

04,08,09

## Кинетика туннельного переноса электрона в кристаллах с водородными связями $\text{KH}_2\text{PO}_4$ и $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$

© И.Н. Огородников, М.С. Киселева

Уральский федеральный университет,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: ogo@dpt.ustu.ru

(Поступила в Редакцию 19 июля 2011 г.)

Для кристаллов с водородными связями развита модель туннельного переноса электрона между электронными и дырочными центрами в условиях термостимулированной подвижности одного из партнеров рекомбинационного процесса. Модель описывает все особенности кинетики релаксации наведенной оптической плотности, наблюдаемой в нелинейно-оптических кристаллах  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KDP) и  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  (ADP) в широкой временной области  $10^{-8}$ – $10$  с после импульсного радиационного воздействия. Выполнено сопоставление результатов расчета и экспериментальных данных по короткоживущему оптическому поглощению (КОП) кристаллов ADP и KDP в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Обсуждается природа радиационных дефектов, обуславливающих КОП, а также зависимость кинетики затухания КОП от температуры, мощности возбуждения и других условий эксперимента.

### 1. Введение

Кристаллы дигидрофосфатов калия и аммония  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KDP) и  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  (ADP) являются представителями обширного класса широкозонных оксидных диэлектриков с подвижными катионами. Эти материалы интенсивно исследуются в последние годы как с точки зрения изучения фундаментальных свойств, так и в плане их практического применения в качестве детекторных, преобразующих и волноводных оптических сред, работающих в широкой области спектра от инфракрасного диапазона до области вакуумного ультрафиолета. Несмотря на некоторые различия в химическом составе, эти материалы объединены рядом общих свойств. Они имеют низкую симметрию кристаллической решетки и сложную элементарную ячейку. В каждом из этих соединений можно выделить анионную группу. Отличительной чертой рассматриваемых соединений является контраст между сугубо ковалентными химическими связями внутри анионных групп и сравнительно слабыми ионными связями между катионом и соответствующей анионной группой.

Наличие подрешетки слабосвязанных катионов в сочетании с устойчивым анионным каркасом должно самым серьезным образом сказываться на динамике электронных возбуждений и особенностях радиационного дефектообразования. Особую остроту эта проблема приобретает в случае легких подвижных катионов малого радиуса, например в кристаллах дигидрофосфатов калия и аммония. Однако, несмотря на очевидную важность рассматриваемого явления, систематического исследования формирования и эволюции короткоживущих радиационных дефектов в данных кристаллах до начала наших работ не проводилось. Особенно это касается наносекундной временной области. Известно лишь несколько работ в этой сфере. Так, при облучении кристалла KDP мощным ( $\text{GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) 266 нм-лазерным

излучением при комнатной температуре обнаружено формирование широкой полосы короткоживущего оптического поглощения (КОП), перекрывающей большую часть видимого и ближний ультрафиолетовый (УФ) диапазоны спектра [1]. В работе [2] были выполнены полуколичественные измерения кинетики затухания КОП и на их основе приближенно оценено влияние КОП на генерацию четвертой гармоники в кристалле KDP. В [3] проведено измерение КОП кристалла KDP при возбуждении электронным пучком микросекундной длительности. В наших предыдущих работах [4–7] методом импульсной абсорбционной спектроскопии с временным разрешением было выполнено исследование кинетики затухания КОП кристаллов KDP и ADP при возбуждении электронным пучком наносекундной длительности. Для данных кристаллов экспериментально установлено, что кинетика затухания КОП во временной области от  $10^{-8}$  до 10 с контролируется туннельным переносом электрона в условиях термостимулированной подвижности катионов водорода. Однако детального количественного изучения кинетики туннельного переноса электрона в условиях подвижности реагентов в кристаллах KDP и ADP до сих пор не проводилось.

Целью настоящей работы явилось изучение кинетики туннельного переноса электрона в условиях подвижности реагентов в кристаллах KDP и ADP, выполненное методом математического моделирования в сопоставлении с ранее полученными экспериментальными данными по кинетике затухания КОП радиационных дефектов, индуцированных электронным пучком наносекундной длительности.

