

## ЗАМОРОЖЕННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ТЕЛЛУРИДЕ КАДМИЯ

Persistent photoconductivity (PPC) has been investigated in detail in a single crystalline CdTe. It was found that the decay of PPC in time for CdTe follows the «stretched-exponential» function that is usually observed in a wide class of disordered and inhomogeneous materials and structures. The behavior of PPC observed denotes that it is due to the random local-potential fluctuations.

Теллурид кадмия – хорошо известный полупроводниковый материал, применяющийся для изготовления неохлаждаемых детекторов рентгеновского и гамма-излучений и других оптоэлектронных приборов. Для его практического использования требуются структурно совершенные кристаллы с удельным сопротивлением выше  $10^8$  Ом·см. Однако в монокристаллах CdTe, выращенных обычным методом Бриджмена, всегда присутствуют неконтролируемые дефекты (примеси, собственные точечные дефекты, дислокации, преципитаты теллура и др.), которые дают концентрацию активных центров не менее  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>, что резко снижает удельное сопротивление материала [1] и приводит к высоким токам утечки в готовых приборах [2].

Наличие таких дефектов может, в частности, проявляться в сохранении фотопроводимости кристаллов после засветки, что получило название замороженной фотопроводимости (ЗФП). Это явление наблюдалось во многих неупорядоченных и гетерогенных (поликристаллических, порошковых) структурах на основе полупроводниковых соединений II–VI и III–V, в аморфных полупроводниках, органических красителях и др. [3].

Одним из важных свойств ЗФП является то, что при нагреве образца выше определенной температуры (она зависит от типа материала и его чистоты) величина наведенной засветкой фотопроводимости может уменьшаться, так что большинство полупроводников обладают эффектом ЗФП лишь при температурах ниже 70–100 К [4]. Однако в ряде случаев такое поведение можно наблюдать даже при комнатной температуре. При этом время релаксации этого процесса зависит от условий эксперимента и типа вещества, меняясь от нескольких секунд до тысяч лет [5]. Поэтому эффект ЗФП оказался полезным для многих применений, например, для управления плотностью двумерного электронного газа в гетеропереходах, а также в качестве неразрушающего способа определения дефектности полупроводников [6]. Кроме того, эффект ЗФП используется и при производстве некоторых оптоэлектронных приборов [4].

Исследование ЗФП стало весьма важным научным направлением, однако до сих пор законченной (универсальной для всех веществ) теории этого эффекта не создано [7]. Существует несколько моделей объяснения эффекта ЗФП. Одной из них является модель сильной решеточной релаксации [8, 9], которая справедлива для полярных кристаллов, в которых существует сильное взаимодействие между электронами и фононами.

Модель случайных флуктуаций локального потенциала в полупроводниковом кристалле предполагает, что эффект ЗФП обусловлен сильным разупорядочением атомной структуры полупроводника, которое вызывает случайные крупномасштабные флуктуации положений краев энергетических зон [10].

Модель макроскопических барьеров [11] основана на учете роли встроенных электрических полей, возникающих на внутренних границах раздела (например, на границах зерен) или на поверхности полупроводников, которые приводят к разделению электронов и дырок в полупроводнике и, как следствие, к снижению вероятности их рекомбинации.

Попытки проверить справедливость названных моделей предпринимались для многих монокристаллических и пленочных полупроводниковых соединений и гетероструктур типа II–VI (см. [12–14]). Что касается монокристаллов CdTe, то в литературе известны лишь исследования ЗФП на легированных галлием монокристаллах, выращенных обычным методом Бриджмена [15].

В данной статье представлены результаты, указывающие на то, что в собственном монокристаллическом теллуриде кадмия, выращенном модифицированным методом Бриджмена, возможной причиной наблюдаемого эффекта ЗФП является крупномасштабный потенциальный рельеф.

### Методика эксперимента

Монокристаллы теллурида кадмия получались модифицированным методом Бриджмена при высоком давлении аргона в камере для выращивания [16, 17]\*. Вырезанные из монокристалла образцы

\* Авторы благодарят доктора М. Бамдада (химический факультет Открытого университета (Azad University) г. Бруджерда, Иран) за выращивание кристаллов и подготовку образцов к измерениям.

