

УДК 124.16+541.126.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ФРОНТА ВОЛНЫ РЕАКЦИИ ВЗРЫВНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ АЗИДА СЕРЕБРА

В. Г. Кригер, А. В. Каленский, А. А. Звеков, А. П. Боровикова,
Е. А. Гришаева

Кемеровский государственный университет, 650043 Кемерово, kriger@kemsu.ru

С использованием разработанной методики определена ширина волны реакции взрывного разложения в нитевидных монокристаллах ($v = 1.2 \pm 0.2$ км/с, $l = 230 \pm 30$ мкм) и прессованном порошке ($v = 4.0 \pm 0.4$ км/с, $l = 110 \pm 10$ мкм) азида серебра. Показано, что в режиме распространения реакции со скоростью 1.2 ± 0.2 км/с волна разложения, в отличие от детонационной волны, практически симметрична.

Ключевые слова: азиды тяжелых металлов, лазерное инициирование, волна реакции взрывного разложения, детонация.

ВВЕДЕНИЕ

Скорость распространения реакции взрывного разложения в монокристаллах и прессованных таблетках азида серебра определялась в экспериментах многих авторов [1–8].

В экспериментах [1] измерялась скорость движения фронта «предвзрывной люминесценции», инициированной в нитевидных кристаллах азида серебра локальным лазерным воздействием; скорость движения фронта реакции составила $\approx 1.5 \pm 0.3$ км/с.

В работе [2] исследовались спектрально-кинетические закономерности (в том числе скорость движения фронта реакции) взрывного разложения прессованных таблеток азида серебра, инициированных одномодовым одночастотным неодимовым лазером; скорость движения фронта реакции — 0.55 км/с.

В [3] изучалась кинетика люминесценции монокристаллов азида серебра в процессе их взрывного разложения, инициируемого импульсным излучением эксимерного лазера (XeCl , $\lambda = 308$ нм, длительность импульса — 10 нс). В результате обработки полученных осциллограмм взрывного свечения оценена скорость движения фронта реакции — 0.9 км/с.

В работах [5–7] исследовалась кинетика взрывного свечения нитевидных кристал-

лов азида серебра при локальном инициировании. Измеренная скорость равна $1.1 \div 1.2$ км/с. В [7] показано, что скорость движения волны в нитевидных кристаллах практически не зависит от размера поперечного сечения образца.

Несмотря на различие образцов, способов инициирования и методик измерения, скорость движения фронта реакции во всех этих случаях практически одинакова — около 1 км/с, что значительно меньше скорости детонации (≈ 4.4 км/с для азида серебра) [8], но гораздо больше скорости горения (≈ 5 м/с). Таким образом, наблюдаемый в нитевидных кристаллах азида серебра режим распространения волны реакции взрывного разложения со скоростью ≈ 1 км/с отличается от классических режимов детонации и горения.

Необходимо отметить, что для определения механизма движения волны взрывного разложения по образцу энергетического материала, кроме скорости волны, важно получить в экспериментах информацию о ширине и форме фронта волны взрывного разложения (например, распределение в ней концентраций реагентов, температуры, давления и т. д.). Цель настоящей работы — разработать методику и на ее основе определить ширину фронта волны реакции взрывного разложения азида серебра.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве образцов использовали прессованные таблетки удлиненной формы и нитевидные кристаллы азида серебра с характерными размерами $20 \times 1 \times 0.2$ и $10 \times 0.2 \times$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 11-03-00897).

© Кригер В. Г., Каленский А. В., Звеков А. А.,
Боровикова А. П., Гришаева Е. А., 2012.

0.05 мм соответственно. Методика синтеза образцов приведена в работе [9].

Схема экспериментальной установки подробно описана в [2, 10]. Источником оптического излучения служил неодимовый лазер ($\lambda = 1060$ нм) с максимальной энергией излучения 20 Дж, длительность импульса на полувысоте — 12 нс.

