

ОСОБЕННОСТИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОВЗРЫВА НА ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ

В. В. Буркин¹, Р. С. Буркина², А. М. Тимохин²

¹ НИИ прикладной математики и механики при ТГУ, 630050 Томск

² Томский государственный университет, 630050 Томск, roza@ftf.tsu.ru

Численно исследуется зажигание конденсированных веществ в результате воздействия электровзрыва. Анализируется влияние волнового процесса в образце на характеристики его зажигания. Приведены расчетные значения времени зажигания в зависимости от условий компоновки образца, его размеров и параметров инициирующего импульса. Выявлены особенности влияния гидродинамического процесса, вызванного электровзрывом в конденсированном реакционноспособном веществе, на протекание воспламенительного периода.

Ключевые слова: электровзрыв, конденсированное реакционноспособное вещество, разрядная полость, гидродинамическое воздействие, тепловое излучение, зажигание.

В последние годы активно исследуются механизмы воспламенения реакционноспособных веществ в результате воздействия на них электроразрядной плазмы [1–6]. Интерес к этому способу зажигания продиктован не только прикладным значением результатов исследований (вопросы пожаро- и взрывобезопасности), но и экстремально высоким уровнем характеристик теплового воздействия. Высокий уровень температур ($\approx 10^4$ К) и тепловых потоков ($\approx 10^8 \div 10^9$ Вт/м²), развиваемых мощным электрическим разрядом, позволяет существенно снизить влияние начальной температуры веществ на воспламенительный период, уменьшить его длительность, стимулировать зажигание флегматизированных составов. Помимо отмеченных следствий этого способа зажигания, к наиболее привлекательным относятся также управляемость параметрами теплового воздействия и возможность формирования очага зажигания в требуемой области образца с помощью ориентации разряда через тонкие проводящие перемычки.

Рассматриваемый способ отличается от зажигания искрой в газе [7] тем, что тепловое воздействие разряда в конденсированном веществе сопровождается более интенсивным гидродинамическим процессом. Разряд в конденсированном веществе генерирует волновые

возмущения, уровень давления в которых более чем на порядок превосходит его значения при эквивалентных условиях разряда в газе. При этом характерные размеры разрядной полости в конденсированном веществе на порядок меньше, чем в газе, а температура в полости существенно выше. В связи с этим влияние гидродинамического процесса в конденсированном веществе на его зажигание более значимо, чем для газа. Волновые возмущения, распространяясь по конденсированному веществу, взаимодействуют с его границами, возвращаются к месту инициирования, взаимодействуют с разрядной полостью, изменяют в ней характер поведения давления и температуры и в итоге влияют на протекание процесса зажигания. Параметры гидродинамического процесса определяются мощностью разряда, физико-механическими свойствами реакционноспособного вещества, местом приложения инициирующего импульса, размерами образца, условиями его компоновки. Целью настоящей работы является исследование особенностей и степени влияния гидродинамического процесса в конденсированном веществе, вызванного мощным электрическим разрядом, на характеристики его зажигания.

Рассматриваются три варианта компоновки образца (рис. 1). Цилиндрический образец геле- или пастообразного реакционноспособного вещества радиусом r и длиной L помещается в жесткий сосуд, который может быть полностью закрыт, открыт с одного или с обоих

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 03-03-33075), CRDF (№ TO-016-02) в рамках программы BRNE и Министерства образования РФ.

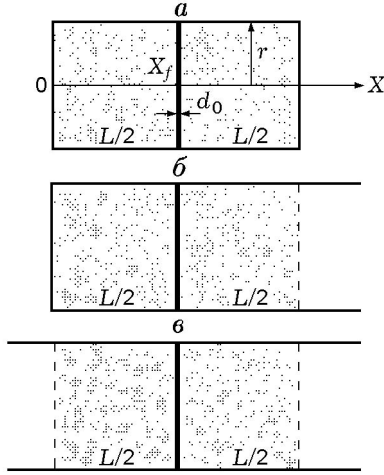


Рис. 1. Варианты компоновки образца реакционноспособного вещества в сосуде:

a — закрытый сосуд, *b* — открытый с одного торца, *v* — открытый с двух торцов; d_0 — начальный осевой размер разрядной полости, X_f — координата начального расположения центра разрядной полости

торцов. Энергия внешнего источника выделяется в разрядной полости радиусом r с начальным осевым размером d_0 , расположенной в центральном сечении образца ($X_f = L/2$) перпендикулярно его оси. Продукты полости оказывают на реакционноспособное вещество тепловое воздействие и силовое, которое генерирует в обеих частях вещества волновые возмущения.

