

ЗАЖИГАНИЕ СВЕТОМЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПОРИСТЫХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ

А.Н. Субботин

Томский политехнический университет
E-mail: subbot@inbox.ru

Показана возможность расчета процессов зажигания высокоэнергетических твердых топлив в рамках модели пористого реагирующего тела. Используя данную модель зажигания, удается учесть зависимость времени зажигания от давления, что установлено экспериментально, в то время как в рамках классической твердофазной теории зажигания время зажигания не зависит от начального и внешнего давления.

Как показывают экспериментальные исследования [1–3], процесс зажигания твердых топлив (ТТ) сопровождается многообразными физическими явлениями, в частности: газификацией ТТ с выделением тепла; движением продуктов газификации по порам; гомогенными химическими реакциями в конденсированной фазе. В то же время существующие «твердофазная» (гетерогенная) и газофазная теории зажигания являются в некотором смысле предельными и не учитывают всего многообразия физических явлений, связанных с зажиганием ТТ. Например, в [4, 5] используется твердофазная модель зажигания, с помощью которой найдены минимальные размеры нагретых тел, способных воспламенить твердое топливо. В данной работе в развитие твердофазной модели зажигания, в рамках модели пористой реагирующей среды [6], учтены перечисленные выше процессы.

Предполагается, что реагирующая среда является однотемпературной, в конденсированной фазе протекает одна эффективная гомогенная реакция вида $\nu_1 M_1 \rightarrow \nu_2 M_2 + \nu_3 M_3$, где $\nu_1 M_1$ – масса исходного конденсированного вещества (ТТ); $\nu_2 M_2$, $\nu_3 M_3$ – масса конденсированных и газообразных продуктов реакции горения ТТ. На поверхность топлива от внешнего источника излучения падает поток, равный q_e . Учитывается движение газообразных продуктов по порам и тепломассообмен топлива с внешней средой. Изучим механизм зажигания и определим время зажигания.

Систему уравнений [6], описывающую рассматриваемый процесс, запишем в безразмерном виде

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -\gamma_1 \varphi_1 \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta},$$

$$\frac{\partial (\rho \varphi_3)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \varphi_3 u)}{\partial x} = \gamma_3 \varphi_1 \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}, \quad (1)$$

$$c_{ps} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \rho \varphi_3 c_p u \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_s \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \varphi_1 \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}, \quad (2)$$

$$u = -g \pi_u \frac{\partial p}{\partial x}, \quad p = \frac{\rho (1 + \beta \theta)}{\pi_p}, \quad g = \frac{\varphi_3^3 (1 - \varphi_3)^{-2}}{\sqrt{1 + \beta \theta}}. \quad (3)$$

Данная система решалась при следующих краевых условиях

$$\rho \Big|_{\tau=0} = \rho_n, \quad \varphi_i \Big|_{\tau=0} = \varphi_{in}, \quad \theta \Big|_{\tau=0} = -\theta_n, \quad u \Big|_{\tau=0} = 0, \quad (4)$$

$$u \Big|_{x=\infty} = 0, \quad \theta \Big|_{x=\infty} = -\theta_n, \quad (\rho \varphi_3 u)_{x=0} = -\pi_g (p_w - p_e), \quad (5)$$

$$\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{x=0} = -\bar{\sigma} [\varepsilon_e (1 + \beta \theta_e)^4 - \varepsilon_w (1 + \beta \theta_w)^4]. \quad (6)$$

