

# ИНИЦИИРОВАНИЕ ЗАРЯДА ГЕЛЕОБРАЗНОГО РЕАКЦИОННОСПОСОБНОГО ВЕЩЕСТВА ЭЛЕКТРОВЗРЫВОМ.

## I. ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

В. В. Буркин, Р. С. Буркина\*

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете, 634050 Томск

\* Томский государственный университет, 634050 Томск, roza@ftf.tsu.ru

В рамках асимптотического анализа исследуется зажигание реакционноспособного вещества высокотемпературной разрядной полостью. Рассмотрено влияние теплоотдачи в боковую поверхность заряда и падения интенсивности потока излучения из полости на время и критические условия зажигания. Результаты расчетов сопоставлены с известными экспериментальными данными.

Применение гелеобразных составов реакционноспособных веществ (РВ) в качестве зарядов в метательных системах [1] требует решения ряда задач. Это, прежде всего, реализация режимов стабильного зажигания, формирование необходимой поверхности горения в заданных областях заряда и обеспечение условий устойчивого горения РВ. Одним из вариантов решения этих задач является армирование заряда токопроводящими элементами (фольгами, проволочками) с их последующим электровзрывом. Если использовать проводники с достаточно малой площадью поперечного сечения, то согласно [2] при соответствующих параметрах внешнего источника энергии проводник будет выполнять в основном ориентирующую роль для формирования каналов сквозной проводимости в среде и эффекты, сопутствующие их электровзрыву, можно рассматривать как гидродинамическое развитие системы разрядных полостей с повышенным давлением и высокой температурой. Тепловые характеристики, волновая картина в среде, уровень и диапазон изменения параметров, определяющих процесс, будут зависеть от энерговыклада внешнего источника в сформированные разрядные полости, от свойств среды и расположения токопроводящих элементов в заряде.

К настоящему времени как экспериментально, так и в рамках математического моделирования достаточно полно исследована физика разряда в различных средах, а также воздействие силового и теплового факторов на окружающую разрядный канал среду [2–4]. В данной работе основное внимание уделено поиску условий зажигания РВ и анализу гид-

родинамических процессов для рассматриваемого варианта инициирования заряда. Требуется формирование необходимой поверхности горения в заданных областях заряда несложно выполнить за счет количества взрывааемых элементов, достигаемого выбором их формы и расположением в заряде.

Рассматривается случай цилиндрического заряда РВ радиусом  $r$  и длиной  $L$ , который вставлен в жесткую гильзу, открытую с одного торца (рис. 1). Пластика фольги радиусом  $r$  и толщиной  $d_0$  помещена в заданное сечение заряда  $x_f$  перпендикулярно его оси. При электровзрыве фольги образуется разрядная полость, которая оказывает тепловое воз-

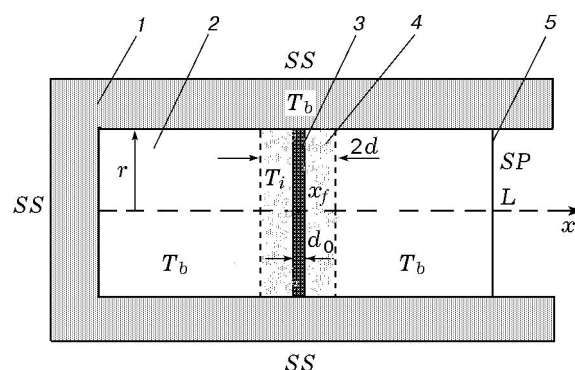


Рис. 1. Схема заряда:

1 — гильза, 2 — реакционноспособное вещество, 3 — фольга, 4 — разрядная полость, 5 — свободная поверхность заряда;  $r$ ,  $L$  — радиус и длина заряда;  $SS$  — жесткие стенки гильзы;  $SP$  — свободная поверхность заряда;  $x_f$ ,  $d_0$  — начальные положение и толщина фольги;  $2d$  — осевой размер разрядной полости;  $T_b$  — начальная температура РВ и гильзы;  $T_i$  — начальная температура полости

действие на стенки полости и генерирует в РВ волновые возмущения.

