

А. В. Ханефт

## К ИНИЦИИРОВАНИЮ АЗИДА СВИНЦА ЭЛЕКТРОННЫМ ИМПУЛЬСОМ

Рассмотрена тепловая модель инициирования азидов свинца электронным импульсом. Проведен численный расчет уравнения теплопроводности с учетом выгорания образца. Получены выражения для критерия зажигания и времени задержки зажигания конденсированных взрывчатых веществ. Показано, что тепловая модель зажигания не может объяснить малое время задержки инициирования азидов свинца электронным импульсом.

Поглощение электронного пучка наносекундной длительности приводит как к разогреву кристалла азидов свинца ( $\text{PbN}_6$ ), так и к образованию свободных носителей заряда — электронов и дырок, которые могут запустить неравновесную реакцию разложения  $\text{PbN}_6$ . Механизм инициирования  $\text{PbN}_6$  с участием свободных носителей рассмотрен в [1] для объяснения эффекта низкого порога инициирования азидов свинца лазерным импульсом [2].

Рассмотрим тепловую модель зажигания  $\text{PbN}_6$  при импульсном подводе энергии к образцу. Тепловой взрыв азидов свинца хорошо согласуется с теорией Семенова [3]. Запишем систему уравнений теплопроводности и химической кинетики с реакцией первого порядка

$$c\rho\partial T/\partial t = \lambda\partial^2 T/\partial x^2 + \mu I(t)\exp(-\mu x) + (1 - \eta)qv_0\exp(-E/kT), \quad (1)$$

$$d\eta/dt = (1 - \eta)(v_0/N_L)\exp(-E/kT) \quad (2)$$

со следующими начальными

$$T(0) = T_0 = 300 \text{ К}$$

и граничными условиями

$$\partial T(0, t)/\partial x = \partial T(L, t)/\partial x = 0.$$

В уравнениях (1) и (2) приняты следующие обозначения:  $T$  — температура образца;  $c$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  — удельная теплоемкость, плотность и теплопроводность образца соответственно;  $\mu$ ,  $I(t)$  — коэффициент поглощения и мощность импульса электронов;  $q$ ,  $v_0$ ,  $E$  — тепловой эффект реакции разложения, предэкспонент и энергия активации скорости разложения азидов свинца;  $k$  — постоянная Больцмана;  $N_L$ ,  $\eta$  — число Лошмидта и степень разложения  $\text{PbN}_6$ ;  $L$  — толщина кристалла.

При малом времени воздействия импульса электронов, распределение температуры в образце в пренебрежении выгоранием по окончании импульса определяется зависимостью

$$T = T_0 + (\mu W/c\rho)\exp(-\mu x), \quad (3)$$

где  $W = \int_0^\infty I(t) dt$  — плотность энергии импульса электронов.

Согласно [4], критерий зажигания твердой фазы по окончании импульса излучения находится из условия, что скорость тепловыделения химической реакции  $Q_+$  в слое шириной  $x_1$  равняется скорости теплоотвода  $Q_-$  на границе  $x = x_1$ :

$$x_1qv_0\exp(-E/kT_s) = -\lambda\partial T_1/\partial x. \quad (4)$$

Ширина приповерхностного слоя  $x_1$  определяется таким образом, чтобы скорость химической реакции в плоскости  $x = x_1$  была в  $e$  раз меньше, чем на поверхности [4]:

$$x_1 = \mu^{-1} \ln[(T_s - T_0)/(T_1 - T_0)], \quad (5)$$

где  $T_s = T_0 + \mu W / c\rho$  — температура поверхности образца. Температура в плоскости  $x = x_1$  [4]

$$T_1 = T_s / (1 + \gamma),$$

$\gamma = kT_s / E$ . При  $\gamma \ll 1$  влиянием выгорания на критическое условие зажигания твердого тела можно пренебречь.

Критерий зажигания твердого тела можно несколько уточнить, если учесть распределение температуры в слое шириной  $x_1$ :

$$qv_0 \int_0^{x_1} \exp(-E/kT) dx = -\lambda \partial T_1 / \partial x.$$

Вычислим интеграл в этом уравнении. Для этого разложим в ряд до членов первого порядка малости экспоненту в выражении (3) ( $x_1 \ll \mu^{-1}$ ) и, используя преобразование Франк-Каменецкого, возьмем этот интеграл. В результате получим следующий критерий зажигания конденсированного тела импульсным излучением, поглощенным в приповерхностном слое:

$$\{0,632qv_0kT_s^2 / [\mu E(T_s - T_0)]\} \exp(-E/kT_s) = \mu\lambda(T_1 - T_0). \quad (6)$$

Здесь  $0,632 = 1 - e^{-1}$ . В выражении (6) толщина реакционного слоя

$$x_1 = \mu^{-1} [kT_s^2 / E(T_s - T_0)], \quad (7)$$

т. е. толщина реакционного слоя обратно пропорциональна температурному напору. По критерию зажигания (6) можно определить температуру зажигания  $T_s$  поверхности твердого тела, а по выражению

$$W = c\rho(T_s - T_0) / \mu \quad (8)$$

— критическую плотность энергии импульса электронов.

