

УДК 535.317.1

## НЕСТАЦИОНАРНАЯ ЭДС В КРИСТАЛЛАХ С БИПОЛЯРНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТЬЮ

С. И. Степанов, Г. С. Трофимов

Проведено теоретическое рассмотрение эффекта нестационарной фотоэдс в кристаллах с биполярной фотопроводимостью. Экспериментально изменение знака нестационарной фотоэдс с ростом пространственной частоты, характерное для таких кристаллов, наблюдалось в полужизолирующем GaAs : Cr на длине волны 1.15 мкм.

1. В предыдущих работах [1-3] нами был рассмотрен эффект нестационарной фотоэдс, заключающийся в возникновении знакопеременного тока через короткозамкнутый образец фотопроводника, освещаемого колеблющейся синусоидальной интерференционной картиной (рис. 1). Было показано, что исследование зависимости эффекта от пространственной частоты картины  $K$ , частоты возбуждения  $\Omega$  и величины внешнего поля  $E_0$  позволяет получить информацию относительно фотопроводящих свойств исследуемого кристалла, средних диффузионных длин фотоиндуцированных носителей заряда, концентрации ловушечных центров. В данной работе нами впервые рассматривается эффект нестационарной фотоэдс в биполярном фотопроводнике и демонстрируется возможность определения с его помощью относительного вклада в суммарную фотопроводимость электронов и дырок, а также их средних диффузионных длин и дебаевской длины фотопроводника.

2. Проведем оценку величины нестационарной фотоэдс в биполярном фотопроводнике. Как было показано в [1, 2], амплитуда первой гармоники тока через короткозамкнутый образец, освещаемый колеблющейся с достаточно большой частотой  $\Omega$  по периодическому закону интерференционной картиной, равна

$$J^{\Omega} = S (\Delta/2) E_{sc} \sigma \sin \varphi. \quad (1)$$

Здесь  $S$  — поперечное сечение образца;  $E_{sc}$ ,  $\sigma$  — амплитуды пространственных синусоидальных распределений электрического поля и фотопроводимости, наводимых интерференционной картиной;  $\varphi$  — средний угол пространственного рассогласования между ними; глубина фазовой модуляции картины  $\Delta \ll 1$ . Как известно (см., например, [4]), в отсутствие внешнего поля в монополярном фотопроводнике  $\varphi = 90^\circ$ ,  $E_{sc} \simeq \simeq E_D = K (kT/e)$ ,  $\sigma = \sigma_0 (1 + K^2 L_D^2)^{-1} = \sigma_0 C$ , что дает следующую оценку:

$$J^{\Omega} \simeq S (\Delta/2) E_D \sigma_0 C. \quad (2)$$

$\sigma_0$  — средняя фотопроводимость образца,  $L_D$  — средняя диффузионная длина переноса фотоэлектронов.

Как показано в [5, 6], в биполярных фотопроводниках амплитуда решетки поля  $E_{sc}$  уменьшается до величины

$$E_{sc} = E_D (\sigma_0^e C^e - \sigma_0^h C^h) / (\sigma_0^e C^e + \sigma_0^h C^h), \quad (3)$$

где  $\sigma_0^e$ ,  $C^e$  и  $\sigma_0^h$ ,  $C^h$  являются характеристиками для электронной и дырочной компонент фотопроводимости. Последнее связано с тем, что формиро-

вание решетки поля происходит за счет ухода соответствующих носителей заряда из ярко освещенных полос интерференционной картины, и поэтому электронная и дырочная компоненты в данном случае могут частично (или полностью) компенсировать друг друга. Что касается пространственно-неоднородной части распределения суммарной фотопроводимости, то, очевидно, электронная и дырочная компоненты просто складываются

$$\sigma \approx \sigma_0^e C^e + \sigma_0^h C^h. \quad (4)$$

Рис. 1. Стандартная схема установки для исследования нестационарной фотоэдс.

1 — фотопроводник; 2, 3 — зеркала интерферометра, формирующего интерференционную картину на поверхности образца (3 — подвижное зеркало, осуществляющее фазовую модуляцию одного из пучков).

