

УСЛОВИЯ ТЕПЛООВОГО ВЗРЫВА В ПЛАСТИНЕ ПРИ КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННОМ ТЕПЛООБМЕНЕ

В.С. Зарубин

zarubin@bmstu.ru

Г.Н. Кувыркин

fn2@bmstu.ru

И.Ю. Савельева

inga.savelyeva@bmstu.ru

А.В. Журавский

zhuravskii_a@bmstu.ru

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

Аннотация

Для процессов получения и хранения энергонасыщенных веществ характерно возникновение в их объеме энерговыделения, интенсивность которого возрастает с увеличением температуры. Устойчивость стационарного температурного состояния твердого тела с зависящей от температуры интенсивностью объемного энерговыделения непосредственно связана с условиями теплообмена этого тела с окружающей средой. В случае когда выделившаяся в объеме тела тепловая энергия уже не может быть отведена в окружающую среду, установившееся температурное состояние тела становится невозможным. Исследованы условия теплового взрыва в твердом теле в виде пластины с зависящим от температуры коэффициентом теплопроводности и конвективно-радиационном теплообменом на ее поверхностях. Постановка нелинейной задачи установившейся теплопроводности в пластине представлена системой интегральных соотношений. Пределы интегрирования входящих в эти соотношения интегралов являются искомыми функциями и параметрами, определяющими температурное состояние пластины. Количественный анализ этих соотношений позволяет установить влияние параметров, определяющих интенсивность теплообмена и зависимость коэффициента теплопроводности материала пластины, на условия возникновения теплового взрыва при произвольном законе изменения с температурой объемной мощности энерговыделения в пластине. Представлены результаты такого анализа в рамках однопараметрической модели стационарной теории теплового взрыва

Ключевые слова

Тепловой взрыв, конвективно-радиационный теплообмен, интегральные соотношения

Поступила 13.01.2020

Принята 12.05.2020

© Автор(ы), 2020

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (проект № FSN-2020-0032) и в рамках гранта РФФИ (№ 19-38-90178)

Введение. Для процессов получения и хранения энергонасыщенных веществ характерно возникновение в их объеме энерговыделения, интенсивность которого возрастает с увеличением температуры [1–3]. Аналогичный эффект может иметь место в деталях энергетического оборудования [4, 5], в элементах электротехнических и электронных устройств [6–8].

Устойчивость стационарного температурного состояния твердого тела с зависящей от температуры интенсивностью объемного энерговыделения непосредственно связана с условиями теплообмена этого тела с окружающей средой. Если эта зависимость возрастающая, то возможно возникновение положительной обратной связи, когда выделившаяся в объеме тела тепловая энергия уже не может быть отведена в окружающую среду и установившееся температурное состояние тела становится невозможным. Такое сочетание условий теплообмена на поверхности тела и интенсивности объемного энерговыделения определяет состояние так называемого теплового взрыва [9]. Возникновение этого термина связано с тем, что соответствующая математическая модель в этом случае предсказывает неограниченное возрастание температуры твердого тела.

Известно значительное число работ, проанализированных в [9–11] и посвященных состоянию теплового взрыва, возникающего при протекании экзотермических химических реакций. В большинстве этих работ рассматривают математическую модель, описывающую распределение температуры в твердом теле в случае, когда скорость химической реакции может быть представлена экспоненциальным законом Аррениуса. Как правило, при этом коэффициент теплопроводности материала тела принимают постоянным, а на его поверхности принимают фиксированное значение температуры. Эти ограничения связаны с существенными трудностями анализа математических моделей, учитывающих реальные условия теплообмена тела с окружающей средой и зависимость коэффициента теплопроводности от температуры.

Для твердого тела канонической формы (пластина, неограниченная в своей плоскости, круговой цилиндр неограниченной длины и шар) с постоянным коэффициентом теплопроводности в рамках однопараметрической модели стационарной теории теплового взрыва [9] установлены условия его возникновения при конвективном теплообмене с окружающей средой [12, 13]. Возможности анализа математических моделей теплового взрыва, учитывающих наряду с конвекцией влияние теплового излучения, могут быть расширены путем применения вариационных методов. При этом удастся учесть зависимость коэффициента теплопроводности твердого тела произвольной формы от температуры [14, 15]. В случае пла-

стины при конвективно-радиационном теплообмене на ее поверхностях допустим переход от постановки нелинейной задачи стационарной теплопроводности в дифференциальной форме к системе интегральных соотношений. В работе получены и проанализированы такие соотношения, пределы интегрирования в которых являются искомыми функциями и параметрами, определяющими температурное состояние пластины и условия возникновения теплового взрыва.