Для исследования распространения фронта реакции вдоль нитевидного образца использовалась специальная ячейка [4, 6, 7], схема которой приведена на рис. 1. Кристалл размещался на стекле и инициировался лазерным импульсом. Стекло помещалось на стопу из калиброванных пластмассовых пластин толщиной $L = 0.5 \div 2$ мм, между которыми были зажаты тонкие металлические пластинки толщиной $d = 0.1$ мм. В результате между пластмассовыми пластинами получались эквидистантные щели одинакового размера, позволяющие наблюдать взрывное свечение при прохождении волны реакции над ними. При создании ячейки использовали пластмассовые пластины с черной матовой поверхностью, отражение света от которых пренебрежимо мало. Под подложкой устанавливалась линза, фокусирующая излучение, проходящее через щели и набор светофильтров со спектральной полосой пропускания $500 \div 600$ нм на световод и далее на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), сигнал которого оцифровывался осциллографом LeCroy.

При прохождении фронта реакции над

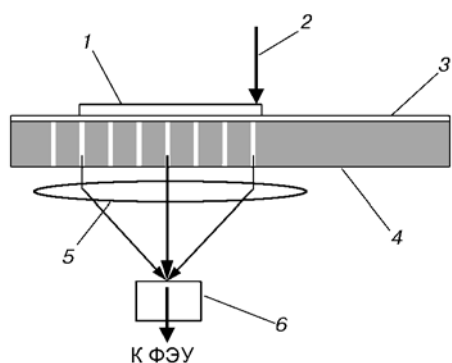


Рис. 1. Экспериментальная ячейка для измерения скорости распространения реакции взрывного разложения по кристаллу:

1 — нитевидный кристалл азидов тяжелого металла, 2 — лазерный импульс, 3 — стекло, 4 — непрозрачная подложка с калиброванными отверстиями, 5 — линза, 6 — световод

каждой щелью ФЭУ фиксирует пики свечения. Это позволяет определить пространственно-временные характеристики фронта реакции. Благодаря наличию фокусирующей линзы (т. е. использованию проекционной методики фиксирования сигнала свечения [10]) разлетающиеся продукты разложения практически не дают вклада в измеряемую временную зависимость интенсивности свечения. Для эксперимента выбирали кристаллы длиной до 12 мм, что позволило использовать при определении скорости $6 \div 10$ отверстий и более. Экспериментальная ячейка с образцом фотографировалась до и после эксперимента. Изменение положения кристалла в результате прохождения по нему волны реакции контролировали по следу продуктов взрыва, оставляемому на подложке. Сравнение фотографий кристалла и этого следа показало, что в большинстве опытов они совпадают. Видимого уменьшения интенсивности или изменения формы сигнала при прохождении волны взрывного разложения по кристаллу не отмечалось. Для обработки отобранных осциллограмм, при получении которых кристалл не смещался во время эксперимента и фиксируемая кинетика взрывного свечения отражала движение фронта реакции по образцу.

Одна из осциллограмм, полученных по описанной методике, приведена на рис. 2. Скорость волны на участке $L + d$ (рис. 3) может быть рассчитана по выражению

$$v = (L + d)/\tau_1, \quad (1)$$

где L — расстояние между отверстиями, d — ширина отверстия, τ_1 — промежуток времени

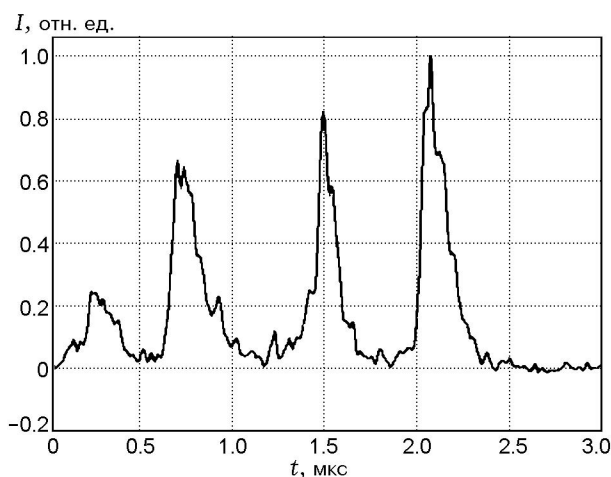


Рис. 2. Осциллограмма взрывного свечения

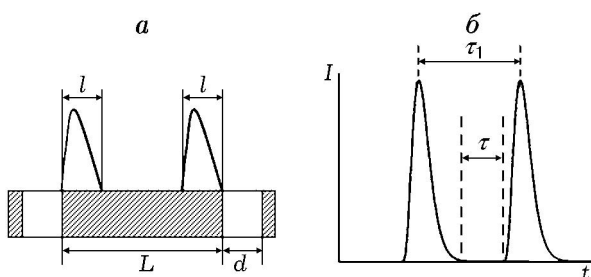


Рис. 3. К методике измерения скорости и непосредственной оценки ширины волны реакции:

a — положение волны реакции относительно отверстий в различные моменты времени, *b* — схематичное изображение фиксируемой временной зависимости интенсивности взрывного свечения