Поскольку угол  $\varphi$  здесь также равен  $90^\circ$ , получаем

$$J^z \approx S (\Delta/2) E_D (\sigma_0^e C^e - \sigma_0^h C^h). \quad (5)$$

Таким образом, при малых пространственных частотах ( $C^e, C^h = 1$ ) в биполярном фотопроводнике основной вклад в фотоэдс дают носители с большей фотопроводимостью ( $\sigma_0^e, \sigma_0^h$ ), а при больших пространственных частотах — носители с большей скоростью генерации  $(\sigma_0^e, \sigma_0^h C^e, C^h)^{-1}$ . В результате становится возможным изменение знака эдс на пространственной частоте  $(L_D^e, L_D^h)^{-1}$ .

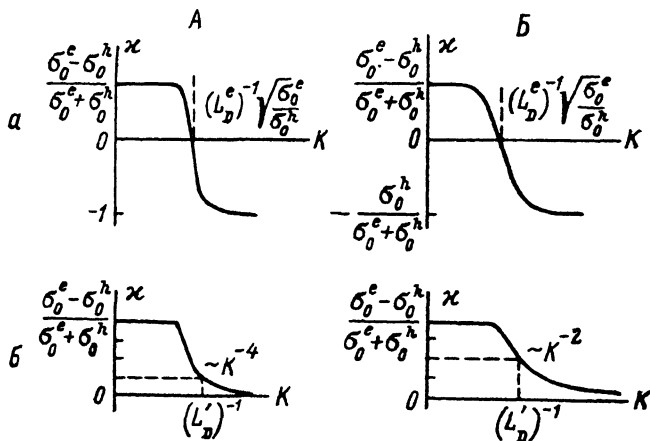


Рис. 2. Теоретические зависимости коэффициента  $\chi$  от пространственной частоты  $K$  при  $C^h=1$  для  $\sigma_0^e > \sigma_0^h$ .

3. В данной работе нами был проведен подробный расчет амплитуды тока, основанный на известных уравнениях для распределения фотоиндуцированных носителей и электрического поля  $E_{sc}$  в фотопроводнике с одним частично компенсированным примесным уровнем при определенных упрощающих предположениях [4]: соблюдение линейности фотогенерации и рекомбинации подвижных носителей обоого типа, пренебрежение темновой проводимостью и предположение о низком контрасте ( $m \ll 1$ ) световой картины. Он дает следующее более общее выражение для амплитуды первой гармоники тока  $J^z$  ( $\Delta \ll 1$ ):

$$J^z = S \frac{\Delta}{2} m^2 \frac{E_D}{b} \frac{\Omega/\Omega_0}{\sqrt{1 + \Omega^2/\Omega_0^2}} (\sigma_0^e C^e - \sigma_0^h C^h), \quad (6)$$

которое получено с учетом возможного насыщения уровня с концентрацией  $N_A$ ,  $b=1+K^2(L'_D)^2$ , где  $L'_D=\sqrt{kT\varepsilon\varepsilon_0/e^2N_A}$  — дебаевская длина экранирования. Частота среза  $\Omega_0$  имеет электронную и дырочную компоненты

$$\Omega_0 = \frac{C^e b}{\tau_M^e} + \frac{C^h b}{\tau_M^h} = \frac{b}{\varepsilon\varepsilon_0} (\sigma_0^e C^e + \sigma_0^h C^h), \quad (7)$$

$\tau_M^{e,h}$  — время максвелловской релаксации, соответствующее электронной и дырочной частям фотопроводимости.

Таким образом, зависимость амплитуды фотоэдс от пространственной частоты  $K$  в биполярном фотопроводнике оказывается весьма нетривиальной. В дополнение к общему, линейному, росту с  $K$  ( $E_D \propto K$ ) она описывается дополнительным безразмерным сомножителем

$$\chi(K) = \begin{cases} (\sigma_0^e C^e - \sigma_0^h C^h) / (\sigma_0^e + \sigma_0^h) b, & \Omega \geq \Omega_0, \\ (\sigma_0^e C^e - \sigma_0^h C^h) / (\sigma_0^e C^e + \sigma_0^h C^h) b^2, & \Omega \leq \Omega_0. \end{cases} \quad (8a) \quad (8b)$$

Не проводя подробного анализа (8), рассмотрим характерные особенности  $\chi(K)$  для случая малой диффузионной длины, например дырок

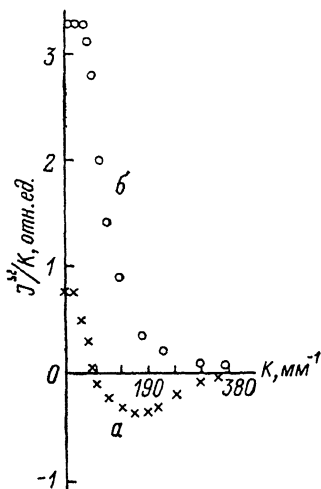


Рис. 3. Экспериментальная зависимость  $J^2/K$  от пространственной частоты  $K$ .  $P_0=3$  мВт.

