

УДК 536.46

## ЗАЖИГАНИЕ И ГАШЕНИЕ ГОМОГЕННЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ СВЕТОВЫМ ИМПУЛЬСОМ

Л. К. Гусаченко<sup>1</sup>, В. Е. Зарко<sup>1</sup>, А. Д. Рычков<sup>2</sup><sup>1</sup>Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск, gusachen@kinetics.nsc.ru<sup>2</sup>Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090 Новосибирск

С целью качественного моделирования результатов экспериментов по зажиганию и гашению энергетических материалов световым импульсом проведены численные расчеты с использованием модели нестационарного горения плавящихся энергетических материалов. Для обеспечения устойчивости режимов самоподдерживающегося горения после прекращения облучения были специально подобраны параметры модельного состава, соответствующие режиму горения с ведущей ролью газовой фазы. В координатах «амплитуда потока излучения — время облучения» получена область устойчивого зажигания для составов с различной прозрачностью при трех формах поджигающего импульса: прямоугольной, линейно убывающей до нуля и экспоненциально убывающей. Рассчитаны также условия гашения стационарно горящего состава прямоугольным световым импульсом.

Ключевые слова: энергетический материал, зажигание и гашение, световой импульс.

Зажигание энергетического материала (ЭМ) световым импульсом имеет важные практические приложения, как и лазерное инициирование взрывчатых веществ. При этом под зажиганием подразумевается выход на режим стационарного самоподдерживающегося горения после прекращения облучения вещества. Экспериментальное исследование этого явления достаточно сложно в техническом исполнении, и потому в доступной литературе количество опытных данных ограничено. В связи с этим представляется актуальным теоретическое исследование названного явления для проверки моделей горения ЭМ: если модель воспроизводит наблюдаемые в лабораторных экспериментах тонкие характерные детали нестационарного процесса, это служит серьезным аргументом в пользу ее работоспособности.

В экспериментах, выполненных в 1970–1980-х годах, было надежно установлено, что при зажигании ЭМ импульсом излучения конечной длительности может реализовываться ситуация, когда после резкого прекращения достаточно интенсивного облучения происходит погасание воспламенившегося вещества. В этом случае возникает

вопрос об устойчивости переходного процесса от воспламенения при действии потока излучения  $q(t)$  к самоподдерживающемуся горению ЭМ ( $q = 0$ ) при данном давлении. Различные аспекты устойчивости процесса зажигания обсуждались в [1–4] для различных типов ЭМ. В частности, в экспериментах [1] с баллиститными составами Н и Н + 1 % сажи при атмосферном давлении показано, что при действии постоянного потока излучения  $q_0$  в течение заданного промежутка времени  $t_e$  реализуется область («полуостров») устойчивого зажигания (рис. 1, а). Предельные значения потока излучения, при превышении которых не удается достичь устойчивого зажигания при нулевой «передержке» потока после возникновения вспышки в газовой фазе, для составов Н и Н + 1 % сажи равны  $\approx 300$  и  $\approx 100$  кВт/м<sup>2</sup>. Вертикальные асимптоты верхней границы «полуострова» (пунктирные линии на рис. 1, а) были найдены в специальных экспериментах с большим временем воздействия излучения, когда процесс выходил на режим стационарной газификации. Кроме того, в [1] приведены результаты опытов по воздействию постоянного импульсного потока облучения на стационарный режим самоподдерживающегося (без облучения) горения в течение времени  $\Delta t$  с резким сбросом потока до нуля. В координатах  $q_0, \Delta t$  получена граница гашения таким

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 10-03-00118-а).

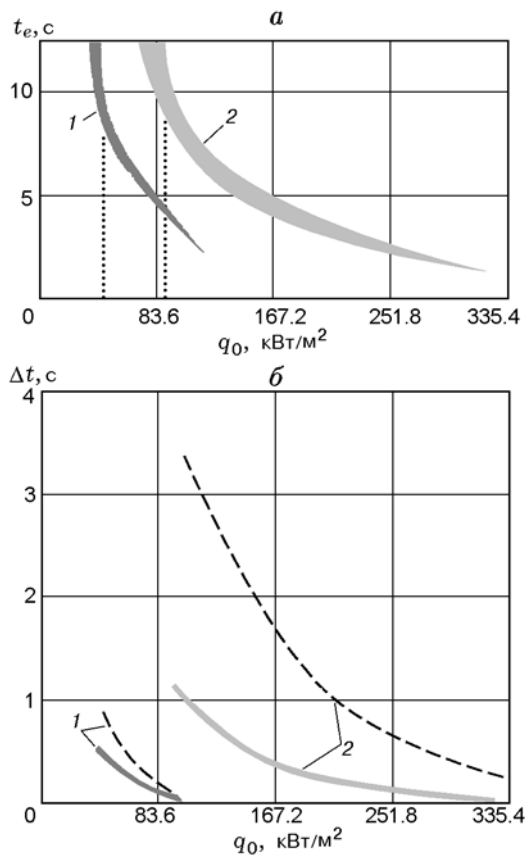


Рис. 1. Данные экспериментов [1]:

*a*: 1 — «полуостров» устойчивого зажигания состава H + 1 % сажи, 2 — состава H; пунктирные линии — асимптоты верхней границы «полуострова»; *b* — границы гашения стационарно горящих составов прямоугольным импульсом излучения (сплошные линии 1, 2), штриховые линии 1, 2 получены из данных рис. 1, *a*; величина  $\Delta t$  соответствует «времени передержки» зажигания при фиксированном значении  $q_0$

импульсом, представленная на рис. 1, *b* для каждого состава (сплошные линии). Там же приведены данные по «передержкам» потока излучения при зажигании, пересчитанные по данным рис. 1, *a* (пунктирные линии). Видно, что эти «передержки» больше, чем в случае действия импульса излучения на стационарно горящий состав, что обусловлено большим запасом тепла при зажигании относительно слабыми потоками излучения. Как найдено в работе [1], предельные значения поджигающих и гасящих потоков излучения составляют приблизительно 30 % потока тепла на поверхности самостоятельно горящего при атмосферном давлении состава.

Следует отметить серьезные технические

трудности получения детальных экспериментальных данных по устойчивости процессов зажигания. Анализ экспериментов обычно проводится на основе допущения о постоянстве потока излучения, действующего на поверхность ЭМ. В действительности же при нагреве образца ЭМ его оптические характеристики могут существенно меняться, в том числе коэффициенты отражения и поглощения излучения, что обусловлено образованием в приповерхностном слое газовых включений — продуктов реакций в конденсированной фазе. Кроме того, поток излучения может ослабляться в газовой фазе за счет рассеяния и поглощения на аэрозольных частицах — продуктах испарения и разложения исходного ЭМ. Перечисленные трудности обуславливают интерес к теоретическому исследованию устойчивости зажигания на современном уровне, с описанием химических превращений как в конденсированной, так и в газовой фазе. Ниже изложены результаты такого исследования, выполненного на основе использования нестационарной модели горения ЭМ [5, 6], включающей одну глобальную химическую реакцию в конденсированной фазе и две глобальные химические реакции в газовой фазе.

В работе использована одномерная нестационарная модель горения [5, 6], которая позволяет учитывать в конденсированной фазе теплопроводность, плавление, две параллельные реакции первого порядка (с мгновенным выводом газообразных продуктов в газовую фазу), соотношение Клаузиуса — Клапейрона на поверхности, в газовой фазе — теплопередачу, диффузию и две последовательные реакции. Лучистый тепловой поток  $q(t)$  падает на плоскую поверхность вещества и поглощается в глубине по закону Бугера с коэффициентом поглощения  $\alpha$ . Соответствующая объемная плотность тепловыделения дается выражением  $q(t)\alpha \exp(-\alpha x)$ . Предусмотрена также описанная в [6] возможность учета «замутнения» ЭМ неоднородностями от подповерхностных реакций, в этом случае плотность тепловыделения определяется по формуле

$$q(t)\alpha(1 + A(1 - Y_c(x, t))) \times \exp \left[ -\alpha \left( x + A \int_0^x (1 - Y_c(x, t)) dx \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь  $\alpha$  — коэффициент поглощения прозрачного (при  $A = 0$ ) вещества,  $A$  — эмпириче-

ская константа,  $1 - Y_c(x, t)$  — массовая доля разложившегося вещества. Расчеты проведены для относительно непрозрачного ЭМ с  $\alpha = 100\,000\text{ м}^{-1}$  (толщина зоны поглощения  $1/\alpha = 0.01\text{ мм}$ ), а также для прозрачных ЭМ с  $\alpha = 11\,500$  и  $1\,500\text{ м}^{-1}$  ( $1/\alpha = 0.087$  и  $0.67\text{ мм}$  соответственно). Последние два значения  $\alpha$  согласно [7] соответствуют использованным в [1] составам Н + 1 % сажи и Н. Параметр  $A$  принимаем очень большим ( $A = 10^6$ ), что обеспечивает исчезновение прозрачности в режиме, когда облучение продолжается после начала газификации или горения. Это соответствует предполагаемой ситуации, когда после начала газификации или горения на поверхности ЭМ появляется непрозрачный углеродистый слой. Газовая фаза предполагается абсолютно прозрачной.

Давление принято атмосферным, начальная температура  $300\text{ К}$ . Теплотой плавления в этих расчетах пренебрегаем, для твердой и жидкой фаз коэффициент теплопроводности, теплоемкость и плотность приняты одинаковыми:  $\lambda = 0.00023\text{ кВт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ,  $c = 1.256\text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ ,  $\rho = 1\,720\text{ кг}/\text{м}^3$ . Молярные массы пара и продуктов разложения  $227$  и  $35\text{ кг}/\text{кмоль}$ . Расчеты параметров исходного пара и продукта реакции для определения коэффициентов диффузии, теплопроводности и теплоемкости в газовой фазе проведены в [6] по формулам Анфимова, Уилке, Мейсона и Саксены. Тепловой эффект испарения  $L = 400\text{ кДж}/\text{кг}$  и температура кипения при атмосферном давлении  $T_b = 575\text{ К}$  подобраны так, чтобы расчет стационарного режима при атмосферном давлении давал температуру поверхности  $\approx 513\text{ К}$ , что соответствует данным [8–10] для состава Н.

