

Спектр фотоионизации создаваемых пластической деформацией электронных состояний в диапазоне 1.2–2.2 eV в гамма-облученных кристаллах NaCl

© Е.В. Коровкин

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

E-mail: Korovkin@issp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 2 февраля 2004 г.
В окончательной редакции 22 июня 2004 г.)

Экспериментально изучена кинетика опустошения под действием света электронных состояний, создаваемых пластической деформацией в гамма-облученных кристаллах NaCl, что позволило восстановить их спектр фотоионизации в диапазоне 1.2–2.2 eV. Получены дополнительные аргументы в пользу того, что этот спектр дает фотоионизация электронов из дислокационной зоны. Показано, что в этом случае полученный спектр свободен от подмешивания к нему спектра фотоионизации связанных с дислокациями точечных дефектов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 04-02-17140).

1. Ранее [1,2] было найдено, что пластическое деформирование гамма-облученных кристаллов NaCl приводит к появлению в спектре ИК-фотоионизации, стимулированной предварительным импульсом F -света, широкой полосы, начинающейся при энергии фотонов $E = 0.64$ eV и простирающейся по крайней мере до 2.1 eV. В [2] с помощью достаточно сложной процедуры, позволяющей выделить интересующий спектр из суммы спектров, был измерен спектр этой полосы в диапазоне 0.64–1.2 eV. Продолжить аналогичные измерения в область больших энергий было невозможно из-за резкого падения чувствительности аппаратуры в этом диапазоне. Однако, с учетом того факта, что сигнал фотоионизации при $E = 0.74$ eV практически полностью принадлежит этой полосе, в [2] была предпринята попытка определить ее коротковолновый край. Для этого после стандартной [1,2], разработанной для $T = 110$ – 120 K, процедуры заполнения электронных состояний, дающих этот широкий спектр, включалась дополнительная монохроматическая обработка (ДМО) образца импульсом света варьируемой длительности и энергии фотонов E (1.2–2.1 eV). После чего измерялась фотопроводимость под действием света с энергией фотонов 0.74 eV и по ее величине оценивалась эффективность опустошения исследуемых состояний под действием света используемой ДМО. Оказалось, что свет любой длины волны данного диапазона эффективно пустошал эти состояния. Таким образом, выяснилось, что эта полоса простирается по крайней мере до 2.1 eV. Зависимость сигнала фотопроводимости (следовательно, концентрации этих состояний) от длительности ДМО представляла собой экспоненту с выходом на постоянный уровень, разный для разных длин волн (большей длине волны соответствовал обычно больший уровень). Это обстоятельство объясняется двояким действием света ДМО. С одной стороны, он опустошает интересующие нас состояния, находясь в области их чувствительности и в то же

время возбуждая F -центры и другие центры окраски, служащие поставщиками электронов в зону проводимости, снова заполняет эти состояния, что и приводит к установлению постоянного уровня, зависящего от длины волны ДМО. Нетрудно видеть, что, исследуя временные зависимости, измеренные для разных длин волн ДМО, можно восстановить спектр фотоионизации этих состояний, что и явилось целью настоящей работы.

2. Для концентрации n электронных состояний можно написать

$$dn/dt = -n \cdot A \cdot f(E) \cdot I(E) + B \cdot F(E) \cdot I(E), \quad (1)$$

где t — время; $f(E)$ — спектр фотоионизации этих состояний; $I(E)$ — интенсивность света ДМО; $F(E)$ — спектр центров окраски, служащих источником электронов; A и B — константы, включающие в себя все не зависящие от E и n коэффициенты. Иными словами, использовать можно только одну переменную, так как изменением концентрации F -центров за столь короткие времена (не более 30 s) можно пренебречь. Тогда решение (1) имеет следующий вид:

$$n = (C - D) \cdot \exp(-t/\tau) + D, \quad (2)$$

где $C = n(t = 0)$ и $D = n(t \rightarrow \infty)$. Откуда можно получить

$$f(E) \sim 1/(\tau(E) \times I(E)) \quad (3)$$

и $D(E) \sim F(E)/f(E)$. Отсюда видно, что, если $f(E)$ представляет в исследуемом диапазоне достаточно пологую функцию, $D \sim F(E)$ и будет расти с увеличением E , отражая рост $F(E)$ по мере приближения к максимуму F -полосы, что и наблюдается в эксперименте (см. 4-й столбец таблицы).