размером  $2 \times 5 \times 8 \text{ мм}^3$  подвергались механической шлифовке абразивной бумагой типа P1200 – P4000 с размерами зерен  $1,2 \div 4 \text{ мкм}$ , механической полировке алмазной пастой с размерами зерен  $0,1 \div 1 \text{ мкм}$ , финишной химико-динамической полировке в смеси  $\text{H}_2\text{O}_2 + \text{HBr} + \text{этиленгликоль}$  для удаления нарушенного поверхностного слоя образца. В процессе химико-динамической полировки снимался слой толщиной  $100 \div 200 \text{ мкм}$ , что снижало плотность дислокационных ямок травления до  $N_D \sim 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-2}$ , соответствующих значению  $N_D$  в объеме кристалла. Ямки травления фиксировались с помощью селективного травителя в виде 50 % водного раствора 1 ч.  $\text{CrO}_3 + 2 \text{ ч. HF}$ . Перед нанесением электрических контактов образцы подвергались дополнительной обработке: их погружали в  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$  на  $\sim 1\text{--}2$  мин с целью удаления с поверхности шунтирующей пленки теллура, появляющейся на после химической полировки.

Для проведения электрических измерений использовался 4-зондовый метод: два токовых и два потенциальных контакта создавались с помощью серебряной пасты. Ток и напряжение на образце определялись с помощью цифрового мультиметра Keithly 610C, обеспечивающего возможность измерять токи в диапазоне  $10^{-11} \div 10^{-6} \text{ А}$  и напряжения  $0,1 \div 2 \text{ В}$  с точностью не хуже 0,1 %. Измеряемые в ходе изучения процесса релаксации токи лежали в диапазоне  $10^{-9} \div 10^{-6} \text{ А}$ . Используемые напряжения смещения  $U$  в экспериментах составляли от 0,5 до 2 В.

Для проверки омичности контактов измерялись вольт-амперные характеристики образцов при пропускании тока в прямом и обратном направлении. По результатам измерения удельное электросопротивление образцов было порядка  $8 \cdot 10^7 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , что указывает на относительно небольшую концентрацию собственных дефектов в исследуемых кристаллах.

Измерения проводились внутри вакуумной камеры, откачиваемой насосом RHYWE 2SD2 до давления  $10^{-3} \text{ мбар}$ , в металлическом сосуде Дьюара, куда заливался жидкий азот. Образец крепился на тонком слое изолятора на медном держателе, к которому присоединялся погруженный в жидкий азот медный стержень.

Температура образца в диапазоне  $90 \div 300 \text{ К}$  изменялась с помощью электрического нагревателя, который наклеивался на медный держатель непосредственно под образцом. Температура образца измерялась медьконстантановой термопарой, обеспечивающей контроль и стабильность поддержания температур специальным регулятором (с точностью не хуже 0,1 К) в процессе всего измерения ЗФП.

Для фотовозбуждения образцов кристаллов CdTe использовался желтый свет натриевой лампы и фильтр, который обеспечивал преобладание в спектре двух основных линий с длинами волн 589,0 и 589,6 нм. Поскольку у CdTe ширина запрещенной зоны равна  $E_g = 1,45 \text{ эВ}$  при температуре 300 К (при температуре абсолютного нуля 1,67 эВ), энергия  $\hbar\omega = 2,11 \text{ эВ}$  излучаемых натриевой лампой фотонов вполне достаточна, чтобы возбудить электроны из валентной зоны в зону проводимости.

Эксперименты по изучению релаксации ЗФП в каждой температурной точке проходили следующим образом. Сначала образец при заданной температуре и приложенном постоянном напряжении смещения подвергался воздействию света в течение 15 с. После выключения засветки через каждые 10 с снимались значения тока индуцированной фотопроводимости вплоть до выхода на насыщение, что позволяло определять равновесный темновой ток.