При исследовании условий зажигания полагается, что разрядная полость шириной  $2d$  уже сформирована. При этом приняты следующие допущения: РВ непрозрачно; начальная температура РВ ( $T_b$ ) существенно меньше начальной температуры в разрядной полости ( $T_i$ ); ввиду высокой температуры в разрядной полости ее тепловое воздействие на РВ осуществляется в основном за счет теплового излучения; температура в РВ изменяется только в осевом направлении; теплоотдача в боковую поверхность заряда рассчитывается (аналогично [5]) по закону Ньютона с эффективным коэффициентом теплоотдачи  $\alpha_{eff} = 2\alpha/r$ , где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи на боковой поверхности гильзы; выгорание РВ не учитывается. Двумерность температурного поля на этапе зажигания не вносит качественных изменений в картину исследуемого процесса. Поскольку протяженность зоны прогрева РВ существенно меньше осевых размеров частей РВ по обе стороны от разрядной полости, для упрощения задачи заряд РВ считается неограниченным в осевом направлении. Температурное поле рассматривается с учетом симметрии теплового процесса. Начало координаты  $x$  соответствует торцевой поверхности полости.

Соответствующая математическая формулировка задачи зажигания сводится к уравнениям

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{2\alpha}{r}(T - T_b) + Qz\rho \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad t > 0, \quad 0 < x < \infty; \quad (1)$$

$$-\lambda \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = \sigma \varepsilon T_1^4(t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial T(\infty, t)}{\partial x} = 0, \quad T(x, 0) = T_b,$$

где  $T_1(t)$  — температура стенки разрядной полости,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $\varepsilon$  — излучательная способность плазмы,  $c$  — удельная теплоемкость,  $\rho$  — плотность,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности вещества,  $Q$  — тепловой эффект химической реакции,  $E$  — энергия активации,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $z$  — предэкспонент,  $T(x, t)$  — температура РВ,  $x$  и  $t$  — пространственная и временная координаты. Граничное условие на

поверхности  $x = 0$  соответствует ситуации, когда тепловой поток из разрядной полости поглощается поверхностью РВ.

Использование реальной зависимости  $T_1(t)$  требует привлечения экспериментальных или расчетных данных [6–8]. В соответствии с моделью оптически непрозрачной плазмы [9] полагаем, что распределение температуры внутри разрядной полости однородно, а излучение плазмы идет только с ее поверхности. Тогда механизм зажигания будет определяться в основном плотностью потока излучения и свойствами РВ. Учитывается понижение температуры плазмы только за счет теплового излучения с поверхности полости. Омический механизм изменения температуры не рассматривается. Сформулированное упрощение на данном этапе исследования не позволяет оценить влияние формы токового импульса на параметры зажигания, однако дает возможность получить необходимые качественные зависимости для времени зажигания в широком диапазоне изменения параметров процесса. Для  $T_1(t)$  в результате решения задачи об остывании полости за счет теплового излучения:

$$c_1 \rho_1 \frac{dT_1}{dt} = -\sigma \varepsilon \left(\frac{1}{d} + \frac{2}{r}\right) T_1^4(t), \\ T_1(0) = T_i,$$

получена следующая зависимость:

$$T_1(t) = T_i \left[ 1 + \frac{3\sigma \varepsilon}{c_1 \rho_1} \left(\frac{1}{d} + \frac{2}{r}\right) T_i^3 t \right]^{-1/3}, \quad (3)$$

где  $c_1$ ,  $\rho_1$  — удельная теплоемкость и плотность продуктов полости. Преобразуем исходные уравнения к безразмерному виду в переменных

$$u = (T_* - T)/(T_* - T_b), \quad \xi = x/x_h, \quad \tau = t/t_h,$$

где

$$x_h = \lambda(T_* - T_b)/q_{si}, \quad t_h = c\rho x_h^2/\lambda, \quad q_{si} = \sigma \varepsilon T_i^4,$$

$x_h$ ,  $t_h$  — масштабы пространственной и временной переменных стадии прогрева;  $q_{si}$  — тепловой поток с поверхности полости;  $T_*$  — масштабная температура, определяемая при решении задачи. Система уравнений (1), (2) с учетом (3) принимает вид

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \text{Nu}(1 - u) - \omega \exp\left(-\frac{\Theta_0 u}{1 - \sigma_1 u}\right),$$

$$\tau > 0, \quad 0 < \xi < \infty; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(0, \tau)}{\partial \xi} &= (1 + D\tau)^{-4/3}, \\ \frac{\partial u(\infty, \tau)}{\partial \xi} &= 0, \quad u(\xi, 0) = 1, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \text{Nu} &= \frac{2\alpha\lambda(T_* - T_b)^2}{r q_{si}^2}, \\ \omega &= \frac{Qz\rho\lambda(T_* - T_b)\exp(-E/RT_*)}{q_{si}^2}, \\ \Theta_0 &= \frac{E(T_* - T_b)}{RT_*^2}, \quad \sigma_1 = \frac{T_* - T_b}{T_*}, \\ D &= \frac{3c\rho\lambda(T_* - T_b)^2}{c_1\rho_1 T_i q_{si}} \left( \frac{1}{d} + \frac{2}{r} \right). \end{aligned}$$