Тепловая часть задачи формулируется в рамках теории зажигания аналогично [4]. Полагается, что температура реакционноспособного вещества изменяется только в осевом направлении, а теплоотдача в боковую поверхность образца рассчитывается по закону Ньютона с эффективным коэффициентом теплоотдачи $\alpha_{eff} = 2\alpha/r$, где α — коэффициент теплоотдачи на боковой поверхности сосуда. Ввиду высокой температуры разрядной полости зажигание вызывает лучистый тепловой поток, действующий со стороны разрядной полости на непрозрачное вещество. При этом в соответствии с моделью оптически непрозрачной плазмы полагается, что распределение температуры внутри разрядной полости однородно, тепловое излучение идет только с ее поверхности и полностью поглощается на поверхности вещества (граничное условие при $X = X_c$, где X_c — граница разрядной полости). Так как протяженность зоны прогрева реакционноспособно-

го вещества значительно меньше осевых размеров образца, по обе стороны от разрядной полости на этапе зажигания образец полагается неограниченным в осевом направлении. В отличие от [4] тепловое воздействие продуктов разрядной полости рассматривается с начала ее формирования. Это позволяет учесть влияние параметров разряда и отраженных волн, взаимодействующих с источником тепла (разрядной полостью), на изменение его характеристик и соответствующую коррекцию условий зажигания в течение всего процесса теплового воздействия.

При упрощающих допущениях в безразмерных переменных

$$u = \frac{T - T_a}{T_a - T_b}, \quad \eta = \frac{a_b - a}{a_b}, \quad \xi = \frac{X - X_c}{x_*},$$

$$\tau = \frac{t}{t_*}, \quad x_* = \frac{\lambda(T_a - T_b)}{q_{s*}}, \quad t_* = \frac{c\rho}{\lambda} x_*^2$$

теплодиффузионная задача записывается в виде:

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

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \text{Le} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} + \omega(1 - \eta)^n \exp \frac{\Theta_0 u}{1 + \sigma_1 u},$$

$$\frac{\partial u(0, \tau)}{\partial \xi} = - \left[\frac{T_c(\tau)}{T_i} \right]^4, \quad \frac{\partial \eta(0, \tau)}{\partial \xi} = 0,$$

$$\frac{\partial u(\infty, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \eta(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0,$$

$$u(\xi, 0) = -1, \quad \eta(\xi, 0) = 0,$$

где

$$\text{Nu} = \frac{2\alpha\lambda}{r} \frac{(T_a - T_b)^2}{q_{s*}^2},$$

$$\omega = \frac{\lambda Q z \rho^n a_b^n (T_a - T_b)}{q_{s*}^2} \exp \left(- \frac{E_a}{RT_a} \right),$$

$$\text{Le} = \frac{c\rho D_f}{\lambda}, \quad \Theta_0 = \frac{E_a}{RT_a^2} (T_a - T_b),$$

$$\sigma_1 = \frac{T_a - T_b}{T_a}, \quad T_a = T_b + \frac{Qa_b}{c}, \quad q_{s*} = \varepsilon \sigma T_i^4.$$

Здесь T_a — адиабатическая температура; T_b — начальная температура реакционноспособного вещества; T_c, T_i — текущая и характерная температуры разрядной полости; a, a_b — текущая и начальная концентрации горючего компонента; t — время; X — текущая координата; x_*, t_* — масштабы пространственной и временной переменных; λ — теплопроводность; q_{s*} — масштаб теплового потока из разрядной полости; c — удельная теплоемкость реакционноспособного вещества; ρ — плотность реакционноспособного вещества; η — глубина превращения; α — коэффициент теплоотдачи на боковой поверхности сосуда; Q — тепловой эффект химической реакции; z — предэкспонент; E_a — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; D_f — коэффициент диффузии; ε — излучательная способность разрядной полости; σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Отметим, что увеличение температуры вещества в области, граничащей с разрядной полостью, вызванное ударно-волновым фактором, не учитывалось, поскольку в рассматриваемом диапазоне давления ($\leq 5 \cdot 10^8$ Па) эта составляющая прогрева вещества незначительна. Согласно данным [8] для воды она не превышает ≈ 20 К. Также не учитывалось наличие прослойки между продуктами полости и веществом [9]. Кроме того, в тепловой части задачи не учитывалось изменение плотности реакционноспособного вещества, вызываемое волновыми процессами, поскольку расчеты показали, что максимальное изменение плотности не превышало 5 %.