Кинетические константы реакций горения подбирали из условия совпадения расчетных данных с измерениями [1, 10]. Для согласования с [10] требуется получить максимальную температуру  $\approx 1\,500\text{ К}$  (достаточно высокая термодинамически равновесная температура не реализуется из-за удаленности или отсутствия зоны догорания). В конденсированной фазе для простоты решения взята одна глобальная реакция. Ее тепловой эффект легко рассчитать по максимальной температуре:  $Q_c \approx 1\,700\text{ кДж}/\text{кг}$ . Согласно закону Гесса единственная газовая реакция должна иметь тепловой эффект  $Q_g = Q_c + L = 2\,100\text{ кДж}/\text{кг}$ . Кроме того, нужно получить в стационарном

режиме скорость горения  $u \approx 0.6\text{ мм}/\text{с}$  и очень широкую (не менее  $0.5\text{ мм}$ ) зону прогрева в газовой фазе, а для согласования с [1] — получить похожие нестационарные эффекты. Низкая максимальная температура и широкая зона прогрева в газовой фазе обеспечивают малый кондуктивный тепловой поток из газа на поверхность. В таких условиях получить заданную скорость  $0.6\text{ мм}/\text{с}$  стационарного самостоятельного горения можно только при достаточно интенсивном подповерхностном тепловыделении  $Q_c(1 - Y_{c,s})$  за счет реакций. Здесь  $1 - Y_{c,s}$  — массовая доля разложения, достигаемая на поверхности. В [11–15] показано, что при  $Q_c(1 - Y_{c,s}) > c(T_s - T_0)$ , когда под поверхностью за счет тепловыделения от реакций образуется избыток тепла, внутри конденсированной фазы возникает температурный максимум. При этом горение становится неустойчивым и неодномерным\*. В итоге оказались неудачными наши попытки подобрать кинетику реакций в конденсированной и газовой фазах для получения значения  $u = 0.6\text{ мм}/\text{с}$  при низкой максимальной температуре и широкой зоне прогрева в газовой фазе.

Таким образом, из двух заявленных выше целей приходится отказаться от подбора параметров для адекватного реальности математического моделирования процесса горения конкретного состава Н и сосредоточиться на одной, а именно на воспроизведении эффектов, полученных в экспериментах [1], в модели, соответствующей несколько иному составу, и на выяснении физического смысла упомянутых эффектов. Скорость газовых реакций в модели пришлось увеличить до значения, обеспечивающего стационарное горение. Принята следующая кинетика: в конденсированной фазе учтена глобальная реакция первого порядка с предэкспонентом  $A_c = 10^{19}\text{ с}^{-1}$  и энергией активации  $E_c = 200\,000\text{ Дж}/\text{моль}$ ; в газовой фазе рассмотрена также единственная глобальная реакция первого порядка с соответствующими коэффициентами  $A_g = 10^{10}$ ,

\* Если верить опубликованным термодинамическим измерениям, такая ситуация характерна практически для всех известных гомогенных (и квазигомогенных) составов и в ракетном диапазоне давлений. М. Бекстед [16] сомневается в достоверности результатов термодинамических измерений, особенно при повышенных давлениях. Действительно, обоснование термодинамической методики сталкивается с серьезными трудностями, но при атмосферном давлении результаты, полученные микротермометрами, представляются правдоподобными.

$E_g = 100\,000$  Дж/моль. Проведенные расчеты показали, что с таким набором параметров в стационарном горении ведущая роль принадлежит газовой фазе. Сколь угодно заметное разложение конденсированной фазы (тем большее, чем прозрачнее ЭМ) достигалось только на стадии зажигания.

При внешнем нагреве поверхности, по мере того как ее температура приближается к температуре кипения  $T_s$ , на ней происходит испарение с тепловым эффектом  $L$  и фронт испарения начинает распространяться по веществу со скоростью  $u(t)$ , подлежащей определению.

Для приведенного выше набора параметров стационарная скорость самостоятельного горения  $u$  равна  $0.6$  мм/с, тепловой поток от поверхности в ЭМ  $q_{c,st} \approx 330$  кВт/м<sup>2</sup>, толщина прогретого слоя конденсированной фазы  $\varkappa/u \approx 0.17$  мм и характерное время его перестройки  $\Delta t_{st} = \varkappa/u^2 \approx 0.28$  с, где  $\varkappa = \lambda/c\rho \approx 0.001$  см<sup>2</sup>/с — температуропроводность конденсированной фазы. Заметим, что в наших расчетах аналогичное характерное время перестройки газовой фазы по меньшей мере на порядок короче.

Для демонстрации влияния формы импульса потока излучения рассмотрим нагрев ЭМ потоком с интенсивностью излучения  $q(t) = \text{const} = q_0$  в течение времени нагрева  $t_h$  (рис. 2) или в виде линейно убывающей зависимости  $q(t) = \max\{q_0(1 - t/t_e), 0\}$  (рис. 3, 4) и экспоненциально убывающей зависимости  $q(t) = q_0 \exp(-t/t_e)$  (рис. 5). Расчеты выполнены при значениях коэффициента поглощения  $\alpha = 100\,000$ ,  $11\,500$  и  $1\,500$  м<sup>-1</sup>. Устойчивое зажигание реализуется внутри областей 1–3 ( $\alpha = 100\,000$ ,  $11\,500$ ,  $1\,500$  м<sup>-1</sup> соответственно), которые могут частично накладываться друг на друга. Левая нижняя граница области зажигания, включая «вырожденную» линию, соответствует началу интенсивного газообразования при приближении температуры поверхности к температуре кипения. За верхней границей развивается неустойчивость и происходит погасание. На рис. 2, 3, 5 штриховыми линиями показано начало интенсивного газообразования, полученное приближенным аналитическим решением (достижение поверхностью температуры, близкой к температуре кипения).