Постановка задачи. Рассмотрим неограниченную в своей плоскости пластину толщиной $2h$. Зависимость от температуры T коэффициента теплопроводности материала пластины и объемной мощности энерговыделения в ней определяют заданные функции $\lambda(T)$ и $q_V(T)$ соответственно. Условия конвективно-радиационного теплообмена на обеих поверхностях пластины приняты одинаковыми и не зависящими от времени, т. е. установившееся распределение температуры $T(z)$ в пластине симметрично относительно ее средней плоскости, на которой выбрано начало отсчета координаты z . Интенсивность конвективного теплообмена с окружающей средой, имеющей температуру T^* , определяет коэффициент теплоотдачи α . К поверхностям пластины, имеющим коэффициенты поглощения и излучения A и ε соответственно, подводится поток излучения q^* .

Установившееся распределение температуры в пластине должно удовлетворять дифференциальному уравнению

$$\frac{d}{dz} \left(\lambda(T) \frac{dT(z)}{dz} \right) + q_V(T) = 0, \quad z \in (0, h), \quad (1)$$

и граничным условиям

$$\left. \frac{dT(z)}{dz} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \lambda(T) \frac{dT(z)}{dz} \right|_{z=h} = \alpha(T^* - T_1) + Aq^* - \varepsilon\sigma_0 T_h^4, \quad (2)$$

где $T_1 = T(h)$; σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана.

Из равенства нулю правой части второго граничного условия (2) следует алгебраическое уравнение

$$\varepsilon\sigma_0 \bar{T}_*^4 + \alpha(\bar{T} - T^*) - Aq^* = 0, \quad (3)$$

определяющее так называемое равновесное значение \bar{T} температуры поверхности. В силу $q_V(T) > 0$ из физического содержания задачи следует, что $T_1 > \bar{T}$.

Точное решение нелинейной одномерной стационарной задачи теплопроводности (1), (2) в общем случае не удастся представить в виде

соотношения, явно разрешенного относительно функции $T(z)$. При известных зависимостях $\lambda(T)$ и $q_V(T)$ удастся построить интегральные соотношения, устанавливающие связь этих зависимостей с указанной функцией.

Построение интегральных соотношений. Хорошо известная подстановка $\lambda(T) dT(z)/dz = p$ позволяет представить первый интеграл уравнения (1) в виде

$$\left(\lambda(T) \frac{dT(z)}{dz} \right)^2 = C - 2 \int_{T_1}^{T(z)} \lambda(T) q_V(T) dT.$$

Из первого граничного условия (2) можно найти константу C , и после ее подстановки в равенство для первого интеграла получим

$$\left(\lambda(T) \frac{dT(z)}{dz} \right)^2 = 2 \int_{T(z)}^{T_0} \lambda(T) q_V(T) dT, \quad (4)$$

где $T_0 = T(0)$. При $z = h$ из равенства (4) с учетом второго граничного условия (2) следует первое интегральное соотношение

$$2 \int_{T_1}^{T_0} \lambda(T) q_V(T) dT = \left(\alpha(T_1 - T^*) - Aq^* + \epsilon \sigma_0 T_h^4 \right)^2, \quad (5)$$

устанавливающее связь неизвестных значений температуры T_0 и T_1 с заданными функциями $\lambda(T)$ и $q_V(T)$ и параметрами, определяющими условия теплообмена на поверхности пластины.

Интегрированием из равенства (4) находим

$$z = C_1 - \int_{T_1}^{T(z)} \left(2 \int_T^{T_0} \lambda(T') q_V(T') dT' \right)^{-1/2} \lambda(T) dT.$$

Отсюда, учитывая, что $T(z) = T_0$ при $z = 0$, можно найти константу C_1 и затем записать

$$z = \int_{T(z)}^{T_0} \left(2 \int_T^{T_0} \lambda(T') q_V(T') dT' \right)^{-1/2} \lambda(T) dT. \quad (6)$$

В результате при $z = h$ получим второе интегральное соотношение

$$h = \int_{T_1}^{T_0} \left(2 \int_T^{T_0} \lambda(T') q_V(T') dT' \right)^{-1/2} \lambda(T) dT, \quad (7)$$

также устанавливающее связь неизвестных значений температуры T_0 и T_1 с заданными функциями $\lambda(T)$ и $q_V(T)$. При известном значении T_0 соотношение (6) в неявной форме определяет функцию $T(z)$, описывающую распределение температуры по толщине пластины.