между двумя пиками свечения, возникающими при прохождении волны над соседними отверстиями.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим методику определения геометрических параметров движущейся волны реакции с использованием экспериментальных осциллограмм, полученных при фиксировании кинетики взрывного свечения через отверстия в подложке.

Будем полагать, что расстояние между отверстиями превышает сумму ширины волны реакции и удвоенной ширины отверстия. При соблюдении этого условия становится возможным выделить на осциллограмме свечения область сигнала, соответствующую прохождению волны реакции над определенным отверстием. Все дальнейшее рассмотрение будет касаться такого выделенного пика взрывного свечения. Кроме того, условимся, что волна реакции движется над отверстием слева направо.

Для определения параметров движущегося очага реакции использованы следующие подходы.

1. Оценка ширины фронта реакции. Оценить ширину волны реакции можно непосредственно из осциллограммы. Для этого воспользуемся величиной временного промежутка между двумя пиками свечения, в течение которого сигнал отсутствует. Данный временной промежуток (τ) соответствует расстоянию (рис. 3), проходимому реакцией с известной скоростью (v), равному разности расстояния между отверстиями (L) и удвоенной ширины волны (l):

$$l = (L - v\tau)/2. \tag{2}$$

Такой способ позволяет оценить общую ширину волны, но не дает информации о соотношении ширин переднего и заднего фронтов. Поэтому возникает более сложная задача определения пространственного распределения свечения в волне реакции.

2. Метод аппроксимации формы волны аналитическим выражением. Предположим, что пространственная форма волны реакции может быть описана некоторым аналитическим выражением, содержащим ряд варьируемых параметров, значения которых можно определить из сравнения экспериментальной и теоретической временной зависимостей интенсивности свечения. Будем полагать, что скорость распространения волны реакции и ее пространственная форма постоянны. Обозначим через $y(x)$ распределение интенсивности свечения в волне реакции. Пусть волна движется с постоянной скоростью v слева направо над прямоугольной щелью размером d . В качестве примера, для которого временную зависимость интенсивности свечения можно получить аналитически, рассмотрим следующее распределение интенсивности свечения в волне:

$$y = \begin{cases} y_0 \exp(k_1 x), & x \leq 0, \\ y_0 \exp(-k_2 x), & x \geq 0, \end{cases} \tag{3}$$

где $x = vt$. Найдем фиксируемую кинетику свечения. Будем считать, что щель занимает пространство от 0 до d .

Фиксируемое свечение представим в виде интеграла

$$I(t) = \int_0^d y(x, t) dx. \tag{4}$$

При его вычислении возникают три частных случая.

А. Максимум волны свечения еще не достиг области щели, соответственно $t < 0$. В этом случае по области отверстия будем интегрировать только передний фронт волны:

$$\begin{aligned} I(t) &= y_0 \int_0^d \exp(-k_1 x + k_1 vt) dx = \\ &= \frac{y_0}{k_1} \exp(k_1 vt) (1 - \exp(-k_1 d)). \end{aligned} \tag{5}$$

Б. Максимум волны свечения находится в области щели, т. е. $0 \leq t \leq d/v$. Обозначим через $z = vt$ положение максимума волны реакции. Тогда интеграл (4) примет вид

$$I(t) = I_1 + I_2,$$

где

$$I_1(t) = y_0 \int_0^{d-z} \exp(-k_1 x) dx = \frac{y_0}{k_1} (1 - \exp(-k_1(d-vt))), \quad (6)$$

$$I_2(t) = y_0 \int_{-z}^0 \exp(k_2 x) dx = \frac{y_0}{k_2} (1 - \exp(-k_2 vt)). \quad (7)$$

