние значения плотности ρ и скорости u из-за турбулентного перемешивания предполагаются постоянными по поперечному сечению струи (но остаются функциями продольной координаты x).

Внешняя среда в рассматриваемом варианте задачи — неподвижная жидкость (реагент), которая, попадая внутрь струи, испаряется вследствие нагрева от теплоты реакции. Ее плотность и температура обозначены как ρ_∞ и T_∞ , соответственно.

Плотность жидкой и твердой фаз (в продуктах реакции) с учетом их слабой зависимости от температуры принимается постоянной на всем протяжении струи, а плотность газовой фазы описывается уравнением состояния идеального газа $\rho_g = \mu P_\infty / RT$, где μ — молекулярный вес; P_∞ — давление, предполагаемое постоянным по сечению струи и равным давлению во внешней среде; R — газовая постоянная.

Уравнения баланса импульсов и масс для всех компонент смеси, кроме реагента из внешней среды, имеют вид

$$d \rho u^2 r^2 / dx = 0, \quad d \rho_i V_i u / dx = \pm W_i, \quad (4)$$

где ρ_i — плотность и V_i — объемная доля i -го компонента смеси, соответственно;

W_i — эффективная скорость реакции для i -го компонента реакции, рассчитываемая на все сечения струи;

знак "+" берется для продуктов реакции, а "-" — для исходных реагентов.

Заметим, что фактически уравнения баланса масс компонент смеси будут служить уравнениями для определения переменных V_i , связанных с искомыми r и ρ дополнительными условиями, т. е.

$$\sum V_i = r^2, \quad \sum \rho_i V_i = \rho r^2, \quad (5)$$

где для краткости записи все V_i поделены на число ρ .

Уравнение баланса "турбулентной" жидкости из упомянутых выше работ замыкает полученную систему "интегральных" уравнений. Для рассматриваемого варианта течения струи оно имеет вид

$$d \rho u r^2 / dx = 2\gamma \rho_{\infty} u r, \quad (6)$$

где $\gamma \approx 0,11$ — константа, имеющая смысл полуугла расширения для однородной затопленной турбулентной струи.

Правая часть уравнения (6) задает количество массы захватываемой внешней среды и по физическому смыслу теории представляет собой источник "турбулентной жидкости".

Составим уравнение теплового баланса. Источником тепла служит теплота реакции QW_{ok} , где Q берется на единицу массы компонента с индексом "ok", захваченного из внешней среды, а сток тепла связан с его нагревом и испарением внутри струи. В результате уравнение сохранения тепловой энергии примет вид

$$C_p d \rho T u r^2 / dx = QW_{ok} - 2\gamma \rho_{\infty} \lambda_{ok} u r. \quad (7)$$

Для простоты дальнейших преобразований суммарный вклад нагрева и парообразования учтен через усредненную характеристику теплоты парообразования λ_{ok} , величина которой принимается некоторой константой, не зависящей от текущей температуры струи. Используя (6) и исключив второе слагаемое правой части уравнения (7), запишем

$$d \rho u r^2 B / dx = W_{ok}, \quad (8)$$

где для краткости вместо T введена новая величина $B = C_p T + \lambda_{ok} / Q$.

Поскольку все W_i должны удовлетворять стехиометрии молекулярной реакции, то любую из них можно выразить через скорость реакции какого-либо одного компонента, например через $W_{ok} : W_i = \pm m_i W_{ok}$, где $m_i = n_i \mu_i / \mu_{ok}$; n_i — стехиометрические коэффициенты реакции.

Используя выражение (8), параметр W_{ok} (пока остающийся неизвестной характеристикой реакции) из уравнений (4) можно исключить. В результате все эти уравнения предстанут в виде полной производной по x с правой частью, равной нулю. Через их полные интегралы искомые величины u , r , ρ , а также переменные V_i и ρ_i предстанут как функции единственной неизвестной температуры T или ее безразмерного эквивалента B . Приведем некоторые из этих формул, используемые в дальнейших для построения теории:

