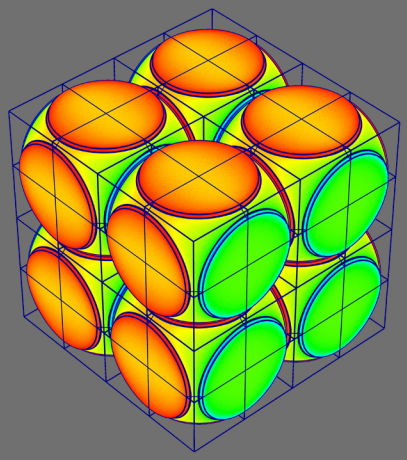
ISSN 2309-3684



Математическое моделирование и численные методы

Донской И.Г. Моделирование влияния лучистых теплопотерь на условия зажигания газа накаленной проволокой. Математическое моделирование и численные методы, 2025, № 1, с. 44–56.

Источник: https://mmcm.bmstu.ru/articles/365/

Параметры загрузки:
IP: 216.73.216.101
12.01.2026 07:23:13

УДК 519.63; 536.2; 544.45 DOI: 10.18698/2309-3684-2025-1-4456

Моделирование влияния лучистых теплопотерь на условия зажигания газа накаленной проволокой

© И.Г. Донской

ИСЭМ СО РАН, Иркутск, 664033, Россия

Цель работы состоит в теоретическом определении условий зажигания реагирующей газовой среды вблизи инертной металлической проволоки, нагреваемой с постоянной интенсивностью (например, пропусканием электрического тока). Такая постановка соответствует типичным условиям испытаний реакционной способности горючих газов. Для стационарных условий записываются приближенные уравнения баланса массы и энергии. Ключевыми параметрами являются реакционная способность, коэффициенты тепломассообмена и подвод теплоты. Полученная система уравнений численно решается для широкого диапазона условий (интенсивность тепловыделения, размеры области, интенсивность лучистого теплообмена). Известно, что системы уравнений такого типа могут иметь несколько стационарных решений: соответствующие низкотемпературному, медленному протеканию реакции; и высокотемпературные решения, или режимы с горением. Устойчивое зажигание реализуется в случае, когда низкотемпературная ветвь решений становится неустойчивой. С помощью метода деления отрезка пополам определяются критические значения параметра реакционной способности, соответствующие устойчивому зажиганию. Обсуждается зависимость условий зажигания от условий теплообмена.

Ключевые слова: *тепловой взрыв, математическое моделирование, тепломассоперенос, закон Стефана-Больцмана*

Введение. Зажигание горючих газов нагретыми телами, в т.ч. тонкими проволоками, является одной из стандартных процедур при исследовании реакционной способности как горючих газов, так и материалов [1-4].

Зажигание нагретыми телами исследовалось теоретически начиная с основополагающих работ по теории горения [5, 6]. В работе [7] рассматривается зажигание реагирующей среды с постоянным объемным источником теплоты (джоулевым теплом), где показано влияние интенсивности тепловыделения на границы вырождения теплового взрыва. Отметим, что вырожденные режимы горения имеют практическое знание в связи с развитием технологий MILD [8]. Влияние конвекции исследовалось в работе [9], где получены основные соотношения на границе устойчивости горения, опирающиеся, однако, на эмпирический материал. Метод определения условий зажигания путем решения псевдодинамической задачи, пригодный для задач с течением, предложен в работах [10].

Математические модели зажигания газов на каталитических поверхностях предложены в работах [11, 12], в том числе с джоулевым нагревом [13].

Влияние лучистых теплопотерь на устойчивость гетерогенного горения исследовалось в работах [14, 15]. Лучистые теплопотери газовых пламен рассматривались в работах [16], где были получены поправки к условиям их погасания.

Задача зажигания газов при наличии смешанного теплопереноса включает большое число разных параметров, связи между которыми могут быть неочевидными и определяются, по большей части, эмпирически. В связи с этим, теория зажигания газов нагретыми телами развивается, как правило, путем применения численных моделей, включающих большой объем данных о теплофизических и реакционных свойствах. Часто используется приближение постоянной температуры поверхности [17, 18], которое позволяет свести задачу к однофазной постановке. В настоящей работе мы исследуем более общую постановку с нелинейным граничным условием на поверхности. При этом удается получить формулы, позволяющие определить условия использования этого приближения.

Математическая постановка задачи и принятые допущения. Рассмотрим зажигание в области вблизи поверхности нагретой проволоки. Возможны две постановки задачи: граничные условия первого рода (температура поверхности проволоки постоянна); граничные условия второго рода (тепловой поток на поверхности проволоки постоянен).