Гидродинамические процессы анализировались в рамках постановки, аналогичной [5], в которой использовалась запись законов сохранения из [10]:

$$\frac{\partial X}{\partial t} = U, \quad \frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (P + q)}{\partial x},$$

$$V = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial X}{\partial x}, \quad V = \frac{1}{\rho}, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -(P + q) \frac{\partial V}{\partial t},$$

$$q = \begin{cases} \frac{l_1^2}{V} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2, & \text{если } \frac{\partial V}{\partial t} < 0, \\ 0, & \text{если } \frac{\partial V}{\partial t} \geq 0, \end{cases}$$

где x — начальная координата, P — давление, q — квадратичная искусственная вязкость, U — массовая скорость, E — удельная внутренняя энергия, ρ_0, ρ — начальная и текущая плотность реакционноспособного вещества, в расчетах $l_1 = 2$. Система гидродинамических уравнений замыкалась соотношением в виде ударной адиабаты для пластилина $D = A + BU$, D — скорость ударной волны, $A = 1.1$ км/с, $B = 5.2$ [11]. Начальные условия соответствовали невозмущенной среде. Граничные условия: на торцах образца либо жесткая стенка, либо свободная поверхность, на стенках разрядной полости — зависимость $P_c(t)$, которая рассчитывалась из уравнения энергобаланса разрядной полости. В отличие от [5] в уравнении энергетического баланса разрядной полости учитывалась энергия излучения:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dA}{dt} + \frac{dW_c}{dt} + \frac{dW_{rad}}{dt},$$

$$W(t) = W_1 \left(\frac{t}{t_1} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi t}{t_1} \right)^{1/2},$$

где W — энергия внешнего источника, выделяемая в полости, $dA = P_c dV_c$ — приращение работы, совершаемой полостью над окружающим веществом, $W_c = P_c V_c / (\gamma - 1)$ — энергия продуктов разрядной полости, $\frac{dW_{rad}}{dt} = 2\sigma\varepsilon \left[\left(\pi r^2 + \frac{V_c}{r} \right) T_c^4 \right]$ — интенсивность теплового излучения с поверхности полости, определяемая по закону Стефана — Больцмана, P_c, V_c — давление в полости и ее объем, $\gamma = 1.26$ [12] — показатель адиабаты, $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴), W_1 — количество выделенной энергии, t_1 — время ее выделения.

Ключевым параметром, связывающим гидродинамический и тепловой процессы, является температура разрядной полости $T_c(t)$. Использование известных моделей для оценки $T_c(t)$, разработанных для анализа характеристик подводной искры [13–16], требует привлечения значительного количества экспериментальных данных, которые получены преимущественно при исследовании «быстрых» ($t_1 \leq 40$ мкс) разрядов [16]. Режимы, рассматриваемые в данной работе, относятся к «медленным» ($t_1 \geq 100$ мкс). Их электрофизические характеристики изучены в меньшей степени. Поэтому в качестве соотношения,

связывающего температуру разрядной полости с изменением в ней давления и объема, использовалось выражение для уравнения состояния идеального газа:

$$T_c = \frac{P_c V_c}{(\gamma - 1) c_V m_c},$$

где c_V — удельная теплоемкость продуктов при постоянном объеме, m_c — масса продуктов. Выбранное соотношение для расчета температуры разрядной полости позволяет на качественном уровне учесть зависимость $T_c(t)$ от параметров разряда, а также проследить влияние волнового процесса в образце на характер изменения $T_c(t)$.

Алгоритм численной реализации задачи заключался в расчете зависимости $T_c(t)$ из решения гидродинамической части и использовании этой зависимости для определения времени зажигания из тепловой части. Решение теплодиффузионной задачи проводилось методом расщепления по физическим процессам (см., например, [17]). Линейная часть аппроксимировалась неявной разностной схемой и реализована методом прогонки, нелинейная часть решалась методом Рунге — Кутты — Мерсона с автоматическим выбором шага [18]. Точность численного решения задачи определялась изменением пространственного шага и числа Куранта. Для расчета были выбраны счетные параметры, при изменении которых время зажигания изменялось менее чем на 1 %. За время зажигания принимался момент резкого роста температуры в реакционноспособном веществе, после которого распространялась устойчивая волна горения. Численная реализация гидродинамической задачи осуществлялась по явной разностной схеме [10]. Расчетная сетка строилась исходя из условия $\Delta x < d_0$, где Δx — шаг по пространству. Давление в полости на каждом временном слое рассчитывалось итерациями по неявным уравнениям для ячеек, граничащих с полостью. Тестирование вычислительного процесса проводилось на задаче о плоской прямой ударной волне [8]. Контроль за счетом осуществлялся на основе баланса энергии излученных волн и работы, совершаемой полостью. Дисбаланс не превышал 1 %.