Здесь введены обозначения: $c_p = c_{ps}/c_{p1}$, $\rho = \rho_3/\rho_1$, $u = v/\nu_s$, $p = P/P_s$ – соответственно безразмерная удельная теплоемкость, плотность, скорость фильтрации и давление газообразных продуктов в порах; $c_{ps} = \varphi_1 + \alpha_2 \varphi_2 + \rho \varphi_3$ – безразмерная теплоемкость реагирующей среды; $g = k\mu/k_s \mu$ – безразмерная функция, которая имеет вид (3), если использовать формулу Козени – Кармана [7] для коэффициента проницаемости k , Дарси; μ – коэффициент динамической вязкости, кг/(м·с); $\pi_u = k_s p_s c_{p1} \rho_1 / \lambda_1 \mu_s$, $\pi_g = \alpha_m E L_s / (\lambda_1 R)$, $\pi_p = p_s M_3 / (\rho_1 R T_s)$, $\beta = R T_s / E$, $\alpha = \rho_2 c_{p2} / (\rho_1 c_{p1})$, $\gamma_3 = \gamma_1 \nu_3 M_3 / (\nu_1 M_1)$, $\gamma_1 = c_{p1} \rho_1 R / (qE)$, $\bar{\sigma} = \sigma E L_s / \lambda_1 R$ – безразмерные параметры; $\lambda = \varphi_1 + \varphi_2 \lambda_2 / \lambda_1 + \varphi_3 \lambda_3 / \lambda_1$ – безразмерный коэффициент теплопроводности пористого реагента; $\theta = E(T - T_s) / (R T_s^2)$ – безразмерная температура; $L_s = [\lambda_1 R T_s^2 \exp(E/R T_s) / (q k_0 E \rho_1)]^{0.5}$ – масштаб длины, м; $t_s = c_{p1} R T_s^2 \exp(E/R T_s) / (q k_0 E)$ – масштаб времени, с; $x = y/L_s$, $\tau = t/t_s$ – безразмерные координата и время; $u = v/\nu_s$ – безразмерная скорость фильтрации; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \rho_1, \rho_2, \rho_3, c_{p1}, c_{p2}, c_{p3}, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ – объемная доля, плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности ТТ, конденсированных и газообразных продуктов реакции соответственно; q, k_0, E – тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации реакции горения, Дж/кг, 1/с, Дж/моль; σ – постоянная Стефана-Больцмана, Вт/(м²·К⁴); θ_e, θ_w – соответственно безразмерная температура источника излучения и поверхности ТТ; $\varepsilon_e, \varepsilon_w$ – степень черноты излучателя и нагреваемой поверхности; q_e – плотность светового потока, Вт/м².

Краевая задача (1)–(6) решалась численно с использованием итерационно-интерполяционного метода [6]. В результате численного решения данной задачи установлено, что существуют три отличающиеся друг от друга режима зажигания. Согласно [8] проницаемость взрывчатых веществ изменяется в пределах $(10^{-2} \dots 10^{-6})$ Дарси. Данных по проницаемости конкретного ТТ в литературе обнаружить не удалось, поэтому начальная проницаемость k_0 принималась равной 10^{-6} Дарси. Остальные параметры были взяты для пороха Н из работ [3, 9], $T_s = 550$ К, $\lambda_1 = 0,302$ Вт/(м·К), $q k_0 = 4,2 \cdot 10^{17}$ Дж/(кг·с), $P_s = 1$ ата $c_{p1} = 1257$ Дж/(кг·К), $E = 117,6$ Дж/моль, $\rho_1 = 1866$ кг/м³. При данных значениях констант получаем $t_s = 8,6 \cdot 10^{-3}$ с, $L_s = 3,5 \cdot 10^{-5}$ м.

На рис. 1, 2, а, изображены поля давления, температуры и скорости фильтрации для двух моментов времени $\tau=92$ (кривые 1) и $\tau=302,1$ (кривые 2).