Если в газовой фазе протекает одностадийная экзотермическая химическая реакция первого порядка, то уравнение переноса теплоты и массы в области между поверхностью проволоки и условной границей пограничного слоя выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\lambda\frac{dT}{dr}\right)+Qk\left(T\right)C=0\,, \tag{1}$$

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(rD\frac{dC}{dr}\right)-k\left(T\right)C=0\,. \tag{2}$$

Здесь r — пространственная координата, λ — коэффициент теплопроводности, D — коэффициент диффузии, T — температура, C — концентрация реагента, Q — тепловой эффект химической реакции, k — константа скорости химической реакции. Обычно в теории теплового взрыва принимается приближение малой глубины протекания реакции: в этом случае достаточно рассмотреть первое уравнение. Однако в условиях нагрева конверсией и диффузией реагента не всегда можно пренебречь.

Граничные условия на внешней границе пограничного слоя запишем следующим образом:

$$T\left(R\right)=T_0\,,\ C(R)=C_0 \tag{3}$$

Граничные условия на поверхности проволоки с учетом баланса тепловых потоков будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{dC}{dr}\left(r_0\right)=0\,,\ q_h=-\lambda\frac{dT}{dr}\left(r_0\right)+\varepsilon\sigma\left[T^4\left(r_0\right)-T_0^4\right]. \tag{4}$$

Здесь r_0 — радиус проволоки, q_h — тепловой поток, выделяющийся на поверхности проволоки при прохождении тока (мощность нагрева, отнесенная к внешней площади), ε — степень черноты поверхности, σ — постоянная Стефана-Больцмана.

Для постоянной температуры поверхности решение уравнений существенно упрощается. В частности, условия зажигания для реакторов с цилиндрической симметрией были исследованы в работах [19, 20]. Задачи с граничными условиями второго рода (постоянный тепловой поток) решались в работах [21, 22]. Нас же интересует более общая постановка задачи, в которой температура поверхности является переменной величиной, которая зависит от баланса тепловых потоков и химического тепловыделения.

Методика решения задачи. Используя стандартные методы теории горения, преобразуем переменные следующим образом:

$$\theta=\frac{E_a}{R_gT_0^2}\left(T-T_0\right),\ \xi=\frac{r}{r_0}\,,\ Da=\frac{c\rho r_0^2}{\lambda}k\left(T_0\right),\ \Theta=\frac{E_a}{RT_0^2}\frac{QC_0}{c\rho}\,; \tag{5}$$

$$\begin{gathered}Le=\frac{\lambda}{Dc\rho},\ \ Ar=\frac{R_gT_0}{E_a},\ \ Ki=\frac{r_0q_h}{\lambda}\frac{E_a}{R_gT_0^2},\\ Bo=\frac{r_0\varepsilon\sigma}{\lambda}\frac{E_aT_0^2}{R_g},\ \ \Delta=\frac{R-r_0}{r_0}.\end{gathered} \tag{6}$$

Тогда, используя метод разложения экспонента [23], получаем:

$$k\left(T\right)=k\left(T_0\right)\exp\left(\frac{\theta}{1+Ar\theta}\right). \tag{7}$$

Уравнение переноса теплоты и граничные условия (1-4) перепишутся следующим образом:

$$\frac{1}{\xi}\frac{d}{d\xi}\left(\xi\frac{d\theta}{d\xi}\right)+Da\Theta\exp\left(\frac{\theta}{1+Ar\theta}\right)\varphi=0\,, \tag{8}$$

$$\frac{1}{Le\xi}\frac{d}{d\xi}\left(\xi\frac{d\varphi}{d\xi}\right)-Da\exp\left(\frac{\theta}{1+Ar\theta}\right)\varphi=0\,, \tag{9}$$

$$\theta(1+\Delta)=0\,,\ \varphi(1+\Delta)=1\,, \tag{10}$$

$$\frac{d\varphi}{d\xi}(1)=0\,,\ Ki=-\frac{d\theta}{d\xi}(1)+Bo\left\{\left[1+Ar\theta(1)\right]^4-1\right\}. \tag{11}$$

Естественно ожидать, что критическое значение параметра Da будет зависеть от параметров Θ, Ki, Bo, Le, Ar и Δ. Произведение числа Дамкелера на максимальную температуру $Da\Theta$ обычно называют числом Франк-Каменецкого Fk.

Параметр Δ определяет безразмерную толщину пограничного слоя, который, в достаточно хорошем приближении, пропорционален радиусу проволоки и обратно пропорционален квадратному корню из скорости течения. Используя эмпирическую формулу для обтекания цилиндра, получим:

$$\Delta=\frac{c}{\mathrm{Re}^m}\,, \tag{12}$$

где число Рейнольдса $Re>8$, $m=0.59$, постоянная c зависит от диаметра проволоки и числа Прандтля. Свободной конвекцией пока пренебрегаем, хотя ее можно учесть соответствующими поправками [24].