### 2. Математическая модель

Известно [8], что в общем случае кинетика туннельного переноса электрона в системе подвижных реагентов

может быть описана с помощью уравнения Смолуховского (1) для корреляционной функции  $Y(r, t)$  разнотипных дефектов. В рамках линейного приближения для описания динамики процесса рекомбинации дефектов двух типов  $A + B \rightarrow 0$  рассматривают только макроскопические концентрации этих дефектов ( $n_A, n_B$ ) и парные корреляционные функции разнотипных дефектов  $Y(r, t)$ .

$$\frac{\partial Y(r, t)}{\partial t} = D \cdot \Delta Y(r, t) - W(r)Y(r, t), \quad (1)$$

где  $D = D_0 \exp(-E/k_b T)$  — коэффициент диффузии,  $m^2 \cdot s^{-1}$ ;  $E$  — энергия термической активации, eV;  $k_b$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура, K;  $W(r) = W_0 \exp(-r/a_B)$  — вероятность гибели дефектов при рекомбинации;  $a_B$  — половина радиуса Бора волновой функции электронного центра;  $W_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $r$  — расстояние между дефектами. Для конкурирующего процесса — аннигиляции комплекментарных дефектов на ионном уровне — вероятность имеет следующий вид:  $W(r) = W_0 \cdot \Theta(r - R_0)$ , где  $\Theta$  — функция Хэвисайда, а  $R_0$  — радиус сферы аннигиляции для контактной реакции.

Начальные и граничные условия для данного уравнения:  $Y(R_0, t) = 0$  — условие Смолуховского;  $Y(\infty, t) = 1$  — условие нормировки при отсутствии корреляций для дефектов, бесконечно удаленных друг от друга;  $Y(r, 0) = 1 + f(r)/n_0$ , где  $n_0$  — начальная концентрация дефектов, средняя по объему;  $f(r) = (1/b) \exp(-r/b)$  — начальное распределение дефектов;  $b$  — половина характерного расстояния между дефектами. Необходимо, чтобы выполнялось условие нормировки

$$\int_0^\infty f(r) dr = 1. \quad (2)$$

Функцию скорости реакции при этом можно записать в следующем виде:

$$K(t) = \int_0^\infty W(r) \cdot Y(r, t) dr. \quad (3)$$

Бимолекулярная стадия взаимодействия дефектов, т.е. рекомбинация между различными парами дефектов описывается с помощью кинетического уравнения для макроскопических концентраций

$$\frac{dn_A(t)}{dt} = -K(t) \cdot n_A(t) \cdot n_B(t). \quad (4)$$

В случае переходной кинетики диффузионно-контролируемой туннельной реакции временное поведение парной корреляционной функции  $Y(r, t)$  не поддается аналитическому исследованию [9], в этом случае более информативен численный расчет  $Y(r, t)$  и соответствующих кинетик  $n(t)$ . В настоящей работе решение уравнения (1) осуществляли численным методом с использованием неявной конечно-разностной схемы в сферической системе координат, при этом аппроксимация

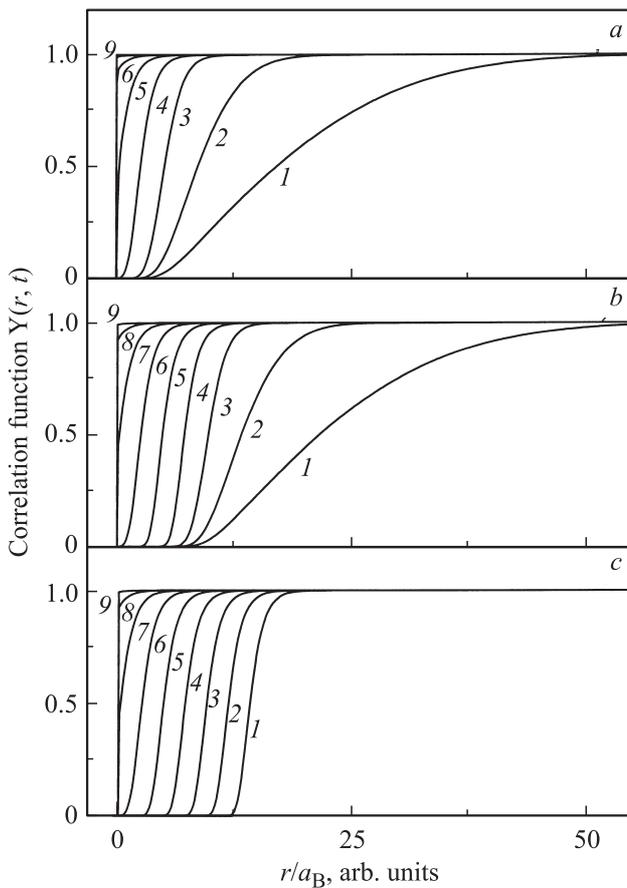
производных проводилась с двойной точностью. Неявная конечно-разностная схема обладает сходимостью, но на каждом шаге требует решения трехточечного конечно-разностного уравнения. Трехдиагональный вид матрицы системы уравнений позволяет применить безытерационный метод „прогонки“ для решения трехточечного конечно-разностного уравнения. Реализация конечно-разностной численной схемы осуществлена в программируемой среде MATLAB.