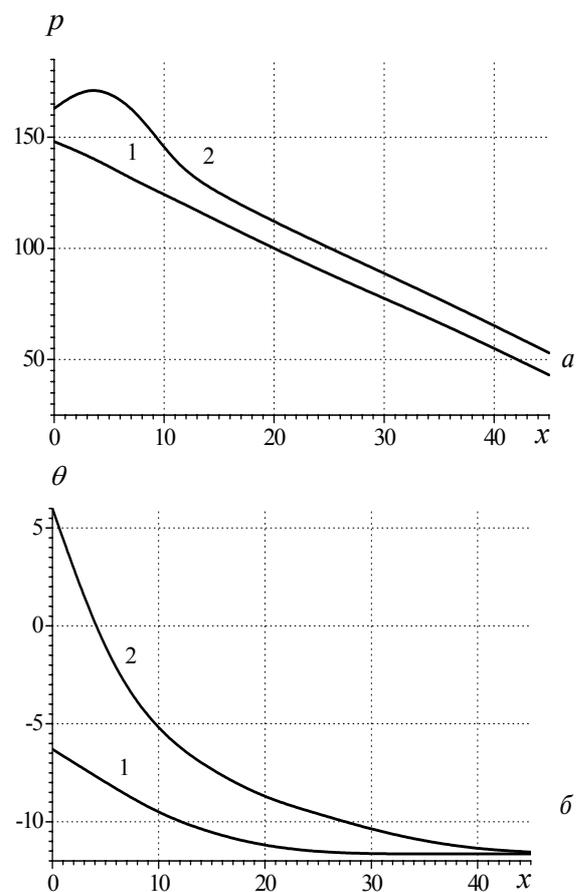


Рис. 1. Профили: а) давления и б) температуры в пористом топливе при зажигании

Результаты, представленные на данных рисунках, получены при $\pi_g=5,8 \cdot 10^{-4}$, $\theta_n=11,64$, $\varphi_{in}=0,85$, $\varphi_{zn}=0,05$, $\beta=0,04$, $\gamma_1=0,01$, $p_n=10$, $p_e=150$. Лучистый тепловой поток q_e задавался равным $8,4 \cdot 10^4$ Вт/м², что согласуется с экспериментальными данными работ [3, 10]. Анализируя графики рис. 1, б, приходим к выводу, что максимум температуры для данного режима зажигания всегда остается на поверхности тела (на границе раздела сред). Как следует из рис. 2, а, скорость фильтрации имеет точку растекания (точку в которой меняется направление скорости фильтрации), а кривая $\theta_w(\tau)$ для режима зажигания (рис. 2, б) имеет точку перегиба. Быстрый рост температуры поверхности $\theta_w(\tau)$ при $\tau > 290$ обусловлен интенсивным тепловыделением от химической реакции и свидетельствует о зажигании реагирующего вещества.

При проведении численных расчетов считалось, что зажигание имеет место, если $\theta_w(\tau) \geq 1$. Если использовать для определения времени зажигания условие

$$d^2\theta_w/d\tau^2 \Big|_{\tau=\tau_{sp}} = 0,$$

где τ_{sp} – время, соответствующее точке перегиба кривой $\theta_w(\tau)$, то τ_{sp} , найденное по этому условию,

будет довольно сильно отличаться от времени зажигания. Поэтому для определения времени зажигания целесообразно использовать эмпирический критерий зажигания вида $\theta_w(\tau) \geq \theta_g$, где θ_g – константа большая или равная единице.

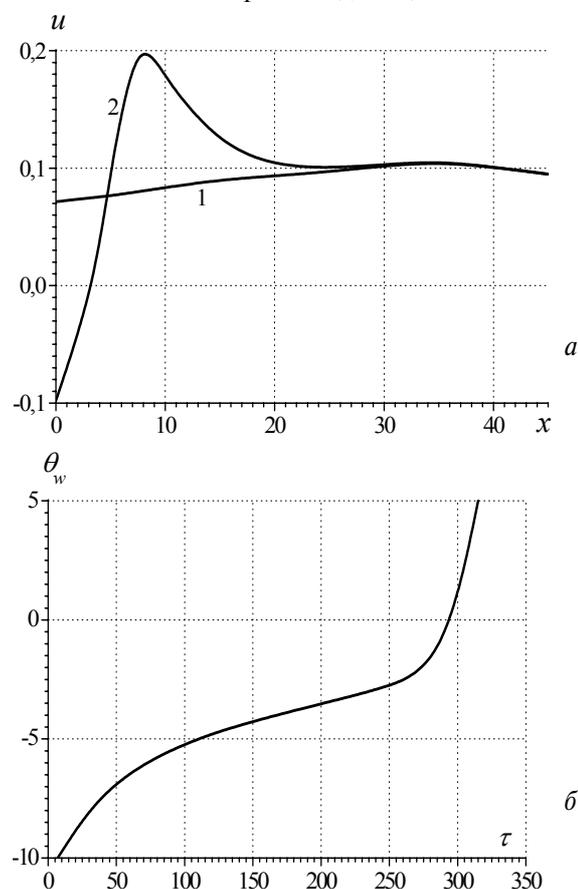


Рис. 2. Изменение по толщине слоя пористого ТТ: а) скорости фильтрации и б) временная зависимость температуры поверхности при зажигании