Процедура экспериментов по изучению ЗФП при разных температурах состояла в следующем. Первое измерение после засветки проводилось при комнатной температуре, после чего образец охлаждался до некоторой температуры и измерение ЗФП повторялось. После каждого измерения при температуре ниже комнатной образец вновь нагревался до комнатной температуры, выдерживался в течение 30 мин и затем в темноте охлаждался до следующей более низкой температуры. Такие условия эксперимента гарантировали, что полученные для каждой температурной точки данные соответствовали одинаковым начальным условиям.

### Результаты и их обсуждение

Согласно работе [14] для описания релаксации ЗФП во времени с момента выключения ( $t = 0$ ) засветки образца удобно пользоваться нормированной функцией типа

$$I_{\text{ЗФП}}(t) = [I(t) - I_d] / [I(0) - I_d], \quad (1)$$

где  $I(0)$  – ток фотопроводимости в начальный момент времени  $t = 0$  после выключения засветки,  $I(t)$  – фототок в момент времени  $t$  после выключения засветки и  $I_d$  – темновой ток, определявшийся по выходу кривой  $I(t)$  на насыщение. Имеется ряд доказательств (см., например, [15, 16]), что релаксация ЗФП при  $T > 90 \text{ К}$  во многих неравновесных системах может быть описана с помощью так называемой растянутой (затянутой) экспоненциальной функции Кольрауша [17, 18]:

$$I_{\text{ЗФП}}(t) \approx I_{\text{ЗФП}}(0) \cdot \exp[-(t/\tau)^\beta], \quad (2)$$

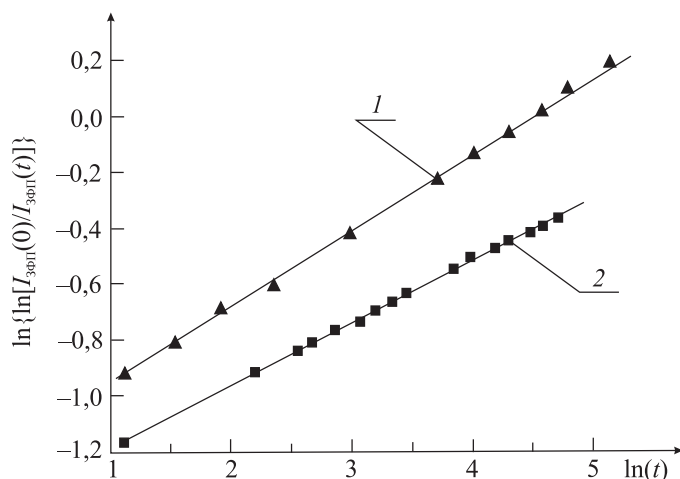


Рис. 1. Зависимости релаксации фототока от времени для монокристаллического CdTe после засветки в течение 15 с при  $T = 90$  К (1) и  $120$  К (2) и  $U = 2$  В

скольку экспериментальные зависимости  $I_{3ФП}(t)$   $\ln\{\ln[I_{3ФП}(0)/I_{3ФП}(t)]\} - \ln t$  во всем временном интервале.

Из рис. 2 следует, что в изученных образцах эффект ЗФП зависит также от приложенного напряжения смещения. Согласно [12–25] это указывает на возможную причину наблюдаемого эффекта ЗФП – случайные флуктуации локального потенциала (крупномасштабного потенциального рельефа).

Значения параметров релаксации для кристалла CdTe при  $U = 2$  В

$T, K$	$\tau, c$	$\beta$
90	582	0,221
120	186	0,285
180	91	0,274
295	55	0,300

Значения параметров  $\tau$  и  $\beta$  процесса релаксации ЗФП для разных температур, полученные при обработке экспериментальных зависимостей  $I_{3ФП}(t)$ , представлены в таблице. Параметры процесса релаксации при  $295$  К для напряжений смещения  $0,5$ ,  $1,5$  и  $2,0$  В оказались соответственно равными  $\beta \approx 0,34$  и  $\tau \approx 4,4$  с;  $\beta \approx 0,32$  и  $\tau \approx 39,4$  с;  $\beta \approx 0,30$  и  $\tau \approx 55$  с.