### 3. Результаты расчета и обсуждение

Полученные нами ранее экспериментальные результаты по импульсной абсорбционной спектроскопии кристаллов ADP и KDP [4–7] на качественном уровне свидетельствуют о том, что короткоживущее оптическое поглощение в них обусловлено оптическими переходами между состояниями валентной зоны и локальными уровнями дырочных центров. Кинетика релаксации наведенной оптической плотности после радиационного воздействия в широкой временной области контролируется процессом туннельного переноса электрона между электронными и дырочными центрами. В кристаллах KDP и ADP идентифицированы дырочные центры поляронного типа в виде А-радикала (дырка, локализованная на вакансии водорода) и В-радикала (автолокализованная дырка) [10–15]. Электронный  $H^0$ -центр в KDP и ADP представляет из себя междоузельный атом водорода [16]. Данные по диффузии и электропроводности кристаллов KDP и ADP свидетельствуют, что при 290 K  $H^0$ -центры в них являются подвижными и совершают термостимулированную миграцию [17,18]. Это дает основания для обсуждения кинетики затухания КОП в кристаллах KDP и ADP в рамках модели туннельного переноса электрона в условиях термостимулированной подвижности одного или обоих рекомбинирующих реагентов системы.

На рис. 1 и 2 представлены результаты расчетов кинетики туннельного переноса электрона в условиях диффузионно-контролируемой подвижности дефектов: приведены парные корреляционные функции разнотипных дефектов  $Y(r, t)$  в фиксированные моменты времени  $t$ , а также временное поведение скоростей реакций  $K(t)$  и концентраций дефектов  $n(t)$  при различных параметрах расчета. На рис. 2 приведено также сопоставление расчетных значений  $n(t)$  с экспериментальными данными по кинетике затухания КОП кристаллов ADP в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. При сопоставлении экспериментальных и расчетных данных принято, что в соответствии с формулой Смакулы величина регистрируемой в эксперименте наведенной оптической плотности пропорциональна концентрации актуальных дефектов, поэтому кинетика затухания КОП с точностью до масштабного множителя сопоставима по профилю с кинетикой изменения концентрации дефектов  $n(t)$ .

Расчет был выполнен для трех различных случаев. В первом случае параметризация задачи полностью



**Рис. 1.** Корреляционные функции  $Y(r, t)$  разнотипных дефектов в различные моменты времени  $t, s$  ( $a, b, c$ ): 0.1 (1), 0.01 (2), 0.001 (3),  $10^{-4}$  (4),  $10^{-5}$  (5),  $10^{-6}$  (6),  $10^{-7}$  (7),  $10^{-8}$  (8) и  $10^{-9}$  (9). Параметры расчета:  $D_0 = 4 \cdot 10^{-7}$  ( $a, b$ );  $1 \cdot 10^{-20}$  ( $c$ );  $E = 0.48$  eV;  $W_0 = 1 \cdot 10^5$  ( $a$ );  $1 \cdot 10^7$  ( $b, c$ );  $a_B = 1.5$  nm;  $T = 290$  K.

