

$$f_2(a) = \int_0^1 L(\rho, a) d\rho = -\frac{1}{2} \int_0^a \ln\left(\operatorname{tg} \frac{t}{2}\right) dt.$$

Отсюда видно, что $f_1(a)$ оказалось постоянной величиной, а $f_2(a)$ может быть представлена в виде быстро сходящегося ряда по степеням a (см. также [3])

$$f_2(a) = \frac{a}{2} \left(1 + \ln \frac{2}{a} - \frac{a^2}{36} - \frac{7a^4}{7200} - \dots \right),$$

в котором достаточно ограничиться первыми двумя членами. Поэтому искомые характеристики криотрона приближенно равны

$$R \simeq R_{\square} \frac{\pi}{1 + \ln(2/a)}, \quad K \simeq \frac{1}{2a} \frac{\pi}{1 + \ln(2/a)}. \quad (3)$$

Таким образом, уменьшение крутизны ВАХ с ростом a связано с логарифмической зависимостью в знаменателе (3).

Литература

- [1] Вендик О. Г., Зайончковский А. Я., Терещенко Л. Л. ЖТФ, 1986, т. 56, № 1, с. 167—172.
 [2] Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. М.: Наука, 1981. 800 с.
 [3] Максимов М. Э., Марченко О. В. Инж.-физ. журн., 1983, т. 44, № 4, с. 687—688.

Поступило в Редакцию
23 декабря 1986 г.

УДК 535.215

Журнал технической физики, т. 58, в. 2, 1988

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ФОТОЭДС В НЕЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

И. А. Соколов, Г. С. Трофимов, С. И. Степанов

1. Ранее в работах [1, 2] авторами была исследована нестационарная эдс, наблюдаемая при пространственно-неоднородном освещении фотопроводящего образца. Эффект заключался в возникновении знакопеременного тока через короткозамкнутый образец фотопроводника при его освещении колеблющейся интерференционной картиной (рис. 1). Теоретический анализ этого явления, представленный в [1, 2], был, однако, выполнен лишь для случая малых амплитуд колебания Δ интерференционной картины

$$I(x, t) = I_0 [1 + m \cos(kx + \Delta \cos \Omega t)]. \quad (1)$$

Данная работа посвящена его расширению на случай больших величин $\Delta \gg 1$, что особенно важно при исследовании нестационарной фотоэдс при частотах возбуждения $\Omega \ll \Omega_0$ (Ω_0 — частота среза, отвечающая характерному времени релаксации τ_g объемных зарядов решеток в объеме фотопроводника [3]).

2. Как было показано в [1], в приближении низкого контраста ($|m| \ll 1$) интерференционной картины (1) выражение для сквозного тока через образец имеет вид

$$J(t) = \frac{e\mu n_0}{4} \left(a(t) E^*(t) + a^*(t) E(t) \right) = \frac{e\mu n_0}{2} \operatorname{Re} (E(t) a^*(t)). \quad (2)$$

Здесь e — заряд электрона; μ — подвижность; n_0 — средняя плотность фотоэлектронов; $n_0 a(t)$ — комплексная амплитуда их пространственно-периодического распределения; $E(t)$ — комплексная амплитуда электрического поля пространственного заряда, возникающего в процессе диффузии фотоиндуцированных электронов из светлых полос интерференционной картины в темноте.

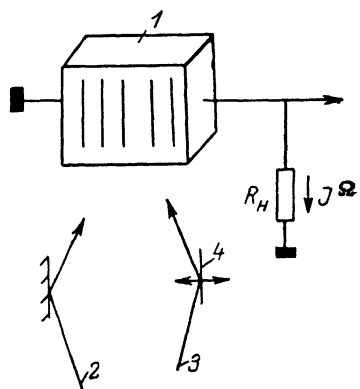


Рис. 1. Схема наблюдения нестационарной эдс в неоднородном освещаемом образце фотопроводника.

1 — образец фотопроводника с электродами на боковых гранях; 2, 3 — световые пучки, формирующие интерференционную картину; 4 — подвижное зеркало, колеблющееся по периодическому закону с частотой Ω .