Из таблицы видно, что при уменьшении температуры характерное время релаксации  $\tau$  ЗФП образца увеличивается. Представленная на рис. 3 линеаризованная в аррениусовых координатах зависимость  $\tau$  от температуры указывает на то, что время релаксации процесса зависит от температуры по закону  $\tau = \tau_0 \exp(E_a/kT)$ , что свидетельствует о термоактивационном характере процесса релаксации ( $\tau_0$  – высокотемпературный предел времени релаксации). Это означает, что наблюдаемый в изученных кристаллах эффект ЗФП по аналогии с

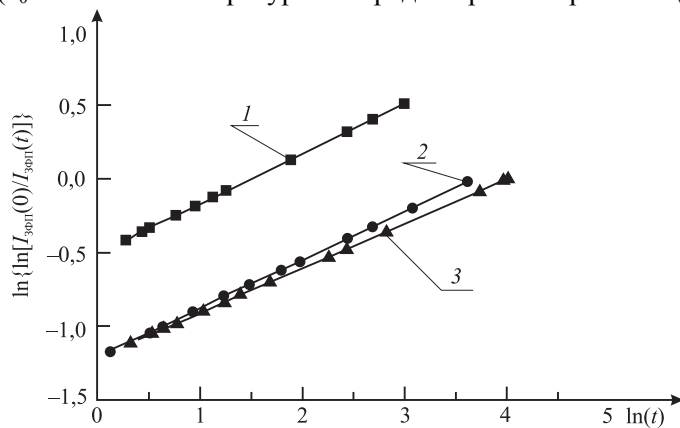


Рис. 2. Зависимости релаксации фототока от времени для монокристаллического CdTe после засветки в течение 15 с при  $T = 295$  К для разных  $U$ : 1 –  $0,5$ ; 2 –  $1,5$ ; 3 –  $2,0$  В

где  $\tau$  – характерное время релаксации фототока,  $\beta$  – показатель степени ( $0 < \beta < 1$ ). Обычно процессы релаксации, описываемые такой функцией, связывают с наличием в полупроводниках случайного распределения носителей заряда в реальном пространстве. Согласно [23–25] релаксация фототока по закону (2) следует из стохастической природы материала и случайного характера распределения его локальных характеристик.

Примеры кривых релаксации ЗФП для монокристалла собственного CdTe при разных температурах и напряжениях смещения представлены на рис. 1 и 2. Как видно, для изученных образцов действительно справедлив закон релаксации ЗФП типа (2), хорошо линеаризуются в координатах

результатами работ [12–25] по релаксации замороженной фотопроводимости в полупроводниковых соединениях и гетероструктурах типа III–V и II–VI может быть приписан формированию крупномасштабного потенциального рельефа со средними величинами флуктуаций потенциала порядка  $E_a$  (см. вставку на рис. 3). Согласно оценке энергии активации процесса релаксации из представленной на рис. 3 зависимости  $\tau(t)$  величина флуктуаций потенциала составляет величину порядка  $0,026$  эВ.

Указанные флуктуации могут возникнуть как вследствие неоднородности состава

ва, так и случайного распределения заряженных примесных (дефектных) центров в образце.

\* \* \*

Проведенное исследование показало, что спад ЗФП для собственных монокристаллов CdTe в изученной температурной области происходит в соответствии с законом «затянутой экспоненты» (функции Кольрауша). Полученные результаты (следование процесса затухания ЗФП функции Кольрауша, уменьшение времени релаксации при повышении температуры по активационному закону, зависимость релаксации ЗФП от напряжения смещения) указывают на то, что возможной причиной наблюдаемого эффекта ЗФП являются случайные флуктуации локального потенциала (крупномасштабного потенциального рельефа) в изученных образцах CdTe.