Параметры  $\text{Nu}$ ,  $\omega$ ,  $\Theta_0$ ,  $\sigma_1$  имеют обычный в тепловой теории зажигания смысл,  $D$  характеризует скорость падения интенсивности потока излучения на поверхности РВ. Для определения параметров зажигания воспользуемся методом [10]. Перейдем в (4), (5) к зависимой переменной, представляющей разогрев от химических реакций:  $\varphi = u - u_I$ , где  $u_I$  — решение задачи об инертном прогреве вещества в идентичных условиях подвода и отвода тепла

$$\frac{\partial u_I}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 u_I}{\partial \xi^2} + \text{Nu}(1 - u_I), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_I(0, \tau)}{\partial \xi} &= (1 + D\tau)^{-4/3}, \\ \frac{\partial u_I(\infty, \tau)}{\partial \xi} &= 0, \quad u_I(\xi, 0) = 1. \end{aligned} \quad (7)$$

Тогда задача для  $\varphi(\xi, \tau)$  принимает вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} - \text{Nu}\varphi - \omega \exp \left[ - \frac{\Theta_0(\varphi + u_I)}{1 - \sigma_1(\varphi + u_I)} \right], \quad (8)$$

$$\tau > 0, \quad 0 < \xi < \infty;$$

$$\frac{\partial \varphi(0, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \varphi(\infty, \tau)}{\partial \xi} = \varphi(\xi, 0) = 0. \quad (9)$$

Применив аналогично [10] к уравнениям (8), (9) интегральное преобразование Лапласа по пространственной переменной  $\xi \rightarrow S$ ,  $\varphi(\xi, \tau) \div \bar{\varphi}(S, \tau)$ , разрешая полученные уравнения относительно  $\bar{\varphi}(S, \tau)$  и переходя к пределу  $S \rightarrow \infty$ , получаем уравнение для разогрева за счет тепла химических реакций на поверхности  $\xi = 0$ :

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi(0, \tau)}{d\tau} &= -\text{Nu}\varphi(0, \tau) - \\ &- \omega \exp \left[ - \frac{\Theta_0(\varphi(0, \tau) + u_I(0, \tau))}{1 - \sigma_1(\varphi(0, \tau) + u_I(0, \tau))} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

$$\varphi(0, 0) = 0, \quad (11)$$

где  $u_I(0, \tau)$  определяется из (6), (7) и имеет вид

$$\begin{aligned} u_I(0, \tau) &= 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi \text{Nu}}} \times \\ &\times \int_0^{\sqrt{\text{Nu}\tau}} \frac{\exp(-y^2) dy}{(1 + D\tau - Dy^2/\text{Nu})^{4/3}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Уравнение (10) на поверхности следует рассматривать как приближенное, допустимое для данного вида нелинейности и дающее удовлетворительную точность при больших значениях параметра  $\Theta_0$ . Отклонение значений времени зажигания, полученных по уравнению на поверхности для аналогичной задачи, оценивалось в [10] численно.

Поскольку максимум температуры в РВ до момента зажигания находится на поверхности  $\xi = 0$ , за процессом зажигания можно следить по поведению функции  $\varphi(0, \tau)$ . Зависимость  $\varphi(0, \tau)$  найдем методом сращиваемых асимптотических разложений из (10), (11), используя в качестве параметра разложения величину  $\Theta_0 \gg 1$ , характерную для веществ, способных к взрывчатому превращению.

На начальной стадии процесса, пока  $u_I(0, \tau) \sim O(1)$ , из (10), (11) с точностью до экспоненциально малых величин  $O(\exp(-\Theta_0 u_I(0, \tau)))$  находим

$$\varphi(0, \tau) = 0 + O(\exp(-\Theta_0 u_I(0, \tau))), \quad (13)$$

т. е. температура РВ определяется из решения задачи об инертном прогреве (6), (7).

При повышении температуры поверхности РВ до  $T(0, t) \approx T_*$  значение  $u_I(0, \tau)$  становится малым:  $u_I(0, \tau) \sim O(\Theta_0^{-1})$ . При таких температурах теплоприход от химических реакций значителен и соответственно разогрев за счет химических реакций определяющим образом влияет на изменение температуры. Эту стадию процесса в соответствии с ее характерными масштабами рассмотрим в переменных  $\tau_1 = \Theta_0(\tau - \tau_0)$ ,  $\Phi_s(\tau_1) = \Theta_0\varphi(0, \tau)$ , где  $\tau_0$  — время достижения поверхностью РВ температуры  $T_*$ . Соответствующее разложение для  $\Theta_0 u_I(0, \tau_1)$  записывается в виде

