

ИНИЦИИРОВАНИЕ РЕАКЦИОННО-СПОСОБНОГО ВЕЩЕСТВА ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЕГО ПОГЛОЩЕНИИ ОПТИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ВЕЩЕСТВА

Р. С. Буркина¹, Е. Ю. Морозова², В. П. Ципилев²

¹Томский государственный университет, 634050 Томск, roza@ftf.tsu.ru

²Томский политехнический университет, 634050 Томск

Численно и приближенно-аналитически исследованы динамика прогрева и параметры теплового зажигания прозрачного конденсированного вещества импульсом излучения, поглощаемого находящимися в веществе оптическими микронеоднородностями, в широком диапазоне длительностей импульса. Для квазистационарного режима нагрева микронеоднородностей получена аналитическая зависимость критической для зажигания плотности мощности излучения от формально-кинетических параметров химического процесса и радиуса поглощающей излучение частицы. Проведено сравнение полученных критических энергетических характеристик зажигания с экспериментальными данными по порогам инициирования азидов свинца лазерными импульсами различной длительности.

Ключевые слова: лазерное излучение, реакционно-способное вещество, энергетический порог зажигания, поглощающие оптические неоднородности, предельные параметры.

ВВЕДЕНИЕ

Воздействие лазерного излучения или излучения из электроразрядной полости на вещество привлекает к себе внимание возможностью создания в пространстве и времени концентрированных высокоэнергетических потоков лучистой энергии. Действие таких потоков тепла на реакционно-способное вещество (РВ) отличается крайне малым временем их инициирования в диапазоне $\approx 0.01 \div 1$ мкс. Механизм инициирования такого быстрого зажигания определяется как особенностями воздействия концентрированных высокоэнергетических потоков лучистой энергии на вещество, так и структурными, теплофизическими и кинетическими свойствами вещества.

Такая ситуация в полной мере проявляется при инициировании азидов тяжелых металлов лазерным импульсом. В работах [1–8] полагается, что инициирование реакций имеет тепловой очаговый характер и связано с поглощением энергии излучения оптическими неоднородностями, находящимися в прозрачном веществе. В работах [9–11] обсуждается иное представление о природе зажигания ла-

зерным излучением, а именно на основе допущения о цепном механизме инициирующих реакций. При исследовании процесса и механизма инициирования химических реакций ключевыми являются критические энергетические параметры и время зажигания, которые можно проверить экспериментально.

В [1] приведены оценки энергетических параметров различных механизмов инициирования азидов тяжелых металлов. Их сравнение с результатами экспериментов показало правомерность теплового очагового механизма инициирования азидов тяжелых металлов лазерным импульсом в диапазоне длин волн излучения, при которых матрица вещества прозрачна, а поглощение происходит на находящимся в веществе оптических неоднородностях. В [4, 5] численно решена задача о зажигании энергетического материала, содержащего поглощающие включения, короткими лазерными импульсами.

Выполненное в [1, 4, 5] исследование инициирования азидов тяжелых металлов импульсом излучения при различных радиусах инертных поглощающих частиц и длительностях импульса излучения позволило определить энергетические пороги зажигания и критерии инициирования в зависимости от длительности импульса излучения. В [4] экспериментально найдено, что характерное вре-

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009–2013 гг.» (госконтракт № П517) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-08-00153а).

мя тепловой релаксации очага разогрева при взрывном разложении азида свинца составляет $t_* \approx 0.1$ мкс. Это время условно разделяет области длительности воздействующего импульса, соответствующие различным режимам нагрева и критериям инициирования. При длительностях лазерного импульса $t_i \ll 0.1$ мкс критерием инициирования является достижение некоторого критического значения плотности энергии импульса, а при $t_i \gg 0.1$ мкс — достижение критической плотности мощности.

В работе [8] рассмотрено прозрачное РВ, химически активное и равномерно поглощающее излучение в некоторой области вещества. Приближенно-асимптотически при большой энергии активации химического процесса определена зависимость критической для зажигания плотности энергии импульса излучения от радиуса области и длительности облучения. Показано удовлетворительное согласие полученных аналитически энергетических порогов зажигания с результатами численного счета задачи в постановке [8].

В работе [12] проведен численный расчет задачи в рамках модели [4, 5] и условий экспериментов [4], однако выводы относительно критериев инициирования оказались противоположными [4, 5]. Следует отметить, что в работах [4, 5] подробно исследованы области времени нагрева, близкие к $t_* = 0.1$ мкс, что дало возможность неоднозначной интерпретации результатов [12] и постановки вопроса о «парадоксе малых частиц» в [13].

В [13] выполнен приближенный анализ предела зажигания прозрачного реагирующего вещества, содержащего инертные поглощающие частицы в условиях квазистационарного нагрева. Получены параметрические уравнения, определяющие критическую связь плотности потока излучения и радиуса частицы на пределе зажигания. Однако эти соотношения не позволяют выявить связь порогов зажигания с длительностью лазерного воздействия и сопоставить теоретический анализ с экспериментом.

Обзор выполненных работ указывает на необходимость подробного анализа задачи зажигания прозрачного взрывчатого вещества в широком диапазоне длительностей лазерного воздействия: от адиабатических режимов нагрева поглощающей неоднородности до квазистационарных. Согласно [14] эти режимы устанавливаются при длительностях воздействия,

соответственно на три порядка меньших или больших времени тепловой релаксации $t_{rel} = R_0^2/\alpha$, где R_0 — размер (радиус) поглощающей неоднородности, $\alpha = \lambda/(c\rho)$ — коэффициент температуропроводности РВ, λ — его теплопроводность, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность.

Целью данной работы является исследование динамики зажигания РВ импульсом излучения при его поглощении оптическими неоднородностями, находящимися в РВ, изучение закономерностей, параметров и пределов такого механизма зажигания в широком диапазоне длительностей излучения, на несколько порядков превышающих значение t_{rel} .

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается следующая модель процесса. Имеется неограниченное реакционно-способное вещество, внутри которого находятся инертные включения. На РВ действует импульс излучения, для которого оно абсолютно прозрачно, но поток излучения может поглощаться инертными включениями (рис. 1). В результате разогрева инертных включений и кондуктивной теплопередачи происходит разогрев РВ в окрестности включений, что может привести к зажиганию.