В. Максимум волны реакции находится за щелью в области $x > d$, соответственно $t > d/v$. Рассуждая подобно случаю А, находим

$$I(t) = \frac{y_0}{k_2} \exp(-k_2 vt) (\exp(k_2 d) - 1). \quad (8)$$

Объединяя случаи (5)–(8), запишем

$$I(t) = \begin{cases} \frac{y_0}{k_1} (1 - \exp(-k_1(d-vt))) & \text{при } t < 0, \\ \frac{y_0}{k_1} (1 - \exp(-k_1(d-vt))) + \\ + \frac{y_0}{k_2} (1 - \exp(-k_2 vt)) & \text{при } 0 \leq t \leq \frac{d}{v}, \\ \frac{y_0}{k_2} \exp(-k_2 vt) (\exp(k_2 d) - 1) & \text{при } t > \frac{d}{v}. \end{cases} \quad (9)$$

Решение (9) является непрерывным и непрерывно дифференцируемым при любых t . Максимум фиксируемой интенсивности свечения может наблюдаться, только если максимум волны реакции находится над щелью. Дифференцируя среднее из соотношений (9), получаем

$$t_{\max} = \frac{d}{v} \frac{k_1}{k_2 + k_1}. \quad (10)$$

Полагая, что исследуемая временная зависимость интенсивности свечения нормирована на максимум ($I_{\max} = 1$), имеем

$$y_0 = \frac{k_1 k_2}{(k_1 + k_2) [1 - \exp(-k_1 k_2 d / (k_1 + k_2))]} \quad (11)$$

Параметры k_1 и k_2 , характеризующие передний и задний фронты реакции, определяются при сравнении полученной теоретической зависимости (9) с экспериментальной.

Подобные преобразования можно провести для любой другой предполагаемой формы волны. Поиск удачных аппроксимирующих выражений, позволяющих описать экспериментальные временные зависимости интенсивности свечения для различных образцов и способов иницирования, выходит за рамки настоящей работы.

3. Метод обратного преобразования. Наблюдение движущейся волны реакции через отверстие в подложке равносильно ее преобразованию линейным оператором:

$$I(t) = \int K(x-vt) y(x) dx. \quad (12)$$

Ядро интегрального оператора K определяется формой отверстия. В простейшем случае отдельной прямоугольной щели размером d ядро имеет вид

$$K(x-vt) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x-vt \leq d, \\ 0, & x-vt < 0, \quad x-vt > d. \end{cases} \quad (13)$$

Учет конструктивных элементов конкретной ячейки (наличие дополнительной прозрачной подложки, конечная толщина непрозрачной подложки, прямоугольная форма отверстия) приводит к более сложному виду ядра.

Вычислим линейный оператор, преобразующий распределение свечения в волне реакции в фиксируемый сигнал для использованной нами ячейки, схематически изображенной на рис. 4 (для удобства построения пропорции не соблюдены). Рассмотрим свечение, которое попадает на световод, от излучающего участка кристалла δx . Обозначим через a толщину стеклянной подложки, b — толщину непрозрачных частей, находящихся под подложкой. При движении реакции над отверстием на световод попадает часть свечения, равная $\varphi/2\pi$, где φ — угол, внутри которого световод виден из участка δx кристалла. Рассмотрим вначале ситуацию, когда участок δx находится над щелью на расстоянии x от одного из краев щели (рис. 4, а). В этом случае удобно перпендикулярно к подложке, проведенным к элементу δx ,

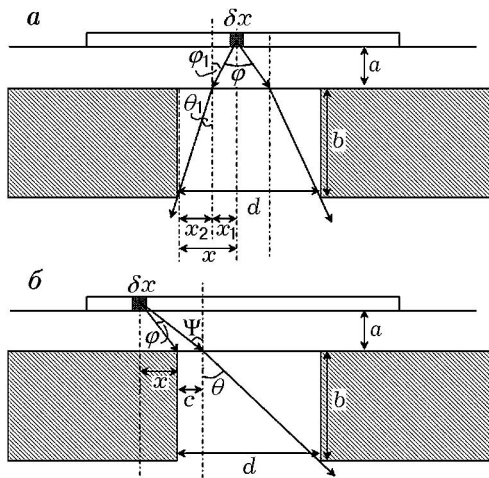


Рис. 4. К расчету интенсивности свечения, фиксируемого фотоприемником:

a — рассматриваемый участок кристалла находится над щелью в подложке, b — над непрозрачным участком подложки