Эксперимент проводился при температуре 113 K на гамма-облученных до дозы 10^7 rad монокристаллах NaCl, которые были продеформированы сжатием со скоростью деформации $1.8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ до степени деформации 12–13%. Методика эксперимента подробно описана

в [2]. Источником света ДМО служила вольфрамовая лампа СИ-8 и набор интерференционных светофильтров. Эта же лампа с другими светофильтрами служила для возбуждения F -центров. Необходимость частой смены фильтров потребовала принятия определенных мер для исключения разброса в интенсивностях света. На рис. 1 представлено шесть из восьми измеренных зависимостей сигнала фотопроводимости под действием света с энергией фотонов 0.74 eV от длительности ДМО. Подбирая параметры C , D и τ для кривых по формуле (2) так, чтобы получить наилучшее совпадение этих кривых с экспериментальными данными (рис. 1), можно определить $\tau(E)$ и, используя измеренную зависимость $I(E)$ и формулу (3), получить спектр $f(E)$ (см. таблицу).

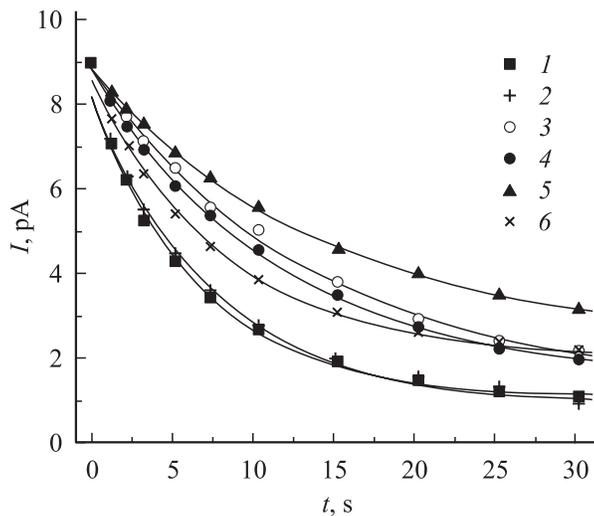


Рис. 1. Зависимость сигнала фотопроводимости от длительности ДМО для разных энергий фотонов ДМО: 1 — 1.240, 2 — 1.375, 3 — 1.550, 4 — 1.761, 5 — 2.067 и 6 — 2.206 eV. Сплошные кривые — экспоненты по формуле (2), параметры которых подобраны для наилучшего совпадения с экспериментальными данными.

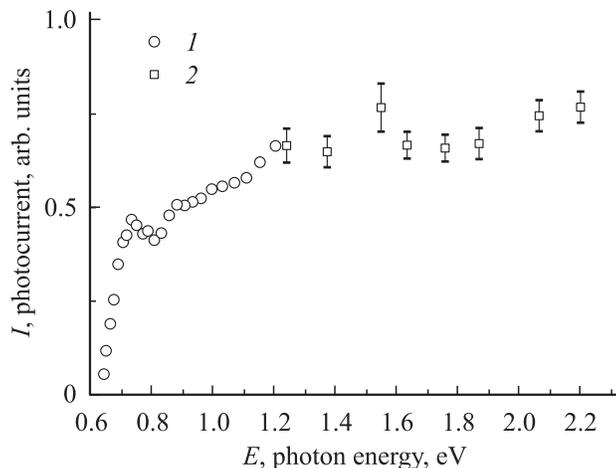


Рис. 2. Спектр фотоионизации исследуемых электронных состояний: 1 — данные [2], 2 — настоящая работа.

Зависимости от энергии фотонов ДМО (E): k — коэффициента учитывающего интенсивность света ДМО, Δ — отношения среднеквадратичного отклонения экспериментальных точек от подгоночной кривой к начальной амплитуде этой кривой, D/C , $\tau(E)$ и $f(E)$ — восстановленного спектра фотоионизации

E , eV	$k = 1/I(E)$, arb. units	Δ , %	D/C	$\tau(E)$, s	$f(E) \sim k/\tau$, arb. units
2.206	0.57	0.43	0.23	7.8	731
2.067	1.00	0.31	0.28	14.1	709
1.870	0.76	0.64	0.19	12.0	633
1.761	0.72	0.58	0.16	11.5	626
1.636	0.83	0.47	0.18	12.7	654
1.550	0.96	1.08	0.17	13.4	716
1.375	0.44	1.01	0.11	7.6	572
1.240	0.42	1.30	0.13	6.8	621

На рис. 2 представлен спектр фотоионизации изучаемых состояний в диапазоне $0.6\text{--}2.2 \text{ eV}$, полученный из данных работы [2] ($0.6\text{--}1.2 \text{ eV}$) и данных настоящей работы ($1.24\text{--}2.2 \text{ eV}$). Из рисунка видно, что спектр фотоионизации представляет собой резкий подъем (порог) при $E \approx 0.65 \text{ eV}$, быстро переходящий в пологий (если пренебречь отдельными осцилляциями, демонстрирующими имеющуюся структуру спектра), подъем до 2.2 eV — до края исследуемого диапазона.