Можно видеть, что уравнения (8) и (9) имеют очевидный интеграл:

$$\frac{1}{\xi}\frac{d}{d\xi}\left[\xi\left(\frac{d\psi}{d\xi}\right)\right]=0\,, \tag{13}$$

где новая функция ψ — аналог теплосодержания:

$$\psi=\theta+\frac{\Theta}{Le}\varphi\,. \tag{14}$$

При $Bo=0$ можно свести систему (8, 9) к одному уравнению:

$$\frac{1}{\xi}\frac{d}{d\xi}\left(\xi\frac{d\theta}{d\xi}\right)+\frac{Da\Theta}{Le}\exp\left(\frac{\theta}{1+Ar\theta}\right)\left[1-\frac{Le}{\Theta}\left(Ki\ln\frac{\xi}{\Delta}+\theta\right)\right]=0\,. \tag{15}$$

Уравнение (15) при больших значениях Θ и малых значениях Ar эквивалентно классическому уравнению теории теплового взрыва [23] (для граничных условий второго и третьего рода приближенное решение дано в работе [21]).

Численный алгоритм решения задачи. При $Bo > 0$ приходится использовать численные приближения. Для решения системы (8)-(11) используется равномерная разностная схема:

$$\frac{\xi_{i-1}}{\xi_i}\varphi_{i-1} - \left[1 + \frac{\xi_{i-1}}{\xi_i} + h^2 LeDa \exp\left(\frac{\bar{\theta}_i}{1 + Ar\bar{\theta}_i}\right)\right]\varphi_i + \varphi_{i+1} = 0, \qquad (16)$$

$$\frac{\xi_{i-1}}{\xi_i}\theta_{i-1} - \left(1 + \frac{\xi_{i-1}}{\xi_i}\right)\theta_i + \theta_{i+1} = -h^2 Da\Theta \exp\left(\frac{\bar{\theta}_i}{1 + Ar\bar{\theta}_i}\right)\bar{\varphi}_i. \qquad (17)$$

Здесь верхняя черта означает фиксированное значение. Алгоритм решения предполагает итерации: для заданного пробного распределения температуры решается система линейных уравнений (16); полученное распределение концентраций и то же самое пробное распределение температур используется для расчета правых частей уравнений (17); решается система линейных уравнений (17), распределение температуры обновляется. Итерации продолжаются до тех пор, пока решение не сходится (порядок точности примерно равен 1) [25, 26].

Расщепление системы (8-9) и последовательное решение систем уравнений, соответствующих задаче диффузии и задаче теплопроводности обеспечивает устойчивость схемы за счет консервативности: значения φ_i ограничивают величину источников теплоты (правые части в (17)). Для достаточно больших значений максимальной температуры условия зажигания будут сколько угодно мало зависеть от кинетического закона протекания реакции и скорости диффузии.

Результаты численного моделирования. Нас интересует не столько распределение температур и концентраций вблизи поверхности, сколько характерные значения температур и концентраций в этой области, которые позволяют судить об особенностях стационарного решения. Типичная зависимость температуры поверхности от значения параметра Fk с шагом 10^{-8} (значения прочих параметров: $Ki = 10$, $Bo = 2$, $Ar = 0.01$, $\Delta = 1$) представлена на рис. 1, где виден резкий переход от низкотемпературных решений к высокотемпературным при преодолении порогового (критического) знач.

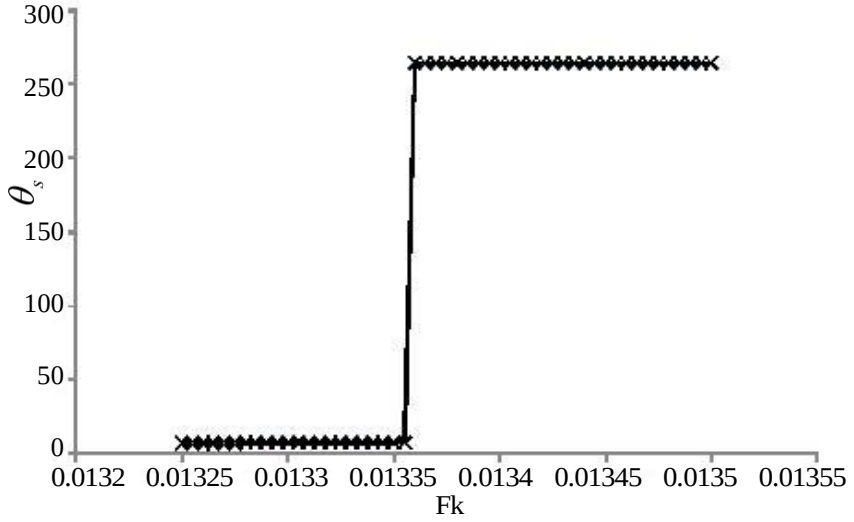


Рис. 1. Зависимость температуры поверхности от числа Франк-Каменецкого (условия расчетов даны в тексте)

Предложенная итерационная схема включается в более общую постановку, которая позволяет определить границу между устойчивыми и неустойчивыми решениями, т.е. найти критические значения параметров – в первую очередь, числа Дамкелера. Для этого используется простой метод деления отрезка: начальный интервал значений *Da* задается таким образом, чтобы большее значение заведомо было закритическим; после этого проверяется значение Da в середине отрезка; если наблюдается тепловое зажигание, отрезок сужается сверху, если зажигания не наблюдается, то отрезок сужается снизу [25].