разбить этот угол на два: $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$ (чтобы не загромождать рисунок, приведен только угол φ_1). Из сделанного построения следуют соотношения

$$x = x_1 + x_2, \quad \text{tg } \varphi_1 = \frac{x_1}{a}, \quad \text{tg } \theta_1 = \frac{x_2}{b}. \quad (14)$$

Используем также закон преломления света $\sin \theta_1 / \sin \varphi_1 = n^{-1}$, где n — показатель преломления материала прозрачной подложки. Характерные размеры подложки ($a = 0.09$ см, $b = 1$ см) приводят к тому, что рассматриваемые в задаче углы малы. Поэтому можно считать, что $\text{tg } \varphi_1 \approx \sin \varphi_1 \approx \varphi_1$, и аналогично для угла θ_1 . Выражая угол φ_1 , получаем

$$\varphi_1 = \frac{x}{a + n^{-1}b}.$$

Аналогично

$$\varphi_2 = \frac{d - x}{a + n^{-1}b}.$$

Таким образом, доля свечения, попадающая на световод, составляет

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d}{a + n^{-1}b}$$

и не зависит от величины x .

Рассмотрим ситуацию, в которой участок δx находится на расстоянии x до или после щели (рис. 4, б). Величины на рисунке связаны соотношениями

$$\frac{\sin \theta}{\sin \psi} = n^{-1}, \quad \frac{c + x}{a} = \text{tg } \psi, \quad \frac{d - c}{b} = \text{tg } \theta. \quad (15)$$

Разрешая систему уравнений (15) относительно величины c , получаем

$$c = \frac{ad - n^{-1}bx}{n^{-1}b + a}.$$

Минимальное расстояние, на котором свечение рассматриваемого элемента будет попадать на детектор, равняется $x_{\min} = n(ad/b)$. Далее запишем

$$\psi = \frac{n}{b} \left(d - \frac{ad - n^{-1}bx}{n^{-1}b + a} \right), \quad (16)$$

$$\varphi = \frac{c}{a} = \frac{d - n^{-1}bx/a}{a + n^{-1}b}. \quad (17)$$

Эти выражения имеют смысл при $0 \leq x \leq x_{\min}$. Отсюда следует, что при приближении элемента к щели, свечение, которое попадает на световод, линейно увеличивается.

Распределение свечения в волне реакции $y(x)$ находим из интегрального уравнения

$$I(\xi) = \int K(x - \xi)y(x)dx, \quad (18)$$

где $\xi = vt$ — положение фронта реакции в момент времени t . Ядро оператора получаем, комбинируя оба случая (см. рис. 4):

$$K(x - \xi) = \frac{1}{2\pi(a + n^{-1}b)} \times \begin{cases} 0, & x - \xi < 0, \\ n^{-1}b \frac{x - \xi}{a}, & 0 \leq x - \xi < x_{\min}, \\ d, & x_{\min} \leq x - \xi < x_{\min} + d, \\ d - n^{-1}b \frac{x - \xi}{a}, & x_{\min} + d \leq x - \xi < 2x_{\min} + d, \\ 0, & 2x_{\min} + d \leq x - \xi. \end{cases} \quad (19)$$

Так как цифровой сигнал представляет собой массив значений интенсивности свечения в дискретные моменты времени, перепишем уравнение (18) в матричной форме:

$$I_i = \sum_j K_{ij}y_j. \quad (20)$$

Матрицу оператора выберем в таком виде, чтобы первые, не равные нулю элементы K находились на главной диагонали, а сама матрица

была треугольной. В этом случае определитель матрицы K_{ij} не равен нулю и обратная матрица существует.

Перед тем как действовать на обрабатываемый сигнал обратным оператором K_{ij}^{-1} , его подготавливали следующим образом. В начале методом скользящего окна [11] устраняли случайные шумы. После этого из сигнала вырезали область, в которой находился один из пиков свечения (как правило, по точкам минимума). Далее значения сигнала в этой области присваивались средней части нового массива с достаточно большим количеством элементов. Элементы нового массива соответствовали значениям координаты, расположенным через промежуток $h = v\Delta t$ мкм, где $\Delta t = 1$ нс, и значениям времени $t_0 + vt$. Элементам массива вне этой области присваивались нулевые значения. При переносе элементов в области сигнала, отличного от нуля, использовалась линейная интерполяция.