3. Из результатов работ [1,2] следует, что интересные нас состояния возникают при пластической деформации образца. Известно, что при этом кроме дислокаций возникают собственные дефекты и их комплексы. Известно также, что основным типом возникающих собственных дефектов в кристаллах NaCl являются вакансии. Хлорные вакансии и их комплексы способны захватывать из зоны проводимости электроны, образуя при этом разнообразные центры окраски. Простейшие из них F -, F' -, M - и R -центры хорошо известны и представляют собой достаточно глубокие состояния ($2.7\text{--}1.2 \text{ eV}$ ниже дна зоны проводимости). При дальнейшем усложнении комплексов глубина становится меньше. Таким образом, если исследуемые состояния формируются из комплексов собственных дефектов, то это должны быть более сложные комплексы (в нашем случае глубина не более 0.65 eV). Кулоновское взаимодействие, удерживающее захваченный электрон на этом комплексе, большой размер этого комплекса и малая его энергетическая глубина (0.65 eV при ширине запрещенной зоны около 8 eV) должны привести к конечной ширине его спектра фотоионизации, положение максимума которого не должно превышать удвоенную энергию порога фотоионизации [3]. В нашем случае порог фотоионизации $\approx 0.65 \text{ eV}$, а максимум не наблюдается даже при 2 eV . Это делает маловероятным образование исследуемых состояний на основе комплексов собственных дефектов и остается предположить аналогичную роль дислокаций (дислокационная электронная зона). Длинные цепочки вакансий, которые также могут образовываться при пла-

стическом деформировании, можно рассматривать при этом как частный случай дислокаций (узкие дислокационные петли).

Известно, что с дислокацией могут быть связаны также дефекты, способные захватывать на себя электроны как из зоны проводимости, так и из дислокационной зоны. Одним из таких дефектов являются фотостопоры [4]. Тогда фотоионизация электронов с этих дефектов в зону проводимости приведет к захвату ими электронов из дислокационной зоны, что обусловит уменьшение концентрации дислокационных электронов и уменьшение в дальнейшем сигнала фотоионизации под действием фотонов с $E = 0.74 \text{ eV}$. Естественно, возникает вопрос, не подмешивается ли спектр фотоионизации этих дефектов к полученному спектру (кривая 2 на рис. 2).

Если предположить, что процесс захвата дислокационного электрона на опустевший дефект происходит мгновенно (в нашем случае характерные времена экспоненциальной зависимости порядка 10 нс и любые времена от пикосекунд до миллисекунд можно считать мгновенными), то в уравнение (1) надо будет добавить член $-z(E) \cdot I(E) \cdot G$, где $z(E)$ — спектр фотоионизации этих дефектов, а G — постоянная. Новых переменных это не прибавит и формула (3) по-прежнему будет справедлива, так как добавление этого члена приведет не к изменению $\tau(E)$, а к уменьшению предельного уровня D , и, следовательно, к увеличению амплитуды экспоненты. В случае если захват дефектами электронов будет происходить медленнее, временные зависимости будут сложнее, чем описываемые формулой (3). Поскольку в настоящей работе эта зависимость выполняется с большой точностью (см. третий столбец таблицы), вклад такого процесса отсутствует или пренебрежимо мал. Следовательно, если мы имеем дело с фотоионизацией электронов из дислокационной зоны, то полученный спектр свободен от подмешивания к нему спектра связанных с дислокациями точечных дефектов.

Список литературы

- [1] Е.В. Коровкин, Т.А. Лебекина. ФТТ **44**, 12, 2155 (2002).
- [2] Е.В. Коровкин. ФТТ **46**, 6, 1013 (2004).
- [3] П.С. Киреев. Физика полупроводников. М. (1975). С. 528.
- [4] Г.А. Ермаков, Е.В. Коровкин, Я.М. Сойфер. ФТТ **16**, 6, 1756 (1974).