Для упрощения описания процесса зажигания используется простая кинетика экзотермических химических реакций с аррениусовской зависимостью скорости от температуры, свой-

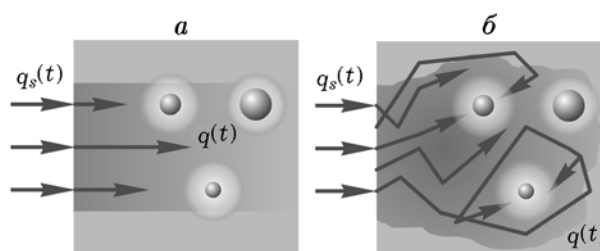


Рис. 1. Модельные представления нагрева неоднородностей лазерным импульсом и прогревая область в их окрестности:

a — в сплошных средах (макрокристаллы), *б* — в диффузно рассеивающих средах (прессованные порошки); $q_s(t)$ — плотность потока излучения, падающая на поверхность РВ, $q(t) = q_s(t)F$ — плотность потока излучения в объеме РВ, F — коэффициент, связывающий освещенность в окрестности включений с освещенностью на поверхности РВ

ства вещества однородны. Полагается, что все поглощающие лучистую энергию инертные частицы сферической формы, тепловой контакт поверхности частицы с РВ идеален и частицы находятся в РВ на достаточно большом расстоянии друг от друга, что позволяет в процессе зажигания не учитывать разогрев соседних частиц и считать, что зажигание происходит от каждой частицы отдельно. Рассматриваются частицы достаточно малого радиуса и высокой теплопроводности ($R_0 \ll \sqrt{\lambda_1 t_{pr}/c_1 \rho_1}$, $\lambda/c\rho \ll \lambda_1/c_1 \rho_1$, $R_0, \lambda_1, c_1, \rho_1$ — радиус, теплопроводность, теплоемкость и плотность частицы, t_{pr} — характерное время рассматриваемого процесса), что позволяет использовать при описании процесса среднюю температуру частицы.

При таких допущениях процесс зажигания определяется системой уравнений теплопроводности в РВ с учетом тепла химических реакций и выгорания горючего компонента с однородными начальными условиями:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Qa_0 \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = a_0^{n-1} z (1 - \eta)^n \exp \left(-\frac{E}{RT} \right), \quad (2)$$

$$r > R_0, \quad t > 0, \quad T(r, 0) = T_0, \quad \eta(r, 0) = 0. \quad (3)$$

Граничными условиями для уравнения (1) служат уравнение баланса энергии на частице, условие идеального теплового контакта на поверхности раздела между частицей и РВ и отсутствие кондуктивного теплового потока в РВ вдали от частицы:

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1(t)}{\partial t} = \frac{3\lambda}{R_0} \frac{\partial T(R_0, t)}{\partial r} + \frac{3q(t)}{4R_0}, \quad (4)$$

$$T_1(t) = T(R_0, t),$$

$$\frac{\partial T(\infty, t)}{\partial r} = 0. \quad (5)$$

Здесь T, T_0 — соответственно текущая и начальная температуры вещества, T_1 — температура частицы, $\eta = (a_0 - a)/a_0$ — глубина превращения, a и a_0 — текущая и начальная массовые концентрации реагирующего компонента, t — время, r — радиальная координата (начало сферической системы координат связано с центром частицы), Q — тепловой эффект химической реакции, z — предэкспонент, E —

энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, n — порядок реакции, $q(t)$ — плотность мощности потока излучения, падающего на поверхность частицы. Рассматривается импульс потока излучения постоянной плотности мощности:

$$q(t) = \begin{cases} q_0, & 0 \leq t \leq t_i, \\ 0, & t > t_i. \end{cases}$$

Для исследования задачи перейдем к безразмерным переменным:

$$u = \frac{T - T_*}{T_* - T_0}, \quad \xi = \frac{r}{r_h}, \quad \tau = \frac{t}{t_h}, \quad \tilde{q} = \frac{q}{q_0},$$

$$r_h = \frac{\lambda(T_* - T_0)}{q_0}, \quad t_h = \frac{c\rho r_h^2}{\lambda},$$

где в качестве масштабной используется температура T_* , при которой теплосход от химической реакции на глубине прогрева r_h равен мощности внешнего потока излучения:

$$\lambda(T_* - T_0)Qza_0^n \exp(-E/RT_*) = q_0^2. \quad (6)$$

Уравнение (6) имеет единственное решение.

В безразмерных переменных уравнения (1)–(5) принимают вид:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) + (1 - \eta)^n \exp \frac{\Theta_0 u}{1 + \sigma u}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \text{Td} (1 - \eta)^n \exp \frac{\Theta_0 u}{1 + \sigma u}, \quad (8)$$

$$u(\xi, 0) = -1, \quad \eta(\xi, 0) = 0, \quad (9)$$

$$K \frac{\partial u(\xi_0, \tau)}{\partial \tau} = \frac{3}{\xi_0} \frac{\partial u(\xi_0, \tau)}{\partial \xi} + \frac{3}{4\xi_0} \tilde{q}(\tau), \quad (10)$$

$$\frac{\partial u(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0, \quad (11)$$

$$\tilde{q}(\tau) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \tau \leq \tau_i, \\ 0, & \tau > \tau_i, \end{cases}$$

где $\Theta_0 = \frac{E}{RT_*^2} (T_* - T_0)$, $\sigma = \frac{T_* - T_0}{T_*}$, $\text{Td} = \frac{RT_*^2 c\rho}{EQa_0}$, $\xi_0 = \frac{R_0}{r_h}$, $K = \frac{c_1 \rho_1}{c\rho}$, $\tau_i = \frac{t_i}{t_h}$.

ПРИБЛИЖЕННЫЙ АНАЛИЗ

Процесс инициирования существенно зависит от длительности импульса излучения τ_i и размера инертной поглощающей частицы ξ_0 .