Расчеты выполнялись для веществ с теплофизическими и кинетическими характеристиками гидразина и его замещенных [19, 20]. Соответствующие размерные параметры вещества взяты из [19–21]. Безразмерные пара-

метры варьировались в следующих диапазонах: $w_1 = W_1 / (\rho_0 c_l^2 d_0 r^2) \in [62.5, 1200]$, $\tau_1 = t_1 / t_* \in [0.551, 2.755]$, $l = L / d_0 \in [1000, 2000]$, где $\rho_0 = 2 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_l = 1.1 \cdot 10^3$ м/с, $d_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ м, $r = 1.15 \cdot 10^{-2}$ м, $t_* = 1.8145 \cdot 10^{-4}$ с, $L \in [5 \cdot 10^{-2}, 10^{-1}]$ м; $Nu = 1.05 \cdot 10^5$, $Le = 0.0326$, $\sigma_1 = 0.89$, $\omega = 4.7 \cdot 10^4$, $\theta_0 = 9.41$, $T_i = 10000$ К, $c_V = 0.72$ кДж/(кг · К), $m_c = 5.61 \cdot 10^{-5}$ кг, $\varepsilon = 0.5$. Рассматриваемый процесс анализировался в интервале $\tau \leq 16.5$.

Типичные зависимости изменения основных параметров разрядной полости: давления $P'_c = P_c / (\rho_0 c_l^2)$ (c_l — скорость распространения акустических возмущений), объема $V'_c = V_c / (\pi r^2 d_0)$, температуры $T'_c = T_c / T_i$ и теплового потока $q'_c = q_c / q_{s*}$ — для трех вариантов компоновки образца приведены на рис. 2. В дальнейшем штрих в обозначениях опущен.

В закрытом сосуде уровень давления в разрядной полости наибольший и характер его изменения показывает влияние волн, отраженных от жестких торцевых стенок сосуда (рис. 2, а). В двух других вариантах уровень давления значительно ниже. В этих случаях полость в основном разгружается отраженными волнами. В закрытом сосуде рост объема разрядной полости на 3–4 порядка меньше по сравнению с открытыми вариантами компоновки (рис. 2, б). Соответствующие изменения температуры и теплового потока показаны на рис. 2, в, г. Видно, что варианты полуоткрытой и открытой компоновок дают близкие зависимости по температурам и тепловым потокам. В закрытом варианте температурная зависимость повторяет пульсирующий характер изменения давления, вызванный волновым процессом.

Влияние параметров разряда на время зажигания τ_{ign} образца для рассматриваемых компоновок показано на рис. 3. Видно, что время зажигания с увеличением количества вводимой энергии уменьшается, а с увеличением времени ввода энергии растет. Это обусловлено тем, что более интенсивный ввод энергии приводит к более высокому уровню давления в полости и, следовательно, к большим значениям температуры T_c . Отчетливо прослеживаются два режима изменения времени зажигания в зависимости от количества энергии в разряде. При $w_1 > w_{1*} \approx 300$ (некоторое пороговое значение) увеличение энергии разряда мало влияет на время зажигания. Этим режимам соот-