В случае предельно интенсивного конвективного теплообмена ($\alpha \rightarrow \infty$) вместо второго граничного условия (2) имеем $T_1 = T^*$. Тогда для решения задачи достаточно соотношений (6) и (7). Например, согласно модели стационарной теории теплового взрыва [9] $q_V = q_V^* W$, где q_V^* , W — тепловой эффект и скорость экзотермической реакции. Это равенство в рамках однопараметрической модели можно представить в виде [9]:

$$q_V = q_V^* \exp(-1/\gamma) \exp(\theta). \quad (8)$$

Здесь $\gamma = RT_1/E$, $\theta = (T/T_1 - 1)/\gamma$, $R \approx 8,3144$ Дж/(моль·К) — постоянная Больцмана, E — энергия активации реакции, Дж/моль. Тогда подстановкой равенства (8) в интегральное соотношение (7) после вычисления внутреннего интеграла в случае $\lambda(T) = \lambda_* = \text{const}$ получим

$$\beta = \frac{q_V^* h^2 \exp(-1/\gamma)}{\lambda_* T_1 \gamma} = \frac{1}{2 \exp(\theta_0)} \left(\int_0^{\theta_0} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - \exp(\theta - \theta_0)}} \right)^2, \quad (9)$$

где $\theta_0 = (T_0/T_1 - 1)/\gamma$.

Зависимость $\beta(\theta_0)$, описываемая соотношением (9), имеет при $\theta_0^* \approx 1,1868$ максимум, равный $\beta^* \approx 0,8785$, что не противоречит известным результатам [9, 10], определяющим предельное сочетание параметров, при котором еще возможно существование установившегося распределения температуры в пластине с заданной температурой ее поверхностей. Это совпадение является косвенным подтверждением справедливости полученных выше интегральных соотношений и возможности их использования для количественного анализа условий теплового взрыва в пластине в случае более общих граничных условий (2).

Преобразование интегральных соотношений. При проведении количественного анализа в случае конвективно-радиационного теплообмена на поверхностях пластины целесообразно в качестве определяющей выбрать равновесную температуру \bar{T} , значение которой однозначно определяет алгебраическое уравнение (3), имеющее единственный положительный действительный корень [11]. Тогда (8) можно представить в виде

$$q_V = q_V^* \exp(-1/\bar{\gamma}) \exp(\Theta), \quad (10)$$

где $\bar{\gamma} = R\bar{T}/E$; $\Theta = (T/\bar{T} - 1)/\bar{\gamma}$. Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры представим формулой $\lambda(T) = \bar{\lambda}\Lambda(\Theta)$, где $\bar{\lambda} = \lambda(\bar{T})$, что соответствует равенству $\Lambda(0) = 1$. С учетом (3) и (10) интегральное соотношение (5) примет вид

$$2q_V^* \bar{\lambda} \bar{T} \bar{\gamma} \exp(-1/\bar{\gamma}) \int_{\Theta_1}^{\Theta_0} \Lambda(\Theta) \exp(\Theta) d\Theta = \left(\alpha(T_1 - \bar{T}) + \varepsilon \sigma_0 (T_1^4 - \bar{T}^4) \right)^2. \quad (11)$$

Здесь $\Theta_0 = (T_0/\bar{T} - 1)/\bar{\gamma}$; $\Theta_1 = (T_1/\bar{T} - 1)/\bar{\gamma}$.

Используя введенные обозначения, вместо интегрального соотношения (7) получим

$$B = \left(\int_{\Theta_1}^{\Theta_0} \left(2 \int_{\Theta}^{\Theta_0} \Lambda(\Theta') \exp(\Theta') d\Theta' \right)^{1/2} \Lambda(\Theta) d\Theta \right)^2 = I_2(\Theta_0, \Theta_1), \quad (12)$$

где $B = q_V^* h^2 \exp(-1/\bar{\gamma}) / (\bar{\lambda} \bar{T} \bar{\gamma})$. Исключив параметр q_V^* из (11) и (12), запишем

$$\Theta_1^2 \left(Bi + N (\bar{\gamma} \Theta_1 + 2) (\bar{\gamma}^2 \Theta_1^2 + 2\bar{\gamma} \Theta_1 + 2) \right)^2 = 2I_1(\Theta_0, \Theta_1) I_2(\Theta_0, \Theta_1). \quad (13)$$

