

## НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ФОТОТОКА В $\text{InP}(\text{Fe})$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. В. Слободчиков, Х. М. Салихов, Г. Г. Ковалевская

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получено 29 июня 1993 г. Принято к печати 5 июля 1993 г.)

Неустойчивость фототока в кристаллах  $\text{InP}$ , компенсированных  $\text{Fe}$  или  $\text{Cr}$ , была экспериментально обнаружена нами в 1973 г. [1]. Анализ ряда опытных данных показал, что осциллирующие колебания фототока низкой частоты (от долей герца до нескольких десятков герц) связаны с падением концентрации носителей в зависимости от электрического поля. Это изменение концентрации является следствием рекомбинационной нелинейности, когда «пробивается» кулоновский барьер центров захвата при некотором критическом электрическом поле, темп рекомбинации резко возрастает и падает время жизни, что приводит к  $N$ -образной вольт-амперной зависимости и доменной неустойчивости тока или фототока. Было установлено, что частота осцилляций изменяется в зависимости от электрического поля, интенсивности и длины волны возбуждающего света и температуры. В данном сообщении приведены результаты исследования влияния магнитного поля на осциллирующий фототок в кристаллах  $\text{InP}(\text{Fe})$ .

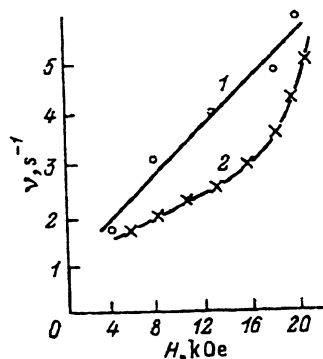
Для измерений использовались объемные кристаллы  $n$ - $\text{InP}$ , полученные методом Чохральского и компенсированные железом, с  $\rho = 4 \cdot 10^5 + 10^6$  Ом · см. На рис. 1 представлены типичные кривые зависимости частоты осцилляций фототока от величины магнитного поля ( $T = 78$  К). Линейная зависимость в большей степени характерна для образцов с  $\rho = 4 \cdot 10^5$  Ом · см, а более сложная (кривая 2) — для образцов с  $\rho = 10^6$  Ом · см. Согласно теории неустойчивости фототока, обусловленной рекомбинационной нелинейностью [2], скорость периодического дрейфа домена, приводящего к осцилляциям фототока, выражается

$$v_d = \frac{kT}{q} \frac{1}{E_1} \frac{1}{\tau}, \quad \text{где } \frac{1}{\tau} = \left( \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_1} \right) \frac{(\tau_0 \tau_1 \kappa)^{1/2}}{\tau_r + 2(\tau_0 \tau_1 \kappa)^{1/2}}, \quad (1)$$

$$\tau_r = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q \mu_n n_1}, \quad n_1 = n_0 + g \tau_1 (E_1) \quad \text{и} \quad \kappa = \frac{n_0 + g \tau_1}{n_0 + g \tau_0}.$$

В этих соотношениях  $E_1$  — критическое поле «срыва» фототока (рис. 2, б),  $\tau_0$  и  $\tau_1$  — времена жизни носителей тока до и после «срыва» соответственно,  $n_0$  — равновесная концентрация электронов;  $g$  — скорость генерации фотоносителей; остальные символы имеют их обычное значение. На рис. 2, а представлены спектральная кривая стационарной фоточувствительности

Рис. 1. Зависимость частоты осцилляций фототока от магнитного поля для  $\text{InP}(\text{Fe})$  с удельным сопротивлением  $\rho$ , Ом·см:  $1 - 4 \cdot 10^2$ ;  $2 - 10^3$ .  $T = 78$  К.



(кривая I) и зависимость частоты осцилляций от длины волны возбуждающего света (кривая II). Обе кривые сняты при  $T = 78$  К. На кривой II в отличие от кривой I в примесной области выявляется четкая структура с рядом  $\nu_{\text{max}}$ , которая идентифицируется с энергетическим положением примесных уровней в  $\text{InP}(\text{Fe})$ . В частности, пик  $\nu_{\text{max}2}$  соответствует энергии уровня, определяемой по  $1/2 \nu_{\text{max}}$ , равной 0.63 эВ, что идентифицируется как  $F^{+2}$ ; пик  $\nu_{\text{max}1}$ , вероятно, обусловлен фоновой примесью меди [3]; пик  $\nu_{\text{max}3}$  энергетически соответствует примеси, расположенной около середины запрещенной зоны (0.72 эВ). Отметим, что в некоторых образцах набор  $\nu_{\text{max}}$  был больше, свидетельствуя о наличии других неконтролируемых фоновых примесей.