$$V_{ok} \rho_{ok} = 1 - u - \gamma u / u^2; \quad (9)$$

$$V_{rf} \rho_f = [1 - \phi_0 \rho_f - \gamma] / u; \quad \gamma = B/u - B_0.$$

Формулы для эффективных скоростей реакций

Введенное ранее понятие реакционного объема i -го реагента V_{ri} в общем случае отличается от используемого в соотношениях (4), (5) физического объема этого же вещества V_i . Физический объем — это часть пространства, занятая молекулами любого данного вещества независимо от того, реагент это или инертная примесь. Смысл нового понятия реакционных объемов в том, что в каждом из них может находиться только реагент с индексом, соответствующем индексу объема, а реакция протекает на общей границе контакта этих объемов. В то же время инертная примесь может быть где угодно по всему объему смеси, не влияя на величину V_{ri} . Но так же, как и сумма всех физических объемов, сумма реакционных объемов V_{rf} и V_{rok} будет равна полному объему струи $V_{rf} + V_{rok} = r^2$.

Рассмотрим вариант процесса, когда компонент реакции "f" всегда находится в жидком состоянии. Молекулы реагента "ok" внутрь жидкости не проникают, но могут находиться где угодно по всему объему газовой фазы. Для этого режима поверхность реакции будет находиться на поверхности жидкой фазы реагента с индексом "f". Его реакционный объем будет совпадать с физическим объемом, а реакционный объем реагента "ok" будет занимать весь остальной объем струи.

Таким образом, в данном варианте процесса для определения реакционных объемов достаточно использовать уравнения материального баланса (4), а необходимый для оценки эффективной скорости реакции диффузионный поток реагента "ok" находится из решения уравнения нестационарной диффузии с условием $C_{ok} = 0$ на неподвижном фронте реакции и заданным среднemasсовым значением концентрации в глубине реакционного объема V_{rok} . С учетом сказанного, а также соотношений (1)—(3) выражение для W_{ok} запишем в виде

$$W_{ok} = \varepsilon u_0 r_0 D / \rho v^2 \rho_{ok} V_{ok} V_{rf} / r^2. \quad (10)$$

Оценка скорости диссипации турбулентной энергии ε

Эта характеристика входит во все оценки параметров турбулентности и формулы для эффективной скорости реакции W_i , а для турбулентных струй — без реакции $\varepsilon_m = \gamma \rho_{\infty} u^3 / r$ [7]. Здесь вве-

ден индекс m , указывающий на "традиционный", механический источник турбулентности.

При наличии химической реакции с большим тепловыделением возникает дополнительный источник мелкомасштабных турбулентных пульсаций, обусловленный локальным нагревом и расширением газовой фазы. В результате над объемом среды вне зоны реакции, масштабы которого сопоставимы с масштабом реагирующих вихрей, производится некоторая механическая работа, величину которой можно рассматривать как дополнительную энергию турбулентных пульсаций. Количественную оценку этой энергии, производимой в единицу времени в единице объема турбулентной среды и далее обозначаемой как ε_T , из соображений размерности с точностью до произвольной константы γ_T запишем в виде

$$\varepsilon_T = Q_K / u_0^2 W_{ok} / r^2,$$

где $Q_K = \gamma_T K Q$, γ_T — константа;

$K = 4,17 \cdot 10^7$ — коэффициент перевода единиц измерения Q из [кал/г] в [см²/с²].

Поскольку ε_T содержит большой численный множитель, то ее вклад в интенсивность смешения по сравнению с ε_m будет преобладающим. Поэтому далее полагаем $\varepsilon \approx \varepsilon_T$. Подставив (10) в формулу (9), получим

$$W_{ok} = A_T \rho_{ok} u V_{ok} V_{rf} / r^2,$$

где $A_T = \gamma_T Q_K D r_0 / \sqrt{v^2 u_0}$ — параметр интенсивности турбулентного смешения реагентов, по физическому смыслу входящих в него параметров, изменяется в пределах $0 < A_T < \infty$.

Результаты оценок и численных расчетов

Опишем некоторые из результатов исследования, которые следуют из общих свойств полученных уравнений. С точки зрения оценки влияния турбулентности на реакционный процесс наибольший интерес представляет режим смешения с параметром $A_T \rightarrow \infty$. Особенность исследования данного режима заключается в том, что для него количественные оценки искомых переменных перестают зависеть от константы, входящей множителем в параметр A_T , а в рассматриваемом пределе до тех пор, пока не исчерпается реагент струи "f", а это произойдет, как видно из формул (9), при $\gamma \rightarrow \alpha \equiv (1 - \varphi_0) \rho_f$, концентрация поступающего из внешней среды реагента "ok" в объеме струи будет стремиться к нулю.