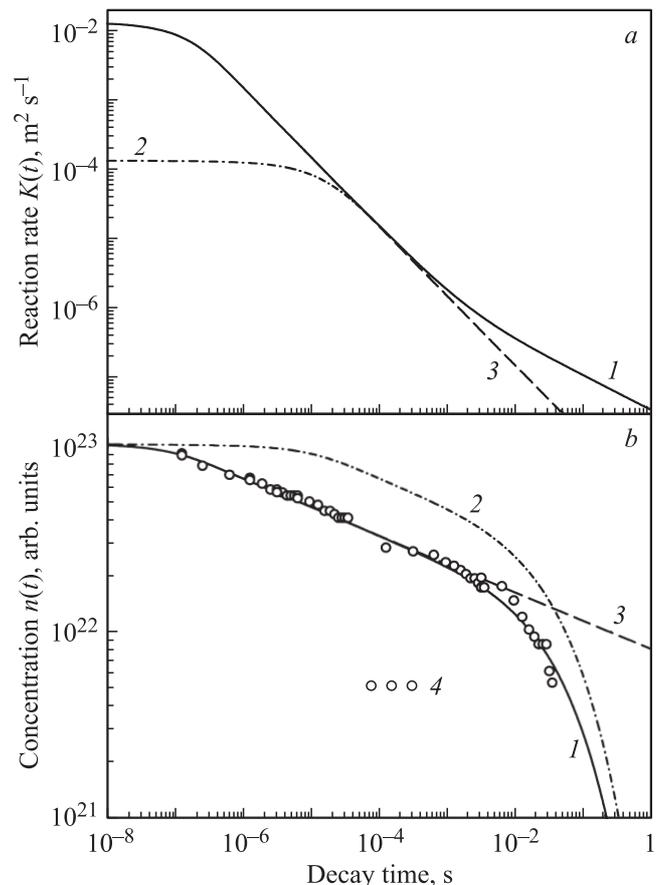
соответствует экспериментальным данным (рис. 1,  $b$ ; кривая 1 на рис. 2). Два других случая являются гипотетическими. Второй случай соответствует доминирующей роли туннельного переноса электрона (рис. 1,  $c$ ; кривая 3 на рис. 2). Третий случай соответствует доминирующей роли диффузионно-контролируемой реакции (рис. 1,  $a$ ; кривая 2 на рис. 2).

Второй случай близок к модели системы „замороженных“ дефектов, при котором основной реакцией является туннельный перенос электрона. Как видно из рис. 1, фронт туннельной рекомбинации перемещается с течением времени в пространстве одинаково (синхронно) для различных значений корреляционной функции  $Y(r, t)$  (кривые 1–9 на рис. 1,  $c$ ). Кинетика затухания  $n(t)$  в области  $10^{-7}$ – $1$  s в двойных логарифмических координатах представлена спадающей прямой (рис. 1, 3) с тангенсом угла наклона  $p = 0.12$ . Это соответствует известному эмпирическому степенному закону затухания процесса туннельной рекомбинации  $n(t) \sim t^{-p}$ . В диапазоне времен затухания  $10^{-7}$ – $10^{-3}$  s степенной закон вполне адекватно описывает эксперимент (рис. 2).

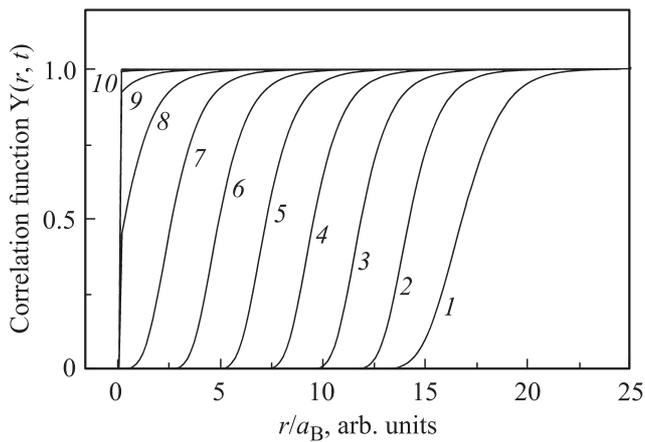
Появление подвижности у дефектов приводит к искажению фронта рекомбинации: большим значениям функции  $Y(r, t)$  (кривые 1–9 на рис. 1,  $a, b$ ) соответствуют большие перемещения в пространстве. При малых временах затухания доминирует туннельный процесс, при больших — диффузионно-контролируемая реакция.

На рис. 3 и 4 представлены данные расчета для KDP в сопоставлении с экспериментальными данными по КОП кристаллов KDP при тех же самых условиях эксперимента. Кристаллы KDP характеризуются существенно меньшим (на полтора порядка) коэффициентом диффузии [17,18]. Вследствие этого искажение фронта рекомбинационного процесса наблюдается лишь при достаточно больших временах затухания (рис. 3). Иными словами, результаты расчета для KDP весьма напоминают второй случай, рассчитанный выше для кристаллов ADP.

Для обоих кристаллов искажение фронта рекомбинации на семействе корреляционных функций  $Y(r, t)$  соответствует началу отклонения кинетики  $n(t)$  от прямой и последующему экспоненциальному спаду, начало которого наблюдается экспериментально (рис. 2 и 4).