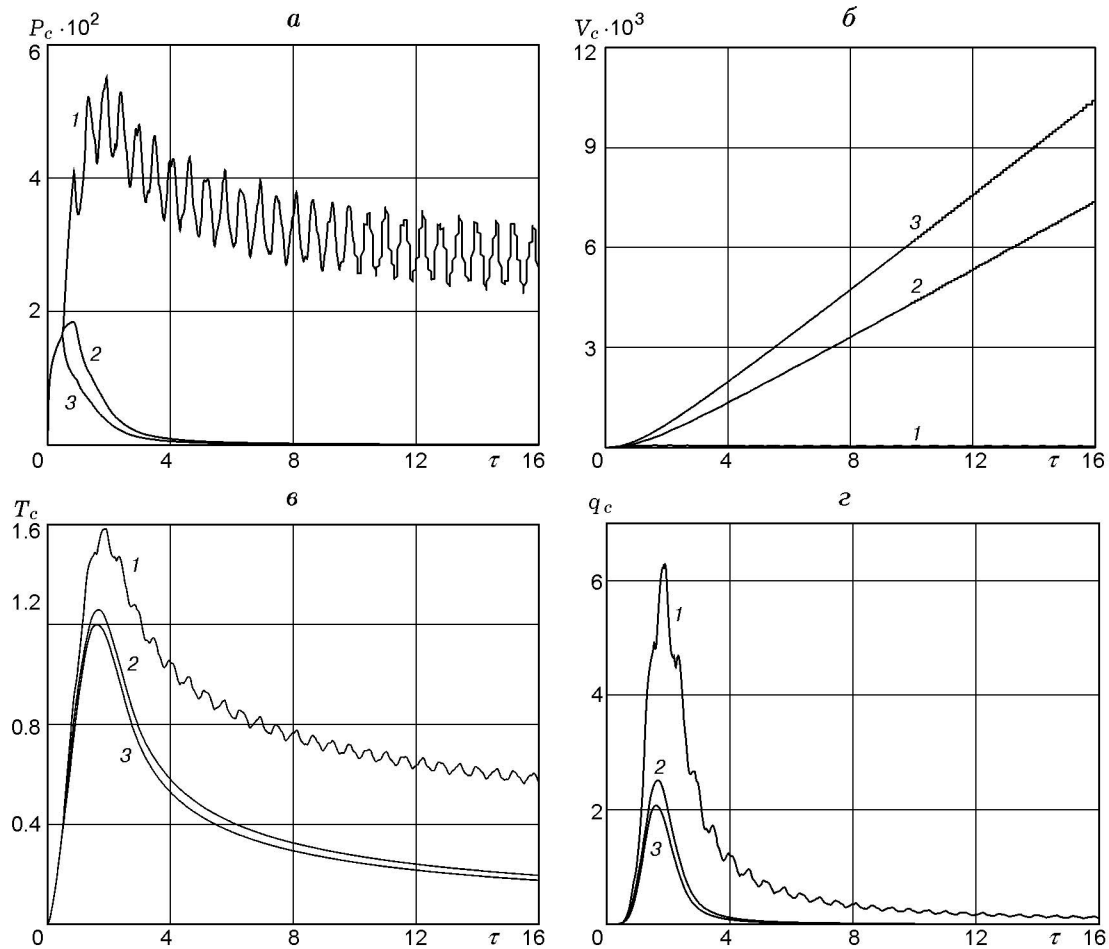


Рис. 2. Временные зависимости давления P_c (а), объема V_c (б), температуры T_c (в), теплового потока q_c (г) в разрядной полости:

$w_1 = 625$, $\tau_1 = 2.7556$, $l = 2000$; 1 — закрытый сосуд, 2 — открытый с одного торца, 3 — открытый с двух торцов

ветствуют стабильные характеристики зажигания. Ниже этого уровня вводимой энергии даже небольшое изменение w_1 приводит к значительным изменениям времени зажигания и, соответственно, ухудшается стабильность условий зажигания. Отметим, что полученная закономерность изменения $\tau_{ign}(w_1)$ качественно согласуется с экспериментальными данными работы [3], в которой показана гиперболичность зависимости времени зажигания от запасенной энергии внешнего источника при инициировании порохового заряда электроплазменным воздействием.

В области стабильных режимов основную часть времени зажигания составляет время прогрева. Его доминирующее положение обеспечивает достаточно высокий уровень температуры в разрядной полости, который, в свою

очередь, обязан большому количеству энергии, вводимой в полость. В области нестабильных режимов главным фактором становится тепловое самоускорение химического процесса, поскольку энергии для необходимого прогрева вещества и стимулирования интенсивного химического процесса недостаточно. Соответственно время зажигания значительно превышает время ввода энергии. То есть полость, остывая, продолжает подпитывать теплом реакционно-способное вещество, но основной вклад в τ_{ign} вносит составляющая времени зажигания, характеризующая этап развития химических реакций (период индукции).