Следует заметить, что до момента воспламенения давление в порах уменьшается с ростом координаты x и образующиеся газообразные продукты проталкиваются внутрь топлива, а после воспламенения ($\tau \geq \tau_p$) образуется максимум давления внутри зажигаемого слоя топлива (рис. 1, а, кривая 2), и начинается истечение образующихся газообразных продуктов во внешнюю среду (рис. 2, а, кривая 2). Поэтому зажигание реагента в данном случае целесообразно назвать зажиганием в режиме принудительного вдува. При зажигании в режиме принудительного вдува максимальное значение выгорания, в момент воспламенения, составляет примерно 30 % и реализуется в узкой зоне у нагреваемой поверхности.

Если давление во внешней среде равно давлению в слое твердого топлива, например, $p_e=p_n=70$, $\pi_g=5,8 \cdot 10^{-7}$, а остальные параметры будут прежними, то имеет место режим зажигания, качественно отличающийся от предыдущего. На рис. 3, 4, а, для двух моментов времени $\tau=1207,2$ (кривые 1) и $\tau=1058$ (кривые 2) представлены профили $p(x)$, $\theta(x)$ и $u(x)$. Видим, что функции $p(x)$ и $\theta(x)$ до момента

воспламенения являются монотонно убывающими функциями x .

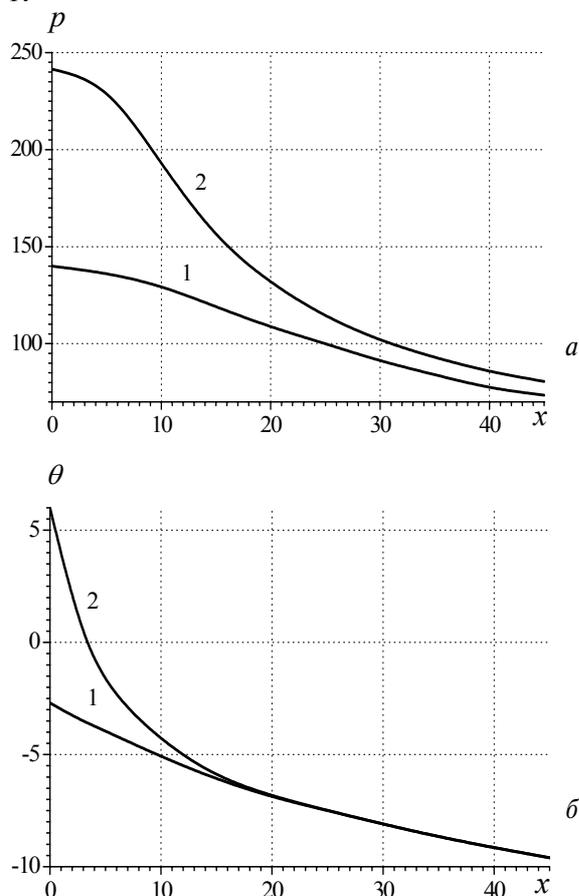


Рис. 3. Профили: а) давления и б) температуры до (кривые 1) и после (кривые 2) воспламенения ТТ световым потоком при слабом массообмене с внешней средой

Следует отметить, что монотонность функции $p(x)$ вплоть до момента воспламенения для данного режима объясняется не повышенным внешним давлением, а очень малым массообменом с внешней средой. В силу ничтожно малого массообмена с внешней средой почти все образующиеся газообразные продукты проталкиваются вглубь зажигаемого топлива. В связи с вышеизложенным данный режим зажигания целесообразно назвать режимом зажигания при малой интенсивности внешнего массообмена.

Наряду с этим режимом возможно зажигание при умеренном или сильном внешнем массообмене. Следует заметить, что в рамках этого режима зажигания скорость вдува существенно выше, чем в рассмотренных ранее. В частности на рис. (4, б, 5) приведены скорости фильтрации, поля давления и температуры, которые получены при $p_e = p_n = 10$, $\pi_g = 5,8 \cdot 10^{-4}$ и прежних значениях остальных параметров, здесь кривые 1 соответствуют моменту времени $\tau = 667,3$, а кривые 2 – $\tau = 787,2$.