Случай отсутствия лучистых теплопотерь (*Bo* = 0). Для максимальной температуры $\Theta = 500$, толщины пограничного слоя, а также при $Le = 1$ и $Ar = 10^{-2}$ расчеты приведены на рис. 2. С ростом теплового потока (Ki) критическое значение реакционной способности ожидаемо падает, причем это падение имеет экспоненциальный характер. Увеличение толщины пограничного слоя приводит к снижению тепловой устойчивости, что связано с ростом теплопотерь за счет теплопроводности (тепловой поток, в первом приближении, обратно пропорционален толщине пограничного слоя).

Если число Франк-Каменецкого, как указано выше, зависит от температуры экспоненциально, то безопасная температура пропорциональна логарифму критического значения. Для цилиндра классическая задача теплового взрыва имеет критическое значение $Fk_{cr} = 2$, при этом зависимость от линейных размеров имеет вид $\sim R^2(5)$; в связи с этим, естественно ожидать, что при уменьшении размеров системы в 10 раз критическое значение увеличится до величины по-

рядка сотен, что и наблюдается на графике (при $Ki = 0$). Формула (12) показывает, что толщина пограничного слоя уменьшается с ростом скорости потока: теория находится в качественном соответствии с экспериментальными данными [2, 17].

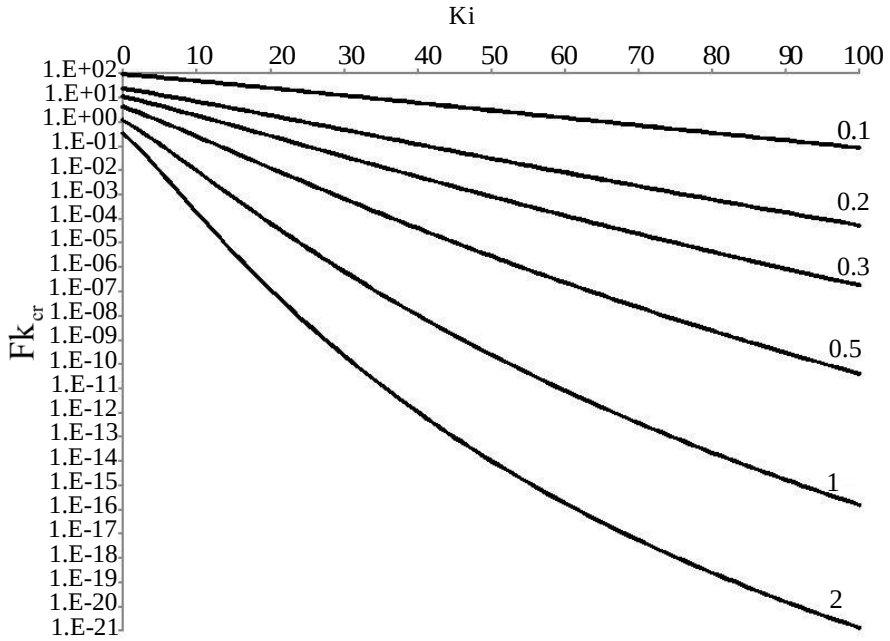


Рис. 2. Зависимость критического значения числа Франк-Каменецкого от чисел Кирпичева (ось абсцисс) и толщины пограничного слоя (значения рядом с кривыми)

Случай учета лучистых теплопотерь. При $Bo > 0$ существенное влияние на условия зажигания оказывает число Аррениуса. Во-первых, этот параметр явным образом входит в граничные условия, поэтому нельзя принимать обычное для теории горения приближение $Ar = 0$. Во-вторых, при больших тепловых потоках температура газа, прилегающая к поверхности, становится очень высокой, и тогда скорость реакции зависит от температуры чуть медленнее, чем экспоненциальная функция. Отметим, что число Больцмана и число Аррениуса зависят от энергии активации, поэтому их нельзя назвать полностью независимыми, однако для упрощения расчетов будем считать их независимыми (число Франк-Каменецкого, вообще говоря, тоже содержит число Аррениуса). На рис. 3 показано сравнение критических условий зажигания при $\Theta = 500$, $Le = 1$, $\Delta = 1$bпри разных значениях Ar.