Аналогичный характер зависимостей наблюдается и для более короткого образца (рис. 3, б). Сравнение соответствующих значений $\tau_{ign}(w_1, \tau_1)$ с предыдущим вариантом по-

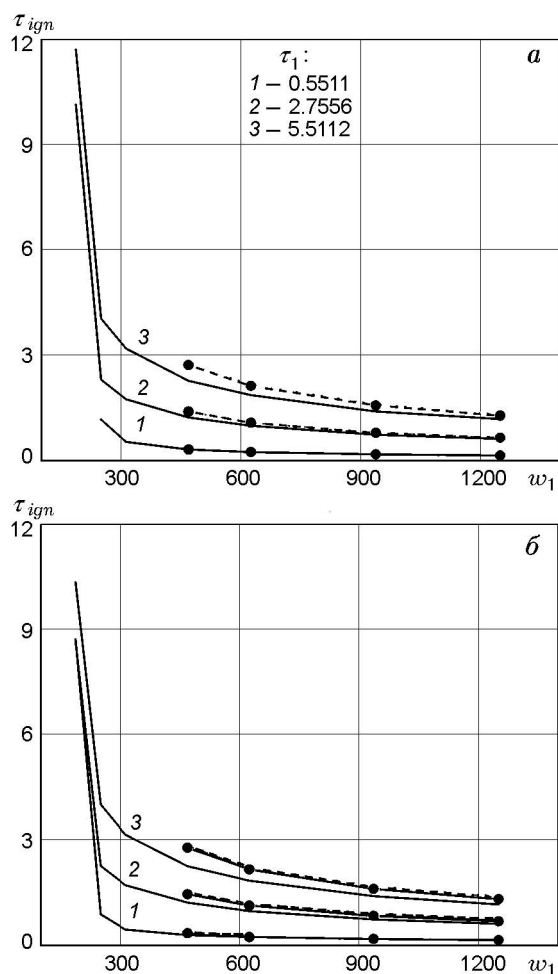


Рис. 3. Зависимость времени зажигания от параметров разряда для различных компоновок: *a* — $l = 2000$, *б* — $l = 1000$; — закрытый сосуд, —•— открытый с одного торца, --- открытый с двух торцов

казывает, что образец меньших размеров воспламеняется быстрее. Это связано с тем, что в коротком образце волновой процесс более интенсивный и волна, отраженная от стенок сосуда, чаще возвращается к разрядной полости и, взаимодействуя с ней, поддерживает в ней более высокий уровень температуры. В результате условия воспламенения образца меньших размеров предпочтительнее.

Отметим еще одну особенность. При некотором соотношении параметров разряда и размеров образца его зажигание не происходит. В данном случае этот режим наблюдается при $w_1 = 187.5$, $\tau_1 = 0.5511$, $l = 2000$. В то же время при менее интенсивном вводе энергии зажигание того же образца происходит. Более

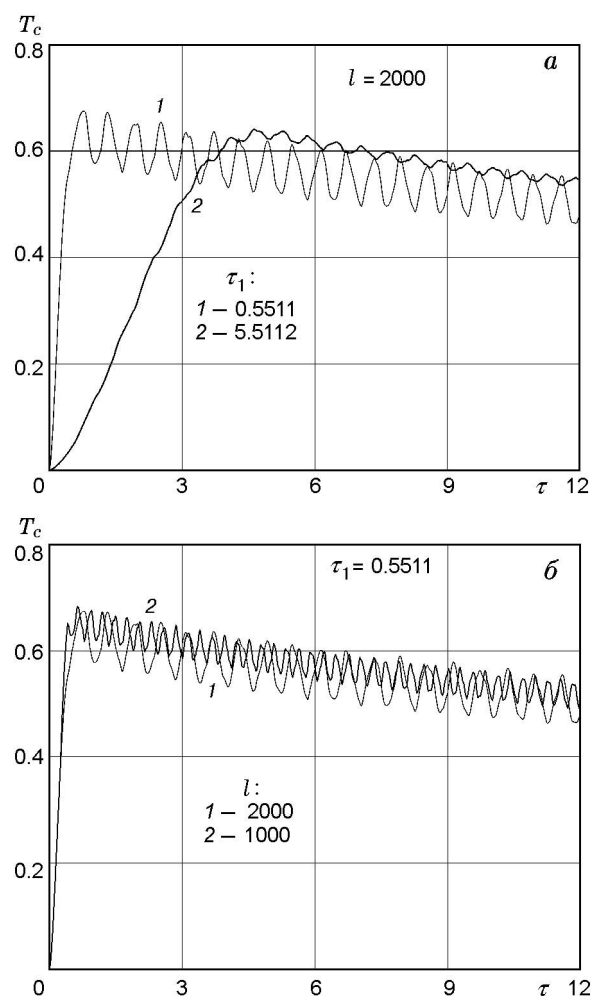


Рис. 4. Временные зависимости температуры разрядной полости (закрытый сосуд, $w_1 = 187.5$)