Нетрудно убедиться, что при всех значениях u из интервала $1 > u > 1/(1 + \alpha)$ эффективная скорость реакции W_{ok} будет равна скорости захвата реагента "ok" из внешней среды, лимитирующей сверху ее предельно возможное максимальное значение. Искомое u при $u < 1/(1 + \alpha)$ можно считать равным α , поскольку при этих u реагент струи "f" практически полностью исчезает. На основе сказанного выражение для температуры как функции u запишем в виде

$$T/T_0 = \begin{cases} \beta + 1 - \beta u & 1 > u > 1/(1 + \alpha) \\ 1 + \alpha \beta_1 + \beta_2 u - \beta_2 & u < 1/(1 + \alpha) \end{cases}, \quad (11)$$

где $\beta_1 = Q/C_p T_0$; $\beta_2 = \lambda/C_p T_0$; $\beta = \beta_1 - \beta_2$.

Для примера конкретных оценок примем далее следующие значения теплофизических параметров, характерных для реакций с большим тепловыделением: $Q = 1500$ [кал/г], $\lambda = 595$ [кал/г]; $C_p = 0,5$ [кал/г·град]; $T_0 = 373$ К; $T_\infty = 293$ К.

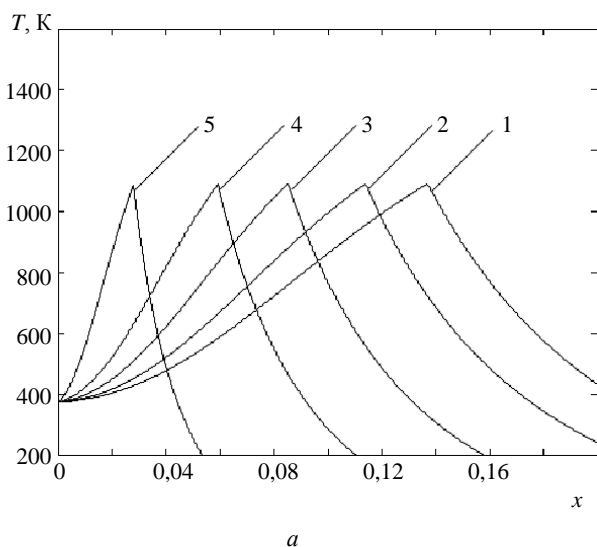
Поскольку выполняется условие $\beta > 1$, то, как следует из формул (11), температура с уменьшением u (и, соответственно, с ростом координаты x вдоль струи) вначале увеличивается, достигая максимума $T_{max} \approx 1100$ К при $u = 1/(1 + \alpha)$, т. е. на границе полного исчерпания реагента "f", а далее, уже при отсутствии реакции, падает вследствие затрат теплоты на нагрев и испарение реагента "ok".

Результаты численных решений уравнений (6), (8) представлены на рис. 1. Кривые на рис. 1, а (зависимости $T(x)$) рассчитаны для предела $A_T = \infty$ и ряда значений параметра газосодержания инертного газа: кривая 1 рассчитана при $\varphi_0 = 0$; 2 — 0,3; 3 — 0,6; 4 — 0,8; 5 — 0,95. Как и следовало ожидать, максимум температуры практически не зависит от φ_0 , но смещается к началу координат с ростом его величины. Кривые температурной зависимости на рис. 1, б получены для набора значений параметра A_T из интервала $10^3 < A_T < 10^6$ и $\varphi_{in0} = 0$: 1 получена при $A_T = 1 \cdot 10^3$; 2 — $A_T = 5 \cdot 10^3$; 3 — $A_T = 2 \cdot 10^4$; 4 — $1 \cdot 10^5$; 5 — $5 \cdot 10^5$.

На рис. 1, в при тех же значениях A_T и φ_{in0} приведены кривые эффективной скорости реакции.