При больших числах Больцмана тепловое состояние газа, как и следовало ожидать, более устойчиво (т.е. критическое значение числа Франк-Каменецкого растет). Однако с уменьшением числа Аррениуса интенсивность лучистых теплопотерь снижается, поскольку тем-

пература в условиях (11) умножается на этот параметр. С ростом числа Аррениуса влияние числа Больцмана становится все более значительным. Наконец, при $Ar = 0.05$ и больших Ki наступает вырождение теплового взрыва, т.е. пропадает критический (разрывный) характер поведения решений [7].

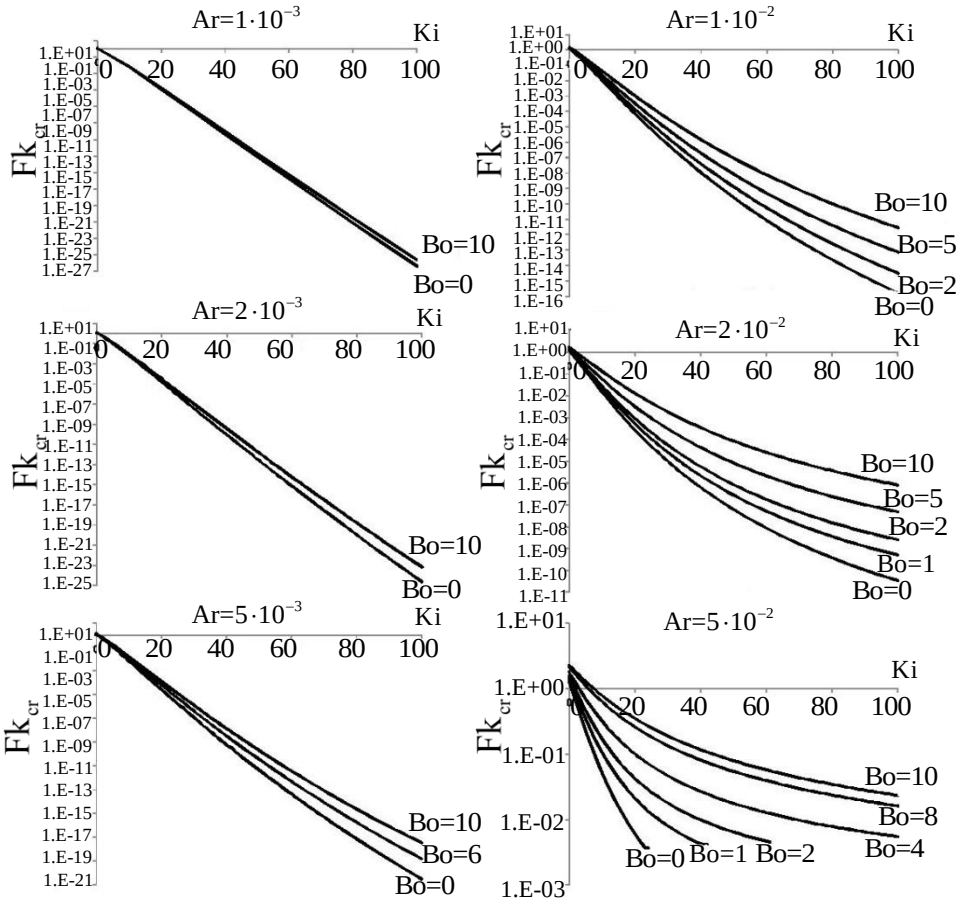


Рис. 3. Зависимость критического значения числа Франк-Каменецкого от числа Кирпичева (ось абсцисс) и числа Больцмана (значения рядом с кривыми)

Зависимость температуры поверхности от интенсивности лучистых теплопотерь. Численное решение задачи можно существенно упростить, если вместо второго условия в (11) использовать приближение постоянной температуры поверхности. Для этого, однако, необходимо знать зависимость этой температуры от числа Больцмана. При $Bo = 0$ и $Da = 0$ температура поверхности равна:

$$\theta(1) = Ki \ln\left(1 + \Delta\right). \tag{18}$$

При $Bo > 0$ зависимость, в общем случае, становится нелинейной. Однако, как показывают расчеты, линейное приближение может быть достаточно хорошим для приближения (рис. 4).

Если Ar это малый параметр, то можно использовать разложение правой части второго условия (11). Тогда температура поверхности при $Da = 0$ может быть найдена по приближенной формуле:

$$\theta(1) \approx \frac{Ki \ln(1+\Delta)}{1+4ArBo\ln(1+\Delta)}. \tag{19}$$

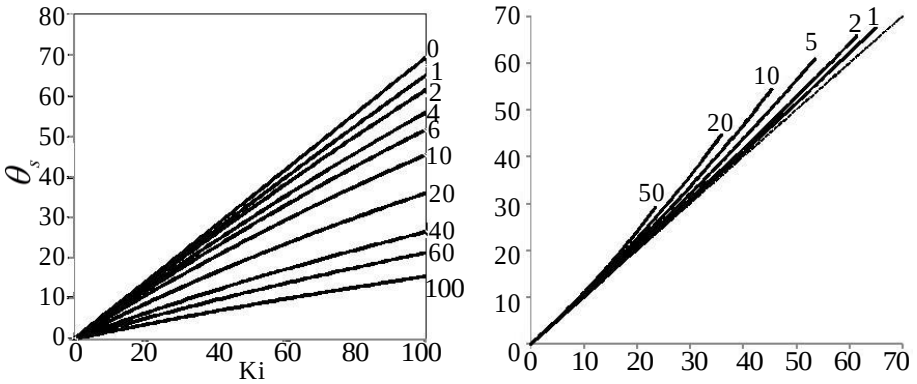


Рис. 4. Зависимость критического значения числа Франк-Каменецкого от числа Кирпичева (ось абсцисс) и числа Больцмана (значения рядом с кривыми)

На рис. 4 показано сравнение температуры поверхности, рассчитанной с помощью математической модели ($Da = 0$, $Ar = 0.01$) и с помощью приближенной формулы (19). Во всех случаях приближенная формула переоценивает температуру поверхности: ошибка растет довольно быстро, и при $Bo = 20$ составляет уже порядка 20 %; с другой стороны, такие большие значения числа Больцмана требуют специальных условий (больших диаметров проволоки, при которых предположение об однородности распределения температуры по радиусу может не выполняться). Таким образом, определение условий зажигания может быть упрощено за счет перехода к граничным условиям первого рода.

Выводы. В работе рассмотрена модель зажигания газового потока нагретой проволокой. Особенностью модели является нелинейное граничное условие на межфазной поверхности, учитывающее лучистые теплопотери. С помощью численного алгоритма, позволяющего находить критические значения параметра, отвечающего за реакционную способность, найдены расчетные зависимости условий зажигания при разных условиях теплообмена и интенсивности тепловыделения. Предложены способы упрощения задачи за счет линеариза-

ции граничного условия. Полученные результаты могут быть использованы при оценке границ тепловой устойчивости реагирующих систем.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00406 (*https://rscf.ru/project/23-29-00406/*).*

ЛИТЕРАТУРА

[1] Thornton W.M. The ignition of gases by hot wires. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1919, vol. 38, pp. 613-633.

[2] Kumagai S., Kimura I. Ignition of flowing gases by heated wires. *Symposium (International) on Combustion*, 1957, vol. 6, pp. 554-558.

[3] Ashman L.E., Buchler A. The ignition of gases by electrically heated wires. *Combustion and Flame*, 1961, vol. 5, pp. 113-121.

[4] Buckel J.W., Chandra S. Hot wire ignition of hydrogen-oxygen mixtures. *International Journal of Hydrogen Energy*, 1996, vol. 21, pp. 39-44.

[5] Зельдович Я.Б. *Избранные труды. Химическая физика и гидродинамика*. Москва, Наука, 1984, 374 с.

[6] Yang C.H. Theory of ignition and auto-ignition. *Combustion and Flame*, 1962, vol. 6, pp. 215-225.

[7] Дик И.Г. Границы вырождения теплового взрыва в системе с дополнительным источником тепла. *Физика горения и взрыва*, 1980, № 1, с. 133-136.

[8] Sabia P., de Joannon M., Lavadera M.L., Giudicianni P., Ragucci R. Autoignition delay times of propane mixtures under MILD conditions at atmospheric pressure. *Combustion and Flame*, 2014, vol. 161, pp. 3022-3030.

[9] Laurendeau N.M. Thermal ignition of methane-air mixtures by hot surfaces: A critical examination. *Combustion and Flame*, 1982, vol. 46, pp. 29-49.

[10] Kordylewski W. Influence of aerodynamics on the critical parameters of thermal ignition. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 1981, vol. 17, no. 7, pp. 1081-1091.

[11] Rader C.G., Weller S.W. Ignition on catalytic wires: Kinetic parameter determination by the heated-wire technique.*AIChEJ*, 1974, vol. 20, no. 3, pp. 515-522.

[12] Trevino C., Linan A., Kurdyumov V. Autoignition of hydrogen/air mixtures by a thin catalytic wire. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2000, vol. 28, no. 1, pp. 1359-1364.

[13] Trevino C., Higuera F.J., Linan A. Transient ignition and combustion of diluted hydrogen/air mixtures by a thin catalytic wire. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2002, vol. 29, pp. 981-988.

[14] T'ien J.S. Diffusion flame extinction at small stretch rates: The mechanism of radiative loss. *Combustion and Flame*, 1986, vol. 65, no. 1, pp. 31-34.

[15] Kuznetsov G.V., Syrodoy S.V., Kostoreva Zh.A., Nigay N.A., Purin M.V., Karelin V.A., Salomatov V.V. Analysis of the influence of the type of heat transfer on the dynamics of the ignition processes of wood biomass particles under complex heating conditions. *Combustion and Flame*, 2024, vol. 262, pp. 113353.