На подготовленный таким образом сигнал действовали обратным оператором K_{ij}^{-1} . Получающаяся зависимость была похожа на сильно зашумленный сигнал. Тестирование действия оператора на эталонных функциях показало отсутствие подобных шумов. Следовательно, появление шумов связано с негладким характером исходного сигнала. Исследование шума показало, что он имеет квазипериодическую структуру. Использование метода прямого и обратного преобразования Фурье позволило нам очистить сигнал от высокочастотного шума. Недостаток этого метода состоит в том, что при удалении части гармоник сигнал вне области волны в некоторых случаях приобретает периодическую структуру с малой амплитудой.

Для проверки правильности работы алгоритма на полученное распределение интенсивности свечения в волне реакции действовали прямым оператором K . Обратное преобразование считалось правильным, если полученная зависимость совпадала с исходным сигналом. Установлено, что устранение высокочастотных гармоник, как правило, не приводит к значительным ошибкам.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измеренная в настоящей работе скорость волны реакции в нитевидных кристаллах азидо серебра составляет $v = 1.2 \pm 0.2$ км/с, что

хорошо совпадает со значениями, полученными в работах [1–7].

На рис. 5 приведены экспериментальная и рассчитанная по выражению (9) временные зависимости интенсивности свечения, наблюдаемого при движении волны реакции со скоростью $V = 1.25$ км/с по нитевидному кристаллу азидо серебра. Значения варьируемых параметров составили $k_1 = 120 \pm 40$ см⁻¹, $k_2 = 150 \pm 30$ см⁻¹. Полученные результаты свидетельствуют, что ширина переднего фронта волны реакции немного больше, чем заднего. Из рисунка также видно, что теоретическая кривая спадает и приближается к нулю по обе стороны от пика значительно медленнее, чем экспериментальная. Это позволяет заключить, что использованное выражение для распределения интенсивности свечения в волне реакции (9) в данном случае выбрано неудачно. На рис. 6 приведена аналогичная обработка сигнала свечения, полученного в работе [4], в случае движения детонационной волны по прессованной таблетке азидо серебра удлиненной формы ($v = 4$ км/с). Отметим, что для детонационной волны согласие результатов моделирования и эксперимента лучше. Детонационная волна более асимметрична и имеет более уз-

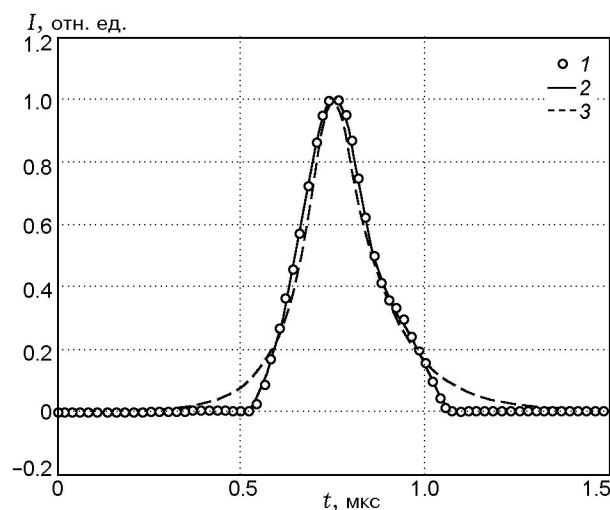


Рис. 5. Зависимость интенсивности взрывного свечения, возникающего при прохождении волны реакции разложения нитевидного кристалла азидо серебра над отверстием в подложке, от времени:

1 — исходная зависимость, 2 — зависимость, полученная из распределения интенсивности свечения в волне реакции (см. ниже рис. 7), 3 — расчет по выражению (9)