Анализируя данные рисунки, можно сделать вывод, что при указанном режиме зажигания внутри исследуемого слоя создается довольно большой градиент давления (рис. 5, а), возникает сравнительно

интенсивная фильтрация газообразных продуктов, как во внешнюю среду, так и внутрь слоя (рис. 2, а, и рис. 4). Скорость фильтрации при интенсивном массообмене с внешней средой на порядок выше, чем в предыдущих двух режимах зажигания. Если сравнивать рассмотренные режимы зажигания по глубине разложения топлива и времени зажигания τ_g , то необходимо заметить, что для зажигания в режиме принудительного вдува время зажигания и безразмерная толщина разложения H минимальные $\tau_g \approx 300$, а $H \approx 7$. Для режима зажигания с малой интенсивностью внешнего массообмена $\tau_g \approx 1600$, а $H \approx 12$. Наконец, при зажигании с умеренным или сильным массообменом с внешней средой время зажигания $\tau_g \approx 780$, а безразмерная толщина разложения $H \approx 19$.

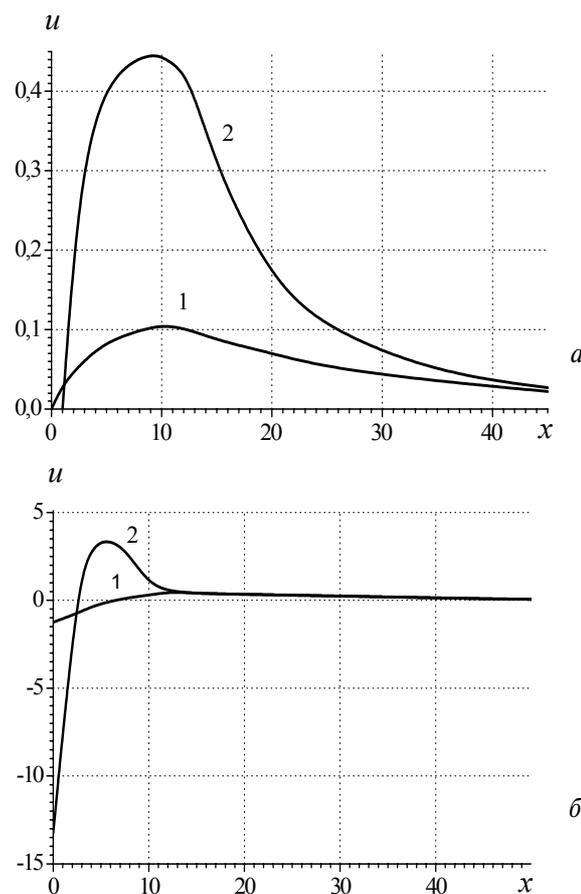


Рис. 4. Пространственное распределение скорости фильтрации при: а) слабом и б) интенсивном массообмене с внешней средой

Основной характеристикой, интересующей практиков, является время зажигания. В связи с этим представляет интерес исследование влияния на время зажигания величины теплового потока q_e и массообмена на поверхности. На рис. 6 приведены зависимости времени зажигания от лучистого теплового потока. Результаты, представленные на данном рисунке, были получены при $\theta_n = 11,64$, $\varphi_{in} = 0,85$, $\varphi_{zn} = 0,05$, $\beta = 0,04$, $\gamma_1 = 0,01$, $p_n = 70$, $p_e = 70$, $k_n = 10^{-6}$ Дарси, $\gamma_3 = 0,5\gamma_1$, $T_* = 550$ К. На основе анализа зависимостей, рис. 6, а, можно сделать вывод о

том, что с ростом параметра π_g , т. е. при интенсификации выдува газообразных продуктов через поры, время зажигания существенно увеличивается. Этот эффект обусловлен уносом некоторого количества энергии вместе с выдуваемыми из пор газообразными продуктами. Интересно, что для каждого значения π_g существует своя пороговая величина q_e^* , ниже которой зажигания не происходит (время зажигания стремится к бесконечности), причем с ростом π_g возрастает и q_e^* .