[16] Snegirev A.Yu. Perfectly stirred reactor model to evaluate extinction of diffusion flame. *Combustion and Flame*, 2015, vol. 162, no. 10, pp. 3622-3631.

[17] Imamura T., Uehara K., Nakata K., Maruyama S., Kuwana K. Quasi-steady

characteristics of flowing propane/air mixture ignited by a heated surface. *Fire Safety Journal*, 2021, vol. 120, pp. 103025.

[18] Rubtsov N.M., Chernysh V.I., Tsvetkov G.I., Troshin K.Ya., Shamshin I.O. Surface modes of catalytic ignition of flammable gases over noble metals. *Mendeleev Communications*, 2022, vol. 32, pp. 564-566.

[19] Гайнутдинов Р.Ш., Воробьев Е.С., Асадуллина Г.Я. Тепловой взрыв полого цилиндра. *ФГВ*, 1999, т. 35, № 2, с. 65-67.

[20] Бостанджиян С.А. Тепловой взрыв кольцевого слоя при граничных условиях третьего рода. *ФГВ*, 2011, т. 47, № 6, с. 56-61.

[21] Гайнутдинов Р.Ш. Тепловой взрыв пластины при граничных условиях второго и третьего родов. *ФГВ*, 2001, № 2, с. 74-76.

[22] Merzhanov A.G., Averson A.E. The present state of the thermal igntion theory: an invited review. *Combustion and Flame*, 1971, vol. 16, pp. 89-124.

[23] Франк-Каменецкий Д.А. *Диффузия и теплопередача в химической кинетике*. Москва, Наука, 1987, 502 с.

[24] *Теплоэнергетика и теплотехника. Справочная серия. В четырех книгах. Книга 2. Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент* / Под общей редакцией Григорьева В.А., Зорина В.М.. Москва, Энергоатомиздат, 1988, 560 с.

[25] Донской И.Г. Стационарное уравнение теплового взрыва в среде с распределенной энергией активации: численное решение и приближения. *iPolytech Journal*, 2022, т. 26, № 4, с. 626-639.

[26] Деревич И.В., Фокина А.Ю. Математическая модель катализатора синтеза с локальными центрами реакции. *Математика и математическое моделирование*, 2017, № 3, с. 13-31.

Статья поступила в редакцию 08.07.2024

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Донской И.Г. Моделирование влияния лучистых теплопотерь на условия зажигания газа накаленной проволокой. *Математическое моделирование и численные методы,* 2025, № 1, с. 44–56.

Донской Игорь Геннадьевич — д-р тех. наук, ведущий научный сотрудник лаборатории термодинамики ИСЭМ СО РАН. e-mail: donskoy.chem@mail.ru

The influence of radiative heat loss on the ignition conditions of gases by a hot wire

© I.G. Donskoy

ESI SB RAS, Irkutsk, 664033, Russia

The objective of the work is to theoretically determine the ignition conditions of a reacting gas flowing near an inert metal wire heated with a constant intensity (for example, by an electric current). This problem corresponds to typical conditions of the reactivity tests of combustible gases. Approximate mass and energy balance equations are written for stationary conditions. The key parameters are reactivity, heat and mass transfer coefficients, and wire heating flux. The resulting system of equations is numerically solved for a wide range of conditions (heating intensity, domain size, radiative heat loss intensity).

It is known that equations systems of this type may have several stationary solutions: the low-temperature, slow reaction solution; and the high-temperature solution (combustion mode). Stable ignition is realized when the low-temperature branch becomes unstable. Using the bisection method, the critical values of the reactivity parameter corresponding to stable ignition are determined. The dependence of the ignition conditions on the heat transfer conditions is discussed.

***Keywords**: thermal explosion, mathematical modelling, heat and mass transfer, Stefan-Boltzmann law*

REFERENCES

[1] Thornton W.M. The ignition of gases by hot wires. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1919, vol. 38, pp. 613-633.

[2] Kumagai S., Kimura I. Ignition of flowing gases by heated wires. *Symposium (International) on Combustion*, 1957, vol. 6, pp. 554-558.

[3] Ashman L.E., Buchler A. The ignition of gases by electrically heated wires. *Combustion and Flame*, 1961, vol. 5, pp. 113-121.

[4] Buckel J.W., Chandra S. Hot wire ignition of hydrogen-oxygen mixtures. *International Journal of Hydrogen Energy*, 1996, vol. 21, pp. 39-44.

[5] Zel'dovich YA.B. *Izbrannye trudy. Himicheskaya fizika i gidrodinamika* [Chemical physics and hydrodynamics]. Moskva, Nauka Publ., 1984, 374 p.

[6] Yang C.H. Theory of ignition and auto-ignition. *Combustion and Flame*, 1962, vol. 6, pp. 215-225.