Здесь $Bi = \alpha h / \bar{\lambda}$ — число Био; $N = \varepsilon \sigma_0 \bar{T}^3 h / \bar{\lambda}$;

$$I_1(\Theta_0, \Theta_1) = \int_{\Theta_1}^{\Theta_0} \Lambda(\Theta) \exp(\Theta) d\Theta.$$

При задании последовательности дискретных значений Θ_1 равенство (13) позволяет последовательными приближениями с контролируемой точностью вычисления интегралов найти соответствующие значения Θ_0 и затем для каждой пары значений Θ_0 и Θ_1 по формуле (12) определить значение параметра B . Далее с помощью интерполяции кубическими сплайнами можно установить связь между значениями Θ_1 , Θ_0 и B в виде непрерывных функций $\Theta_0 = F(\Theta_1)$ и $B = F_1(\Theta_1)$, используемых при проведении количественного анализа условий теплового взрыва в пластине.

Примеры количественного анализа. При фиксированном значении коэффициента теплопроводности $\bar{\lambda} = 1$ Вт/(м·К) в случае конвективно-радиационного теплообмена на поверхностях пластины примем $T^* = 293$ К, $\alpha = 10$ Вт/(м²·К), $A = 0,6$, $\varepsilon = 0,8$, $q^* = 1000$ Вт/м², $h = 0,1$ м, $R/E = 5 \cdot 10^{-5}$ 1/К. Из уравнения (3) следует, что указанным значениям соответствует равновесная температура $\bar{T} \approx 310,72$ К. Кроме того, вычис-

лим значения числа Био $Bi = 1$ и параметров $N \approx 0,1361$ и $\bar{\gamma} \approx 0,015536$. Определяемая по этим данным с помощью (13) связь между безразмерными температурами Θ_0 от Θ_1 представлена графиком на рис. 1. Эта связь использована для построения на рис. 1 по формуле (12) графика зависимости $B(\Theta_1)$. Этот параметр достигает предшествующего тепловому взрыву предельного значения $B^* \approx 0,3633$ при $\Theta_1^* \approx 0,6159$ и $\Theta_0^* \approx 1,1344$. Полученным результатам отвечают значения температуры $T_1^* = \bar{T}(1 + \bar{\gamma}\Theta_1^*) \approx 313,96$ К и $T_0^* = \bar{T}(1 + \bar{\gamma}\Theta_0^*) \approx 316,13$ К на поверхности и в средней плоскости пластины. Эти значения характеризуют температурное состояние пластины, предшествующее тепловому взрыву. Следует отметить, что значения Θ_1^* и Θ_0^* позволяют вычислить безразмерную температуру $\theta_0^* = (\Theta_0^* - \Theta_1^*) / (1 + \bar{\gamma}\Theta_1^*)^2 \approx 0,5087$, которая определяет, согласно (9), наибольшее значение $\beta^* \approx 0,6653$ параметра β . В таком случае оно оказалось существенно меньше приведенного выше значения β^* при совпадении температуры поверхности пластины с температурой окружающей среды.

Влияние зависимости коэффициента теплопроводности от температуры на значение параметра B можно установить, приняв эту зависимость линейной в виде $\Lambda(\Theta) = 1 + K_\lambda \Theta$. Тогда при $K_\lambda > 0$ коэффициент теплопроводности будет возрастать с увеличением температуры, а при $K_\lambda < 0$ — убывать. С использованием (12) и (13) на рис. 1 построены графики зависимостей $\Theta_0(\Theta_1)$ и $B(\Theta_1)$ при $K_\lambda = \pm 0,2$. Видно, что при $K_\lambda > 0$ предельное значение параметра B и безразмерная температура Θ_1^* возрастают, тогда как при $K_\lambda < 0$ возникает противоположный эффект. Увеличение числа Bi при $\lambda = \text{const}$ при принятых исходных данных приводит к возрастанию предельного значения параметра B , а убывание числа Bi вызывает уменьшение этого значения (см. рис. 1).