Следует отметить, что в экспериментах [1], с которыми имеет смысл сравнивать результаты расчетов, импульс излучения был не

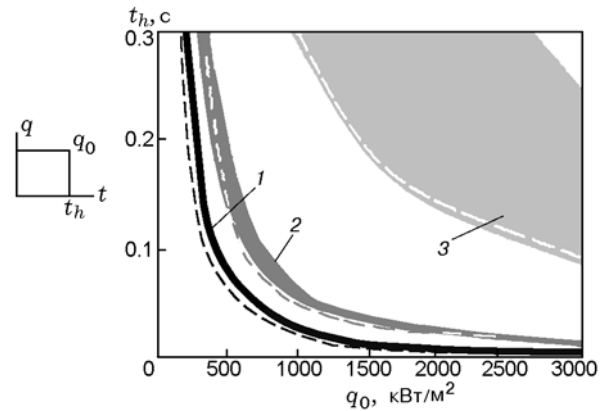


Рис. 2. Области устойчивости зажигания прямоугольным импульсом потока излучения:

1 —  $\alpha = 100\,000$  м<sup>-1</sup>, 2 —  $\alpha = 11\,500$  м<sup>-1</sup>, 3 —  $\alpha = 1\,500$  м<sup>-1</sup>; штриховые линии — данные приближенного расчета

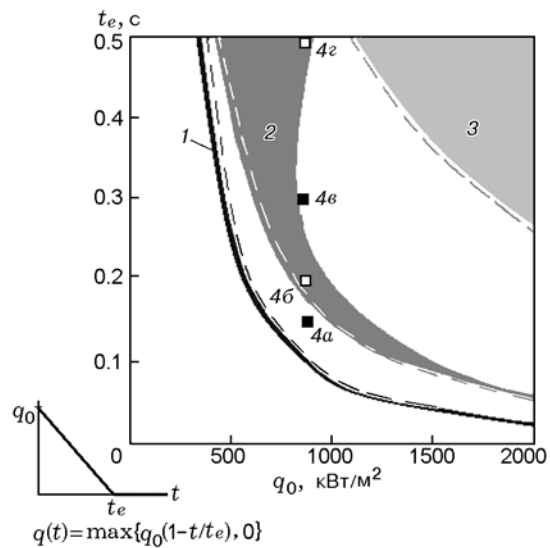


Рис. 3. Области устойчивого зажигания треугольным импульсом потока излучения с линейно убывающей амплитудой:

1 —  $\alpha = 100\,000$  м<sup>-1</sup>, 2 —  $\alpha = 11\,500$  м<sup>-1</sup>, 3 —  $\alpha = 1\,500$  м<sup>-1</sup>; квадраты 4a–4g соответствуют значениям  $q_0$  и  $t_e$ , для которых проведены детальные расчеты (см. ниже рис. 4, а–г); штриховые линии — данные приближенного расчета

строго прямоугольным, а в форме трапеции. Сброс потока происходил не мгновенно, а с линейным убыванием во времени в течение  $0.03$  с. Эта величина во много раз меньше как использованных в [1] времен экспозиции (секунды), так и характерного времени перестройки прогретого слоя  $\Delta t_{st} = \varkappa/u^2 \approx 0.28$  с. Специаль-