Отметим, что числа $A_T \sim 10^5$ не являются исключительной величиной этого параметра. Например, для типичных значений гидродинамических параметров истечения струи с $r_0 \sim 1$ см, $u_0 \sim 100$ см/с, $D \sim 0,1$ см²/с и ранее использованных значений тепловых и реакционных параметров процесса для A_T получается как раз указанная оценка его величины. Для сравнения кривая б на рис. 1, б показана для случая $A_T = \infty$. Из рисунков видно, что по мере возрастания A_T кривые сбли-

жаются с предельным вариантом смешения при $A_T = \infty$. В то же время кривая температуры 1 с минимальным значением параметра A_T на рис. 1, б с ростом x постоянно падает, что фактически указывает на подавление реакционного процесса вследствие чрезмерных затрат тепловой энергии на испарение реагента из внешней среды. Подтверждением сказанного служит кривая (из ромбиков "◇" — на рис. 1, б), рассчитанная при тех же условиях, что и кривая 1, но с теплотой испарения $\lambda = 0$. Полученные кривые дают наглядное пред-



Теория турбулентных струй применительно к работе плазменного реактора для стерилизации балластных вод

При работе плазменных реакторов (на основе микропузырьковой технологии) по дезактивации отходов промышленных предприятий с высоким содержанием органических примесей возникают вопросы моделирования процессов стимулированного плазмой устойчивого горения гетерогенной среды без перехода в детонацию. Одним из уст-

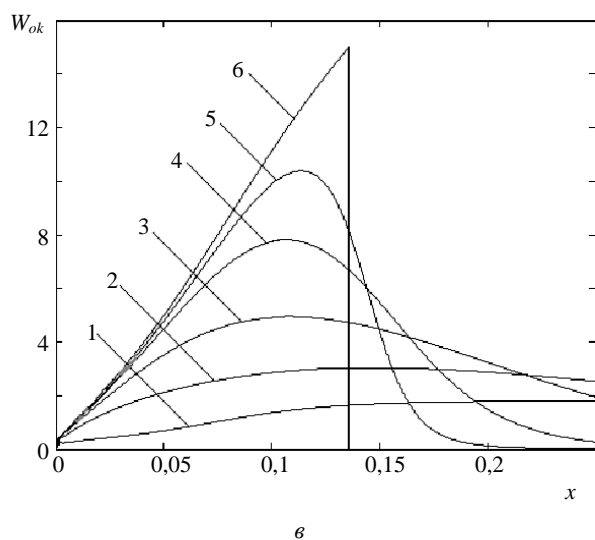
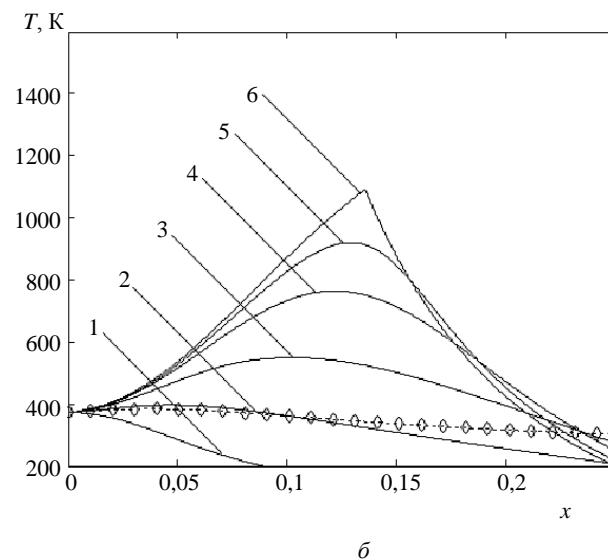


Рис. 1. Расчет баланса турбулентной жидкости:

a — изменение температуры струи по ее длине для $A_T = \infty$ при φ_0 :

1 — 0; 2 — 0,3; 3 — 0,6; 4 — 0,8; 5 — 0,95;

б — изменение температуры струи по ее длине при $\varphi_0 = 0$ для разных значений A_T :

1 — $1 \cdot 10^3$; 2 — $5 \cdot 10^3$; 3 — $2 \cdot 10^4$; 4 — $1 \cdot 10^5$; 5 — $5 \cdot 10^5$; 6 — ∞ ;

◇ — $1 \cdot 10^3$ и с теплотой испарения $\lambda = 0$;

в — изменение эффективной скорости реакции для реагента по длине струи:

1—6 — обозначения параметров — см. рис. 1, б

ставление о реакционных и гидродинамических свойствах турбулентной струи.

