

Физико-математические науки

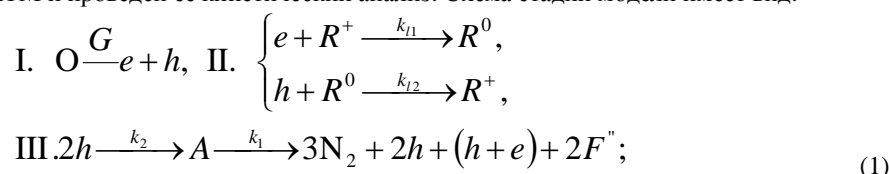
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИАМЕТРА ЗОНЫ ОБЛУЧЕНИЯ НА СКОРОСТЬ
ВЗРЫВНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ АЗИДА СЕРЕБРА

Кригер В.Г., Каленский А.В., Звекон А.А., Савилов А.С.

Кемеровский государственный университет

Кемерово, Россия

В работе [1] сформулирована бимолекулярная модель разветвленной цепной реакции импульсного инициирования АТМ и проведен ее кинетический анализ. Схема стадий модели имеет вид:



где R^0, R^+ – центры рекомбинации в различных зарядовых состояниях, $2F''$ – комплекс, состоящий из двух анионных вакансий с размещенными там тремя молекулами азота. I – генерация е.н. пар внешним излучением. II – рекомбинация е.н. пар на объемных и поверхностных локальных центрах, при этом скорость рекомбинации носителей лимитируется захватом дырки на нейтральном центре: $V_r \approx k_r p$. III – взаимодействие

двух дырок, локализованных в соседних узлах кристаллической решетки, с образованием промежуточного комплекса A (молекула N_6 находящаяся внутри анионной бивакансии), последующим его распадом на молекулярный азот (N_2) и

образование $2F''$ – центра с выделением энергии, идущей на генерацию носителей, является стадией развития цепи. С учетом уравнений баланса, динамика процесса инициирования будет полностью описываться системой:

$$\frac{dp}{dt} = G - 2k_2 p^2 + 2k_1 A + ck_1 A - k_R p$$

$$\frac{dA}{dt} = k_2 p^2 - k_1 A \quad (2)$$

где $G = \alpha \cdot H_0 / E \cdot \tau_0$ – скорость генерации е.н. пар импульсным излучением, E – энергия образования е.н. пары, α – показатель поглощения образцом излучения.

В экспериментальных работах скорость взрывного разложения азидов серебра характеризуют экспоненциальной константой нарастания сигнала, получаемой при аппроксимации его экспоненциальной функцией. В рамках модели цепной реакции также наблюдается экспоненциальный рост концентраций носителей цепи. Предпо-

ложим, что рост сигнала свечения вызван ростом концентрации носителей цепи в образце.

Для получения наблюдаемой константы скорости экспоненциального роста концентрации носителей цепи получим значение мгновенной константы скорости экспоненциального роста. Линеаризуем систему кинетических уравнений вблизи концентрации дырок равной p_0 . Собственное число системы уравнений, отвечающее за рост концентраций носителей цепи будет следующим:

$$\kappa_m = \frac{1}{2} \left[-(2k_2 p_0 + k_R + k_1) + \sqrt{(2k_2 p_0 + k_R + k_1)^2 + 4k_1 (ck_2 p_0 - k_R)} \right] \quad (5)$$

Полученную константу роста концентрации носителей цепи можно назвать «мгновенной». Выражение для κ_m можно без большой потери точности заменить приближенной формулой:

$$\kappa_m = k_1 \frac{ck_2 p_0 - k_R}{2k_2 p_0 + k_1 + k_R} \quad (5)$$

Наблюдаемую константу экспоненциального роста концентрации носителей цепи получим, усреднив ее мгновенное значение по концентрации дырок. Нижняя граница определяется концентрацией после индукционного периода $\sim k_R/k_2 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [1]. Экспериментальная константа