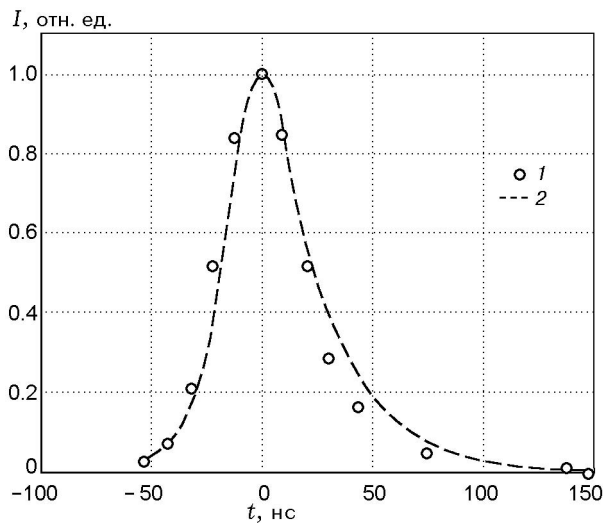


Рис. 6. Зависимость интенсивности взрывного свечения, возникающего при прохождении волны детонации над отверстием в подложке, от времени:

1 — эксперимент, 2 — расчет по выражению (9)

кий передний фронт: $k_1 = 200 \pm 10 \text{ см}^{-1}$, $k_2 = 90 \pm 5 \text{ см}^{-1}$. Ширина волны на полувысоте составляет $l = \ln 2(k_1^{-1} + k_2^{-1}) = 110 \pm 10 \text{ мкм}$. Характерную длительность процесса разложения на фронте волны можно оценить как отношение ширины волны к ее скорости: $\tau_x = l/v \approx 28 \text{ нс}$.

Рассмотрим распределение интенсивности свечения в волне реакции, движущейся по нитевидному кристаллу азида серебра со скоростью 1.25 км/с, которое было получено по методике обратного преобразования (рис. 7). Временная кривая интенсивности свечения, построенная по данному распределению, приведена на рис. 5. Как следует из рисунка, она удовлетворительно совпадает с исходной зависимостью. Анализ распределений показал, что средняя ширина на полувысоте переднего фронта ($50 \div 100 \%$ амплитуды) равна $l_1 = 110 \pm 10 \text{ мкм}$, ширина заднего фронта волны ($l_2 = 120 \pm 20 \text{ мкм}$) мало отличается от ширины переднего. Общая ширина волны на полувысоте составляет $l = 230 \pm 30 \text{ мкм}$, а длительность разложения $\approx 180 \text{ нс}$. К сожалению, получить распределение интенсивности свечения в волне детонации с использованием данной методики оказалось невозможным из-за отсутствия цифровых данных.

Из полученных результатов следуют важные различия режимов распространения вол-

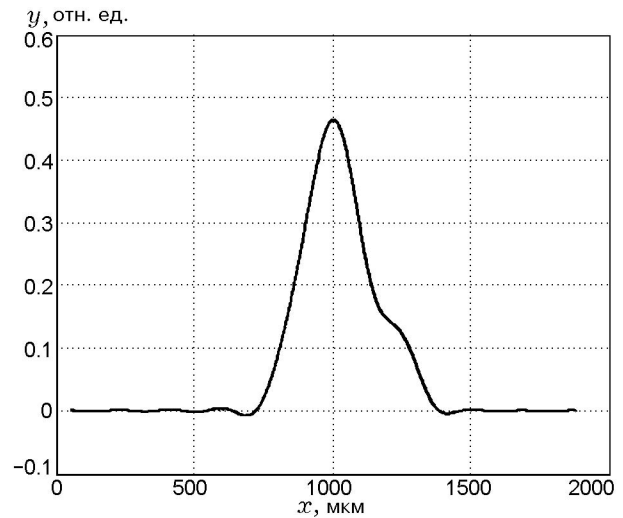


Рис. 7. Распределение интенсивности свечения в движущейся волне реакции разложения нитевидного кристалла азида серебра

ны реакции со скоростями 4 км/с (движение детонационной волны в удлиненной прессованной таблетке азида серебра) и 1.2 км/с (движение волны реакции по нитевидному монокристаллу азида серебра). Во-первых, в случае детонации волна сильно асимметрична, а режим распространения со скоростью 1.2 км/с характеризуется практически симметричной формой волны. Во-вторых, ширина волны на полувысоте при движении волны реакции со скоростью 1.2 км/с по нитевидному кристаллу в 2 раза больше, а характерное время реакции в 6.5 раз больше, чем при детонации. Таким образом, режим распространения со скоростью 1.2 км/с не детонационный.

