

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА НАКАЛИВАЕМОЙ ПРОВОЛОЧКОЙ

С. В. Голдаев, Е. А. Козлов, Е. В. Муленок

НИИ прикладной математики и механики при ТГУ, 634050 Томск

На основе приближенного и численного решений задачи о зажигании конденсированного вещества провололкой, накаливаемой постоянным током, проанализировано влияние электрофизических свойств и геометрических размеров проводника, а также теплокинетических характеристик твердого топлива на время задержки. Полученные данные удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами. Итоги параметрического анализа обобщены интерполяционной зависимостью.

Схема зажигания конденсированных веществ (КВ) провололкой, нагреваемой постоянным электрическим током, достаточно широко используется в лабораторных методиках определения теплокинетических характеристик [1–3], при запуске бескорпусных твердотопливных газогенераторов [4].

Существующие методы прогнозирования параметров упомянутых средств зажигания имеют следующие недостатки. В работе [1] нагреватель считался плоским, критерием воспламенения служил момент достижения определенной температуры T_{ign} на границе его контакта с горючим. Проведенное в [2] экспериментальное исследование зажигания баллиститного пороха Н накаливаемой никелевой проволокой показало, что при создаваемой проводником фиксированной плотности теплового потока q_w уменьшение радиуса r_w последнего вызывает возрастание температуры T_{ign} . Предложенная в [2] приближенная методика расчета времени задержки зажигания t_{ign} учитывала кривизну нагревателя. В качестве критерия воспламенения принималось условие равенства между скоростью выделения тепла от химических реакций в прилегающем к проводнику тонком кольцевом слое и скоростью отвода тепла в глубь образца кондукцией. Математическая реализация данного критерия привела к трансцендентному уравнению относительно t_{ign} . Однако решить его без применения ЭВМ затруднительно, поскольку в нем есть выражения, содержащие интегралы от функций Бесселя. Теоретический анализ модельного варианта инициирования КВ накаленным цилиндром, сохраняющим постоянную температуру (T_w), выполнен в работе [5]; с использованием без-

размерных переменных и параметров теплового взрыва установлена зависимость t_{ign} от параметра, представляющего квадрат отношения r_w к r_a , где r_w — радиус цилиндра, r_a — протяженность зоны химических реакций, соответствующая адиабатическому периоду индукции t_a . Проведенное в [6, 7] численное исследование аналогичной задачи позволило уточнить область малых значений упомянутого параметра, при которых не удается осуществить воспламенение КВ. В постановках [5–7] пренебрегалось стадией разогрева проводника до температуры T_w и предполагалась его неограниченная объемная теплоемкость $\rho_w c_w$. Все это снижает прикладную значимость работ [5–7], поскольку качество мостика накаливания характеризуется именно отношением его объемной теплоемкости к удельному электрическому сопротивлению проволочки [8].

Ниже предлагаются приближенный и численный методы решения задачи зажигания КВ провололкой, накаливаемой постоянным током, и приводятся результаты анализа влияния различных факторов на время задержки.

Процесс исследуется с помощью сформулированной в [2] физической модели. Теплокинетические характеристики поджигаемой среды и проводника принимаются постоянными, контакт между ними считается идеальным, а их начальные температуры — одинаковыми и равными T_0 . Поджигаемая среда считается неограниченной, а выгоранием вещества можно пренебречь.

Соответствующая математическая постановка задачи имеет вид

$$\varepsilon \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) + \delta \exp \frac{\Theta}{1 + \beta \Theta}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \tau = 0: \quad \Theta = \Theta_0; \quad \eta \rightarrow \infty: \quad \Theta = \Theta_0; \\ \eta = 1: \quad -\frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = q - \frac{\delta b}{2} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \eta = \frac{r}{r_w}, \quad \tau = \frac{t}{t_a}, \quad \Theta = \frac{T - T_s}{\beta T_s}, \quad \beta = \frac{RT_s}{E}, \\ b = \frac{c_w \rho_w}{c \rho}, \quad \delta = \left(\frac{r_w}{r_a}\right)^2, \quad q = \frac{r_w q_w}{\beta \lambda T_s}, \end{aligned} \quad (3)$$

где T, t, r — текущие температура, время, координата; ρ — плотность; c — удельная теплоемкость; λ — коэффициент теплопроводности; R — универсальная газовая постоянная; E — энергия активации; индекс w относится к накалываемой проволочке, s — к масштабным значениям величины.