Рассмотрим особенности инертного прогрева частицы потоком излучения и прогрева вещества от частицы при длительном импульсе излучения $\tau_i = \infty$. Этот процесс описывается инертным уравнением теплопроводности с соответствующими начальным и граничными условиями:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial u}{\partial \xi} \right), \quad u(\xi, 0) = -1,$$

$$K \frac{\partial u(\xi_0, \tau)}{\partial \tau} = \frac{3}{\xi_0} \frac{\partial u(\xi_0, \tau)}{\partial \xi} + \frac{3}{4\xi_0}, \quad \frac{\partial u(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0.$$

Решение задачи операционным методом позволяет найти температуру вещества на поверхности частицы (она же температура частицы), которая является максимальной при инертном прогреве. На начальном этапе прогрева поведение температуры частицы в зависимости от отношения теплоемкости частицы к удельной теплоемкости вещества различно:

а) при $\frac{4}{3}K < 1$

$$\begin{aligned} u(\xi_0, \tau) = & -1 + \frac{\xi_0}{4} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - 4K/3}} + 1 \right) \times \right. \\ & \times \exp \left[\frac{9\tau}{4\xi_0^2 K^2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4}{3}K} \right)^2 \right] \times \\ & \times \operatorname{erfc} \left[\frac{3\sqrt{\tau}}{2\xi_0 K} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4}{3}K} \right) \right] + \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - 4K/3}} - 1 \right) \times \\ & \times \exp \left[\frac{9\tau}{4\xi_0^2 K^2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4}{3}K} \right)^2 \right] \times \\ & \left. \times \operatorname{erfc} \left[\frac{3\sqrt{\tau}}{2\xi_0 K} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4}{3}K} \right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где $\operatorname{erfc} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty \exp(-y^2) dy$;

б) при $\frac{4}{3}K = 1$

$$u(\xi_0, \tau) = -1 + \frac{\xi_0}{4} \left\{ 1 - \frac{4}{\xi_0} \sqrt{\frac{\tau}{\pi}} + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{8\tau}{\xi_0^2} - 1 \right) \exp \left(\frac{4\tau}{\xi_0^2} \right) \left(\operatorname{erfc} \frac{2\sqrt{\tau}}{\xi_0} \right) \right\};$$

в) при $\frac{4}{3}K > 1$

$$\begin{aligned} u(\xi_0, \tau) = & -1 + \frac{\xi_0}{4} \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{1 - 3/(4K)}} \times \right. \\ & \times \exp \left(\frac{9\tau}{4\xi_0^2 K^2} \right) \Phi \left(\frac{3\sqrt{\tau}}{2\xi_0 K}, \sqrt{\frac{4}{3}K - 1} \right) \left. \right\}, \end{aligned}$$

где $\Phi(z, \delta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty \sin(2\delta zy - 2z^2\delta + \operatorname{arctg} \delta) \exp(-y^2) dy$.

При больших временах

$$\tau \gg (\xi_0 K)^2 \quad (12)$$

теплообмен стабилизируется, изменение температуры частицы уже не зависит от отношения теплоемкостей и определяется выражением

$$u(\xi_0, \tau) = -1 + \frac{\xi_0}{4} \left[1 - \frac{\xi_0}{\sqrt{\pi\tau}} + O \left(\left(\frac{\xi_0^2 K^2}{\tau} \right)^{3/2} \right) \right].$$

Температура частицы при $\tau \rightarrow \infty$ асимптотически стремится к величине $u_a = -1 + \xi_0/4$, которая определяет максимальный разогрев при инертном прогреве от поглощающей лучистое тепло частицы:

$$T_m = T(R_0, t \rightarrow \infty) = T_0 + \frac{R_0 q_0}{4\lambda}. \quad (13)$$

Если $u_a(\xi_0, \tau) = -1 + \xi_0/4 < 0$, то температура T_* не достигается ($T_m < T_*$) и зажигание при таком прогреве не происходит. Таким образом, критическое условие зажигания при длительном импульсе определяется равенством

$$\xi_0 = 4. \quad (14)$$

Если в (14) значение ξ_0 записать через размерные параметры и полученное уравнение решить совместно с уравнением (6) (которое определяет T_*), то получим трансцендентное уравнение для критической плотности мощности потока излучения q_0^* :

$$q_0^* = \frac{4\lambda T_0}{R_0} \left\{ -1 + \frac{E}{RT_0 \ln[R_0 Q z a_0^n / (4q_0^*)]} \right\}. \quad (15)$$

Оно имеет единственный корень, который легко находится, например, итерациями. Зависимость $q_0^*(R_0)$ (15) на пределе зажигания в условиях длинного импульса качественно согласуется с аналогичной зависимостью, полученной в [13].

На рис. 2 показаны зависимости $q_0^*(R_0)$ для азида свинца при поглощении излучения частицами свинца (размерные параметры для расчета взяты из [4]), определяемые из (15) (кривая 1) и из численного решения задачи (7)–(11) с учетом выгорания ($Td \neq 0$, кривая 2) и без учета выгорания ($Td = 0$, кривая 3). Видно хорошее согласие результатов. При $Td \neq 0$ различие результатов приближенного и численного решений (кривые 1 и 2) составляет всего несколько процентов ($\approx 10\%$). Более сильное различие ($\approx 40 \div 20\%$) дает сравнение критических величин $q_0^*(R_0)$, полученных из (15) (кривая 1) и численного решения при $Td = 0$ (кривая 3). Причем различие усиливается при уменьшении радиуса частиц, критическая температура которых выше, чем у частиц большего радиуса. По-видимому, это связано с тем, что приближенное решение не учитывает изменения скорости развития химического процесса при изменении температуры (этот учет особен-

но существен при высоких температурах нагрева) и дает верхнюю оценку значений плотности мощности потока излучения $q_0^*(R_0)$. Зависимость критической температуры, при которой происходит развитие химического процесса, от радиуса частицы R_0 находится из (13):

$$T_* = T_0 + \frac{R_0 q_0^*}{4\lambda}$$

(кривая 4 на рис. 2). С ростом радиуса частицы критическая мощность излучения монотонно падает, при этом произведение $R_0 q_0^*$, которое определяет температуру T_* , уменьшается менее значительно, оставаясь порядка $10^3 \div 10^2$ Вт/м. При $q_0 < q_0^*$ устанавливающийся теплоотвод из частицы в РВ не позволяет повысить температуру на поверхности частицы до критической и зажигание не происходит.