**Рис. 2.** Зависимость от времени скорости реакции  $K(t)$  ( $a$ ) и концентрации дефектов  $n(t)$  ( $b$ ). Параметры расчета:  $D_0 = 4 \cdot 10^{-7}$  (1, 2),  $1 \cdot 10^{-20}$  (3);  $E = 0.48$  eV;  $W_0 = 1 \cdot 10^5$  (2),  $1 \cdot 10^7$  (1, 3);  $a_B = 1.5$  nm;  $T = 290$  K. 4 — экспериментальные данные по кинетике затухания КОП кристаллов ADP.



**Рис. 3.** Корреляционные функции  $Y(r, t)$  разнотипных дефектов в различные моменты времени  $t$ ,  $s$ : 0.1 (1), 0.01 (2), 0.001 (3),  $10^{-4}$  (4),  $10^{-5}$  (5),  $10^{-6}$  (6),  $10^{-7}$  (7),  $10^{-8}$  (8),  $10^{-9}$  (9) и  $10^{-10}$  (10). Параметры расчета:  $D_0 = 3 \cdot 10^{-9}$ ;  $E = 0.53$  eV;  $W_0 = 1 \cdot 10^7$ ;  $a_B = 1.5$  nm,  $T = 290$  K.

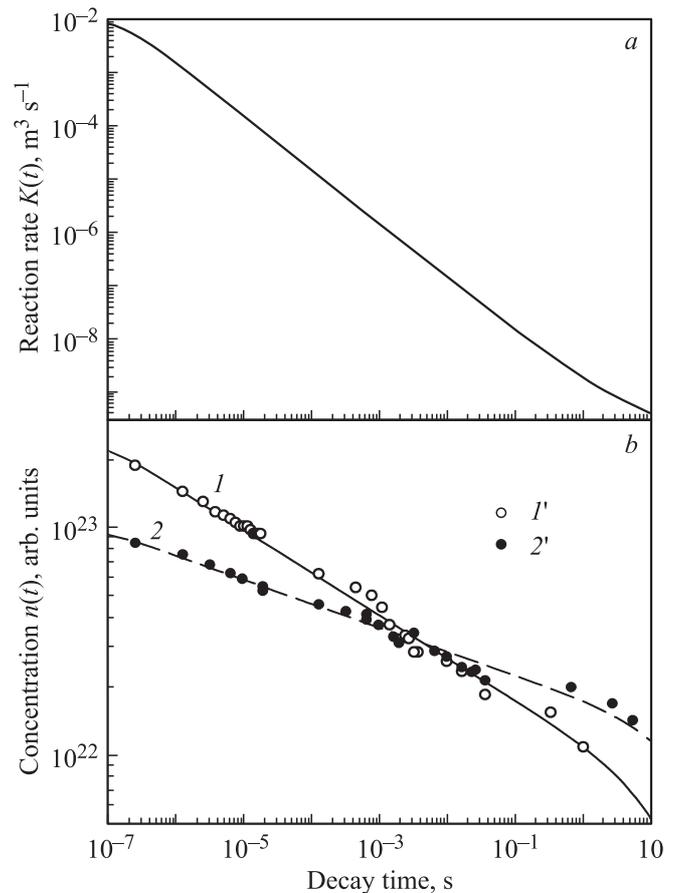
На кривых функции скорости реакции это соответствует прекращению быстрого спада  $K(t)$ , что должно завершиться при больших временах затухания выходом на стационарный уровень, т.е. переходом от нестационарной функции скорости реакции к константе скорости реакции. Из результатов расчета следует, что при большей подвижности дефектов быстрее происходит завершение переходных процессов и переход к стационарной кинетике рекомбинационного процесса. Для кристаллов ADP и KDP эта временная граница соответствует временам затухания  $10^{-2}$  и  $10$  s соответственно.

Почти все наблюдаемые при 290 K особенности кинетики затухания КОП могут быть объяснены особенностями временного поведения функции скорости реакции  $K(t)$ . Однако наблюдаемая в эксперименте зависимость кинетики затухания КОП от интенсивности импульса возбуждения, соответствующая различной начальной концентрации созданных дефектов, не может быть объяснена особенностями функции  $K(t)$ . Функция скорости реакции по данным расчета не зависит от начальной концентрации дефектов. Зависимость кинетики  $n(t)$  от начальной концентрации дефектов  $n_0$  при одной и той же  $K(t)$  непосредственно следует из уравнения (4): по данным расчета с увеличением начальной концентрации дефектов вдвое величина показателя степенной функции возросла с  $p = 0.12$  до  $p = 0.16$  (рис. 4).

