

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

06; 07

Журнал технической физики, т. 59, в. 10, 1989

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ФОТОЭДС ПРИ ДВУХЧАСТОТНОМ НЕЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

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

1. Ранее в работах [1, 2] была исследована нестационарная фотоэДС, 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). Как было показано в [1], при малых амплитудах фазовой модуляции ($\Delta^w \ll 1$) частотная передаточная характеристика эффекта нестационарной фотоэДС аналогична передаточной характеристике дифференцирующей RC -цепочки (рис. 2, а) с частотой среза $\omega_0 = \tau_{sc}^{-1}$. Здесь τ_{sc} — характерное время формирования пространственно неоднородного распределения поля в объеме фотопроводника [3].

2. В данной работе нами впервые исследуется эффект нестационарной фотоэДС в случае, когда на малые ($\Delta^w \ll 1$) колебания интерференционной картины с постоянной частотой модуляции $w \gg w_0$ накладываются сравнительно медленные колебания частоты Ω (сигнал «помехи») с произвольной амплитудой $\Delta^{\Omega} \leq 1$

$$I(x, t) = I_0 (1 + m \cos(Kx + \Delta^w \cos wt + \Delta^{\Omega} \cos \Omega t)). \quad (1)$$

При этом основное внимание будет посвящено выяснению влияния наличия мощного сигнала помехи на эффективность прохождения полезного высокочастотного сигнала на частоте w .

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

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

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 темные; S — площадь поперечного сечения образца. Глубина модуляции квазистационарного при $\omega, \Omega \ll \tau^{-1}$ распределения электронов в зоне проводимости описывается выражением [3]

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

Здесь τ, L_D — среднее время жизни и средняя диффузионная длина фотоэлектрона; K — пространственная частота интерференционной картины ($K = 2\pi\Lambda^{-1}$, где Λ — ее пространственный период); $E_D = K(k_B T/e)$ — так называемое диффузионное поле [3]; комплексная величина

$$m(t) = m \exp i(\Delta^w \cos wt + \Delta^{\Omega} \cos \Omega t) \quad (4)$$

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,

$$\frac{\partial E(t)}{\partial t} + w_0 E(t) = -im(t) w_0 E_D \quad (5)$$

и выражение для частоты среза

$$\omega_0 = \tau_{di}^{-1} = [\tau_{di} (1 + K^2 L_D^2)]^{-1}. \quad (6)$$

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

Из соотношений (3)–(6) для комплексной амплитуды сквозного тока

$$J'(t) = S \frac{e \mu n_0 m^*(t) E(t)}{2(1 + K^2 L_D^2)}, \quad (7)$$

вещественная часть которого в соответствии с (2), (3) равна $J(t)$, можно получить следующее уравнение:

$$\frac{1}{\omega_0} \frac{\partial J'(t)}{\partial t} + J'(t) \left(1 - i \left(\Delta^{\Omega} \left(\frac{\Omega}{\omega_0} \right) \sin \Omega t + \Delta^{\omega} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) \sin \omega t \right) \right) = - \frac{i |m|^2 E_D e \mu n_0}{2(1 + K^2 L_D^2)}. \quad (8)$$

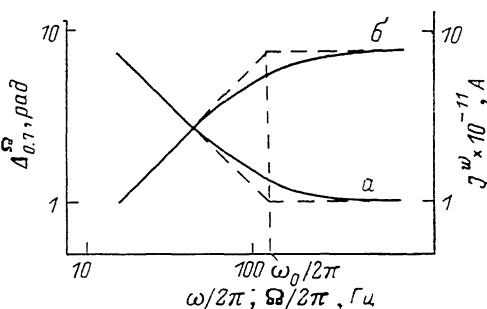
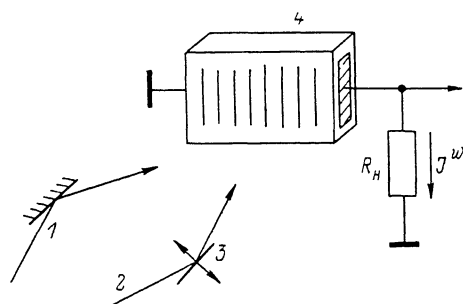


Рис. 1. Схема наблюдения нестационарной эдс в неоднородно освещаемом образце фотопроводника.

1, 2 — световые пучки, формирующие интерференционную картину; 3 — подвижное зеркало, осуществляющее фазовую модуляцию сигнала; 4 — образец фотопроводника с электродами на боковых гранях.

Рис. 2. Теоретическая частотная зависимость амплитуды тока J^{ω} (a) и амплитуды помехи $\Delta_{0.7}^{\Omega}$ (б).