Для исследованных образцов без магнитного поля частота колебаний  $\nu = 1$  Гц при  $n_0 = (1+3) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $E_1 = 3 \cdot 10^2 \text{ В/см}$ ,  $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ ,  $\tau_1 = 2 \times 10^9 \text{ с}$ ,  $g = 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\lambda = 0.88 \text{ мкм}$ ,  $n_1 = 2.2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_r = 3 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ . Для этих образцов  $\tau_r \gg (\tau_0 \tau_1 \kappa)^{1/2}$ . В магнитном поле изменение частоты осцилляций, естественно, должно быть связано с изменением эффективных времен жизни  $\tau_0$  и  $\tau_1$ . Увеличение частоты  $\nu$ , наблюдавшееся в эксперименте при соответствующих направлениях электрического и магнитного полей, определяется, на наш взгляд, увеличением концентрации неравновесных фотоносителей в объеме образца, благодаря оттоку их (со скоростью  $v = \mu_n^2 E_a H$ ) от поверхности, у

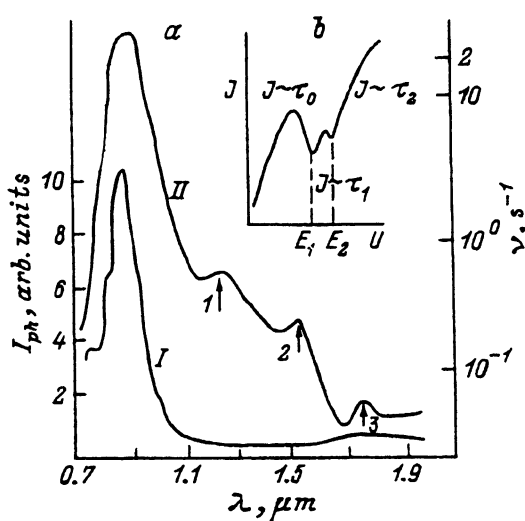


Рис. 2. а — спектральное распределение стационарной фоточувствительности  $\text{InP}(\text{Fe})$  (кривая I) и зависимость частоты осцилляций фототока от длины волны возбуждающего света (кривая II).  $T = 78$  К. б — динамическая кривая фототок—напряжение  $\text{InP}(\text{Fe})$  с двумя участками «срыва» при  $E_1$  и  $E_2$ .  $T = 78$  К.

которой время их жизни вследствие поверхностной рекомбинации ниже, чем в объеме. В этой связи

$$n_1 = n_0 + \frac{g\tau_0^H \mu_n^2 E_a H\tau_2^H(E_1)}{t}, \quad (2)$$

где  $\tau_0^H$  — время жизни в магнитном поле до перехода в режим осцилляций,  $\tau_2^H(E_1)$  — время жизни в магнитном поле после «срыва» фототока,  $E_a$  — среднее по образцу электрическое поле,  $t$  — глубина оттока носителей, где преобладает рекомбинация в объеме. Таким образом, (1) преобразуется в выражение

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\tau_0^H + \tau_2^H}{(\tau_0^H \tau_2^H)^{1/2}} \frac{q \mu_n}{\varepsilon \varepsilon_0} \left( n_0 + \frac{g\tau_0^H \mu_n^2 E_a H\tau_2^H(E_1)}{t} \right). \quad (3)$$

Из (3) следует приближенно линейная зависимость от магнитного поля. Отметим, что при освещении монокристаллическим слабопоглощаемым светом из примесной области не наблюдалось изменения частоты осцилляций в магнитном поле. Более сложный вид зависимости  $\nu = f(H)$  (рис. 1, кривая 2), вероятно, связан с «пробоем» кулоновского барьера другой примеси. На вольт-амперной характеристике (рис. 2, б) этому соответствует второй участок отрицательного дифференциального сопротивления с новым критическим электрическим полем  $E_2$ . В этом случае, естественно, будут и другие частоты осцилляций. Таким образом, магнитное поле играет роль дополнительного источника инжекции фотоносителей в объем образца.

В примесной области (при  $\lambda > 0.88$  мкм) плотность неравновесных фотоносителей, очевидно, будет меньше концентрации центров захвата, благодаря слабому поглощению света, т. е.  $\Delta n$  и  $\Delta p < N_t$ , тогда, как известно,  $\tau_n \neq \tau_p$ . В этом случае инжекция электронов с примесных уровней в зону проводимости или дырок в валентную зону в режиме доменной неустойчивости увеличивает разрыв между  $\tau_n$  и  $\tau_p$  и меньшая величина времени жизни, согласно (1), приводит к возрастанию  $\nu_d$ , т. е. к появлению  $\nu_{\max}$  на кривой зависимости частоты осцилляций от длины волны.

Проведенное исследование показало, что к числу ранее отмеченных факторов, влияющих на осцилляционную неустойчивость фототока в InP(Fe), следует также отнести и магнитное поле.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [ 1 ] Г. Г. Ковалевская, В. И. Алюшина, С. В. Слободчиков. ФТП, 7, 181 (1973).  
 [ 2 ] G. Döhler. Phys. St. Sol. 24, 331 (1967).  
 [ 3 ] Г. Г. Ковалевская, Э. Э. Клотыньш, Д. Н. Наследов, С. В. Слободчиков. ФТП, 8, 2415 (1966).

Редактор В. В. Чалдышев