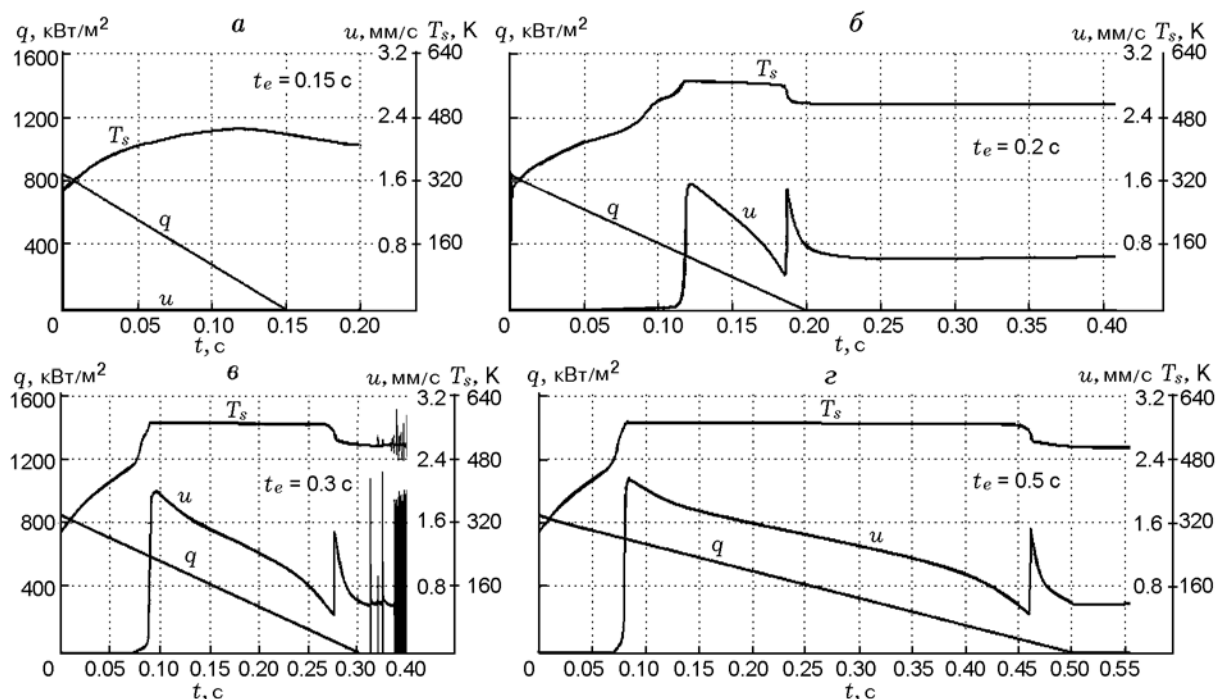


Рис. 4. Временные диаграммы зажигания линейно убывающим потоком излучения ( $q_0 = 850 \text{ кВт/м}^2$ )

ные расчеты по нашей модели, выполненные при гораздо меньших временах экспозиции, но при таком же соотношении времен сброса и экспозиции, показали, что результаты расчетов не зависят от величины времени сброса. Поэтому, полагаем, есть основания для качественного сравнения результатов наших расчетов для прямоугольного импульса с данными опытов [1]. Количественное сравнение затруднено в настоящее время отсутствием математического моделирования горения ЭМ с достаточно большим тепловыделением в конденсированной фазе, которое реализуется при горении современных ЭМ.

Результаты расчетов по зажиганию прямоугольным импульсом излучения, показанные на рис. 2, качественно хорошо согласуются с экспериментальными данными [1–3] (см. также рис. 1). Видно, что при  $\alpha = 11500 \text{ м}^{-1}$  существует предельный поток излучения, выше которого устойчивое зажигание фактически не реализуется при любой предельно короткой длительности «передержки» потока излучения. Видна также заметная зависимость границ «передержки» от величины потока и прозрачности ЭМ.

Анализ результатов расчетов зажигания

треугольным импульсом излучения обнаруживает качественную особенность, связанную с двужаночностью верхней границы устойчивого зажигания (см. рис. 3). Так, например, при начальном потоке излучения  $q_0 = 850 \text{ кВт/м}^2$  реализуется устойчивый переход к самоподдерживающемуся горению при  $t_e = 0.18 \div 0.23 \text{ с}$ , затем неустойчивый переход при  $t_e = 0.25 \div 0.40 \text{ с}$  и далее вновь устойчивый переход при  $t_e > 0.4 \text{ с}$ .

Для понимания дальнейшего изложения необходимо подчеркнуть принципиальное отличие построения диаграмм устойчивости зажигания на рис. 2 и 3. В случае прямоугольной формы импульса излучения (см. рис. 2) вертикальная координата на диаграмме соответствует текущему времени, поэтому после достижения границы газификации (нижняя кривая) начинается отсчет времени «передержки» зажигания. В случае треугольной формы импульса излучения (см. рис. 3) вертикальная координата соответствует значению характеристического времени  $t_e$ , определяющему темп уменьшения во времени потока излучения ( $-dq/dt = q_0/t_e$ ). Таким образом, любой вертикальный отрезок внутри «полуострова» устойчивого зажигания на рис. 3 соответствует не

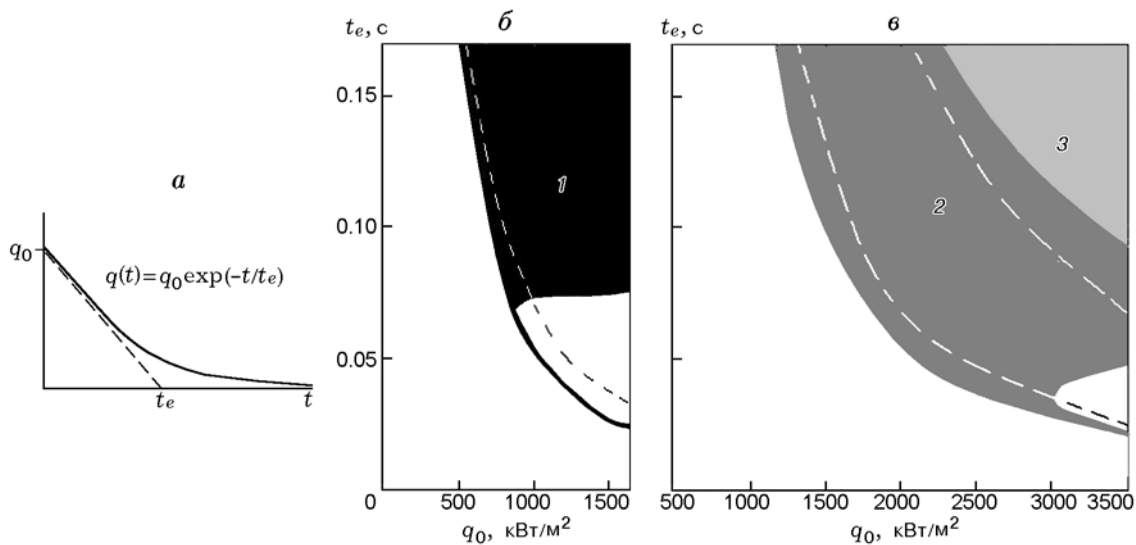


Рис. 5. Области устойчивого зажигания (а) экспоненциально убывающим потоком излучения: б —  $\alpha = 100\,000\text{ м}^{-1}$ , в —  $\alpha = 11\,500\text{ м}^{-1}$  (область 2), штриховые линии — данные приближенного расчета

времени «передержки» при данном потоке излучения, а разнице характеристических времен  $t_e$ , при которых достигается или не достигается устойчивое зажигание ЭМ.