Масштабная температура T_s выбирается из соотношения $q = b\delta/2$, которое следует из граничного условия в зоне контакта нагревателя с КВ при $\partial\Theta/\partial\eta = 0, \partial\Theta/\partial\tau = 1$ и в размерных переменных эквивалентно выражению

$$T_s = \frac{E}{R} \left[\ln \left(z \rho r_w \frac{b}{2} \frac{Q}{q_w} \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

Здесь Q — тепловой эффект реакции, z — предэкспоненциальный множитель.

Плотность теплового потока, создаваемого проволочкой длиной l_w при подаче на нее напряжения U , вычисляется по формуле

$$q_w = \frac{r_w \sigma}{2} \left(\frac{U}{l_w} \right)^2, \quad (5)$$

где σ — удельная проводимость.

Приближенный расчет проводится адиабатическим методом [9], в соответствии с которым задержка зажигания равна

$$\tau_{ign} = \tau_n + (1+2\beta)(1+\beta\Theta_n)^2 \exp \left[-\frac{\Theta_n}{1+\beta\Theta_n} \right]. \quad (6)$$

Здесь τ_n, Θ_n — время и температура инертного прогрева КВ, определяемые с помощью критерия «сшивки» решений в месте контакта горючего с проволочкой:

$$\frac{d\Theta_k}{d\tau} = \exp \frac{\Theta_k}{1+\beta\Theta_k}, \quad (7)$$

где Θ_k — время контакта.

Как отмечалось выше, использование в (7) точных аналитических зависимостей для Θ_k и $d\Theta_k/d\tau$, приведенных, например, в работе [2], нецелесообразно. Необходимые соотношения находили решением линеаризованного уравнения (1) с условиями (2) методом

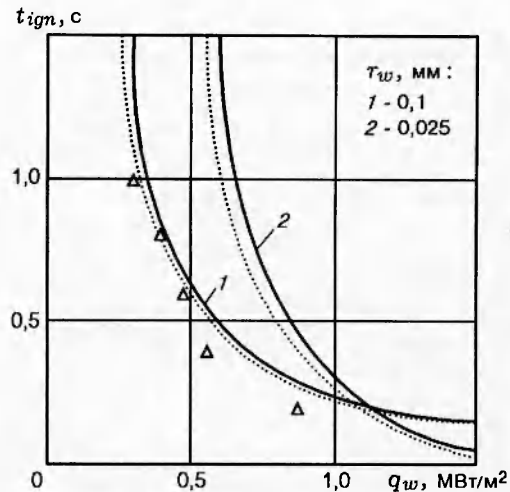


Рис. 1. Зависимость времени зажигания баллистического пороха Н от создаваемой никелевой проволочкой тепловой нагрузки:

сплошные линии — численный счет, пунктирные — приближенное решение, точки — опытные данные

М. Е. Швеца, применявшимся в [5] при исследовании аналогичного процесса, но моделируемого первой краевой задачей. Реализация упомянутого итерационного алгоритма позволила во втором приближении конкретизировать необходимые функциональные связи следующим образом:

$$\Theta_k = \Theta_0 + \frac{q}{2} \left\{ \frac{1 + [2 \ln(1 + \nu) - 1](1 + \nu)^2}{b - 1 + (1 + \nu)^2} \right\}, \quad (8)$$

$$\frac{d\Theta_k}{d\tau} = 2q(1 + \nu)^2 \frac{(1 + \nu)^2 + 2(b - 1) \ln(1 + \nu) - 1}{[(1 + \nu)^2 + b - 1]^3}, \quad (9)$$

где ν — толщина теплового пограничного слоя, зависимость которой от τ имеет вид

$$\nu \left(1 + \frac{\nu}{2} \right) + (b - 1) \ln(1 + \nu) = \frac{2\tau}{\delta}. \quad (10)$$

Подстановка (8) и (9) в (7) привела к трансцендентному уравнению относительно ν , которое решали методом бисекции. По выражениям (8) и (10) находили значения Θ_n и τ_n , а затем по формуле (6) вычисляли задержку зажигания.

Погрешность описанного приближенного способа прогнозирования τ_{ign} устанавливали численным интегрированием исходной краевой задачи по неявной четырехточечной схеме [10].