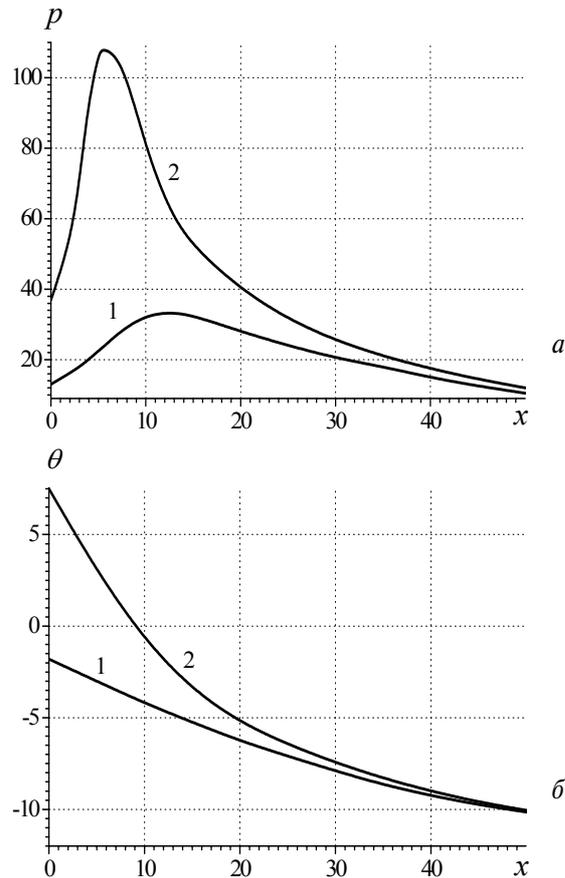


Рис. 5. Пространственное распределение давления (а) и глубины прогреваемого слоя (б) при интенсивном массообмене с внешней средой

Рассмотрим далее влияние внешнего и начального давления в порах на время зажигания. На рис. 6, б, изображены зависимости $t_g = f(q_e)$, которые получены при $\pi_g = 5,8 \cdot 10^{-4}$, а остальные параметры такие же, как и для рис. 6, а. Сравнивая зависимости 1 и 2, приходим к выводу, что с ростом давления, в режиме умеренного или интенсивного массообмена, время зажигания уменьшается при $q_e < 22 \cdot 10^4$ Вт/м², и увеличивается, если $q_e > 22 \cdot 10^4$ Вт/м². Данный эффект обусловлен, вероятно, тем, что при более низком давлении внутри слоя с ростом внешнего теплового потока конвективный перенос энергии вглубь слоя за счет фильтрации газообразных продуктов становится выше, чем при более высоком давлении. Этот вывод следует из анализа зависимости 3, рис. 6, б, на которой в режиме принудительного вдува ($p_e > p_n$) время зажигания, при прочих равных условиях, уменьшается (кривые 2 и 3).

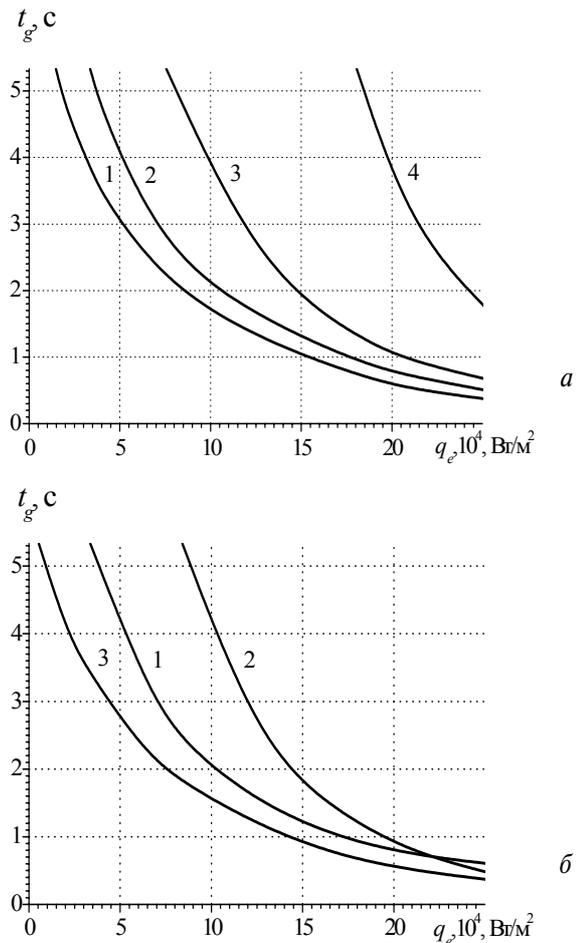
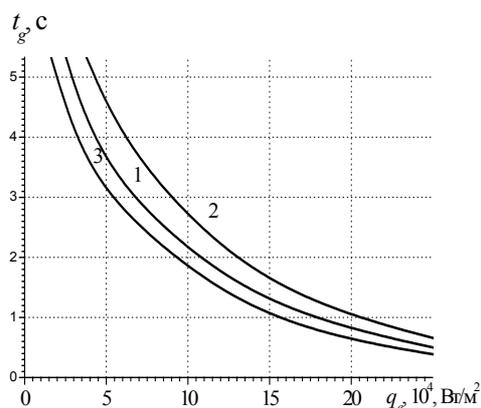