Рассмотрим для примера результаты расчетов при  $\alpha = 11\,500\text{ м}^{-1}$ ,  $q_0 = 850\text{ кВт/м}^2$  (см. рис. 4), соответствующие значениям, обозначенным квадратами на рис. 3. Видно, что в случае  $t_e = 0.15\text{ с}$  (рис. 4,а) интенсивность нагрева для зажигания недостаточна, и в момент прекращения облучения не начинается интенсивная газификация. При  $t_e = 0.2\text{ с}$  (рис. 4,б) реализуется устойчивое зажигание, а при  $t_e = 0.3\text{ с}$  (рис. 4,в) развивается неустойчивость, приводящая к погасанию. При  $t_e = 0.5\text{ с}$  (рис. 4,г) вновь реализуется устойчивое зажигание. Появление загиба верхней границы вправо на диаграмме устойчивости зажигания (см. рис. 3) имеет простой физический смысл: при действии достаточно длинного по времени треугольного импульса излучения естественным образом реализуется переход к режиму самоподдерживающегося горения. Погасание же при характеристических временах  $t_e = 0.25 \div 0.40\text{ с}$  объясняется тем, что некоторое время до момента  $t_e$  происходит газификация, запас тепла в прогретом слое убывает и в критический для треугольного импульса момент  $t = t_e$  он может оказаться меньше необходимого для перехода к самостоятельному горению.

Здесь уместно прокомментировать показанное на рис. 4,б-г поведение температуры поверхности  $T_s$  и скорости ее распространения. В процессе нагрева  $T_s$  приближается к температуре кипения, а далее в соответствии с соотношением Клаузиуса — Клапейрона остается практически постоянной. При этом нулевая до того скорость движения поверхности  $u$  почти скачком возрастает и затем постепенно убывает. Не показанные на рис. 4 данные расчета профилей концентрации и температуры газа свидетельствуют, что происходит только газификация ЭМ, газовое пламя потоком пара снесено далеко за пределы расчетной области. С уменьшением  $q(t)$  скорость сноса реагентов ослабевает, газовое пламя приближается к поверхности ЭМ и затем стабилизируется либо гаснет от неустойчивости. При этом концентрация пара у поверхности заметно снижается, так что значения  $T_s$ , согласно соотношению Клаузиуса — Клапейрона, резко переходят на более низкий уровень.

Упомянутая выше качественная особенность поведения верхней границы устойчивого зажигания еще более явно проявляется при действии потока излучения с экспоненциально падающей во времени интенсивностью (см. рис. 5).

На рис. 5,б изображена область устойчивого зажигания образца с сильным поглощением излучения ( $\alpha = 100\,000\text{ м}^{-1}$ ). Видно, что при

потоках ниже критического ( $q^* = 950 \text{ кВт/м}^2$ ) зажигание устойчиво при любых характеристических временах  $t_e$ , превышающих значение, соответствующее достижению границы газификации. Отметим, что величина  $t_e$  характеризует скорость уменьшения потока во времени,  $1/t_e = -d \ln q/dt$ .

В случае  $q > q^*$  при определенном значении  $t_e$  реализуется граница газификации, однако при этом и более высоких характеристических временах не происходит устойчивого зажигания. При последующем увеличении параметра  $t_e$  (понижении скорости уменьшения потока во времени) реализуется граница устойчивости зажигания (например, при  $t_e = 0.07$  и  $q_0 = 2000 \text{ кВт/м}^2$ ). Область устойчивого зажигания становится значительно шире при увеличении прозрачности ЭМ, как это следует из сравнения диаграмм на рис. 5,б и 5,в ( $\alpha = 100\,000 \text{ м}^{-1}$  и  $\alpha = 11\,500 \text{ м}^{-1}$ ). При  $\alpha = 1500 \text{ м}^{-1}$  эта область выходит за рамки рис. 5,в.

Из приведенных результатов расчетов видно, что форма кривой изменения потока излучения во времени играет существенную роль в обеспечении устойчивости перехода от воспламенения к самоподдерживающемуся горению. В частности, наименьшей устойчивости процесса зажигания соответствует прямоугольная, а наибольшей — экспоненциальная зависимость потока излучения от времени. Это обусловлено тем, что для устойчивости переходного процесса необходимо, чтобы скачки амплитуды потока излучения и ее производной в момент окончания действия импульса были минимальными. Экспоненциальная форма импульса излучения оказывается в этом случае наиболее благоприятной.