Предложенные методики тестировали, сравнивая результаты нахождения Θ_k при

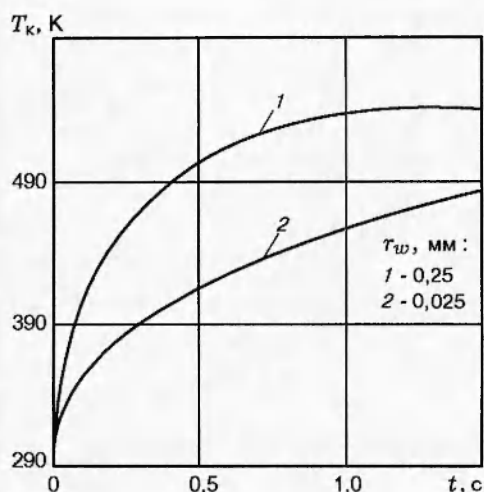


Рис. 2. Влияние радиуса нихромовой проволочки на изменение во времени температуры зоны ее контакта с баллиститным порошком Н при $q_w = 0,51 \text{ МВт/м}^2$

разных значениях τ на стадии инертного нагрева КВ со значениями, вычисленными по аналитическим зависимостям из [2], а также сопоставлением расчетных значений t_{ign} с определенными экспериментально в этой же работе. Оба метода дают близкие значения (рис. 1, кривые 1), удовлетворительно согласующиеся с опытными данными, что свидетельствует об их прогнозирующих возможностях.

Варьирование геометрических размеров и физических свойств материала проводника показало следующее. С уменьшением радиуса проволочки возрастает критическая плотность теплового потока, при которой условие зажигания КВ не выполняется (см. рис. 1, кривые 2). Подобное поведение t_{ign} в обсуждаемых вариантах расчета обусловлено влиянием кривизны мостика накаливания [11] и иллюстрируется зависимостями $T_k(t)$, представленными на рис. 2. В этом случае и расход энергии на разогрев самого проводника мал по сравнению с поступлением тепла от джоулевого источника (граничное условие в зоне контакта нагревателя с КВ фактически заменяется условием второго рода, и влияние теплофизических характеристик становится несущественным), так что для данного состава реагента времена зажигания при изменении q_w и $c_w \rho_w$ группируются вблизи единой кривой (рис. 3, кривая 3). Использование достаточно толстых проволочек ($r_w > 0,25 \text{ мм}$)

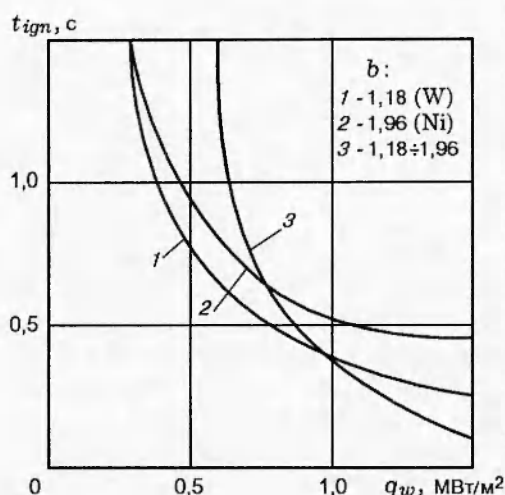


Рис. 3. Влияние физических и геометрических характеристик проводника на задержку зажигания баллиститного пороха Н

вносит ощутимую поправку в упомянутый баланс, и при $q_w < 0,7 \text{ МВт/м}^2$ он становится почти нулевым. Поэтому для разных материалов проводника времена задержки зажигания различаются незначительно; но с возрастанием q_w наблюдается расслоение кривых $t_{ign}(q_w)$ (см. рис. 3, кривые 1, 2).

Рис. 4 иллюстрирует влияние теплокинетических характеристик КВ на процесс зажигания. Например, при фиксированном значении q_w время задержки зажигания для пироксилина меньше, чем для пороха Н, поскольку первый состав менее теплопроводный, а на основной стадии инертного прогрева $dT_k/dt \sim 1/\lambda$ [2]. Это приводит к сокращению стадии инертного прогрева, занимающей большую часть времени задержки, а также к сужению диапазона значений q_w , в котором воспламенение осуществиться не удастся.

Приведенные выше результаты параметрического анализа зажигания упомянутых составов в безразмерных переменных t_{ign}, q представлены на рис. 5. Выбор масштабной температуры в виде (4) позволил сократить число параметров задачи. Полученные данные для $q = 3 \div 75$, $\beta = 0,02 \div 0,04$ обобщаются следующей интерполяционной зависимостью (ошибка аппроксимации $\leq 10\%$):

$$\bar{t}_{ign} = 140(1-10\beta)^2 + 3,5 \cdot 10^3 \exp \left[-(1+10\beta)^2 \frac{q}{4} \right]. \quad (11)$$