В [5] изучалось инициирование азиды свинца импульсами электронов наносекундной длительности. Иницирование взрыва  $PbN_6$  происходило при плотности энергии  $W = 1,8 \div 2,0$  Дж/см<sup>2</sup>. Средний линейный пробег электронов в твердом теле можно определить по формуле [6]

$$\mu^{-1} = 0,11 [(1 + 22,4E_e^2)^{1/2} - 1] / \rho, \text{ см.}$$

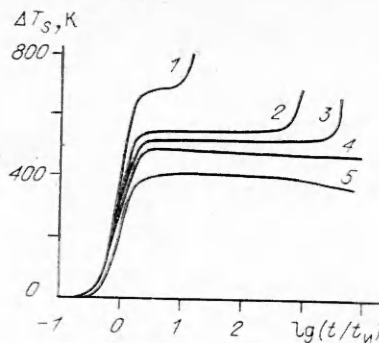
где  $E_e$  — энергия электронов в МэВ;  $\rho$  — плотность в г/см<sup>3</sup>. При  $E_e = 0,18$  МэВ [5] и  $\rho = 4,5$  г/см<sup>3</sup> имеем  $\mu = 130$  см<sup>-1</sup>. Оценка температуры зажигания и критической плотности энергии по выражениям (6) и (8) с теплофизическими постоянными и параметрами скорости термораспада азиды свинца ( $c = 0,42$  Дж/(г·К),  $\lambda = 1,76 \cdot 10^{-3}$  Вт/(см·К),  $qv_0 = 1,024 \cdot 10^{19}$  Дж/(см<sup>3</sup>·с),  $E = 1,96$  эВ) дают следующие значения:  $T_s = 734$  К,  $W = 6,26$  Дж/см<sup>2</sup>, что превышает экспериментальное значение  $W$  в 3—4 раза.

Тепловая модель инициирования азиды свинца по энергетическому критерию электронным импульсом, согласно (6) и (8), может объяснить эксперимент только при  $\mu = 500$  см<sup>-1</sup>. В этом случае имеем  $T_s = 806$  К и  $W = 1,9$  Дж/см<sup>2</sup>. Из (7) получено  $x_1 = 1,13 \cdot 10^{-4}$  см. Оценки  $T_s$ ,  $x_1$  и  $W$  по выражениям (4), (5) и (8) дают близкие значения данных параметров:  $T_s = 793$  К,  $x_1 = 1,11 \cdot 10^{-4}$  см и  $W = 1,85$  Дж/см<sup>2</sup>.

Согласно [7], метод определения критической температуры зажигания конденсированных взрывчатых веществ Ковальского [4] не апробирован сравнением с численными результатами на ЭВМ. При  $\mu = 500$  см<sup>-1</sup> проведен численный расчет системы (1), (2) на ЭВМ. Уравнение (1) решалось методом прогонки. Разностная сетка по координате разбивалась по методу контрольного объема [8] с переменным шагом по координате при  $L = 0,1$  см. Арреннусова нелинейность линеаризовывалась на каждом временном шаге при помощи преобразования Франк-Каменецкого. Зависимость интенсивности пучка электронов от времени задавалась в виде [9]

$$I(t) = (y^4 W / 6t_m) \exp(-y),$$

Зависимость температуры поверхности азида свинца от времени при различных  $W$  и  $t_n = 10$  пс.  
 $W$ , Дж/см<sup>2</sup>: 1 — 2,5, 2 — 2,0,  
 4 — 1,8, 5 — 1,5.



где  $y = 4t/t_m$ ;  $t_m$  — длительность переднего фронта импульса. Расчеты проводились при различных плотностях энергии  $W$  и длительности электронного импульса  $t_n = 1,2t_m$ . На рисунке приведены расчетные зависимости температуры поверхности образца. Как показали результаты численного расчета, зажигание  $PbN_6$  импульсами электронов наносекундной длительности наступает при  $W = 1,9$  Дж/см<sup>2</sup>, что хорошо согласуется с критерием (6). Степень разложения образца на поверхности по окончании импульса излучения составляет  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$  %, а в предвзрывной области 2,5 %. Таким образом, предложенная в [4] методика оценки температуры зажигания конденсированных взрывчатых веществ импульсным излучением полностью согласуется с результатами численных расчетов.

Время задержки зажигания азида свинца, согласно анализу численных расчетов при различных длительностях импульсов электронов, определяется выражением

$$t_3 \approx 2,3t_n + t_{ад},$$

где  $t_{ад} = (c\rho kT^2/qv_0E) \exp(E/kT_s)$  — адиабатическое время разогрева поверхности образца. При критической плотности энергии электронного пучка  $W = 1,9$  Дж/см<sup>2</sup> имеем  $t_{ад} \approx 10$  мкс, что примерно на полтора порядка превышает экспериментальное значение времени задержки инициирования азида свинца электронным импульсом [10].