Его решение будем искать в виде

$$J'(t) = J'^0 + J'^{\omega}(t) \cos(\omega t + \varphi^{\omega}) + J'^{\Omega} \cos(\Omega t + \varphi^{\Omega}). \quad (9)$$

Здесь $J'^{\omega}(t)$ — комплексная амплитуда тока на частоте ω ($\propto \Delta^{\omega}$) с начальной фазой φ^{ω} , J'^0 — постоянная составляющая комплексной амплитуды тока, J'^{Ω} — комплексная амплитуда тока на частоте Ω с начальной фазой φ^{Ω} . Подставляя (9) в (8), пренебрегая малыми по сравнению с (1) членами, после группировки слагаемых с соответствующими частотами и усреднения $J'^{\omega}(t)$ по периоду колебаний «помехи» $T^{\Omega} = 2\pi/\Omega$ для вещественной части комплексной амплитуды J^{ω} получим

$$J^{\omega} = \frac{S e \mu n_0 |m|^2 E_D \Delta^{\omega}}{2(1 + K^2 L_D^2)} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\left(\Delta^{\Omega} \frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2}{1 + \left(\frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2}}} = J_{\max}^{\omega} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\left(\Delta^{\Omega} \frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2}{1 + \left(\frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2}}}. \quad (10)$$

Для частот модуляции $\Omega \ll \omega_0$

$$J^{\omega} = J_{\max}^{\omega} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\Delta^{\Omega} \frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2}}, \quad (11)$$

т. е. в данном случае ослабление амплитуды выходного электрического сигнала на частоте ω в $\sqrt{2}$ раз происходит при амплитуде помехи

$$\Delta^{\Omega} = \frac{\omega_0}{\Omega}, \quad (12)$$

обратно пропорциональной ее частоте. Для частот модуляции $\Omega \gg \omega_0$

$$J^w = J_{\max}^w \frac{1}{\sqrt{1 + (\Delta^{\Omega})^2}}, \quad (13)$$

т. е. в данном случае ослабление амплитуды электрического сигнала в $\sqrt{2}$ раз происходит при не зависящих от частоты значениях $\Delta^{\Omega} = 1$ рад.

На рис. 2 приведена теоретическая зависимость $\Delta_{0,7}^{\Omega}(\Omega)$, вычисленная в соответствии с (10). Ее важнейшей особенностью является наличие точки перегиба, наблюдаемой при $\Omega = \omega_0$, при той же частоте, на которой наблюдается перегиб на частотной передаточной характеристике $J^w(\omega)$.

Качественно объяснить ход этой кривой можно следующим образом. В отсутствие помехи средний сдвиг между синусоидальными распределениями $E(x)$ и $n(x)$ равен $\Delta/4$ и амплитуда нестационарной фотоэкс на частоте сигнала ω достигает своего максимума (для

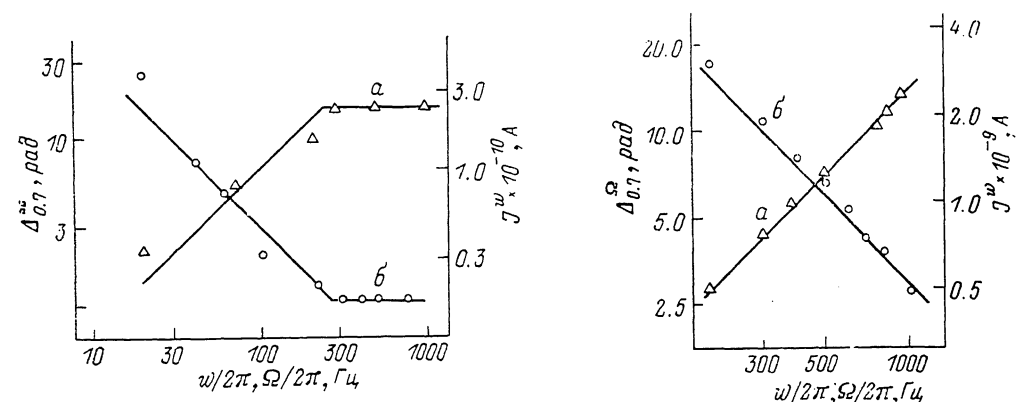


Рис. 3. Экспериментальная частотная зависимость амплитуды первой гармоники тока $J^w(\omega)$ (а) и амплитуды помехи $\Delta_{0,7}^{\Omega}(\Omega)$ ($\omega/2\pi = 1$ кГц) (б).

$$\Delta^{-1} = 60 \text{ лин/мм}, \Delta^w = 0.1 \text{ рад.}$$

Рис. 4. Экспериментальная частотная зависимость амплитуды первой гармоники тока $J^w(\omega)$ (а) и амплитуды помехи $\Delta_{0,7}^{\Omega}(\Omega)$ ($\omega/2\pi = \kappa$ Гц) (б).

$$\Delta^{-1} = 15 \text{ лин/мм}, \Delta^w = 0.1 \text{ рад.}$$

данной амплитуды $\Delta^w \ll 1$). При частоте помехи $\Omega \gg \omega_0$ распределение $E(x)$ оказывается практически неподвижным, однако его амплитуда уменьшается $\sim J_0(\Delta^{\Omega})$ (J_0 — функция Бесселя нулевого порядка). Также ухудшаются исходно оптимальные условия фазировки распределений $E(x)$ и $n(x)$, в результате чего амплитуда J^w уменьшается.