Как видно из рис. 1, *a—в*, отличительной особенностью представленного варианта реакции явилось лавинообразное нарастание изменений всех характеристик струйного потока на очень малых расстояниях от места выхода струи во внешнее пространство. Данное свойство объясняется взаимным влиянием друг на друга механизмов захвата внешней среды и реакции, ускоряющей их действие.

ройств такого типа является плазменный реактор производительностью $100 \text{ м}^3/\text{ч}$ отходов [8]. В перспективе предусматривается использовать его как тепловыделяющее устройство для обогрева цехов при решении проблемы устойчивого горения. Схема реактора представлена на рис. 2, *a*. Работа установки в одном из режимов представлена на рис. 2, *б*.

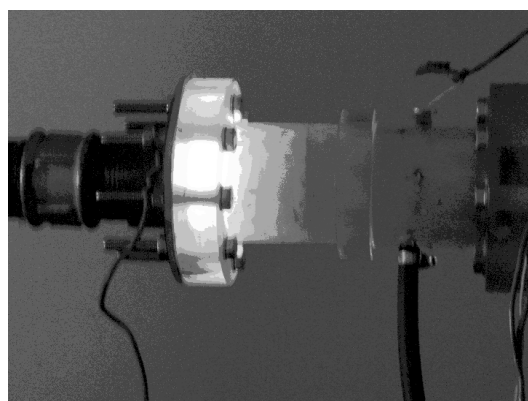
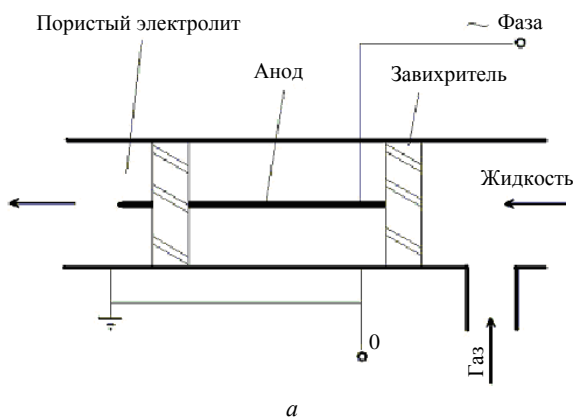


Рис. 2. Плазмохимический реактор:
a — принципиальная схема рабочей части установки;
б — работа установки в режиме обеззараживания токсических отходов

Выводы

1. Разработаны теоретические основы смешения и реакции веществ в условиях турбулентного режима течения реагирующих сред. В приближении бесконечно быстрых реакций, т. е. когда лимитирующей стадией реакционного процесса является доставка реагентов к поверхности реакции, получена замкнутая система уравнений, описывающая движение и химическую реакцию турбулентной струи реагента с окружающей средой жидкого окислителя. Получен физический вывод

выражения для эффективной скорости химической реакции W_{eff} в турбулентной среде.

2. Дан вывод соотношений для скорости диссипации турбулентной энергии ϵ с учетом тепловых эффектов реакционного процесса. Показано, что тепло реакции дает преобладающий вклад в интенсивность мелкомасштабных турбулентных пульсаций и, соответственно, в величину параметра ϵ .

3. Рассмотрены различные эффекты тепловыделения, связанные с нагревом и испарением компонент реакции; получены качественные оценки и проведены численные расчеты основных параметров, характеризующих процесс развития турбулентной струи и ее химического взаимодействия с окружающей жидкой средой. Расчеты подтвердили важное свойство пористой струи, заключающееся в том, что с увеличением начального газосодержания дальнобойность струи сокращается.