$$\Theta_0 u_I(0, \tau_1) = A - C_1 \tau_1 + O(\Theta_0^{-1}), \quad (14)$$

где константы  $A$  и  $C_1$  следуют из (12):

$$A = \Theta_0 \left[ 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi \text{Nu}}} \times \int_0^{\sqrt{\text{Nu}\tau_0}} \frac{\exp(-y^2) dy}{(1 + D\tau_0 - Dy^2/\text{Nu})^{4/3}} \right],$$

$$C_1 = \frac{\exp(-\text{Nu}\tau_0)}{\sqrt{\pi\tau_0}} - \frac{8D}{3\sqrt{\pi\text{Nu}}} \times \int_0^{\sqrt{\text{Nu}\tau_0}} \frac{\exp(-y^2) dy}{(1 + D\tau_0 - Dy^2/\text{Nu})^{7/3}}.$$

Тогда уравнение (10) с точностью  $O(\Theta_0^{-1})$  принимает вид

$$\frac{d\Phi_s}{d\tau_1} = -\omega \exp(-A + C_1 \tau_1 - \Phi_s). \quad (15)$$

Интегрирование (15) и сращивание полученного выражения для  $\Phi_s(\tau_1)$  с решением для начальной стадии (13):  $\Phi_s|_{\tau_1 \rightarrow -\infty} \rightarrow 0$  — приводят к решению для второй стадии процесса:

$$\Phi_s(\tau_1) = \ln \left[ 1 - \frac{\omega}{C_1} \exp(-A + C_1 \tau_1) \right]. \quad (16)$$

Момент зажигания определим как время неограниченного возрастания температуры поверхности

$$\Phi_s \Big|_{\tau_1 \rightarrow \tau_{1,ign}} \rightarrow -\infty. \quad (17)$$

В качестве масштабной температуры  $T_*$  в соответствии с [11] выберем экстраполированную температуру зажигания, т. е. температуру, которую достигла бы поверхность РВ к моменту зажигания при инертном прогреве

$$u_I(0, \tau_{1,ign}) = 0. \quad (18)$$

Согласно определению время прогрева поверхности находится из условия достижения поверхностью РВ температуры  $T_*$ :

$$\Phi_s(0) + \Theta_0 u_I(0, 0) = 0. \quad (19)$$

Подставляя (14), (16) в (17)–(19) и разрешая их относительно  $A$ ,  $C_1$  и  $\tau_{1,ign}$ , приходим к равенствам

$$A = \ln 2, \quad \omega = C_1, \quad \tau_{1,ign} = \ln 2 / C_1. \quad (20)$$

Подстановка в (20) выражений для констант  $A$ ,  $C_1$  и переход к временной переменной первой стадии прогрева позволяют получить уравнения

$$\frac{2}{\sqrt{\pi \text{Nu}}} \int_0^{\sqrt{\text{Nu}\tau_0}} \frac{\exp(-y^2) dy}{(1 + D\tau_0 - Dy^2/\text{Nu})^{4/3}} = 1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0}, \quad (21)$$

$$\frac{\exp(-\text{Nu}\tau_0)}{\sqrt{\pi\tau_0}} - \frac{8D}{3\sqrt{\pi\text{Nu}}} \times \int_0^{\sqrt{\text{Nu}\tau_0}} \frac{\exp(-y^2) dy}{(1 + D\tau_0 - Dy^2/\text{Nu})^{7/3}} = \omega, \quad (22)$$

$$\tau_{ign} = \tau_0 + \frac{\ln 2}{\Theta_0 \omega}. \quad (23)$$

Уравнение (21) определяет  $\tau_0$ . Уравнение (22) с учетом найденного значения  $\tau_0$  и при выражении параметра  $\omega$  через размерные переменные дает уравнение для определения масштабной температуры  $T_*$ , которое имеет единственное решение и находится итерациями:

$$T_*^{(k)} = \frac{E}{R} \left\{ \ln \left[ \frac{\lambda Q z \rho}{q_{si}^2 f(\tau_0)} (T_*^{(k-1)} - T_b) \right] \right\}^{-1}, \quad (24)$$

где

$$f(\tau_0) = \frac{\exp(-Nu\tau_0)}{\sqrt{\pi\tau_0}} - \frac{8D}{3\sqrt{\pi Nu}} \times \\ \times \int_0^{\sqrt{Nu\tau_0}} \frac{\exp(-y^2)dy}{(1 + D\tau_0 - Dy^2/Nu)^{7/3}}. \quad (25)$$

Ниже будет показано, что в надкритических условиях, когда существуют действительные корни уравнения (21), для меньшего из них значение  $f(\tau_{01})$  положительно. Уравнение (23) определяет время зажигания, которое также имеет смысл только при существовании действительных корней (21). Таким образом, дальнейший анализ сводится к нахождению корней (21).