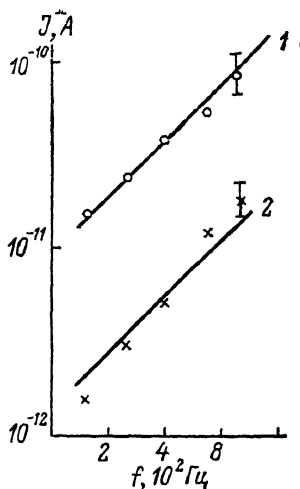


Рис. 4. Экспериментальная зависимость  $J^2$  от частоты модуляции  $f$ . GaAs: Cr,  $P_0=3$  мВт,  $K \approx 180$  (1) и  $40$  мм $^{-1}$  (2).

( $KL'_D \ll 1$ ). На рис. 2 приведены основные типы кривых  $\chi(K)$  для  $\Omega \leq \Omega_0$  (А) и  $\Omega \geq \Omega_0$  (Б) в двух предельных случаях:  $b=1$  ( $KL'_D \ll 1$ ) (а) и  $C^e=1$  ( $KL'_D \ll 1$ ) (б).

4. Экспериментально эффект изменения знака нестационарной фотоэдс с ростом  $K$ , который может быть объяснен в рамках приведенного выше анализа, наблюдался нами в полуизолирующем образце GaAs: Cr на длине волны  $\lambda=1.15$  мкм (рис. 3, а). Указанная зависимость существенно отличается от аналогичной, полученной на том же образце (рис. 3, б) в случае приповерхностного возбуждения при  $\lambda=0.63$  мкм [3]. Укажем, что в обоих случаях измерения проводились на частоте  $\sim 1$  кГц в режиме  $\Omega < \Omega_0$ , для которого характерна наблюдаемая линейная зависимость амплитуды сигнала от частоты возбуждения (рис. 4).

Для того чтобы определить, какой тип носителей (электроны или дырки) определяет основной вклад в наблюдаемый эффект, нами было проведено сопоставление знака фотоэдс в GaAs: Cr и в  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  с заводом электронным типом фотопроводимости [4]. Оказалось, что в исследуемом образце полуизолирующего GaAs: Cr при  $\lambda=0.63$  мкм, а также при малых пространственных частотах на длине волны  $\lambda=1.15$  мкм доминирующей является дырочная фотопроводимость. При больших про-

странственных частотах  $K > 60 \text{ мм}^{-1}$  в последнем случае определяющим является вклад электронной компоненты.

Отметим, что, согласно рассмотренной модели, изменение знака нестационарной фотоэДС связано с диффузионным расплыванием фотопродуцированных носителей. Таким образом, экспериментально полученная смена знака  $J^2$  (рис. 3) обусловлена большой диффузионной длиной переноса дырок ( $kL_D^h > 1$ ). После изменения знака  $J^2$ , по-видимому, имеет место насыщение ловушечных центров. В этом случае соотношение (8а) предсказывает спад  $\kappa \propto K^4$  для  $K > (L_D^h)^{-1}$ . Экспериментальная кривая (рис. 3) позволяет оценить указанные выше характеристики исследуемого образца GaAsCr как  $L_D^h \approx 20 \text{ мкм}$ ,  $L_D^e \approx 5 \text{ мкм}$ .  $\sigma_0^h/\sigma_0^e \approx 2$ .

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Трофимов Г. С., Степанов С. И. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 9. С. 2785—2789.
- [2] Петров М. П., Степанов С. И., Трофимов Г. С. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 15. С. 916—921.
- [3] Трофимов Г. С., Степанов С. И., Петров М. П., Красилькова М. В. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 5. С. 265—269.
- [4] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л., 1983. 270 с.
- [5] Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. № 5. С. 176—181.
- [6] Степанов С. И. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 10. С. 2114—2116.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
6 июля 1988 г.