того, и образец меньших размеров ($l = 1000$) при тех же условиях воспламеняется. Эта особенность связана с интенсивностью волнового процесса. Анализ температурных зависимостей разрядной полости показал, что критический режим обусловлен большой амплитудой колебаний температуры (рис. 4, *a*). В случае более длительного ввода энергии амплитуда колебаний температуры меньше, поскольку интенсивность волнового процесса ниже. Для образца меньших размеров интенсивность волнового процесса не ниже, но частота взаимодействия отраженных волн с полостью больше. В результате и амплитуда колебаний температуры меньше (рис. 4, *б*). Таким образом, одним из факторов, приводящим к нестабильности зажигания, является волновой процесс.

Для компоновок с одним или двумя открытыми торцами нестабильных режимов зажигания в рассматриваемых диапазонах изменения параметров не наблюдалось. Соответствующие зависимости приведены на рис. 3. Видно, что в случае открытых компоновок образец воспламеняется практически только на стабильном участке, т. е. когда количество вводимой энергии обеспечивает необходимый прогрев вещества. При этом для интенсивных режимов время зажигания почти не зависит от компоновки. При менее интенсивных режимах для компоновок с одним или двумя открытыми торцами τ_{ign} возрастает на $\approx 22\%$. Аналогичный характер поведения времени зажигания наблюдается и для образца меньших размеров. При этом отличие времени зажигания от соответствующих значений для закрытой компоновки возрастает до $\approx 26\%$. Это связано с тем, что разрядная полость, сформированная в образце меньших размеров, увеличивается в более быстрое темпе, поскольку масса половины образца в этом случае в два раза меньше по сравнению с предыдущим случаем.

Анализ зависимостей $\tau_{ign}(w_1, \tau_1)$, полученных для рассмотренных компоновок и разных длин образца реакционноспособного вещества, показал, что его зажигание возможно на восходящей ветви кривой мощности энерговода, на нисходящей ветви, а также после завершения активного этапа разряда. При этом нестабильные режимы зажигания преимущественно реализуются после окончания ввода энергии в полость, а стабильные соответствуют случаям, когда образец воспламеняется в период разряда. Для этих случаев условия зажигания в основном определяются временем ввода в разрядную полость необходимого количества энергии w_i . На рис. 5 приведены зависимости $w_i(w_1, \tau_1)$, показывающие, какая часть энергии w_1 введена в полость к моменту воспламенения образца. Видно, что w_i растет с увеличением энергии разряда и наиболее существенно — для интенсивных разрядов. С увеличением w_1 зависимость $w_i(w_1, \tau_1)$ становится менее острой. Это связано с тем, что при больших значениях w_1 величина T_c достаточно высокая и условия зажигания образца выполняются за более короткий интервал времени. Аналогичные закономерности наблюдаются и для других компоновок образца. Для открытого и полуоткрытого вариантов требуется энергии w_i примерно на $6 \div 24\%$ больше.

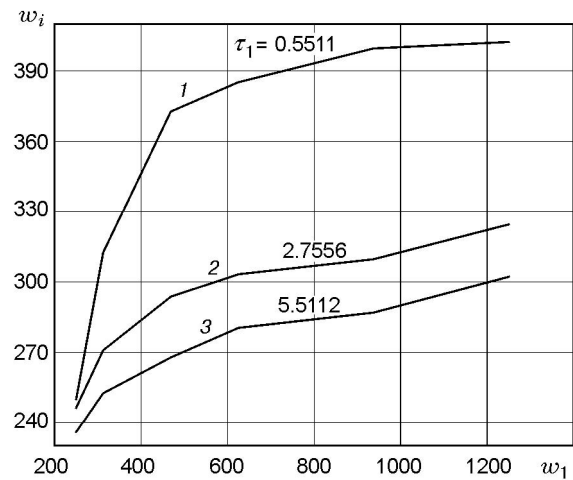


Рис. 5. Зависимость энергии, введенной в разрядную полость к моменту зажигания, от полной энергии и времени разряда

С уменьшением длины образца необходимые значения w_i изменяются в пределах $2 \div 3\%$. Полученные зависимости $w_i(w_1, \tau_1)$ позволяют оценить количество энергии, необходимое для зажигания образца, при известном законе энерговода в разрядную полость.