роста сигнала определяется до его полувысоты, по этому за верхнюю границу усреднения следует принять половину максимальной концентрации дырок, значение которой $\sim (1 \div 10) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Тогда получаем:

$$\kappa_n = \frac{k_1}{\tilde{p} - p_n} \int_{p_n}^{\tilde{p}} \frac{ck_2 p_0 - k_R}{2k_2 p_0 + k_1 + k_R} dp_0 \quad (6)$$

Интегрируя, и подставляя границы усреднения, получаем:

$$\kappa_n = c \frac{k_1}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{2ck_2} \cdot \frac{(c+2)k_R + ck_1}{\tilde{p} - p_n} \ln \frac{k_2 \tilde{p} + k_1 + k_R}{2 \left[k_2 p_n + \frac{k_1 + k_R}{2} \right]} \right\} \quad (7)$$

Уменьшение скорости цепной реакции при уменьшении диаметра зоны облучения можно объяснить генерацией e.h. за счет энергии химической реакции не только в облученной зоне, но и в некотором слое толщиной r_0 вне ее. Тогда чем меньше диаметр зоны облучения, тем большее количество носителей цепи образовано вне нее. Соответственно, образовавшиеся при ветвлении носители цепи будут поглощены в большем объеме, чем объем зоны облучения, что приводит к увеличению пороговой плотности энергии иницирования [2].

В условиях иницирования неодимовым лазером, энергия излучения поглощается однородно по глубине образца. Объемы, в которых были сгенерированы и поглощены носители цепи, будут относиться как $[(d+2r_0)/d]^2$, где d – диаметр зоны облучения. В работе [2] было экспериментально показано, что в акте ветвления 2 дырки образуются в точке ветвления и еще одна электрон-дырочная пара в r_0 окрестности этой точки.

Из (7) следует, что $\kappa_n \sim c$. Согласно [2]:

$$c = c_\infty \left(\frac{d}{d + 2r_0} \right)^2 \quad (8)$$

Тогда получаем зависимость средней константы роста концентрации носителей цепи от диаметра зоны облучения:

$$\kappa_n(d) = \kappa_\infty \left(1 + \frac{2r_0}{d} \right)^{-2} \quad (9)$$

где константа κ_∞ – значение константы роста сигнала при бесконечно широком пучке.

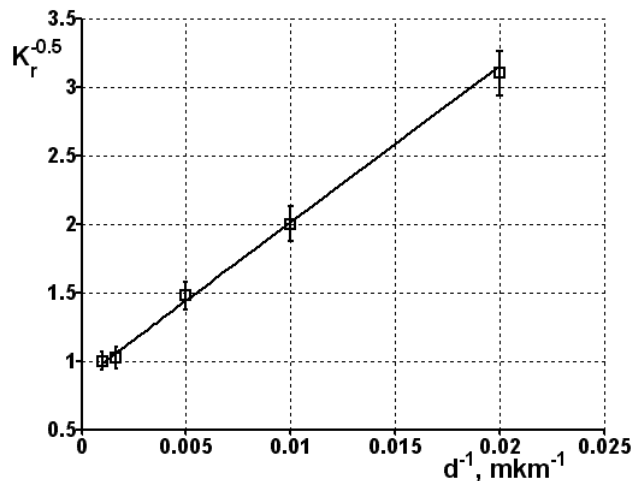


Рис. 1. Зависимость эффективной константы скорости экспоненциального роста сигнала взрывного свечения $K_r = K/K_\infty$ от диаметра зоны облучения. Точки – эксперимент, линия – аппроксимация по формуле (9).

На рис. 1 приведено сравнение теоретической и экспериментальной зависимостей. Видно, что в координатах модели (9) экспериментальные данные подчиняются линейной зависимости. Значение параметра модели r_0 составило

60 ± 5 мкм, что неплохо согласуется со значением, определенному из зависимости плотности пороговой энергии иницирования от диаметра лазерного пучка [2].

Работа поддержана грантом РФФИ (№ 07-03-01099).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Кригер В.Г., Каленский А.В. Иницирование азидов тяжелых металлов импульсным излучением. // Хим. Физика. - 1995. - № 4. - С. 152-160.