Полученное характерное время разложения при движении волны реакции в нитевидных кристаллах азида серебра немного превышает характерную длительность разложения в зоне воздействия при иницировании импульсным излучением неодимового лазера ($100 \div 150 \text{ нс}$ по данным работ [5, 6]). Это, на наш взгляд, является аргументом в пользу одинакового механизма разложения при иницировании импульсным излучением и движении волны реакции по образцу. Увеличение характерного времени развития реакции в движущейся волне связано, по нашему мнению, с тем, что часть выделяющейся энергии расходуется на иницирование реакции впереди переднего фронта, что приводит к замедлению разложения в зоне реакции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика определения ширины волны реакции взрывного разложения энергетических материалов, использующая зависимость интенсивности взрывного свечения, фиксируемого через отверстия в подложке, от времени. Экспериментально определены значения ширины фронта реакции взрывного разложения в нитевидных монокристаллах ($v = 1.2 \pm 0.2$ км/с, $l = 230 \pm 30$ мкм) и пресованном порошке ($v = 4.0 \pm 0.4$ км/с, $l = 110 \pm 10$ мкм) азидов серебра. Показано, что распределение интенсивности свечения в волне реакции в режиме распространения со скоростью 1.2 ± 0.2 км/с практически симметрично, что нехарактерно для детонации. Значение времени разложения в этом случае (180 нс) коррелирует с временем реакции в зоне облучения при лазерном импульсном инициировании.

Авторы выражают глубокую благодарность Н. М. Федоровой за синтез образцов, проф. В. П. Ципилеву за помощь в проведении экспериментов и проф. В. М. Лисицыну за постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адуев Б. П., Алукер Э. Д., Кречетов А. Г., Митрофанов А. Ю. Распространение цепной реакции взрывного разложения в кристаллах азидов серебра // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 6. — С. 104–106.
2. 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.
3. Кригер В. Г., Каленский А. В., Коньков В. В. Пороговая энергия инициирования азидов серебра эксимерным лазером // Материаловедение. — 2003. — № 7. — С. 2–8.
4. Скрипин А. С., Ципилев В. П. Кинетические характеристики процесса взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном возбуждении // Изв. вузов. Физика. — 2009. — № 8/2. — С. 316–319.
5. Кригер В. Г., Каленский А. В., Ципилев В. П., Боровикова А. П. Кинетика взрывного разложения азидов серебра // Ползуновский вестн. — 2006. — № 2–1. — С. 77–82.
6. Кригер В. Г., Каленский А. В., Ципилев В. П., Боровикова А. П., Звекон А. А. Закономерности зарождения, развития и распространения реакции взрывного разложения азидов тяжелых металлов // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. — 2007. — Т. 4, № 2. — С. 109–113.
7. Боровикова А. П., Кригер В. Г., Каленский А. В., Ципилев В. П., Звекон А. А. Закономерности распространения реакции взрывного разложения кристаллов азидов серебра и свинца // Ползуновский вестн. — 2008. — № 3. — С. 66–69.
8. Орленко Л. П. Физика взрыва и удара: учеб. пособие для вузов. — М.: Физматлит, 2006.
9. Федорова Н. М., Ананьева М. В., Кригер В. Г., Ципилев В. П. Синтез и чувствительность микрокристаллов азидов серебра к импульсному излучению // Перспективы создания и применения конденсированных высокоэнергетических материалов: докл. II науч.-практ. конф. молодых ученых, 25–25 сент. 2008 г. — Бийск: Изд-во БТИ АлтГТУ, 2008. — С. 17–22.
10. Ципилев В. П. Стенд для исследования кинетики взрывного разложения конденсированных сред при воздействии импульсов лазерного излучения // Изв. ТПУ. — 2003. — Т. 306, № 4. — С. 99–103.
11. Кригер В. Г., Каленский А. В., Боровикова А. П., Ананьева М. В., Звекон А. А. Программный пакет для обработки кинетических закономерностей // Информационные технологии и математическое моделирование (ИТММ-2007): материалы VI междунар. науч.-практ. конф. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 2007. — Ч. 2. — С. 73–76.

Поступила в редакцию 4/II 2011 г.,
в окончательном варианте — 27/X 2011 г.