На рис. 2 представлены критические значения плотности мощности потока излучения и температуры частицы (кривые 5 и 6), полученные в [13]. Видно их качественное согласие с результатами численного счета и выполненного в данной работе приближенного анализа. Заниженные значения результатов [13] связаны с использованием в [13] квазистационарного подхода.

Таким образом, при длинных импульсах излучения, которые в соответствии с (12) в размерных переменных можно определить условием

$$t_i \gg \frac{R_0^2 (c_1 \rho_1)^2}{\lambda c \rho}, \quad (16)$$

зажигание происходит при достижении поверхностью частицы температуры $T_*(R_0)$ (13), а критическое условие зажигания определяется наименьшей плотностью мощности потока излучения $q_0^*(R_0)$, получаемой из (15), при которой еще возможно зажигание.

При коротких импульсах излучения ($t_i \ll R_0^2 (c_1 \rho_1)^2 / \lambda c \rho$) характер процесса зажигания иной. Первоначально прогревается частица за счет поглощения лучистой энергии, а прогрев РВ идет уже после окончания действия импульса излучения [4, 5]. Зажигание происходит на второй стадии, на которой, как и при зажигании РВ инертной частицей, запас тепла конечен [15, 16]. В этом случае критерий зажигания связан с необходимым запасом тепла в частице, а обеспечить его могут лишь более мощные потоки излучения (по сравнению с потоками

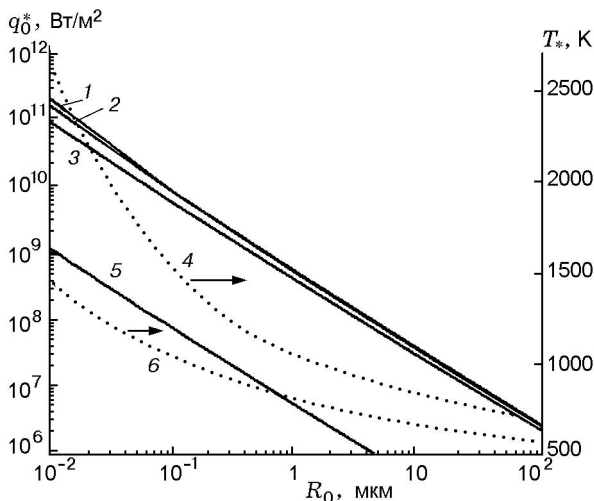


Рис. 2. Зависимость критических значений плотности мощности потока q_0^* (кривые 1–5) и температуры T_* (кривые 4 и 6) от радиуса частицы R_0 в условиях квазистационарного нагрева:

1 — расчет по (15); 2, 3 — результаты численного решения системы (7)–(11) при $Td \neq 0$ и $Td = 0$ соответственно; 4 — расчет по (13); 5, 6 — расчет q_0^* и T_* по выражениям из [13]

при длинных импульсах), которые действуют на первой стадии процесса [4, 5].

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Проведено численное интегрирование задачи (7)–(11) для азида свинца при различной длительности и мощности потока излучения. Излучение поглощали частицы свинца, находящиеся в веществе. Размерные параметры системы взяты из [4]. Для азида свинца: $c = 0.377$ кДж/(кг·К), $\rho = 4100$ кг/м³, $\lambda = 0.176$ Дж/(м·с·К), $Q = 1.66$ МДж/кг, $E = 152$ кДж/моль, $Qz = 1.66 \cdot 10^{19}$ Дж/(кг·с), $a_0 = 4100$ кг/м³, $T_0 = 296$ К; для свинца: $c_1 = 125$ Дж/(кг·К), $\rho_1 = 11400$ кг/м³, $\lambda_1 = 34.75$ Дж/(м·с·К). Расчет проведен по неявной разностной схеме методом прогонки. Параметры выбраны такими, чтобы обеспечить точность по критическим характеристикам и временам зажигания не хуже 4 %. Время зажигания определяли по моменту резкого роста температуры и глубины превращения в какой-либо точке РВ. После зажигания расчет продолжался для проверки его устойчивости. Зажигание считалось устойчивым, если после зажигания по РВ распространялась устойчивая волна превращения. При параметрическом анализе, когда выгорание не учитывалось ($T_d = 0$), моментом зажигания считался момент неограниченного роста температуры РВ у поверхности частицы.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты численного интегрирования показали, что динамическая картина процесса зажигания сильно зависит от энергетических характеристик и длительности импульса излучения, а также от размера неоднородности, поглощающей излучение.

На рис. 3 и 4 представлено изменение температуры и глубины превращения при коротких и длительных импульсах вблизи предела зажигания в различные моменты времени. Видно, что при коротких импульсах зажигание реализуется на некотором расстоянии от поверхности частицы при резком росте температуры и выгорания в РВ. При действии длинного импульса зажигание происходит у поверхности частицы. В этом случае реализуется квазистационарный режим нагрева от частицы.

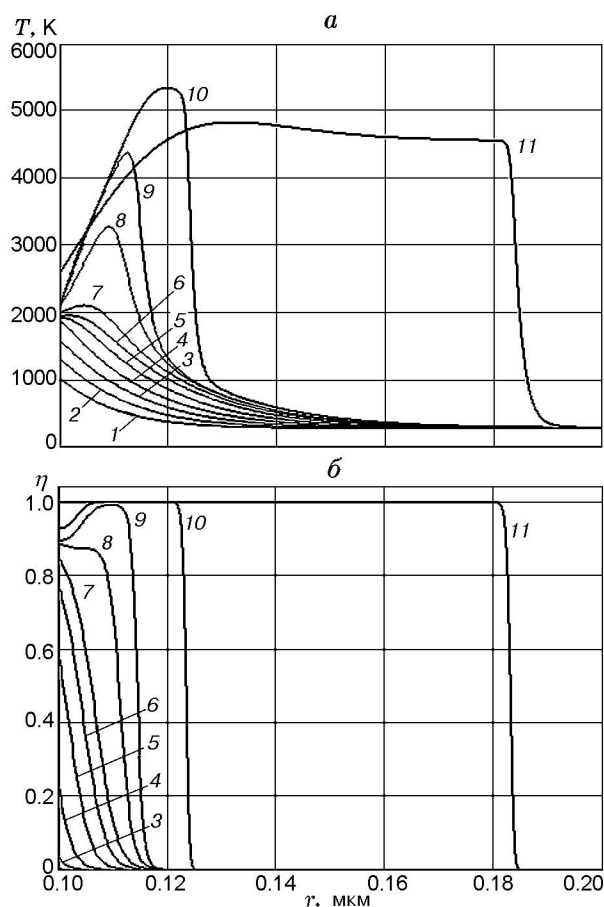


Рис. 3. Изменение температуры (а) и глубины превращения (б) в РВ при зажигании короткими импульсами:

$R_0 = 0.1$ мкм, $t_i = 4$ нс, $H_0 = 498$ Дж/м², $q_0 = 125 \cdot 10^9$ Вт/м²; моменты времени t , нс: 1.52 (1), 2.29 (2), 3.05 (3), 3.81 (4), 4.58 (5), 5.34 (6), 5.80 (7), 6.05 (8), 6.10 (9), 6.86 (10), 7.62 (11)

На рис. 5 представлены зависимости на пределе зажигания плотности энергии излучения $H_0^* = q_0^* t_i$, энергии, запасенной в системе частица — РВ (от потока излучения к моменту зажигания $W = \begin{cases} q_0^* \pi R_0^2 t_{ign}, & t_{ign} < t_i, \\ q_0^* \pi R_0^2 t_i, & t_{ign} > t_i, \end{cases}$ где t_{ign} — время задержки зажигания), и плотности мощности излучения q_0^* от длительности импульса при различных радиусах частицы.

Анализ расчетных зависимостей приводит к следующим заключениям. Если в РВ имеются поглощающие включения только одного размера, то выявляются два ярко выраженных критерия инициирования. При коротких воздействующих импульсах (адиабатический режим нагрева $t_i \leq t_{rel}/1000$ [14, 17]) критери-

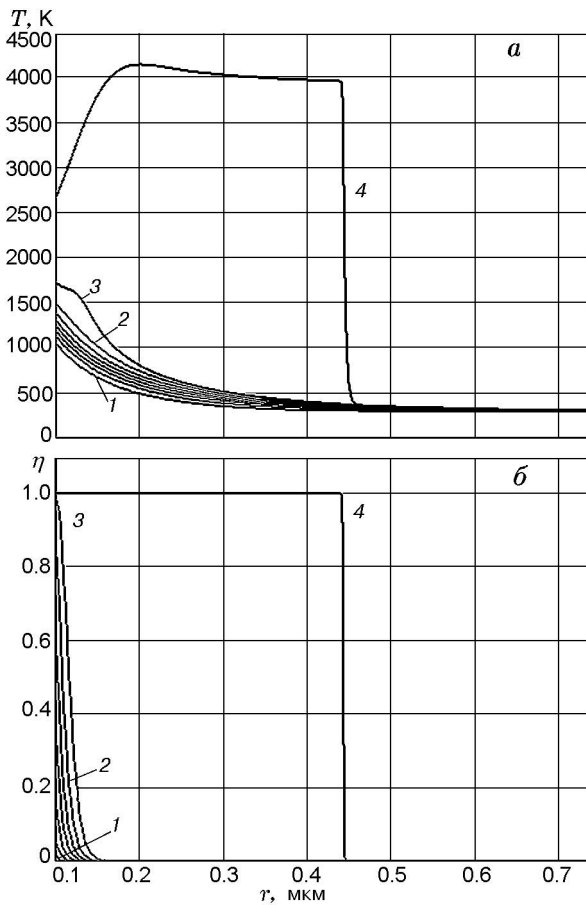


Рис. 4. Изменение температуры (а) и глубины превращения (б) в РВ при зажигании короткими импульсами:

$R_0 = 0.1$ мкм, $t_i = 4$ мс, $H_0 = 30.4$ МДж/м², $q_0 = 7.6 \cdot 10^9$ Вт/м²; моменты времени t , мкс: 0.1633 (1), 0.6532 (2), 0.694 (3), 0.702 (4)

ем инициирования служит достижение определенной плотности энергии, подводимой к частице (рис. 5,а). При этом критическая плотность энергии определяет критический запас тепла в частице. При длительном импульсе ($t_i \geq 1000t_{rel}$ [14, 17]) критерием инициирования является достижение определенной плотности мощности потока, падающего на поверхность частицы. В соответствии с результатами численных расчетов [14, 17] и выполненного выше приближенного анализа в квазистационарном режиме плотность потока определяет достигаемую температуру частицы.

Таким образом, в области малых длительностей импульса критерием инициирования может служить достижение определенного запаса тепла в очаге, в области длинных —