При частоте помехи $\Omega < \omega_0$ распределение электрического поля $E(x)$ успевает в некоторой степени «отслеживать» смещения интерференционной картины и средний фазовый сдвиг между распределениями $E(x)$ и $n(x)$ равен $\Delta/4$. Поэтому, чтобы ослабить величину выходного электрического сигнала J^w для данной частоты помехи $\Omega < \omega_0$, нужно увеличивать амплитуду помехи Δ^{Ω} .

3. Основные выводы проведенного выше теоретического расчета могут быть проиллюстрированы на примере фотопроводника $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (см., например, [3]). Для него на длине волны гелий-кадмиевого лазера $\lambda = 0.44$ мкм была снята зависимость амплитуды модуляции помехи, при которой сигнал J^w ослабляется в $\sqrt{2}$ раз, от ее частоты Ω (рис. 3, б). Из положения точки перегиба на этой кривой была определена частота среза, равная при $I_0 = 0.1$ мВт \times мм $^{-2}$ $f_0 = \omega_0/2\pi \approx 300$ Гц. Измерения проводились на оптимальной пространственной частоте K_0 , соответствующей средней диффузионной длине переноса фотоэлектронов $L_D = K_0^{-1} = 2$ мкм [1]. На рис. 3, б для сравнения представлена частотная зависимость амплитуды первой гармоники тока $J^w(\omega)$, снятая в отсутствие дополнительного сигнала «помехи» ($\Delta^{\Omega} = 0$). Совпадение частот Ω и ω , при которых наблюдаются точки перегиба на указанных кривых, подтверждает, таким образом, основной вывод проведенного выше анализа.

Аналогичные зависимости $\Delta_{0.7}^{\circ}(\Omega)$, $J^{\omega}(w)$ были сняты также для полупроводящего GaAs : Сг на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм (рис. 4). Наблюдаемые практически линейные зависимости указывают на то, что в данном образце при используемом уровне интенсивности света $I_0 = 3$ мВт·мм⁻² частота среза лежала за пределами исследованного частотного диапазона ($f_0 > 1$ кГц).

Список литературы

- [1] Петров М. П., Степанов С. И., Трофимов Г. С. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 15. С. 916—921.
[2] Трофимов Г. С., Степанов С. И. // ФТТ. 1986. Т. 22. Вып. 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.

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

Поступило в Редакцию
3 ноября 1987 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОПОЛЕВОЙ ИОННОЙ ЭМИССИИ СИСТЕМ МЕТАЛЛ—ПОЛУПРОВОДНИК

Н. В. Егоров, А. Е. Корольков

Введение

За последние годы выполнено и опубликовано значительное количество работ по термополевой ионной эмиссии (ТПИЭ) (см., например, обзоры [1, 2], а также работы [3-9]). Тем не менее количество вопросов, на которые предстоит ответить, не уменьшается, а растет, что связано как со сложностью и многообразием явлений, обуславливающих и сопровождающих ТПИЭ, так и с необходимостью учитывать в процессе лабораторных исследований потребности практики.

В абсолютном большинстве выполненных к настоящему времени работ исследовались свойства термополевых ионных источников¹ (ТПИИ), структурно представляющих собой системы М—М: легкоплавкий металл—подложка из тугоплавкого металла (обычно это вольфрамовое острие или капилляр). Однако подобные системы наряду с очевидными достоинствами обладают и существенными недостатками [1, 2].

Настоящая работа посвящена изучению эмиссионных характеристик перспективного, на наш взгляд, ТПИИ на основе системы легкоплавкий металл—полупроводник (М—П) (одноэмиттерных и многоэмиттерных структур Au—Si).

Методика эксперимента

Одноэмиттерные системы Au—Si получались вакуумным напылением золота на кремниевые острия на установке ВУП-4 или непосредственно в экспериментальном приборе. Технология изготовления острий из Si для ТПИИ не отличалась от применяемой в экспериментах при полевой электронной эмиссии (ПЭЭ) кремния [10]. Но в отличие от исследований ПЭЭ, в которых обычно предпринимаются значительные усилия по предотвращению образования толстой пленки SiO₂, в данной работе после изготовления кремниевые острия обрабатывались специальным образом [11] с целью получения на поверхности кремния стабильной инертной к окружающей среде окисной пленки.

Многоэмиттерные структуры Au—Si были изготовлены в институте кристаллографии АН СССР по методике, разработанной Е. И. Гиваргизовым [12].

Использованные в работе экспериментальные приборы, за исключением эмиттерного узла, были сконструированы так же, как и приборы, применявшиеся нами при исследова-

¹ Такие ионные источники называют также жидкометаллическими (ЖМИИ) [1, 2] или электрогидродинамическими (ЭГД) [9].