Рис. 6. Зависимость времени зажигания (а) от плотности светового потока для разных условий массообмена с внешней средой: 1) $\pi_g=0$, 2) $\pi_g=5,8 \cdot 10^{-6}$, 3) $\pi_g=1,3 \cdot 10^{-5}$, 4) $\pi_g=5,8 \cdot 10^{-3}$ и при разных значениях давления (б): 1) $p_e=p_n=200$, 2) $p_e=p_n=10$, 3) $p_e=150$, $p_n=10$

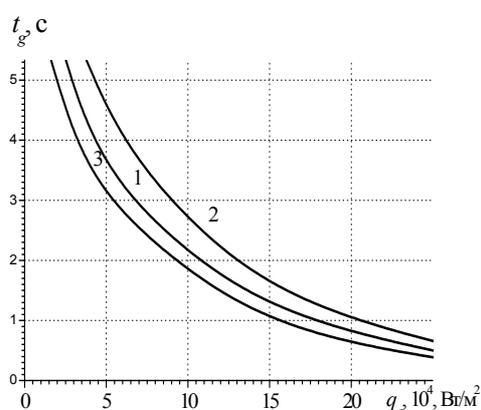
С помощью численных расчетов было установлено, что в режиме интенсивного массообмена время зажигания увеличивается с ростом параметра γ_3 , характеризующего газообразование. На рис. 7, а, представлены зависимости времени зажигания от q_e для двух предельных случаев. Кривая 1 получена при $\gamma_3=0$ (газообразование до момента зажигания отсутствует), а кривые 2 и 3 при $\gamma_3=\gamma_1$ (конденсированное вещество полностью переходит в газообразное).

Для зависимостей 1 и 2 параметр π_g задавался равным $5,8 \cdot 10^{-4}$ (режим интенсивного массообмена), $p_e=p_n=10$, а остальные параметры были прежними (как и для рис. 5). Если задать $\pi_g=5,8 \cdot 10^{-6}$, то при $\gamma_3=\gamma_1$ получаем зависимость 3 на рис. 7, а. Следовательно, рост скорости газообразования по-разному влияет на время зажигания. При интенсивном массообмене на поверхности увеличивается время зажигания (энергия уносится вместе с выдуваемым газом), а при слабом массообмене уменьшается время зажигания вследствие фильтрации горячих продуктов реакции вглубь топлива. Как показали численные расчеты, в режиме принуди-

тельного вдува время зажигания с ростом γ_3 уменьшается более существенно.



а



б

Рис. 7. Зависимость времени зажигания от величины светового потока при: а) разных условиях газообразования и б) различной пористости