При отсутствии конвективного теплообмена ($Bi = 0$) и наличия потока излучения плотностью $q^* = 1000$ Вт/м², падающего на поверхность пластины, для принятых выше исходных данных равновесная температура этой поверхности примет значение $\bar{T} = \sqrt{Aq^* / (\epsilon\sigma_0)} \approx 339,13$ К. Для этого случая связь между безразмерными температурами Θ_1 , Θ_0 и параметром B приведена на рис. 2. При постоянном значении $\bar{\lambda} = 1$ Вт/(м·К) предельному значению $B^* \approx 0,2111$ параметра B соответствуют безразмерные температуры $\Theta_1^* \approx 0,7989$ и $\Theta_0^* \approx 1,1007$, которым отвечают значения $T_1^* \approx 342,77$ К и $T_0^* \approx 344,40$ К. Для сравнения в таком случае $\theta_0^* \approx 0,2951$ и $\beta^* \approx 0,4614$.

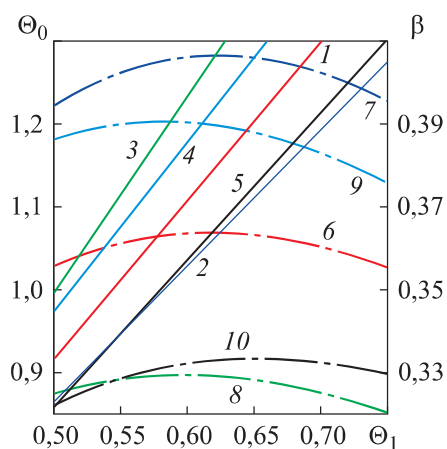


Рис. 1. Зависимости Θ_0 (Θ_1) (сплошные линии) и β (Θ_1) (штрихпунктирные линии) при $Bi = 1$:
 1, 6 — $K_\lambda = 0$; 2, 7 — $K_\lambda = 0,05$;
 3, 8 — $K_\lambda = -0,05$; при $K_\lambda = 0$:
 4, 9 — $Bi = 1,2$; 5, 10 — $Bi = 0,8$

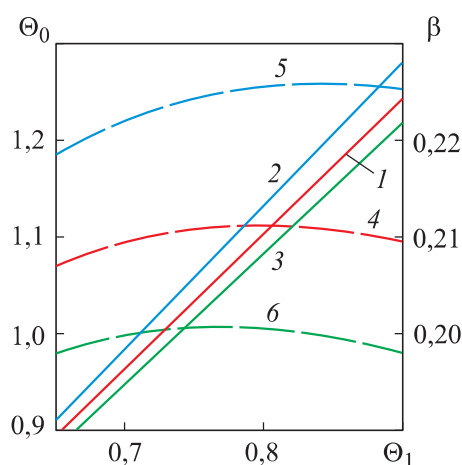


Рис. 2. Зависимости Θ_0 (Θ_1) (сплошные линии) и β (Θ_1) (штрихпунктирные линии):
 1, 4 — $K_\lambda = 0$; 2, 5 — $K_\lambda = 0,5$;
 3, 6 — $K_\lambda = -0,5$

Отсутствие конвективного теплообмена ухудшает условия охлаждения поверхностей пластины, вызывает повышение ее температуры и снижение предельного значения как параметра B , так и параметра β . Влияние зависимости от температуры коэффициента теплопроводности остается таким же, как и при наличии конвективного теплообмена (см. рис. 2).

Заключение. Формулировка нелинейной задачи установившейся теплопроводности в пластине с объемным энерговыделением при конвективно-радиационном теплообмене на ее поверхностях преобразована к системе интегральных соотношений. Пределы интегрирования входящих в эти соотношения интегралов являются искомыми функциями и параметрами, определяющими температурное состояние пластины. Количественный анализ указанных соотношений позволил выявить влияние характеристик конвективно-радиационного теплообмена на условия возникновения теплового взрыва в пластине.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Фиошина М.А., Русин М.А. Основы химии и технологии порохов и твердых ракетных топлив. М., РХТУ им. Д.И. Менделеева, 2001.
 [2] Гельфанд Б.Е., Сильников М.В. Химические и физические взрывы. Параметры и контроль. СПб., Полигон, 2003.