2. Каленский А.В., Кригер В.Г., Звекон А.А., Боровикова А.П. Новый механизм передачи энергии твердофазной цепной в азиде серебра. // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. Т. 4. № 3. 2007. С. 66-72.

О КОРОТКОВОЛНОВЫХ МОДЕЛЯХ УДАРНЫХ ПАР

Крупенин В.Л.

Институт машиноведения РАН
Москва, Россия

1. Ниже, строится возможная уточняющая модель одного из фундаментальных понятий классической физики и механики - ударной пары - и рассматриваются их коротковолновые дискретные реализации. Откажемся от гипотезы о точечной локализации удара и рассмотрим линейно протяженную модель в виде системы, представимой через основную подсистему - натянутую нить с закрепленными на ней N шарами (частицами). Шары сталкиваются с твердыми односторонними ограничителями, которые составляют вторую подсистему. Ограничение может также быть и двухсторонним.

2. Уравнения движения в простейшем случае имеют вид:

$$m_j u_{jt} + b_j u_{jt} + c_j (u_j - u_{j-1}) + c_{j+1} (u_j - u_{j+1}) + \Phi_j(u_j, u_{jt}) = P_j(t), \quad (1)$$

где $u_j(t)$ - координата j -го тела; m_j - его масса; c_j - упругость j -го натянутого участка струны часть; b_j - коэффициент сопротивления движению j -го тела; индексация по t обозначает дифференцирование; $P_j(t)$ - вынуждающие силы; $\Phi_j(u_j, u_{jt})$ - динамическая характеристика удара. В уравнении (1) коэффициенты m_j , b_j , и c_j могут иметь сложную структуру (операторов, а не констант). Индекс j

пробегает значения от 0 до N . В соответствии с этим изменяются «концевые» уравнения (1) и добавляются граничные условия.

Система (1) может быть также записана при помощи операторов динамической податливости. Структура соответствующих операторных уравнений следующая [1]:

$$u_k(t) = \sum_{k=1}^N L(p) [P_k(t) - \Phi_k(u_k, u_{kt})], \quad (2)$$

где операторы $L(p)$ определены, например, в [1]; p - оператор дифференцирования по t .

3. Аналитическое исследование систем выполняется посредством методов частотно-временного анализа ([1]). В случае T - периодиче-

ского внешнего возбуждения, для отыскания T -периодических, а также, например, субгармонических (1:1) или комбинационных (1:q) режимов движения столится $2N$ - параметрическое представление, следующее из (2):

$$u_j(t) = u_0(x, t) - \sum_{k=1}^N J_k \chi_k(t-t_j) \quad (3)$$

где $J_k \geq 0$ - импульс взаимодействия в j -м элементе; t_j - соответствующий момент взаимодействия; $0 < t_j \leq T$.

Полученные решения должны быть проанализированы на устойчивость и выполнимость ряда очевидных геометрических условий [1].

4. Существенные динамические эффекты. Далее мы обсудим некоторые наиболее существенные эффекты, найденные при анализе модели (1) с периодической структурой: для каждого j все m_j , b_j и c_j - одинаковы и равны m , b , и c . Внешнее возбуждение было выбрано синусоидальным.

Главный результат - нахождение периодических режимов с синхронными взаимодействиями в отдаленных точках системы. Такие режимы названы «хлопками».

При реализации хлопков система ведет себя традиционно: имеют место эффекты затягивания по частоте и амплитуде, жесткого запуска и другие, характерные для классических ударных осцилляторов (систем, представляющих собой единственные упругий элемент и массивное тело).

Многие свойства хлопков оказываются подобными свойствам собственных форм линейных колебаний струны. Так, например, легко построить «высшие» формы хлопков. Такие формы особенно просто строятся для случаев двусторонних ограничителей.

Вместе с тем были также обнаружены и описаны решения более сложной природы. Оказалось, например, что поведение системы существенно зависит от концентрации частиц (длин пролетов струны). При увеличении концентрации