От пористости время зажигания зависит непосредственно и косвенно вследствие того, что проницаемость является функцией пористости. На рис. 7, б, приведены зависимости времени зажигания от начальной пористости при $\theta_n=11,64$, $k_n=10^{-6}$ Дарси, $p_n=p_e=70$, $\beta=0,04$, $\gamma_1=0,01$, $\gamma_3=0,5\gamma_1$, $\pi_g=5,8 \cdot 10^{-4}$. Здесь кривая 1 соответствует $\varphi_{3n}=0,05$, а кривая 2 – $\varphi_{3n}=0,15$. Из рисунка следует, что с ростом φ_{3n} при одинаковой начальной проницаемости время зажигания увеличивается, т. к. уменьшается интенсивность источника тепловыделения. В то же время, если учесть зависимость проницаемости от пористости, то с ростом φ_{3n} время зажигания убывает. Например, при одном и том же световом потоке $q_e=16,8 \cdot 10^4$ Вт/м² и остальных параметрах $\theta_n=11,64$, $p_n=p_e=70$, $\beta=0,04$, $\gamma_1=0,01$, $\gamma_3=0,5\gamma_1$, $\pi_g=5,8 \cdot 10^{-6}$, если $\varphi_{3n}=0,05$, $k_n=10^{-6}$ Дарси, то время зажигания равно 0,78 с, если же $\varphi_{3n}=0,1$, $k_n=5 \cdot 10^{-4}$ Дарси, то $t_g=0,36$ с.

Таким образом, в рамках данной модели зажигания конденсированных веществ удается дать удовлетворительное (с физической точки зрения) объяснение зависимости времени зажигания от давления, в то время как в рамках классической твердофазной теории зажигания [11–13] время зажигания не зависит от начального и внешнего давления.

В заключение необходимо отметить, что временная задержка, полученные при решении рассмотренной задачи, по порядку величин согласуются с известными экспериментальными данными, например [3, 10]. Количественное согласование теоретических расчетов и экспериментальных данных может быть легко получено путем опытного определения эмпирической постоянной π_g при зажигании конкретных высокоэнергетических веществ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хлевной С.С., Калмыков А.П. Поджигание нитроглицеринового пороха световым излучением в холодном потоке газа // Физика горения и взрыва. – 1968. – Т. 4. – № 1. – С. 122–124.
2. Прайс Бредли, Деорити Ибирицу. Теория воспламенения твердых топлив // Ракетная техника и космонавтика. – 1966. – № 1. – С. 3–41.
3. Михеев В.Ф., Ковальский А.А., Хлевной С.С. Зажигание баллиститного пороха световым излучением // Физика горения и взрыва. – 1968. – Т. 4. – № 1. – С. 3–9.
4. Исаков Г.Н., Сандрыкина Т.С., Субботин А.Н. Теплообмен и критические условия воспламенения ВЭВ нагретыми телами конечных размеров // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Всерос. научн. конф. Материалы докладов. – Томск: Изд-во ТГУ, 2002. – С. 297–298.
5. Исаков Г.Н., Субботин А.Н., Сандрыкина Т.С. О воспламенении ВЭВ при пробитии экранирующей оболочки высокоскоростным компактным телом // Третьи Окуневские чтения: Междунар. научно-практ. конф. Материалы докладов. – СПб.: Изд-во БГТУ, 2004. – Т. 2. – С. 77–80.
6. Гришин А.М., Зинченко В.И., Субботин А.Н. и др. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. – Томск: Изд-во ТГУ, 2004. – С. 319 с.
7. Полубаринова-Кочина П.Я. Теория движения грунтовых вод. – М.: Наука, 1977. – 664 с.
8. Беляев А.Ф., Боболев В.К., Коротков А.И., Сулимов А.А., Чуйко С.В. Переход горения конденсированных систем во взрыв. – М.: Наука, 1973. – 292 с.
9. Ковальский А.А., Хлевной С.С., Михеев В.Ф. К вопросу о зажигании баллиститных порохов // Физика горения и взрыва. – 1967. – Т. 3. – № 4. – С. 527–541.
10. Михеев В.Ф., Хлевной С.С. Зажигание пироксилина световым излучением // Второй Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву (авторфераты докладов). – Черноголовка, 1969. – С. 9–10.
11. Аверсон А.Э., Барзыкин В.В., Мержанов А.Г. Закономерности зажигания конденсированных взрывчатых систем при идеальном теплообмене на поверхности с учетом выгорания // Инженерно-физический журнал. – 1965. – Т. 9. – № 2. – С. 245–249.
12. Merzhanov A.G., Averson A.E. The Present State of the Thermal Ignition Theory // Combustion and Flame. – 1971. – V. 16. – № 1. – P. 89–124.
13. Merzhanov A.G. Theory of Stable Homogeneous Combustion of Condensed Substances // Combustion and Flame. – 1968. – V. 13. – № 4. – P. 421–434.

Поступила 08.12.2006 г.