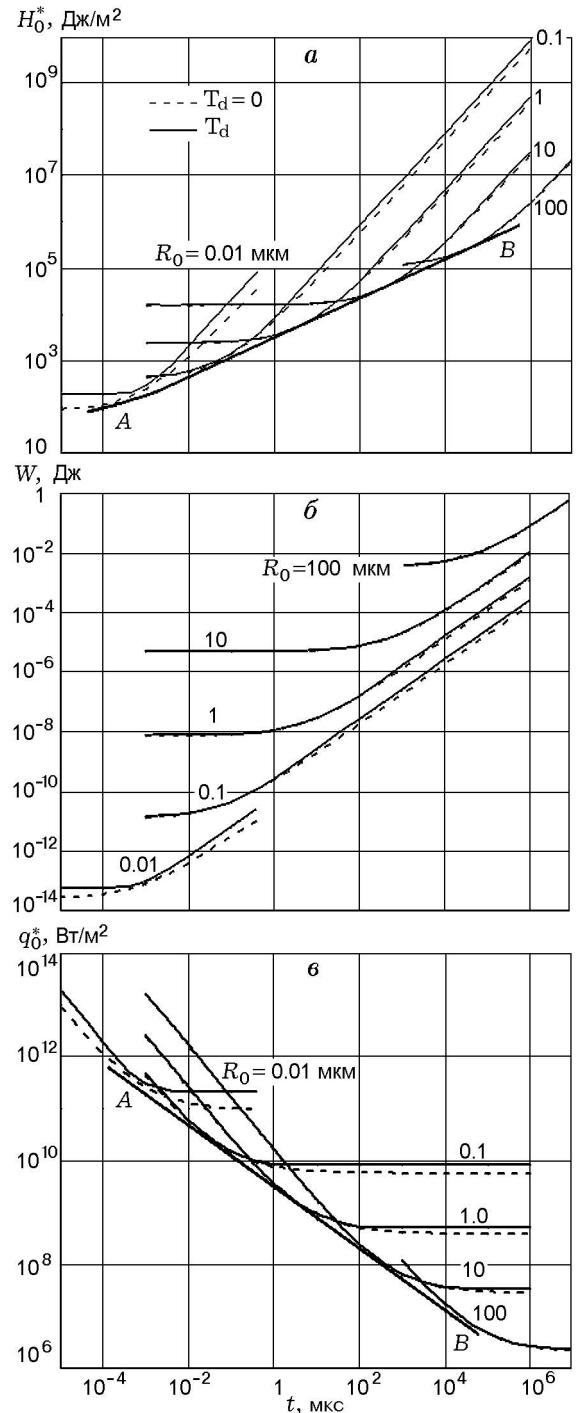


Рис. 5. Зависимости критических (пороговых) значений плотности энергии H_0^* (а), запасенной к моменту зажигания энергии W (б) и плотности мощности q_0^* (в) от длительности воздействующего импульса t_i при различных радиусах поглощающей частицы R_0 (АВ — огибающая к семейству расчетных кривых)

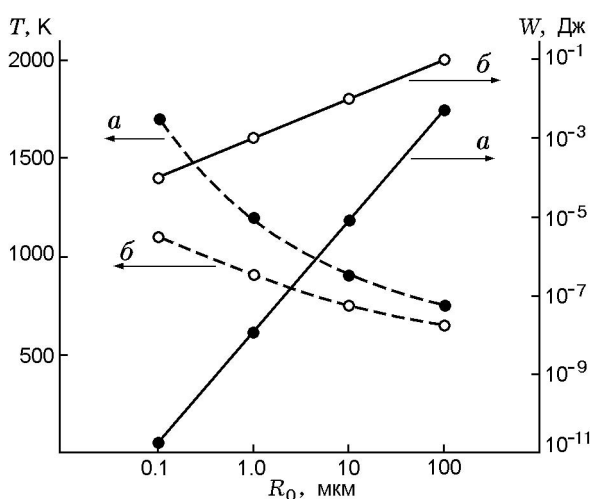


Рис. 6. Критические значения запасенной в частице энергии и значения температуры включения к концу воздействующего импульса:

кривые *a* — адиабатический ($t_i = 1$ нс), кривые *b* — квазистационарный ($t_i = 1$ с) режим нагрева

достижение критической температуры.

При наличии в РВ ансамбля частиц различных размеров ситуация другая. В адиабатических условиях нагрева ($t_i \ll t_{rel}$ для наименьшего размера включений) критический запас тепла для частиц каждого размера R_0 различен и возрастает с увеличением R_0 приблизительно пропорционально R_0^3 (рис. 6). Таким образом, чем меньше частица, тем меньше тепла необходимо для зажигания.

В то же время при длинных импульсах (квазистационарный режим нагрева) критическая температура очага не выходит на стационарное значение, а с увеличением R_0 понижается (см. рис. 6; рис. 2, кривая 4). Это, по видимому, связано с особенностями устанавливающегося температурного профиля $T(r)$ в окрестности частицы с заданной температурой T_s , который по данным [14] универсален в масштабе r/R_0 (рис. 7, *a*). Из рис. 7 видно, что ширина зоны прогрева $h_{0.5}$ (по уровню половинного спада температуры) примерно равна радиусу частицы. Это означает, что с ростом R_0 увеличивается ширина зоны прогрева, а также ее отношение к ширине зоны химической реакции $h_3(T_s)$ при температуре T_s . В этом случае условия развития зажигания становятся более благоприятными и для его реализации требуется меньшая температура очага.

Таким образом, общие критерии, опреде-

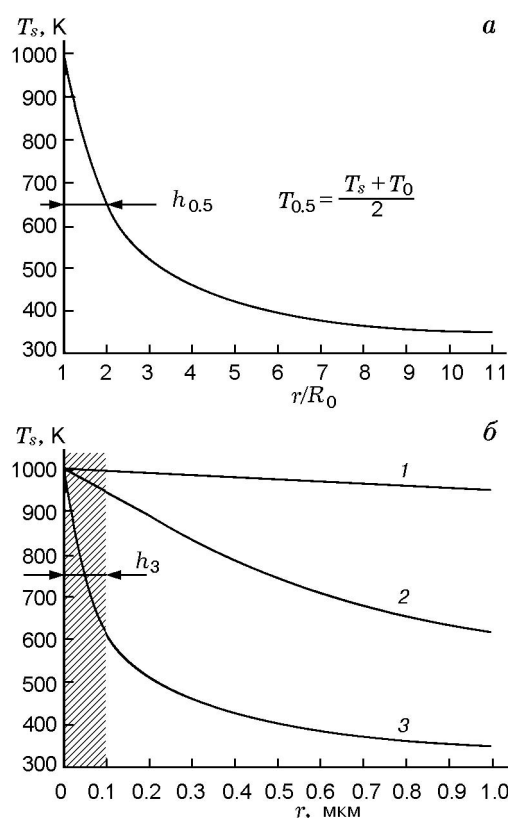


Рис. 7. Установившийся температурный профиль в аэриде свинца при прогреве от свинцовой частицы с температурой $T = 1000$ К в квазистационарном режиме:

a — универсальный профиль для всех размеров частиц, *b* — распределение температуры в реальном масштабе для частиц радиусом $R_0 = 10$ (1), 1 (2) и 0.10 мкм (3)

ляющие возможность зажигания прозрачного вещества импульсом излучения при наличии в РВ ансамбля поглощающих частиц разных размеров, в строгом смысле не просматриваются.