Приведенные результаты соответствуют случаю расположения инициирующего импульса в центре образца. Изменение начального положения центра полости (X_f) качественно не влияет на характер процесса. Смещение X_f ближе к свободной поверхности образца приводит к ослаблению влияния волнового процесса на параметры разрядной полости. Смещение X_f к жесткому торцу усиливает это влияние [5]. Соответствующая коррекция параметров зажигания будет ближе либо к открытому, либо к закрытому варианту компоновки образца. В последнем случае возможно проявление рассмотренного выше влияния частоты воздействия отраженной волны на изменение температуры источника тепла и, соответственно, на условия зажигания.

Таким образом, в результате выполненного исследования:

— выявлены две области влияния гидродинамического процесса на характеристики зажигания образца конденсированного реакционноспособного вещества, находящегося в стесненных условиях: при относительно небольших энергиях источника тепла условия зажигания критичны к параметрам разряда, с увеличени-

ем энергии разряда процесс зажигания протекает в стабильном режиме;

— показано, что стабильность зажигания образца в любом рассмотренном варианте его компоновки в основном определяется количеством энергии, введенной в разрядную полость к моменту воспламенения;

— установлено влияние волнового процесса в образце на условия его зажигания, обусловленное особенностью взаимодействия отраженных волн с разрядной полостью.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Thomas H. G., Weise G., Kruse J., et al.** Status and results of R&D program on ETC technologies // IEEE Trans. Magnetics. 2001. V. 37, N 1. P. 46–51.
2. **Karpen K., Bauder U. H.** Calculation of plasma radiation transport for description of propellant ignition and simulation of interior ballistics in ETC guns // Ibid. P. 169–173.
3. **Барышев М. С., Бураков В. А., Касимов В. З. и др.** Исследование возможностей управления скоростью газообразования метательного заряда и баллистическими параметрами выстрела с помощью электрической плазмы // Докл. III Всерос. науч. конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. С. 46–47.
4. **Буркин В. В., Буркина Р. С.** Иницирование заряда гелеобразного реакционноспособного вещества электровзрывом. I. Тепловые процессы // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 2. С. 75–82.
5. **Буркин В. В., Буркина Р. С.** Иницирование заряда гелеобразного реакционноспособного вещества электровзрывом. II. Гидродинамические процессы // Там же. С. 83–88.
6. **Буркина Р. С., Буркин В. В., Тимохин А. М.** Влияние гидродинамического воздействия электровзрыва на процесс зажигания конденсированных реакционноспособных веществ // Горение и плазмохимия. II Междунар. симпоз. Алматы, Казахстан, 2003. С. 90–95.
7. **Вилюнов В. Н.** К теории искрового воспламенения // Докл. АН СССР. 1973. Т. 208, № 1. С. 66–69.
8. **Физика взрыва** / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, В. П. Челышев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975.
9. **Куперштох А. Л.** Об интерпретации оптических измерений скоростей расширения канала и ударной волны при высоковольтном разряде в жидкости // ПМТФ. 1980. № 6. С. 64–69.
10. **Рихтмайер Р., Мортон К.** Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
11. **Брагов А. М., Гердюков Н. Н., Иолиев А. Г. и др.** Экспериментальное изучение сжимаемости мягких грунтов // Сб. докл. науч. конф. «Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения». Саров: ВНИИЭФ, 2000. С. 455–462.
12. **Наугольных К. А., Рой Н. А.** Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.
13. **Швец И. С.** К определению удельной электропроводности плазмы подводного искрового разряда // Теплофизика высоких температур. 1980. Т. 18, вып. 1. С. 1–8.
14. **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.
15. **Шамко В. В.** Интегральные характеристики плазмы подводного искрового разряда (ПИР) // Журн. техн. физики. 1978. Т. 48, № 5. С. 967–971.
16. **Кривицкий Е. В.** Динамика электровзрыва в жидкости. Киев: Наук. думка, 1986.
17. **Марчук Г. И.** Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1980.
18. **Хайрер Э., Нерсетт С., Ваннер Г.** Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи. М.: Мир, 1990.
19. **Андреев К. К.** Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
20. **Греков А. П., Веселов В. Я.** Физическая химия гидразина. Киев: Наук. думка, 1979.
21. **Кухлинг Х.** Справочник по физике. М.: Мир, 1982.

*Поступила в редакцию 17/XII 2003 г.,
в окончательном варианте — 26/X 2004 г.*