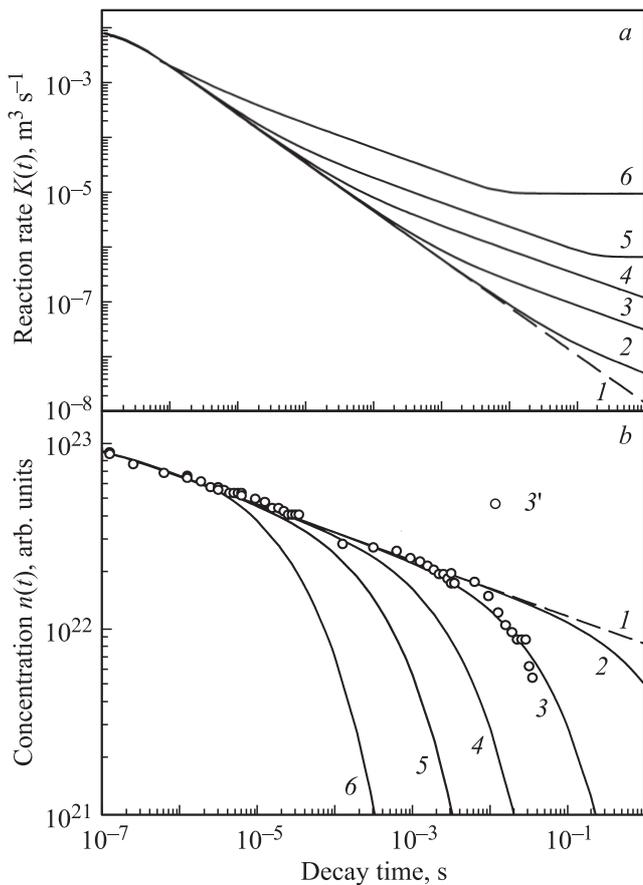
Как видно из приведенных рис. 1–4, данная модель хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными с помощью метода импульсной абсорбционной оптической спектроскопии с наносекундным временным разрешением. Кинетика затухания КОП в области  $10^{-7}$ – $10$  s при 290 K полностью описывается моделью туннельного переноса электрона в условиях термостимулированной подвижности одного или обоих рекомбинирующих реагентов системы. Это дает основания перейти к обсуждению температурной зависимости кинетики затухания КОП.

В уравнении (1) явную зависимость от температуры имеет коэффициент диффузии. Его значения для кристаллов KDP и ADP в широкой области температур приведены в работах [17,18]. На рис. 5 представлены результаты расчета для температурного диапазона 200–500 K, выполненные в предположении температурной независимости начальной концентрации дефектов  $n_0$ , создаваемых импульсным радиационным воздействием. Из этих результатов следует, что при температуре 200 K скорость реакции  $K(t)$  в двойных логарифмических координатах уменьшается со временем практически по линейному закону (кривая 1 на рис. 5, a). Действительно, вероятность туннельного переноса электрона  $W(r)$  экспоненциально зависит от расстояния  $r$  между дефектами. Близкие пары дефектов с наибольшими значениями  $W(r)$  рекомбинируют первыми. С течением времени фронт рекомбинации смещается на большие расстояния  $r$ , характеризующиеся меньшими значениями  $W(r)$ , что и обуславливает наблюдаемое уменьшение скорости реакции  $K(t)$  со временем.

Возрастание коэффициента диффузии с ростом температуры приводит к смещению распределения дефектов в



**Рис. 4.** Зависимость от времени скорости реакции  $K(t)$  (a) и концентрации дефектов  $n(t)$  (b). 1', 2' — экспериментальные данные по кинетике затухания КОП KDP при интенсивности импульса возбуждения (в процентах от максимальной): 100 (1) и 50 (2);  $T = 290$  K.



**Рис. 5.** Зависимость от времени скорости реакции  $K(t)$  (a) и концентрации дефектов  $n(t)$  (b). Параметры расчета:  $D_0 = 4 \cdot 10^{-7}$ ;  $E = 0.48$  eV;  $W_0 = 1 \cdot 10^7$ ;  $a_B = 1.5$  nm;  $T = 200$  (1); 250 (2); 290 (3); 350 (4); 400 (5); 500 К (6). 3' — экспериментальные данные по кинетике затухания КОП кристаллов ADP при 290 К.