Действительно, огибающие к семейству кривых $H_0^*(AB)$ и $q_0^*(AB)$ (см. рис. 5, *a, b*) в рассмотренном диапазоне R_0 приближенно описываются выражениями $H_0^* = ct_i^{0.4}$ и $q_0^* = c/t_i^{0.6}$, т. е. с уменьшением t_i критическая плотность энергии H_0^* уменьшается при соответствующем уменьшении размера поджигающей частицы R_0 , который определяется точкой касания кривой семейства с огибающей при заданном t_i . При этом чем меньше t_i , тем меньше размер поджигающей («опасной») частицы и меньше необходимый для зажигания запас тепла в очаге. И здесь нет «парадокса малых частиц», на который указано в [13]. В квазиста-

ционарном режиме воздействия импульса излучения с увеличением t_i неограниченно уменьшается критическая плотность мощности потока q_0^* при соответствующем возрастании R_0 . В то же время согласно [4, 18] экспериментальные значения H_0^* и q_0^* стремятся к некоторым минимальным величинам $H_0^*(t_i \rightarrow 0)$ и $q_0^*(t_i \rightarrow \infty)$. То есть существование критериев инициирования в области коротких и длинных импульсов экспериментально подтверждается. Это позволяет предположить, что в исследуемых РВ спектр размеров частиц ограничен.

Известно [19], что в прозрачных инертных диэлектриках включения (в том числе металлические) находятся в диапазоне размеров $0.01 \div 1$ мкм и имеют универсальный вид распределения с максимумом концентрации, соответствующим определенному размеру R_0^* . При $R_0 > 2R_0^*$ концентрация резко падает, т. е. включения размером $R_0 > 2R_0^*$ практически отсутствуют. Концентрация мелких включений с уменьшением R_0 убывает не так быстро, однако сечение поглощения мелких включений ($R_0 \ll \lambda_0$, где λ_0 — длина волны излучения) меньше геометрического и пропорционально убывает с уменьшением R_0 . Нетрудно предположить, что наличие подобных включений и закономерностей их распределения характерно и для термически неустойчивых соединений типа азидов свинца и серебра, где их образование связано как с начальной нестехиометрией, так и с термическим разложением на внутренних поверхностях и дислокациях. Зависимость сечения поглощения от R_0 приводит к тому, что мелкие включения слабо нагреваются и не формируют реакционно-способного очага. Поэтому реально «опасными» с точки зрения инициирования реакции разложения являются включения с достаточно узким спектром размеров, близких к R_0^* . Приняв для азидов свинца $R_0^* \approx 0.2$ мкм и сечение поглощения равным геометрическому, можно получить достаточно хорошее согласие расчета с экспериментом (рис. 8).

На рис. 8 представлены критические плотности энергии лазерного импульса для азидов свинца, полученные численно и экспериментально. Из рисунка видно, что в области малых длительностей воздействующего импульса ($10^{-3} \div 1$ мкс) совпадение расчета с экспериментом наилучшее. В области длинных импульсов оно хуже. Возможно, это связано с влиянием соседства частиц при их большой кон-

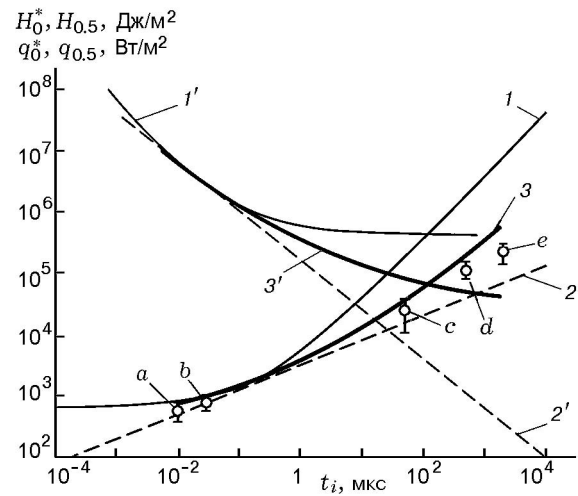


Рис. 8. Сопоставление расчетных зависимостей энергетического порога зажигания с экспериментальными:

1, 1' — соответственно расчетные зависимости $H_0^*(t_i)$ и $q_0^*(t_i)$ при нагреве частицы размером $R_0 = 0.2$ мкм; 2, 2' — расчет H_{cr} и q_{cr} для частиц с неограниченно широким спектром размеров R_0 (огнивающая АВ на рис. 5); 3, 3' — экспериментальные зависимости $H_{0.5}$ и $q_{0.5}$, полученные из данных [3, 4, 7, 18] для прессованных порошков азидов свинца с пересчетом на увеличение освещенности в объеме образца $F = 12$ [20]; экспериментальные точки $H_{0.5}$ для пластинчатых макрокристаллов азидов серебра с пересчетом на уменьшение освещенности в объеме образца $F = 0.95$: b — данные [22], a, c, d, e — результаты измерений авторов

центрации («коллективный эффект»). В данной работе математическая модель задачи не учитывает «коллективного эффекта». Однако в [21] с помощью численного анализа было показано, что «коллективный эффект» при некоторых условиях может привести к значительному снижению порога инициирования.

Обращает на себя внимание существенное различие расчетных значений порогов при учете выгорания и без него при больших длительностях воздействующего импульса и зажигания в окрестности крупных частиц, а также при всех длительностях импульса при зажигании в окрестности частиц предельно малого ($R_0 \approx 0.01$ мкм) размера. В последнем случае при $t_i \approx R_0^2/2\alpha = t_{rel}$ влияние выгорания минимально. Заметим, что t_{rel} соответствует точке касания расчетных кривых с огнивающими АВ на рис. 5, а, в. Этот результат не совсем понятен, поскольку роль выгорания определяется сочетанием трех основных факторов — темпе-

ратуры, длительности процесса и прогреваемого объема и, как показано в [16], при высокотемпературном зажигании выгорание может существенно влиять на режимы процесса. Очевидно, что при $t_i \approx t_{rel}$ это сочетание оптимально. По крайней мере, анализ зон выгорания показал, что выгоревший объем в окрестности частицы минимален при $t_i \approx t_{rel}$, однако для полного понимания физического смысла данный вопрос, по нашему мнению, требует отдельного рассмотрения.