Литература

1. Бушманов Е. А., Великодний В. Ю., Воротилин В. П., Яновский Ю. Г., Тимофеев И. Б., Ван Ви. О возможности улучшения характеристик активированного пористого топлива// Прикладная физика. 2003. № 2. С. 49—54.
2. Великодний В. Ю., Воротилин В. П., Еремеев А. В., Никитенко Л. К., Яновский Ю. Г. Теория и экспериментальные исследования газожидкостной турбулентной струи с закруткой в барботажной колонне. Современные проблемы аэрогидромеханики// Сб. тр./ Под ред. Ю. Г. Яновского. — М., 2005.
3. Великодний В. Ю., Бушманов Е. А., Воротилин В. П. и др. Микропузырьковые технологии в проблеме создания широкодиапазонного гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя. Современные проблемы аэрогидромеханики// Там же.
4. Методы расчета турбулентных течений: Пер с англ./ Под ред. В. Колльмана. — М.: Мир, 1984. — 464 с.
5. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение. — М.: Наука, 1986. — 287 с.
6. Frolov S., Frost V., Roekaerts D. Micromixing in Turbulent Reactive Flows. — М.: Torus Press. 2004. — 120 p.
7. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Гидродинамика. — М. Наука, 1986. — 733 с.
8. Великодний В. Ю., Елизаров Е. И., Левин Ю. К., Яновский Ю. Г. Способ стерилизации жидких сред: Заявка на патент. Рег. № 2006123520 от 03.07.2006.

Статья поступила в редакцию 28 июля 2008 г.

Theory of chemical reactions with a thermal emission in turbulent jets with reference to the description of a plasma reactor work

V. Yu. Velikodniy

High Temperatures Incorporated Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

V. P. Vorotilin

Applied Mechanics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The theory of fast chemical reactions with a thermal emission in turbulent jets has been offered. At studying the similar systems there are two interconnected problems of the description of largely

and finely scale mixture of reagents. First of them is solved on the basis of model of environment capture, which happens on border of the turbulent jet and the external laminar environment. The second, connected with an estimation of effective speed of reaction, is considered within the limits of representations about the turbulent environment as sets of independent turbulent whirlwinds, at which casual contacts take place an exchange of reagents and reaction between them. The lead calculations have shown avalanche character of development of reactionary process, and also an essential role of a local thermal emission during mixing the reagents.

PACS: 52.50.-b; 52.77.-j

УДК 53.082.77

Проект пикосекундного коммутатора на основе эффекта возникновения приграничного электронного слоя при облучении металлической мишени лазерными импульсами

М. В. Федоров

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

И. И. Неганов, М. А. Яковлев

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Предложен новый физический механизм работы коммутатора на основе эффекта возникновения приграничного электронного слоя при облучении металлической мишени мощными лазерными импульсами. Рассмотрены физическая модель коммутатора и возможные варианты его исполнения.

PACS: 52.38.-r

Введение

Обзор современных пикосекундных коммутаторов представлен в работе [1]. Большинство из них основано на электрическом пробое газа. Основными параметрами таких коммутаторов являются время перехода из непроводящего состояния в проводящее и импульсная мощность.

Приведем типичные параметры коммутаторов из обзора [1]: время коммутации $\sim 10^{-10} - 10^{-11}$ с; мощность $\sim 10^8$ Вт.

В настоящей статье предлагается принципиально иной физический механизм работы коммутатора на основе эффекта возникновения приграничного электронного слоя при облучении металлической мишени мощными лазерными импульсами [2]; рассмотрены возможные схемы реализации данного устройства, его преимущества и недостатки, а также даны рекомендации по устранению последних.

Физические предпосылки

Суть используемого эффекта заключается в следующем. При облучении металлической мише-

ни лазером определенной интенсивности (в данном случае $\sim 10^{12}$ Вт/м²) происходит резкое повышение электронной температуры. В результате электроны преодолевают потенциальный барьер на поверхности металла и выходят за его пределы на расстояние порядка нескольких сотен нанометров. Процесс происходит за время порядка 10^{-15} с, при этом разрушения мишени не происходит вследствие того, что время выхода электронов из металла существенно меньше времени релаксации решетки. Более подробно данный эффект рассмотрен в работах [2, 3].

Идея устройства

Возникающий на поверхности тонкий слой электронов предлагается использовать для замыкания и размыкания. Авторами статьи предложены две возможных схемы устройства (рисунок).

На схеме 1 лазерный луч, проходя сквозь сетку, облучает металлическую подложку. Образующийся при этом приграничный электронный слой (ПЭС) замыкает подложку на сетку, тем самым эффективно коммутируя их между собой. На схе-