- [3] Derevich I.V., Ermolaev V.S., Mordkovich V.Z., et al. Heat and mass transfer in Fisher — Tropsch catalyst granule with localized cobalt microparticles. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2018, vol. 121, pp. 1335–1349.
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.01.077>
- [4] Кириллов П.Л., Богословская Г.П. Тепломассообмен в ядерных энергетических установках. М., Энергоатомиздат, 2000.
- [5] Елисеев В.Н., Товстоног В.А. Теплообмен и тепловые испытания материалов и конструкций аэрокосмической техники при радиационном нагреве. М., Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2014.
- [6] Zarubin V.S., Kuvyrkin G.N., Savel'eva I.Yu. Temperature state of a unipolar generator disk. *J. Eng. Phys. Thermophy.*, 2014, vol. 87, no. 4, pp. 820–826.
DOI: <https://doi.org/10.1007/s10891-014-1077-2>
- [7] Зарубин В.С., Котович А.В., Кувыркин Г.Н. Устойчивость температурного состояния диска униполярного генератора. *Известия РАН. Энергетика*, 2016, № 1, с. 127–133.
- [8] Воробьев Г.А., Похолков Ю.П., Королев Ю.Д. и др. Физика диэлектриков (область сильных полей). Томск, Изд-во ТПУ, 2003.
- [9] Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., Наука, 1987.
- [10] Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. М., Наука, 1980.
- [11] Орленко Л.П., ред. Физика взрыва. Т. 1. М., ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- [12] Барзыкин В.В., Мержанов А.Г. Краевая задача в теории теплового взрыва. *ДАН СССР*, 1958, т. 120, № 6, с. 1271–1273.
- [13] Bowden F.P., Yoffe A.D. Fast reactions in solids. Butterworths Scientific Publ., 1958.
- [14] Zarubin V.S., Kuvyrkin G.N., Savel'eva I.Yu. The variational form of the mathematical model of a thermal explosion in a solid body with temperature-dependent thermal conductivity. *High Temp.*, 2018, vol. 56, no. 2, pp. 223–228.
DOI: <https://doi.org/10.1134/S0018151X18010212>
- [15] Zarubin V.S., Kuvyrkin G.N., Savel'yeva I.Yu. Variational estimates of the parameters of a thermal explosion of a stationary medium in an arbitrary domain. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2019, vol. 135, pp. 614–619.
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.02.009>

Зарубин Владимир Степанович — д-р техн. наук, профессор кафедры «Прикладная математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Кувыркин Георгий Николаевич — д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой «Прикладная математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Савельева Инга Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры «Прикладная математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Журавский Александр Владимирович — аспирант кафедры «Прикладная математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н., Савельева И.Ю. и др. Условия теплового взрыва в пластине при конвективно-радиационном теплообмене. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2020, № 6 (93), с. 48–59.

DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2020-6-48-59>

**CONDITIONS FOR A THERMAL EXPLOSION IN THE PLATE
UNDER CONVECTIVE-RADIATION HEAT TRANSFER**

V.S. Zarubin

zarubin@bmstu.ru

G.N. Kuvyrkin

fn2@bmstu.ru

I.Yu. Savelyeva

inga.savelyeva@bmstu.ru

A.V. Zhuravsky

zhuravskii_a@bmstu.ru

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

Abstract

The processes of obtaining and storing energy-saturated substances are characterized by energy release in their volume. The intensity of this energy release increases with increasing temperature. The stability of the stationary temperature state of a solid with a temperature-dependent intensity of volumetric energy release is directly related to the conditions of heat transfer of this body with the environment. If the heat energy released in the volume of the body can no longer be diverted into the environment, the steady temperature state of the body becomes impossible. The paper studies the conditions for a thermal explosion in a solid in the form of a plate with a temperature-dependent coefficient of thermal conductivity and convective-radiation heat transfer on its surfaces. The statement of the nonlinear problem of steady-state thermal conductivity in the plate is represented by a system of integral relations. The limits of integration of the integrals included in these relations are the desired functions

Keywords

Thermal explosion, convective-radiation heat transfer, integral relations

and parameters which determine the temperature state of the plate. A quantitative analysis of these relationships makes it possible to establish the influence of the parameters which determine the intensity of heat transfer and the dependence of the thermal conductivity of the plate material on the conditions for a thermal explosion with an arbitrary law of variation with temperature of the volumetric power of the energy release in the plate. The results of such an analysis are presented in the framework of a one-parameter model of the stationary theory of thermal explosion

Received 13.01.2020

Accepted 12.05.2020

© Author(s), 2020

The work was carried out within the framework of the state assignment of the Ministry of Higher Education and Science of the Russian Federation (project no. FSN-2020-0032) and within the framework of the RFBR grant (no. 19-38-90178)