область меньших расстояний  $r$ . Это обуславливает некоторую компенсацию падения скорости реакции  $K(t)$  при больших временах затухания (кривые 2–4 на рис. 5, a). При дальнейшем повышении температуры наблюдается полная компенсация падения скорости реакции, и зависимость  $K(t)$  выходит на постоянный уровень (константа скорости реакции), соответствующий завершению переходной кинетики (кривые 5 и 6 на рис. 5, a).

Температурная зависимость кинетики рекомбинации дефектов (4) при постоянном значении  $n_0$  полностью определяется температурной зависимостью скорости реакции  $K(t)$  (рис. 5, b). Низкотемпературная кинетика в двойных логарифмических координатах представлена спадающей прямой, наклон которой определяется величиной  $n_0$ . С увеличением температуры на больших временах затухания происходит отклонение от прямой, переходящее в быстрый экспоненциальный спад. Чем больше температура, тем быстрее наступает экспоненциальный спад (рис. 5, b). Очевидно, что энергия активации, определенная по положению экспоненциального спада кинетики, будет соответствовать диффузионному

процессу. Это вполне согласуется с данными эксперимента [4–7].

Однако начальный участок расчетной кинетики на рис. 5, b при всех температурах имеет неизменный отрицательный наклон. В эксперименте наблюдается совершенно иная ситуация: с увеличением температуры тангенс угла наклона начального участка кинетики затухания КОП в двойных логарифмических координатах возрастает по модулю с энергией активации, соответствующей таковой для диффузионного процесса [4–7]. В свете развиваемой модели это означает, что при импульсном радиационном воздействии начальная концентрация создаваемых дефектов  $n_0$  в действительности зависит от температуры. Из общих соображений можно предположить, что при импульсном радиационном воздействии происходит образование „близких“ пар антиморфных дефектов „вакансия–междоузельный ион“. При высокой вероятности рекомбинации в „близких“ парах вероятность выживания этих дефектов напрямую зависит от подвижности междоузельного иона. С увеличением температуры подвижность возрастает, что приводит к возрастанию количества „выживших“ дефектов, т.е. к возрастанию с температурой начальной концентрации дефектов  $n_0$ .

#### 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе для нелинейно-оптических кристаллов KDP и ADP методом математического моделирования выполнено исследование кинетики туннельного переноса электрона в условиях термостимулированной подвижности партнеров рекомбинации. Развита математический формализм и выполнено численное моделирование. Сопоставление результатов расчета и экспериментальных данных по короткоживущему оптическому поглощению кристаллов ADP и KDP в видимой и ультрафиолетовой областях спектра позволяет с учетом опубликованных данных сформулировать следующие выводы.

1. Импульсное радиационное воздействие приводит к формированию в кристаллах KDP и ADP дырочных центров поляронного типа (A-радикал–локализованная дырка на вакансии водорода и B-радикал–автолокализованная дырка) и электронных центров ( $H^0$ -центр–междоузельный атом водорода). Короткоживущее оптическое поглощение при этом обусловлено оптическими переходами между состояниями валентной зоны и локальными уровнями дырочных центров.

2. Модель туннельного переноса электрона между электронными и дырочными центрами в условиях термостимулированной подвижности одного из партнеров рекомбинационного процесса адекватно описывает все особенности кинетики релаксации наведенной оптической плотности, наблюдаемой в кристаллах KDP и ADP в широкой временной области  $10^{-8}$ – $10$  s после импульсного радиационного воздействия.

3. Кинетика затухания КОП состоит из двух характерных участков. Начальный участок контролируется

процессом туннельного переноса электрона, и для его приближенного описания применима формула кинетики туннельной рекомбинации в системе неподвижных дефектов. Конечный участок кинетики контролируется преимущественно диффузионным процессом и проявляется в виде быстрого экспоненциального спада интенсивности. При повышении температуры экспоненциальный участок смещается в область меньших времен затухания. Термостимулированное „укорочение“ кинетики характеризуется энергией активации, соответствующей диффузионному процессу.