Левая часть уравнения (21) — функция  $\tau_0$ :

$$f_1(\tau_0) = \frac{2}{\sqrt{\pi Nu}} \int_0^{\sqrt{Nu\tau_0}} \frac{\exp(-y^2)dy}{(1 + D\tau_0 - Dy^2/Nu)^{4/3}},$$

причем  $f_1(0) = 0$  и при  $D \neq 0$   $f_1(\infty) = 0$ . Экстремум  $f_1(\tau_0)$  следует из уравнения

$$\frac{\exp(-Nu\tau_{0*})}{\sqrt{\pi\tau_{0*}}} - \frac{8D}{3\sqrt{\pi Nu}} \times \\ \times \int_0^{\sqrt{Nu\tau_{0*}}} \frac{\exp(-y^2)dy}{(1 + D\tau_{0*} - Dy^2/Nu)^{7/3}} = 0. \quad (26)$$

Правая часть (21) положительна и не зависит от  $\tau_0$ . Поэтому при  $f_1(\tau_{0*}) > 1 - \Theta_0^{-1} \ln 2$  уравнение (21) имеет действительные корни. Если число корней больше единицы, время зажигания определяет меньший из корней, так как процесс рассматривается до момента зажигания. Из (23) следует  $\tau_{ign} = \tau_0 + O(\Theta_0^{-1})$ . Кроме того, для меньшего корня уравнения (21)  $f(\tau_{01}) > 0$ , так как в соответствии с (25), (26)  $f(\tau_0) = df_1/d\tau_0$ . Для большего корня  $f(\tau_{02}) < 0$ , поэтому действительное значение масштабной температуры  $T_*$  из (24) не существует. При  $f_1(\tau_{0*}) < 1 - \Theta_0^{-1} \ln 2$  уравнение (21) действительных корней не имеет. Это означает, что при заданных значениях  $Nu$  и  $D$  температура поверхности РВ не достигает значения  $T_*$

и, следовательно, условия зажигания не реализуются. При  $f_1(\tau_{0*}) = 1 - \Theta_0^{-1} \ln 2$  существует единственный корень уравнения (21), равный  $\tau_{0*}$ . Этот случай соответствует критическим условиям, разделяющим два режима течения процесса: зажигания и небольшого прогрева поверхности РВ с ее последующим остыванием. При выполнении критических условий зажигание не происходит, так как в этом случае  $f(\tau_{0*}) = 0$  и из (24)  $T_* = T_b$ , следовательно, и  $\Theta_0 = 0$ , что противоречит условию  $\Theta_0 \gg 1$ . Кроме того, равенство  $T_* = T_b$  означает, что РВ должно активно реагировать уже при начальной температуре, что также противоречит физическому смыслу задачи. Рассмотрим критические условия для предельных значений параметров процесса.

1.  $D = 0$  — условие постоянного значения теплового потока на поверхности РВ. В этом случае уравнения (21), (26) принимают вид

$$\frac{1}{\sqrt{Nu_*}} \operatorname{erf} \sqrt{Nu_* \tau_{0*}} = 1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0},$$

$$\frac{2}{\sqrt{\pi\tau_{0*}}} \exp(-Nu_* \tau_{0*}) = 0,$$

откуда следует  $\tau_{0*} = \infty$ . Таким образом, при  $D = 0$  функция  $f_1(\tau_0)$  локальных экстремумов не имеет. Критическое значение параметра Нуссельта определяется по формуле

$$Nu_* = (1 - \Theta_0^{-1} \ln 2)^{-2}. \quad (27)$$

При  $Nu > Nu_*$  зажигание РВ не происходит, так как тепло успевает отводиться через боковую поверхность РВ даже при постоянной интенсивности теплового потока. Очевидно, что при снижении интенсивности теплового потока  $Nu_*(D) < (1 - \Theta_0^{-1} \ln 2)^{-2}$ .

При  $Nu < Nu_*$  уравнение (21) приобретает вид

$$\frac{1}{\sqrt{Nu}} \operatorname{erf} \sqrt{Nu\tau_0} = 1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0} \quad (28)$$

и имеет единственный корень, который определяет время прогрева поверхности РВ и позволяет из (24), (23) найти масштабную температуру  $T_*$  и время зажигания  $\tau_{ign}$ . В частности, при  $Nu \rightarrow 0$  из (28), (24), (23) имеем

$$\tau_0 = \frac{\pi}{4} \left(1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0}\right)^2,$$

$$T_*^{(k)} = \frac{E}{R} \left\{ \ln \left[ \frac{\pi \lambda Q z \rho}{2 q_{si}^2} \left( 1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (T_*^{(k-1)} - T_b) \right] \right\}^{-1}, \quad (29)$$

$$\tau_{ign} = \frac{\pi}{4} \left( 1 - \frac{\ln^2 2}{\Theta_0^2} \right),$$

что соответствует решению, полученному в [10].