[7] Dik I.G. Thermal-explosion degeneration limits in a system with an additional heat source. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 1980, vol. 16, pp. 126-129.

[8] Sabia P., de Joannon M., Lavadera M.L., Giudicianni P., Ragucci R. Autoignition delay times of propane mixtures under MILD conditions at atmospheric pressure. *Combustion and Flame*, 2014, vol. 161, pp. 3022-3030.

[9] Laurendeau N.M. Thermal ignition of methane-air mixtures by hot surfaces: A critical examination. *Combustion and Flame*, 1982, vol. 46, pp. 29-49.

[10] Kordylewski W. Influence of aerodynamics on the critical parameters of thermal ignition. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 1981, vol. 17, no. 7, pp. 1081-1091.

[11] Rader C.G., Weller S.W. Ignition on catalytic wires: Kinetic parameter determination by the heated-wire technique.*AIChEJ*, 1974, vol. 20, no. 3, pp. 515-522.

[12] Trevino C., Linan A., Kurdyumov V. Autoignition of hydrogen/air mixtures by a thin catalytic wire. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2000, vol. 28, no. 1, pp. 1359-1364.

[13] Trevino C., Higuera F.J., Linan A. Transient ignition and combustion of diluted hydrogen/air mixtures by a thin catalytic wire. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2002, vol. 29, pp. 981-988.

[14] T'ien J.S. Diffusion flame extinction at small stretch rates: The mechanism of radiative loss. *Combustion and Flame*, 1986, vol. 65, no. 1, pp. 31-34.

[15] Kuznetsov G.V., Syrodoy S.V., Kostoreva Zh.A., Nigay N.A., Purin M.V., Karelin V.A., Salomatov V.V. Analysis of the influence of the type of heat transfer on the dynamics of the ignition processes of wood biomass particles under complex heating conditions. *Combustion and Flame*, 2024, vol. 262, pp. 113353.

[16] Snegirev A.Yu. Perfectly stirred reactor model to evaluate extinction of diffusion flame. *Combustion and Flame*, 2015, vol. 162, no. 10, pp. 3622-3631.

[17] Imamura T., Uehara K., Nakata K., Maruyama S., Kuwana K. Quasi-steady characteristics of flowing propane/air mixture ignited by a heated surface. *Fire Safety Journal*, 2021, vol. 120, pp. 103025.

[18] Rubtsov N.M., Chernysh V.I., Tsvetkov G.I., Troshin K.Ya., Shamshin I.O. Surface modes of catalytic ignition of flammable gases over noble metals. *Mendeleev Communications*, 2022, vol. 32, pp. 564-566.

[19] Gainutdinov R.S., Vorob'ev E.S., Asadullina G.G.Thermal explosion of a hollow cylinder. Combust Explos Shock Waves, 1999, vol. 35, no. 2, pp. 171-173.

[20] Bostandzhiyan, S.A. Thermal explosion of an annular layer with boundary conditions of the third kind. *Combust Explos Shock Waves*, 2011, vol. 47, no 6, pp. 665-670.

[21] Gainutdinov R.S.Thermal Explosion of a Plate under Boundary Conditions of the Second and Third Kinds. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2001, vol. 37, pp. 187-189.

[22] Merzhanov A.G., Averson A.E. The present state of the thermal igntion theory: an invited review. *Combustion and Flame*, 1971, vol. 16, pp. 89-124.

[23] Frank-Kameneckij D.A. *Diffuziya i teploperedacha v himicheskoj kinetike* [Diffusion and heat transfer in chemical kinetics]. Moscow, Nauka Publ., 1987, 502 p.

[24] *Teploenergetika i teplotekhnika. Spravochnaya seriya. V chetyrekh knigah. Kniga 2. Teoreticheskie osnovy teplotekhniki. Teplotekhnicheskij eksperiment* [Thermal power engineering and heat engineering. Reference series. In four books. Book 2. Theoretical foundations of heat engineering. Thermal engineering experiment] / Under the general editorship of Grigor'eva V.A., Zorina V.M. Moscow, Energoatomizdat, 1988, 560 p.

[25] Donskoy I.G. Steady-state equation of thermal explosion in a distributed activation energy medium: numerical solution and approximations. *iPolytech Journal*, 2022, vol. 26, no. 4, pp. 626-639.

[26] Derevich I.V., Fokina A.YU. Matematicheskaya model' katalizatora sinteza s lokal'nymi centrami reakcii [Mathematical model of a synthesis catalyst with local reaction centers]. *Matematika i matematicheskoe modelirovanie* [Mathematics and mathematical modeling], 2017, no. 3, pp. 13-31.

Donskoy I.G., Dr. Sc. (Eng.), Leading Researcher, Melentiev Energy Systems Institute of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, research interests: mathematical modelling of the thermal engineering processes and plants. e-mail: donskoy.chem@mail.ru