REFERENCES

- [1] Fiozhina M.A., Rusin M.A. Osnovy khimii i tekhnologii porokhov i tverdykh raketnykh topliv [Fundamentals of chemistry and technology of gunpowder and solid rocket fuel]. Moscow, Dmitry Mendeleev Univ. Publ., 2001.
- [2] Gel'fand B.E., Sil'nikov M.V. Khimicheskie i fizicheskie vzryvy. Parametry i kontrol' [Chemical and physical explosions. Parameters and control]. St. Petersburg, Poligon Publ., 2003.
- [3] Derevich I.V., Ermolaev V.S., Mordkovich V.Z., et al. Heat and mass transfer in Fisher — Trotsch catalyst granule with localized cobalt microparticles. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2018, vol. 121, pp. 1335–1349.
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.01.077>
- [4] Kirillov P.L., Bogoslovskaya G.P. Teplomassoobmen v yadernykh energeticheskikh ustanovkakh [Heat and mass transfer in nuclear power plants]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 2000.
- [5] Eliseev V.N., Tovstonog V.A. Teploobmen i teplovye ispytaniya materialov i konstruktsiy aerokosmicheskoy tekhniki pri radiatsionnom nagreve [Heat transfer and thermal tests of spacecraft materials and constructions at radiation heating]. Moscow, BMSTU Publ., 2014.
- [6] Zarubin V.S., Kuvyrkin G.N., Savel'eva I.Yu. Temperature state of a unipolar generator disk. *J. Eng. Phys. Thermophy.*, 2014, vol. 87, no. 4, pp. 820–826.
DOI: <https://doi.org/10.1007/s10891-014-1077-2>
- [7] Zarubin V.S., Kotovich A.V., Kuvyrkin G.N. Temperature condition stability of the disc unipolar generator. *Izvestiya RAN. Energetika* [Proceedings of the RAS. Power Engineering], 2016, no. 1, pp. 127–133 (in Russ.).

- [8] Vorob'yev G.A., Pokholkov Yu.P., Korolev Yu.D., et al. Fizika dielektrikov (oblast' sil'nykh poley) [Dielectric physics (high fields area)]. Tomsk, Izd-vo TPU Publ., 2003.
- [9] Frank-Kamenetskiy D.A. Diffuziya i teploperedacha v khimicheskoy kinetike [Diffusion and heat transfer in chemical kinetics]. Moscow, Nauka Publ., 1987.
- [10] Zel'dovich Ya.B., Barenblatt G.I., Librovich V.B., et al. Matematicheskaya teoriya goreniya i vzryva [Mathematical theory of combustion and explosion]. Moscow, Nauka Publ., 1980.
- [11] Orlenko L.P., ed. Fizika vzryva. T. 1 [Explosion physics. Vol. 1]. Moscow, FIZMATLIT Publ., 2002.
- [12] Barzykin V.V., Merzhanov A.G. A boundary problem in the thermal explosion theory. *Doklady AN SSSR*, 1958, vol. 120, no. 6, pp. 1271–1273 (in Russ.).
- [13] Bowden F.P., Yoffe A.D. Fast reactions in solids. Butterworths Scientific Publ., 1958.
- [14] Zarubin V.S., Kuvyrkin G.N., Savel'eva I.Yu. The variational form of the mathematical model of a thermal explosion in a solid body with temperature-dependent thermal conductivity. *High Temp.*, 2018, vol. 56, no. 2, pp. 223–228.
DOI: <https://doi.org/10.1134/S0018151X18010212>
- [15] Zarubin V.S., Kuvyrkin G.N., Savelyeva I.Yu. Variational estimates of the parameters of a thermal explosion of a stationary medium in an arbitrary domain. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2019, vol. 135, pp. 614–619.
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.02.009>

Zarubin V.S. — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Department of Applied Mathematics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Kuvyrkin G.N. — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Head of Department of Applied Mathematics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Savelyeva I.Yu. — Cand. Sc. (Phys.-Math.), Assoc. Professor, Department of Applied Mathematics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Zhuravsky A.V. — Post-Graduate Student, Department of Applied Mathematics, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Please cite this article in English as:

Zarubin V.S., Kuvyrkin G.N., Savelyeva I.Yu., et al. Conditions for a thermal explosion in the plate under convective-radiation heat transfer. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2020, no. 6 (93), pp. 48–59 (in Russ.).

DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2020-6-48-59>