4. Сложное поведение скорости реакции  $K(t)$  во всей наблюдаемой области времен затухания свидетельствует о протекании нестационарной диффузионно-контролируемой туннельной перезарядки дефектов. Кинетика при этом является переходной, и простые асимптотические формулы (например, закон Беккереля) для ее описания неприменимы.

5. В изотермических условиях при увеличении интенсивности импульса возбуждения наблюдается увеличение отрицательного наклона кинетики затухания КОП в двойных логарифмических координатах, обусловленное возрастанием начальной концентрации дефектов  $n_0$ . Функция скорости реакции  $K(t)$  при этом остается неизменной.

6. При повышении температуры происходит возрастание начальной концентрации дефектов  $n_0$ , создаваемых импульсом возбуждения постоянной интенсивности. Температурная зависимость отрицательного наклона начального участка кинетики затухания КОП в двойных логарифмических координатах характеризуется энергией активации, соответствующей ключевому процессу, контролирующему накопление дефектов во время действия возбуждающего импульса. При температуре выше комнатной в кристаллах с подвижными катионами таким процессом является диффузия. Поэтому энергия активации, определенная по температурной зависимости начального участка кинетики, соответствует такой для диффузионного процесса.

## Список литературы

- [1] J.E. Davis, R.S. Hughes, H.W.H. Lee. Chem. Phys. Lett. **207**, 540 (1993).
- [2] C.D. Marshall, S.A. Payne, M.A. Hennesian, J.A. Speth, H.T. Powell. J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Physics. **11**, 774 (1994).
- [3] Г.Н. Пирогова, Ю.В. Воронин, В.Е. Крицкая, А.И. Рябов, Н.А. Малов. Изв. АН СССР, неорганические материалы **22**, 115 (1986).
- [4] V.T. Kuanyshev, T.A. Belykh, I.N. Ogorodnikov, B.V. Shulgin, M.K. Satybaldieva, M.M. Kidibaev. Radiat. Measurements **33**, 503 (2001).
- [5] И.Н. Огородников, В.Ю. Яковлев, Б.В. Шульгин, М.К. Сатыбалдиева. ФТТ **44**, 845 (2002).
- [6] I.N. Ogorodnikov, V.Y. Yakovlev. Phys. Status Solidi C **2**, 641 (2005).
- [7] И.Н. Огородников, В.Ю. Яковлев. Изв. Вузов. Физика. **54** (1/3), 137 (2011).
- [8] E.A. Kotomin, V.N. Kuzovkov. Modern Aspects of Diffusion-Controlled Reactions: Cooperative Phenomena in Bimolecular Processes. Elsevier, North Holland. (1996). 636 p.
- [9] Ю.П. Закис, Л.Н. Канторович, Е.А. Котомин, В.Н. Кузовков, И.А. Тале, А.Л. Шлюгер. Модели процессов в широкощелевых твердых телах с дефектами. Зинатне, Рига (1991). 382 с.
- [10] K.T. Stevens, N.Y. Garces, L.E. Halliburton, M. Yan, N.P. Zaitseva, J.J. De Yoreo, G.C. Catella, J.R. Luken. Appl. Phys. Lett. **75**, 1503 (1999).
- [11] N.Y. Garces, K.T. Stevens, L.E. Halliburton, S.G. Demos, H.B. Radousky, N.P. Zaitseva. J. Appl. Phys. **89**, 47 (2001).
- [12] И.Н. Огородников, В.А. Пустоваров, Б.В. Шульгин, В.Т. Куанышев, М.К. Сатыбалдиева. Оптика и Спектроскопия **91**, 243 (1001).
- [13] И.Н. Огородников, М. Кирм, В.А. Пустоваров, В.С. Черемных. Оптика и Спектроскопия **95**, 413 (2003).
- [14] I.N. Ogorodnikov, M. Kirm, V.A. Pustovarov, V.S. Cheremnykh. Radiat. Measurements. **38**, 331 (2004).
- [15] I.N. Ogorodnikov, V.A. Pustovarov, M. Kirm, V.S. Cheremnykh. J. Luminesc. **115**, 69 (2005).
- [16] S.D. Setzler, K.T. Stevens, L.E. Halliburton, M. Yan, N.P. Zaitseva, J.J. De Yoreo. Phys. Rev. B: Cond. Matter. **57**, 2643 (1998).
- [17] L.B. Harris, G.J. Vella. J. Chem. Phys. **58**, 4550 (1971).
- [18] J.M. Pollock, M. Sharan. J. Chem. Phys. **51**, 3604 (1969).