Глубина модуляции квазистационарного (при $\Omega\tau \ll 1$) распределения фотоэлектронов в зоне проводимости описывается выражением [3]

$$a(t) = \frac{m(t) + iK\mu\tau E(t)}{1 + K^2L_D^2}. \quad (3)$$

Здесь τ , μ , L_D — среднее время жизни, подвижность и средняя диффузионная длина фотоэлектрона; K — пространственная частота интерференционной картины ($K=2\pi\Lambda^{-1}$, где Λ — ее пространственный период). Комплексная величина

$$m(t) = \exp(i\Delta \cos \Omega t)$$

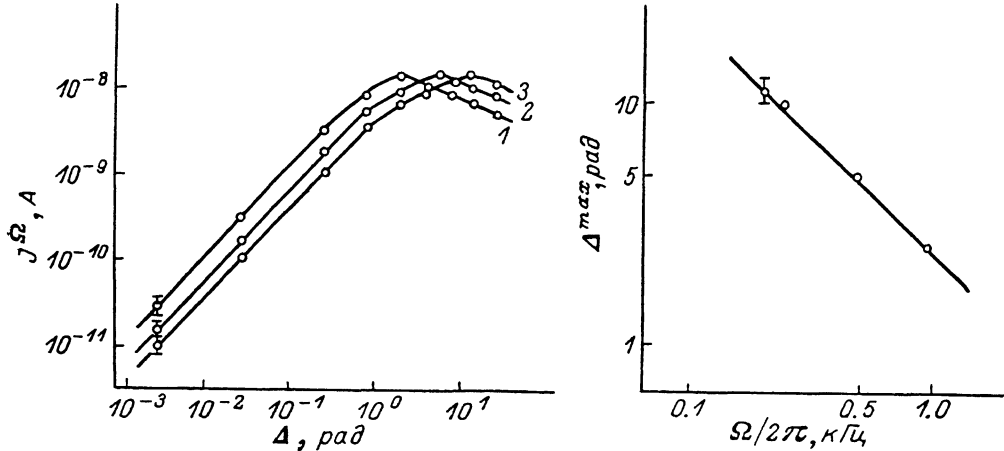


Рис. 2. Экспериментальная зависимость J^2 от глубины модуляции Δ .

GaAs : Cr, $\lambda=0.63$ мкм, $I_0=3$ мВт·мм $^{-2}$, $\Lambda^{-1}=15$ лин·мм $^{-1}$, $\Omega/2\pi$ (Гц): 1 — 960, 2 — 480, 3 — 240.

Рис. 3. Экспериментальная зависимость глубины модуляции Δ^{\max} от частоты колебаний Ω .

GaAs : Cr, $\lambda=0.63$ мкм, $I_0=3$ мВт·мм $^{-2}$, $\Lambda^{-1}=15$ лин·мм $^{-1}$.

характеризует контраст и текущее положение полос интерференционной картины (1). Из литературы (см., например, [3]) также известно уравнение, описывающее процесс формирования поля пространственного заряда в рассматриваемых условиях

$$\frac{\partial E(t)}{\partial t} + \Omega_0 E(t) = -im(t)\Omega_0 E_D \quad (4)$$

($E_D=K=T/e$ — так называемое диффузионное поле [3]), и выражение для частоты среза

$$\Omega_0 = \tau_g^{-1} = [\tau_{di}(1 + K^2L_D^2)]^{-1}.$$

Здесь $\tau_{di} = \epsilon\epsilon_0 \sigma^{-1}$ — характерное время максвелловской релаксации ($\epsilon\epsilon_0$ — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла, σ — его средняя проводимость).

Из (2)–(3) можно получить следующее уравнение для комплексной амплитуды сквозного тока:

$$J'(t) = \frac{e\mu n_0}{2} \frac{E(t)m^*(t)}{1 + K^2L_D^2},$$

$$\frac{\partial J'(t')}{\partial t'} + J'(t')(1 - i\Delta\Omega' \sin \Omega't') = -i|m|^2 \frac{e\mu n_0}{2} E_D \frac{1}{1 + K^2L_D^2}, \quad (5)$$

где $\Omega' = \Omega\Omega_0^{-1}$, $t' = t\Omega_0$. Для интересующего нас случая частот возбуждения ниже частоты среза ($\Omega' \ll 1$) в уравнении (5) можно пренебречь производной по времени от комплексной амплитуды сквозного тока, откуда следует следующее выражение:

$$J'(t') = -i|m|^2 \frac{e\mu n_0}{2} E_D \frac{1}{1 - i\Delta\Omega' \sin \Omega't'} \frac{1}{1 + K^2L_D^2}. \quad (6)$$