2.  $Nu = 0$ ,  $D \neq 0$ . В этом предельном случае отсутствует поток тепла в боковую поверхность РВ. Чтобы раскрыть неопределенности в интегралах системы (21), (26), сделаем замену переменной интегрирования ( $y^2 = (Nu/D)(1 + D\tau_0)z^2/(1 + z^2)$ ) и в полученных выражениях перейдем к пределу  $Nu \rightarrow 0$ . В результате имеем

$$\frac{2}{\sqrt{\pi D_*} (1 + D_* \tau_{0*})^{5/6}} \int_0^{\sqrt{D_* \tau_{0*}}} \frac{dz}{(1 + z^2)^{1/6}} = \\ = 1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0}, \quad (30)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\pi \tau_{0*}}} - \frac{8\sqrt{D_*}}{3\sqrt{\pi}(1 + D_* \tau_{0*})^{11/6}} \times \\ \times \int_0^{\sqrt{D_* \tau_{0*}}} (1 + z^2)^{5/6} dz = 0. \quad (31)$$

Используя соотношение между интегралами

$$\int_0^{\sqrt{D_* \tau_{0*}}} (1 + z^2)^{5/6} dz = \frac{3}{8} \sqrt{D_* \tau_{0*}} (1 + D_* \tau_{0*})^{5/6} + \\ + \frac{5}{8} \int_0^{\sqrt{D_* \tau_{0*}}} \frac{dz}{(1 + z^2)^{1/6}}$$

и разрешая систему (30), (31) относительно  $\tau_{0*}$ ,  $D_*$ , приходим к выражениям

$$D_* = \frac{36}{25\pi a_*} \left( 1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0} \right)^{-2}, \quad (32)$$

$$\tau_{0*} = \frac{25\pi a_*^2}{36} \left( 1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0} \right)^2.$$

Константа  $a_*$  в (32) определяется из уравнения

$$\sqrt{a_*} \int_0^{\sqrt{a_*}} \frac{dz}{(1 + z^2)^{1/6}} = \frac{3}{5} (1 + a_*)^{5/6},$$

которое имеет единственный корень и разрешается численно:  $a_* = 1,288$ . Из (32) следует критическое значение  $D_* = 0,356(1 - \Theta_0^{-1} \ln 2)^{-2}$ .

При  $D > D_*$  зажигание не происходит. При  $0 < D < D_*$  время прогрева поверхности определяется из уравнения

$$\frac{1}{(1 + D\tau_0)^{5/6}} \int_0^{\sqrt{D\tau_0}} \frac{dz}{(1 + z^2)^{1/6}} = \\ = \frac{\sqrt{\pi D}}{2} \left( 1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0} \right), \quad (33)$$

которое имеет два корня, меньшему из них соответствует время прогрева  $\tau_0$ . Масштабная температура  $T_*$  и время зажигания  $\tau_{ign}$ , как и в случае 1, определяются из (24), (25), (23). При  $D \rightarrow 0$  согласно (33) время прогрева убывает и стремится к значению, получаемому по формуле (29). При изменении скорости падения интенсивности теплового потока в диапазоне  $0 \leq D \leq D_*$  время прогрева изменяется в интервале

$$\frac{\pi}{4} \left( 1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0} \right)^2 \leq \tau_0 < \tau_{0*} = \frac{25\pi a_*^2}{36} \left( 1 - \frac{\ln 2}{\Theta_0} \right)^2,$$

Таким образом, при  $Nu = 0$  и возрастании скорости уменьшения интенсивности потока тепла время зажигания возрастает не более чем в  $\approx 4,61$  раза.