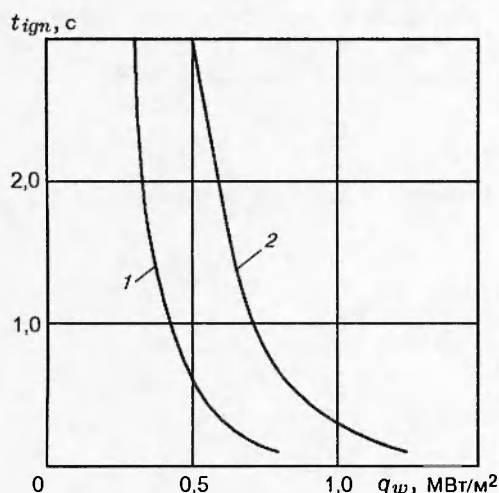


Рис. 4. Влияние теплокинетических характеристик конденсированных веществ на время их воспламенения нихромовой провололочкой радиусом $r_w = 0,25$ мм:

1 — пироксилин, 2 — баллиститный порох Н

Видно, что процедура нахождения времени зажигания сводится к вычислениям по формулам (3)–(5), (11) либо к решению трансцендентного уравнения (7) с учетом (8)–(10), содержащего, в отличие от соответствующих выражений из [2], только элементарные функции, что упрощает проведение экспресс-расчетов. Описанную выше методику удобно применять на стадиях планирования и интерпретации лабораторных экспериментов, при проектировании и отработке электрических средств воспламенения для твердотопливных газогенераторов.

Таким образом, предложены численный и приближенный методы расчета параметров зажигания конденсированных веществ провололочками, накаливаемыми постоянным электрическим током. Проанализировано влияние физических свойств и геометрических размеров проводника, а также теплокинетических характеристик твердого топлива на время задержки зажигания. Показано, что результаты, полученные по приближенной методике, удовлетворительно соответствуют численным и экспериментальным данным, а итоги параметрических исследований в безразмерных переменных обобщены интерполяционной формулой, существенно упрощающей выполнение количественного прогноза.

Авторы выражают искреннюю благодар-

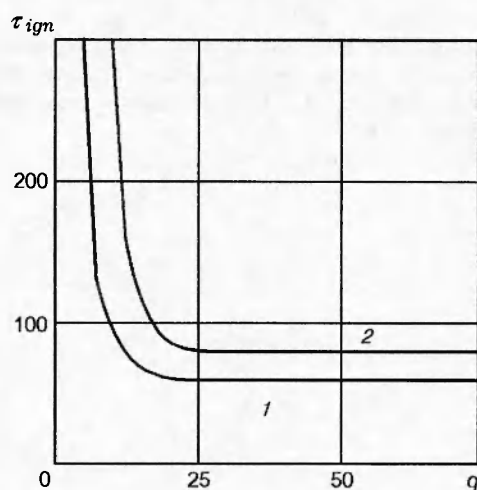


Рис. 5. Зависимость относительного времени зажигания конденсированных веществ от безразмерной тепловой нагрузки, создаваемой проводниками из различных сплавов:

1 — баллиститный порох Н, 2 — пироксилин

ность Р. С. Буркиной за полезные обсуждения материалов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтман Д., Грант А. Теория зажигания твердых горючих накаливаемой проволокой // Вопросы горения и детонации волн. М.: Оборонгиз, 1958. С. 126–129.
2. Зарко В. Е., Хлевной С. С. Зажигание баллиститного пороха накаленными провололочками // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 2. С. 165–169.
3. Зарко В. Е., Буфетов Н. С., Златомрежева Н. И. Измерение теплопроводности пороха методом зонда // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 4. С. 611–613.
4. Термогазохимическое воздействие на малодебитные и осложненные скважины / Г. А. Чазов, В. И. Азаматов, В. В. Якимов и др. М.: Недра, 1986.
5. Гришин А. М. К тепловой теории зажигания // ПМТФ. 1968. № 1. С. 156–160.
6. Гольдшлегер У. И., Прибыткова К. В., Барзыкин В. В. Зажигание конденсированных ВВ накаленным телом конечных размеров // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 1. С. 119–123.
7. Вилунов В. Н., Муленок Е. В., Голдаев С. В. О влиянии кривизны поджигающей поверхности на условия зажигания конденсированного вещества // Тепломассообмен ММФ-92. Минск, 1992. Т. 3. С. 97–100.

8. **Лурье А. И.** Электрическое взрывание зарядов. М.: Недра, 1973.
9. **Вилюнов В. Н.** Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
10. **Самарский А. А.** Теория разностных схем. М.: Наука, 1983.
11. **Goldaev S. V., Mulenok E. V.** Effect of hot wire diameter on the ignition conditions of solids // Book of Abstr. International Workshop, June 27–29 1995. Tomsk, 1995. P. 64.

Поступила в редакцию 13/III 1998 г.