Раскладывая (6) в ряд Фурье, для первой (Ω гармоника сквозного тока в соответствии с (2) получим

$$J^{\Omega} = \frac{\epsilon \mu n_0}{2} |m|^2 \frac{E_D}{1 + K^2 L_D^2} \left(\Delta \frac{\Omega}{\Omega_0} - \frac{3}{4} \left(\Delta \frac{\Omega}{\Omega_0} \right)^3 \right) \sin \Omega t. \quad (7)$$

В случае малых амплитуд колебаний Δ интерференционной картины при частотах возбуждения ниже частоты среза формула (7) для первой гармоники сквозного тока переходит в известное выражение, полученное ранее в работе [2]. В нелинейном режиме возбуждения при

$$\Delta = \Delta_{\max} = 2\Omega_0/3\Omega \quad (8)$$

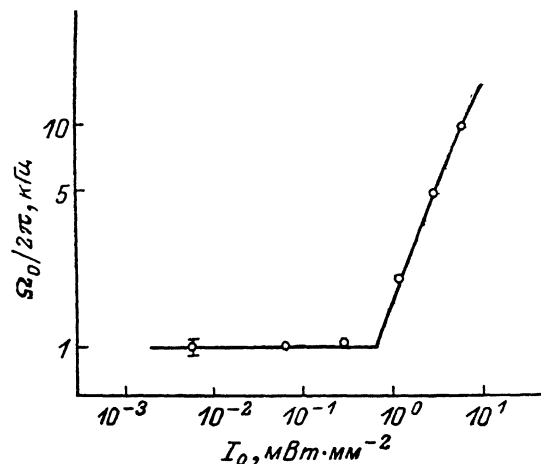


Рис. 4. Экспериментальная зависимость частоты среза Ω_0 от средней интенсивности света I_0 на образце.

GaAs : Cr, $\lambda = 0.63$ мкм, $\Delta^{-1} = 15$ лин. · мм⁻¹.

J^{Ω} достигает своего максимального, не зависящего от Ω , значения, равного

$$J^{\Omega} = \frac{\epsilon \mu n_0}{9} |m|^2 E_D \frac{1}{1 + K^2 L_D^2}. \quad (9)$$

Дальнейшее изменение знака и неограниченное увеличение амплитуды J_{Ω} , по-видимому, связаны с выходом за пределы применимости (6), (7) из-за эффективного возбуждения высших кратных (с частотами $n\Omega$) гармоник.

3. Основные выводы проведенного выше теоретического расчета могут быть проиллюстрированы экспериментальными зависимостями амплитуды сквозного тока J^{Ω} от глубины модуляции Δ для разных частот Ω в полуизолирующем образце GaAs : Cr, полученными на длине волны гелий-неонового лазера $\lambda = 0.63$ мкм (рис. 2). Из зависимости Δ_{\max} от Ω (рис. 3) была определена частота среза, которая при $I_0 = 3$ мВт · мм⁻² оказалась равной 3.5 кГц.

Известно, что GaAs : Cr обладает заметной темновой проводимостью σ_n , дающей аддитивный вклад в величину Ω_0 . Это иллюстрирует зависимость (рис. 4) частоты среза от интенсивности света, падающего на кристалл: при больших уровнях засветки наблюдается линейный рост частоты среза; в области же малых освещенностей ее значение остается постоянным, так как основной вклад в Ω_0 вносит темновая проводимость. Частота среза $\Omega_0/2\pi$, соответствующая темновой проводимости, приблизительно равна 1 кГц, что отвечает темновому времени релаксации $\tau_g = 2 \cdot 10^{-4}$ с [4].

Литература

- [1] Петров М. П., Степанов С. И., Трофимов Г. С. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 15, с. 916—921.
- [2] Трофимов Г. С., Степанов С. И. ФТТ, 1986, т. 22, № 9, с. 2785—2789.
- [3] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 270 с.
- [4] Glass A. M., Johnson A. M., Olson D. H. et al. Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 10, p. 948—950.