Линию начала интенсивного газообразования приближенно можно получить из решения «инертной» задачи для температуры поверхности. Вид этого решения  $T_s(t) = T_0 + (q_0/\alpha\lambda)f(t/t_1)$ ,  $t_1 = c\rho/\lambda\alpha^2$ , указывает на связь между величиной лучистого теплового потока и временем  $t_g$  достижения температурой поверхности  $T_s$  температуры горения  $T_b$ :

$$q_0 = \alpha\lambda \frac{T_b - T_0}{f(t_g/t_1)}.$$

При нагреве постоянным потоком  $q = q_0$

$$f(x) = \exp(x) \operatorname{erfc}(\sqrt{x}) - 1 + 2\sqrt{x/\pi},$$

при нагреве линейно убывающим потоком  $q(t) = \max\{q_0(1 - t/t_e), 0\}$  при  $t < t_e$

$$f(x) = (1 - t_1/t_e)(\exp(x) \operatorname{erfc}(\sqrt{x}) - 1 + 2\sqrt{x/\pi}) + (t_1/t_e)(x - 4x^{3/2}/3\sqrt{\pi}),$$

а при нагреве экспоненциально убывающим потоком  $q(t) = q_0 \exp(-t/t_e)$

$$f(x) = \left\{ \exp(x) \operatorname{erfc}(\sqrt{x}) - \left[ 1 - \int_0^x \exp\left(\frac{zt_1}{t_e}\right) \frac{dz}{\sqrt{\pi z}} \right] \times \exp\left(-\frac{xt_1}{t_e}\right) \right\} / \left(1 + \frac{t_1}{t_e}\right).$$

Для упрощения в расчетах принято, что при нагреве постоянным и линейно убывающим потоками излучения интенсивное газообразование начинается в момент  $t_e$  окончания импульса облучения. При нагреве экспоненциально убывающим потоком нет четко выраженного конца импульса. Температура поверхности инертного тела с ростом времени проходит через максимум, и соответственно в качестве значения  $t_e$  при фиксированном  $q_0$  принято такое, при котором упомянутый максимум достигает значения  $T_b$ . Несовпадение на рис. 2, 3, 5 рассчитанной таким образом линии начала интенсивного газообразования (штриховая линия) с численным счетом связано с тем, что газификация начинается не скачком, а постепенно, при приближении к температуре кипения. При этом тепловыделение от подповерхностных реакций и начинающееся движение поверхности разнонаправленно влияют на время начала интенсивного газообразования. Чтобы получить показанное на рис. 2, 3, 5 достаточно удовлетворительное согласие результатов численного счета и аналитической оценки, в последней к функции  $f$  пришлось добавить множители 0.625, 0.54 и 0.35 для прямоугольной, треугольной и экспоненциальной форм импульса соответственно.

В некоторых случаях представляет интерес информация об энергетически минимальном световом импульсе  $q_0 \Delta t$ , достаточном для гашения ЭМ. Для ЭМ с указанными выше кинетическими параметрами рассчитаны границы погасания. В этой серии расчетов после зажигания (с произвольным законом  $q(t)$ ) вначале устанавливался стационарный режим самостоятельного горения, после чего в течение

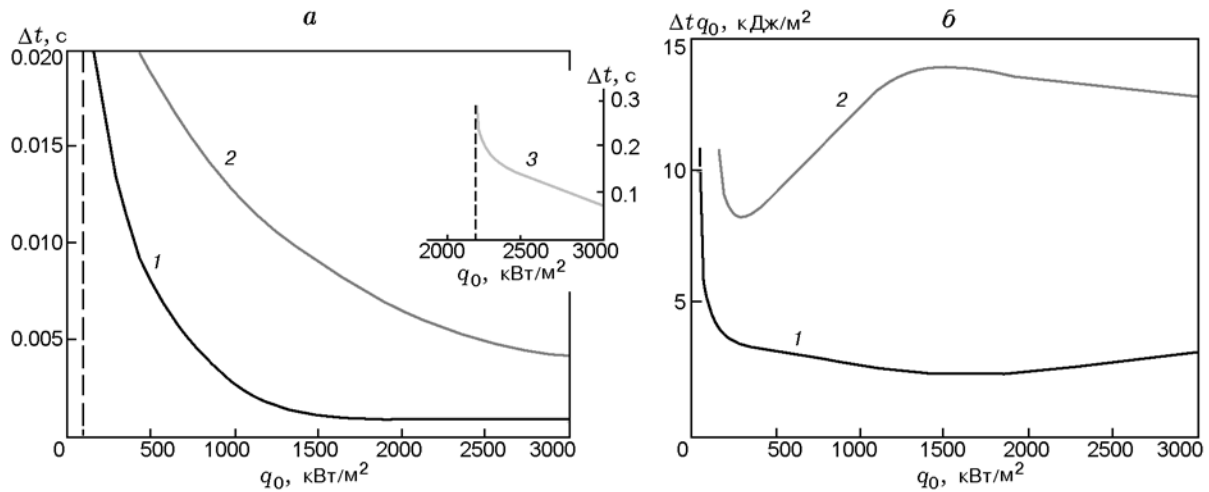


Рис. 6. Границы гашения прямоугольным импульсом излучения: линии 1–3 соответствуют ЭМ с  $\alpha = 100\,000$ ,  $11\,500$  и  $1\,500\text{ м}^{-1}$

времени  $\Delta t$  осуществлялось воздействие прямоугольного импульса потока излучения. Затем происходило погасание ЭМ либо выход на стационарный режим горения. Кривые погасания показаны на рис. 6. При их пересечении снизу вверх реализуется режим погасания. На рис. 6, б из-за слишком сильной зависимости от прозрачности линия 3 не вошла в поле рисунка, а на рис. 6, а она показана на врезке с измененным масштабом. Причина (механизм) гашения импульсом при достижении линий 1–3 на рис. 6 та же, что и при достижении верхней границы области устойчивого зажигания на рис. 1, 2: запас тепла в конденсированной фазе горящего под облучением ЭМ оказывается значительно меньше, чем в стационарной волне самоподдерживающегося горения, и это обуславливает погасание.