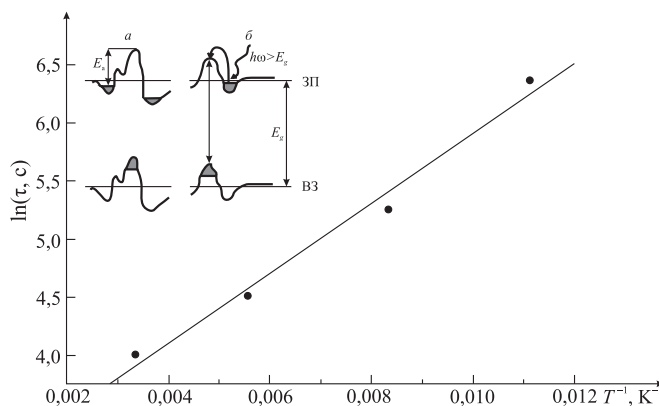


Рис. 3. Температурная зависимость времени релаксации ЗФП в аррениусовых координатах.

На вставке – схематическое изображение случайного модулирования краев зоны проводимости (ЗП) и валентной зоны (ВЗ) со средними значениями флуктуаций потенциала  $E_a$  до (а) и после (б) засветки

1. Zumbiehl A., Mergui S., Ayoub M. et al. // Mater. Sci. Eng. B. 2000. Vol. 71. P. 297.
2. Hoffmann D.M., Stadler W., Cristman P., Meyer B.K. // Nucl. J. and Meth. Phys. Res. 1996. Vol. A380. P. 117.
3. Joshi N.V. Photoconductivity. New York, 1990.
4. Sheinkman M.K., Shik Ya.A. // Sov. Phys. Semicond. 1976. Vol. 10. P. 128.
5. Lin J.Y., Dissanayake A., Brown G., Jiang H.X. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 42. P. 5855.
6. Theodorou D.E., Queisser H.J., Bauser E. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. P. 628.
7. Stormer H.J., Dingle R., Gossard A.C. et al. // Solid State Commun. 1974. Vol. 29. P. 705.
8. Chadi D.J., Chang K.J. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 873.
9. Chadi D.J., Chang K.J. // Ibid. 1989. Vol. 39. P. 10063.
10. Lin J.Y., Jiang H.X. // Ibid. 1990. Vol. 41. P. 5178.
11. Theodorou D.E., Queisser H.J. // Ibid. 1983. Vol. 27. P. 7786.
12. Jiang H.X., Brown G., Lin J.Y. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. P. 6701.
13. Shkloskii B.I., Efros A.J. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1971. Vol. 60. P. 867.
14. Ryvkin M., Shlimak I.S. // Phys. Status Solidi. 1973. Vol. A16. P. 515.
15. Fang R., Brebrick R.F. // J. Phys. Chem. Sol. 1996. Vol. 57. P. 443.
16. Sen S., Konkel W.H., Tighe S.J. et al. // J. Cryst. Growth. Vol. 111. P. 198886.
17. Dissanayake A., Elahi M., Jiang H.X., Lin J.Y. // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 42.
18. Trzmiel J., Palaczek-Popko E., Weron K. et al. // Acta Physica Polonica. Vol. 114. P. 1417.
19. Kakalios J., Streif R.A., Jackson W.B. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 1037.
20. Gombia E., Bissoli F., Zha M. et al. // Phys. Stat. Sol. C. 2003. Vol. 0. P. 881.
21. Arslan E., Butun S., Bora Lisesivdin S. et al. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 103701.
22. Trzmiel J., Palaczek-Popko E., Weron K. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 114902.
23. Jurlewicz A., Weron K. // Cell. Mol. Biol. Lett. 1999. Vol. 4. P. 56.
24. Jurlewicz A., Weron K. // J. Non-Cryst. Solids. 2002. Vol. 305. P. 112.
25. Jonscher A.K., Jurlewicz A., Weron K. // Contemporary Phys. 2003. Vol. 44. P. 329.

Поступила в редакцию 10.12.09.

**Али Араш Ронасси (Иран)** – аспирант кафедры энергофизики. Научный руководитель – А.К. Федотов.

**Александр Кириллович Федотов** – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой энергофизики.