3.  $0 < D < D_*$ ,  $0 < Nu < Nu_*$ . В этом случае зажигание РВ происходит при  $Nu < Nu_*(D)$ . Критические параметры  $Nu_*(D)$  и  $\tau_{0*}(Nu_*(D), D)$  находятся из (21), (26) численно, результаты представлены на рис. 2. Кривая зависимости  $Nu_*(D)$  делит всю область параметров  $(D, Nu_*)$  на две части. В области I условия зажигания выполняются, в области II — нет, поверхность РВ испытывает небольшой прогрев с последующим охлаждением. Другая кривая представляет изменение времени прогрева  $\tau_{0*}$  при критическом значении параметра Нуссельта в зависимости от интенсивности

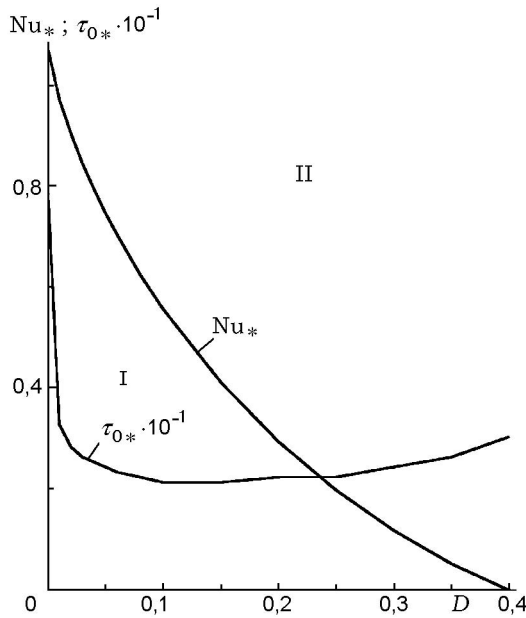


Рис. 2. Зависимость критических параметров от  $D$ :

I — область зажигания, II — область прогрева без зажигания

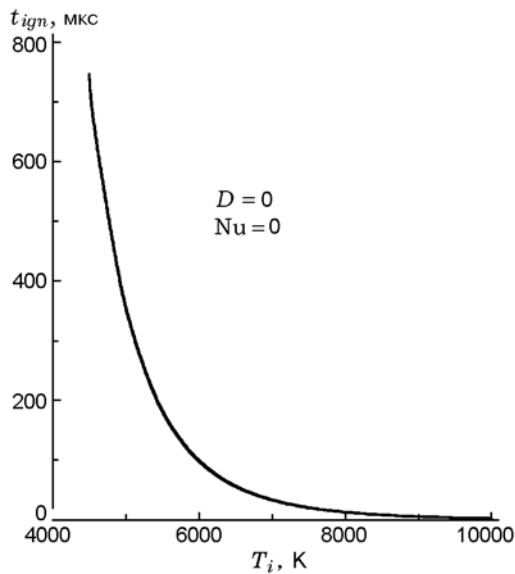


Рис. 4. Зависимость времени зажигания гидразина от температуры разрядной полости

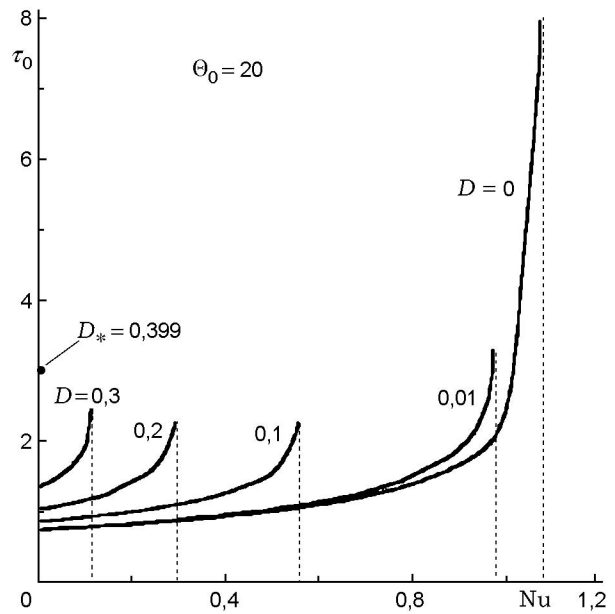


Рис. 3. Зависимость времени прогрева от числа Нуссельта при различных значениях  $D$

снижения теплового потока. Видно, что наиболее резкое изменение времени прогрева в критических условиях наблюдается при приближении к предельным значениям  $Nu \sim O(1)$ . Таким образом, теплоотдача в боковую поверхность значительно больше влияет на время зажигания, чем падение потока излучения. Поэтому лишь вблизи предельно допустимых значений параметра  $D$  наблюдается небольшое повышение  $\tau_0$  при  $Nu = Nu_*(D)$ .

При  $Nu < Nu_*(D)$  время прогрева  $\tau_0$  определяется численно из (21). Соответствующие зависимости приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, сильное изменение  $\tau_0$  наблюдается лишь при приближении к предельным значениям  $Nu$ . При  $D = 0$  и  $Nu \rightarrow Nu_* = 1,073$  время прогрева  $\tau_0$  резко возрастает. Конкретное значение  $\tau_0$  зависит от точности вычисления  $Nu_*$ . Теоретически  $\tau_0 \rightarrow \infty$  при  $Nu = Nu_*$  и  $D = 0$ . В остальных случаях, когда  $D \neq 0$ , значение  $\tau_0$  конечно при  $Nu = Nu_*$ .