Необходимо отметить, что предложенная тепловая микроочаговая модель зажигания сильно идеализирована и не учитывает множество факторов, например возможность фазовых переходов в тепловом очаге, зависимость теплофизических и термокинетических параметров от температуры, возможность оптического пробоя в окрестности разогретого включения, влияние давления газообразных продуктов и микроразрушений в окрестности очага на скорость химической реакции. Не рассматривается также переход горения в детонацию. Учет этих факторов может изменить количественные оценки, однако не окажет существенного влияния на качественные характеристики, закономерности и критерии зажигания:

- увеличение длительности воздействия приводит к росту критической плотности энергии и уменьшению критической плотности мощности потока излучения;
- в области очень коротких импульсов порог зажигания определяется необходимым запасом тепла в очаге, а в области длинных — достижением необходимой температуры.

Отметим также, что результаты данного исследования указывают на возможность управления чувствительностью прозрачных РВ введением поглощающих примесей определенного размера и концентрации.

ВЫВОДЫ

- Исследована динамика зажигания реакционно-способного вещества при поглощении потока излучения находящимися в веществе оптическими неоднородностями.

- Установлены выражения для критической плотности мощности потока излучения и характерной температуры зажигания в случае длинных импульсов в зависимости от радиуса

поглощающей излучение частицы, начальной температуры и формально-кинетических параметров реакционно-способного вещества.

- Численно определена зависимость критических характеристик зажигания: плотности мощности потока излучения, плотности энергии излучения и запасенной к моменту зажигания энергии от длительности импульса излучения.

- Экспериментальные результаты лазерного импульсного инициирования азидов тяжелых металлов в области прозрачности матрицы можно описать с помощью тепловой микроочаговой модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров Е. И., Вознюк А. Г. Иницирование азидов свинца лазерным излучением // Физика горения и взрыва. — 1978. — Т. 14, № 4. — С. 86–91.
2. Hagan J. T., Chaudhri M. M. Low energy laser initiation of single crystals of β -lead azide // J. of Materials Sci. — 1981. — V. 16, N 9. — P. 2457–2466.
3. Карабанов Ю. Ф., Боболев В. К. Зажигание инициирующих ВВ импульсом лазерного излучения // Докл. АН СССР. — 1981. — Т. 256, № 5. — С. 1152–1154.
4. Александров Е. И., Ципилев В. П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азидов свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 6. — С. 104–109.
5. Александров Е. И., Сидонский О. Б., Ципилев В. П. Влияние выгорания в окрестности поглощающих включений на процесс лазерного зажигания конденсированной среды // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 3. — С. 7–12.
6. Барановский А. М. К вопросу о механизме зажигания азидов свинца лазерным импульсом // Хим. физика. — 1991. — Т. 10, № 12. — С. 1715–1720.
7. Корепанов В. И., Лисицын В. М., Олешко В. И., Ципилев В. П. К вопросу о кинетике и механизме взрывного разложения азидов тяжелых металлов // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 1. — С. 106–119.
8. Ворожцова О. Б. Очаговый тепловой взрыв при воздействии импульсного излучения // Хим. физика. — 1990. — Т. 9, № 12. — С. 1639–1643.
9. Кригер В. Г., Каленский А. В. Размерный эффект при инициировании разложения азидов тяжелых металлов импульсным излучением // Хим. физика. — 1996. — Т. 15, № 3. — С. 40–47.

10. Адуев Б. П., Алукер Э. Д., Кречетов А. Г. Дивакансионная модель инициирования азидов тяжелых металлов // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 2. — С. 94–99.
11. Ханефт А. В. Гетерогенно-цепной механизм инициирования азидов свинца лазерным импульсом в области прозрачности кристалла // Хим. физика. — 2004. — Т. 23, № 5. — С. 55–61.
12. Кригер В. Г., Каленский А. В., Звеков А. А. Тепловая микроочаговая модель инициирования взрывчатых веществ импульсом излучения // Современные проблемы химической и радиационной физики. — М.: ОИХФ РАН, 2009. — С. 322–325.
13. Ассовский И. Г. Физика горения и внутренняя баллистика. — М.: Наука, 2005.
14. Морозова Е. Ю., Ципилев В. П., Буркина Р. С. К вопросу создания тепловых реакционноспособных микроочагов в прозрачных ВВ при облучении лазерным импульсом // Материалы конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». — Томск: Том. гос. ун-т, 2008. — С. 155–156.
15. Буркина Р. С., Микова Е. А. Условия зажигания конденсированного вещества горячим инертным включением // Тез. докл. междунар. конф. «Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике». — Новосибирск: Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 2005. — С. 113–114.
16. Буркина Р. С., Микова Е. А. Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей частицей с конечным запасом тепла // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 2. — С. 40–47.
17. Буркина Р. С., Морозова Е. Ю., Ципилев В. П. О роли поглощающих включений различных размеров в процессе инициирования АТМ лазерным импульсом // Тез. докл. XIV симп. по горению и взрыву. — Черноголовка: ИФПМ РАН, 2008. — С. 232.
18. Медведев В. В., Ципилев В. П. Особенности лазерного инициирования прессованных и насыпных порошков азидов свинца // Энергетические конденсированные системы. — Черноголовка, 2006. — С. 252–253.
19. Виноградов А. В., Трибельский М. И. Роль коллоидных частиц в оптическом пробое щелочно-галлоидных кристаллов // Письма в ЖТФ. — 1979. — Т. 5, № 10. — С. 595–598.
20. Александров Е. И., Ципилев В. П. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // Изв. вузов. Физика. — 1988. — № 10. — С. 23–29.
21. Буркина Р. С., Медведев В. В., Микова Е. А., Ципилев В. П. Проявление коллективного эффекта оптических неоднородностей на создание очагов зажигания при воздействии мощного радиационного импульса // Изв. вузов. Физика. — 2009. — № 8/2. — С. 272–275.
22. Кригер В. Г., Ципилев В. П., Каленский А. В., Звеков А. А. Взрывное разложение монокристаллов азидов серебра при различных диаметрах зоны облучения // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 6. — С. 105–107.

Поступила в редакцию 6/VIII 2010 г.