Таким образом, тепловая модель инициирования азида свинца электронным импульсом в принципе может объяснить величину критической плотности энергии порядка 1,8—2,0 Дж/см<sup>2</sup> в предположении, что большое значение коэффициента поглощения электронов  $\mu$ , по сравнению с теоретическим, обусловлено образованием зародышей свинца на границе раздела микросталлов при прессовании таблеток или повышенной дефектностью образцов. Однако тепловая модель зажигания твердого тела в принципе не позволяет объяснить малое время задержки инициирования азида свинца электронным импульсом. Следовательно, необходима разработка кинетического механизма (на уровне элементарных стадий) разложения  $PbN_6$  при облучении импульсами электронов, как это сделано в [1] для объяснения эффекта низкопорогового инициирования азида свинца лазерным импульсом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ханефт А. В., Кригер В. Г. Механизм низкопорогового инициирования азида свинца лазерным импульсом // Докл. IV Всесоюз. совещания по детонации, Телави.— М.: ОИХФ АН СССР, 1988.— Т. 2.— С. 205—211.
2. Александров Е. И., Вознюк А. Г. Инициирование азида свинца лазерным излучением // ФГВ.— 1978.— 14, № 4.— С. 86—91.
3. Ханефт А. В., Кригер В. Г. Влияние саморазогрева на проводимость азида свинца в нестационарных условиях // Кинетика химических реакций: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1989.— С. 90—92.
4. Ковальский А. А., Хлевной С. С., Михеев В. Ф. К вопросу о зажигании баллистных порохов // ФГВ.— 1967.— 3, № 4.— С. 527—541.

5. Александров Е. И., Сериков Л. В. Исследование механизма инициирования азидов тяжелых металлов импульсным излучением электронов // Диэлектрики в экстремальных условиях: Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по физике диэлектриков.— Томск, 1988.— С. 86—87.
6. Вавилов В. С. Действие излучения на полупроводники.— М.: Физматгиз, 1963.
7. Виллюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
8. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкостей.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
9. Байзитов Р. М., Ибрагимов М. И., Хайбуллин И. Б. Методы расчетов температурных полей при импульсном световом облучении полупроводниковых ионно-легированных слоев.— Казань: КФТИ, 1981.— Деп. в ВИНТИ 29.09.81. № 4716-81.
10. Рябых С. М., Карабукаев К. Ш. Кинетика взрывного разложения азидов серебра и свинца, иницируемого импульсами электронов // Радиационно-стимулированные явления в твердых телах.— Свердловск: УПИ, 1988.— С. 51—55.

г. Кемерово

Поступила в редакцию 24/IV 1992

УДК 534.222.2

С. А. Ждан

### ИНИЦИИРОВАНИЕ РАСХОДЯЩЕЙСЯ ДЕТОНАЦИИ В ВАКУУМЕ С ЧАСТИЦАМИ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА

Сформулирована и численно решена задача о безударном инициировании сферической и цилиндрической детонации в вакууме с частицами унитарного топлива. Обсуждается динамика и особенности формирования зоны реакции расходящихся детонационных волн с дисперсной структурой. Определены критические энергии инициирования в зависимости от величины подводимой извне энергии и размеров области ее выделения.

В работах [1—3] показано, что структура детонационных волн (ДВ) в газовзвесах унитарного топлива качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга, и волн с дисперсной структурой в режиме Чепмена — Жуге не существует. Однако в [4] получено решение с дисперсной структурой для стационарной ДВ в вакууме с частицами унитарного топлива, в котором вместо ударного скачка — контактный разрыв со скачком температуры газа и непрерывным давлением, а зона ДВ состоит из релаксационной волны сжатия с контактным разрывом в плоскости воспламенения и примыкающей к ней зоны горения частиц. В отличие от общепринятых представлений (см. [3]) скорость дисперсной ДВ в вакуум-взвеси оказывается больше равновесной и замороженной скоростей звука в исходной смеси. Динамика формирования зоны реакции плоской нестационарной ДВ с дисперсной структурой в вакуум-взвеси и выход ее на стационарный режим детонации рассмотрены в [5]. Показано, что при зажигании топлива в газовзвеси образуется состоящая из одних и тех же молекул газа и проникаемая для частиц газовая пробка, которая выталкивается продуктами сгорания в вакуум-взвесь, формируя в двухфазной среде плоскую релаксационную волну сжатия.

В данной работе численно решена задача об инициировании конечным объемом газа с высокими давлением и температурой расходящихся ДВ (сферических или цилиндрических) в вакууме с частицами унитарного топлива. Показано, что при определенных условиях можно синциировать в вакуум-взвеси расходящуюся дисперсную ДВ, причем газовая пробка в зоне релаксации расходящейся волны подпитывается вдувом газообразных продуктов из зоны горения частиц. Получена в зависимости от величины подводимой извне энергии динамика срыва или