Полученные решения тепловой части задачи позволяют оценить диапазон временных характеристик зажигания в зависимости от теплового фактора. На рис. 4 приведена параметрическая зависимость  $t_{ign}(T_i)$  при условии постоянства потока излучения из разрядной полости ( $D = 0$ ) и при отсутствии теплопотерь в боковую поверхность ( $Nu = 0$ ). Теплофизи-

ческие и формально-кинетические параметры для модельного РВ на основе гидразина и его замещенных взяты из [12, 13]. Из вида кривой  $t_{ign}(T_i)$  следует, что время зажигания во многом определяется значением  $T_i$ . Согласно [2] для быстрых разрядов ( $t < 40$  мкс) характерный диапазон изменения температуры разрядного канала составляет  $\approx (1 \div 4) \cdot 10^4$  К и выше. Для медленных разрядов ( $t > 100$  мкс) этот диапазон равен  $\approx (4 \div 20) \cdot 10^3$  К. При этом реальное значение температуры на поверхности полости будет значительно ниже [7, 8]. Это, как показано в [14, 15], обусловлено образованием между плазменным шнуром и средой прослойки относительно холодного переходного слоя плазма — жидкость с плавным изменением температуры. Учитывая эти данные, можно полагать, что температура поверхности полости для медленных разрядов не будет превышать  $(5 \div 6) \cdot 10^3$  К. Тогда соответствующая оценка  $t_{ign}$  даст значение  $\sim 10^2$  мкс. Полученная оценка  $t_{ign}$  согласуется с результатами экспериментов по зажиганию гелеобразных высокоэнергетических составов РВ электровзрывом [16], в которых  $t_{ign} = (3 \div 5) \cdot 10^2$  мкс.

Итак, в работе

- исследованы условия и время зажигания заряда гелеобразного реакционноспособного вещества электровзрывом;

- определены критические условия зажигания в зависимости от теплоотдачи из реакционноспособного вещества в боковую поверхность гильзы и от интенсивности падения теплового излучения из разрядной полости;

- в области зажигания определена зависимость времени зажигания от параметров процесса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Chaboki A., Zelenak S., Isle B. Recent advances in electro-thermal-chemical gun propulsion at united defense, L. P. // IEE Trans. on Magnetics. 1977. V. 33, N 1. P. 284–288.
2. Кривицкий Е. В. Динамика электровзрыва в жидкости. Киев: Наук. думка, 1986.
3. Бурцев В. А., Калинин Н. В., Лучинский А. В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Семкин Б. В., Усов А. Ф., Курец В. И. Основы электроимпульсного разрушения материалов. С.-Петербург: Наука, 1995.
5. Буркина Р. С., Буркин В. В. Воспламенение системы очагов разогрева при наличии теплоотдачи на боковой поверхности // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 2. С. 17–21.
6. Шамко В. В. Интегральные характеристики плазмы подводного искрового разряда (ПИР) // Журн. техн. физики. 1978. Т. 48, № 5. С. 967–971.
7. Швец И. С. К определению удельной электропроводности плазмы подводного искрового разряда // Теплофизика высоких температур. 1980. Т. 18, вып. 1. С. 1–8.
8. Синкевич О. А., Шевченко А. Л. Численное исследование характеристик электрического разряда в воде // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1983. № 3. С. 104–108.
9. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. М.: Атомиздат, 1976.
10. Буркина Р. С. Закономерности изменения температуры и выгорания реакционноспособного тела на поверхности  $x = 0$  при тепловом воспламенении // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 5. С. 46–54.
11. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
12. Греков А. П., Веселов В. Я. Физическая химия гидразина. Киев: Наук. думка, 1979.
13. Андреев К. К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
14. Куперштох А. Л. Об интерпретации оптических измерений скоростей расширения канала и ударной волны при высоковольтном разряде в жидкости // ПМТФ. 1980. № 6. С. 64–69.
15. Ершов А. П., Куперштох А. Л. Исследование канальной стадии подводного электрического разряда // Нестационарные проблемы гидродинамики. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1980. С. 54–60.
16. Синяев С. В., Буркин В. В., Христенко Ю. Ф. и др. Квазиобъемное очаговое электротермохимическое зажигание гелеобразных высокоэнергетических веществ // Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и в ствольных системах: Материалы Третьей международной конференции (ИСОС-99). Ижевск, 2000. Ч. 2. С. 640–649.

Поступила в редакцию 11/IX 2000 г.,  
в окончательном варианте — 19/IX 2001 г.