Рис. 6, б демонстрирует существование энергетического минимума для гашения ЭМ импульсом излучения, который наглядно проявляется на кривой 2. В настоящее время нет сведений о практическом применении способа гашения световым импульсом. Но полученная расчетом по математической модели граница при сравнении с экспериментом может дать сведения об эффективных значениях некоторых параметров ЭМ и этим сделать модель горения исследуемого состава более обоснованной.

Использованная модель с набором параметров, обеспечивающим ведущую роль газовой фазы, применительно к зажиганию ЭМ прямоугольным световым импульсом дает в координатах «световой поток — время его воз-

действия» область зажигания («полуостров»), аналогичную полученной в экспериментах [1–3]. Качественное совпадение с результатами [1] получено также для зависимости положения упомянутого «полуострова» от прозрачности ЭМ и для данных по гашению стационарно горящего ЭМ прямоугольным световым импульсом. Поскольку в опытах [1] с большой вероятностью был реализован режим горения с ведущей ролью конденсированной фазы, можно ожидать пригодность полученной качественной картины процесса для широкого круга ЭМ.

Результаты расчетов с линейно убывающей до нуля и с экспоненциально убывающей формой импульса потока излучения подчеркивают существенную зависимость устойчивости переходных процессов при зажигании от крутизны спада амплитуды потока излучения. На их основе можно сформулировать практические рекомендации по обеспечению устойчивого перехода к самостоятельному горению, в числе которых — исключение слишком резкого прекращения действия теплового импульса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Михеев В. Ф., Левашов Ю. В. Экспериментальное изучение критических условий при зажигании и горении порохов // Физика горения и взрыва. — 1973. — Т. 9, № 4. — С. 506–510.
2. De Luca L., Caveny L. H., Ohlemiller T. J., Summerfield M. Radiative ignition of double base propellants: ii. Preignition events and source effects // AIAA Journal. — 1976. — V. 14. — P. 1111–1117.



3. **Narayana M., Saito T., Iwama A.** Ignition of composite solid propellant at subatmospheric pressures // *Combust. and Flame.* — 1983. — V. 52. — P. 81–89.
4. **Zarko V. E.** Ignition of energetic materials // *Modelling and performance prediction in rockets and guns* / S. R. Chakravarthy, S. Krishnan (Eds). — Chennai, Madras, India, 1998. — Ch. 6. — P. 197–224.
5. **Zarko V. E., Gusachenko L. K., Rychkov A. D.** The effect of phase transitions on combustion stability of melted energetic materials // *Combustion and Detonation: Proc. of 28th Intern. Annu. Conf. of ICT, 1997, Karlsruhe, FRG.* — P. 16.1–16.13.
6. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Ивания С. П., Рычков А. Д.** Расчет отклика газифицирующегося энергетического материала на действие монохроматического излучения // *Физика горения и взрыва.* — 2011. — Т. 47, № 1. — С. 30–41.
7. **Симоненко В. Н.** Спектральная прозрачность двухосновных порохов // *Физика горения и взрыва.* — 1980. — Т. 16, № 3. — С. 141–143.
8. **Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б.** Теория нестационарного горения пороха. — М.: Наука, 1975.
9. **Новожилов Б. В.** Нестационарное горение твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 1973.
10. **Зенин А. А.** Процессы в зонах горения баллистических порохов. — М.: Атомиздат, 1980.
11. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Анализ моделей горения энергетических веществ с полностью газообразными продуктами реакции // *Физика горения и взрыва.* — 2005. — Т. 41, № 1. — С. 24–40.
12. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Эрозионное горение. Проблемы моделирования // *Физика горения и взрыва.* — 2007. — Т. 43, № 3. — С. 47–58.
13. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Анализ нестационарных моделей горения твердых топлив (обзор) // *Физика горения и взрыва.* — 2008. — Т. 44, № 1. — С. 1–14.
14. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Об устойчивости самоподдерживающегося горения энергетических материалов с интенсивным подповерхностным тепловыделением // *Хим. физика.* — 2008. — Т. 27, № 1. — С. 91–99.
15. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Рычков А. Д.** Неустойчивость модели горения с испарением на поверхности и перегревом в к-фазе // *Физика горения и взрыва.* — 1997. — Т. 33, № 1. — С. 43–50.
16. **Бекстед М. В.** Ведущие реакции: в конденсированной или газовой фазе? // *Физика горения и взрыва.* — 2007. — Т. 43, № 2. — С. 134–136.

*Поступила в редакцию 27/XII 2010 г.*