

СЖАТИЕ ИМПУЛЬСА ФОТОТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ИНДУКТИВНЫМ ОКРУЖЕНИЕМ

Н. А. Поклонский, Т. И. Бакланов, С. А. Вырко

*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь,
e-mail: poklonski@bsu.by*

Впервые аналитически решена задача о распространении импульса фототока в квазиодномерном фотопроводнике с индуктивным планарным окружением после импульсного межзонного возбуждения образца фотопроводника (как двухполюсника) вблизи катода. Влияние внешней распределенной индуктивности на импульс электронного фототока учитывалось посредством введения эффективной индуктивной массы электрона проводимости. Рассмотрен автомодельный метод решения дифференциальных уравнений, описывающих распространение импульса фототока, с упрощениями, позволяющими удовлетворять условиям, характерным для облака электронов, движущихся дрейфово-диффузионным образом в фотопроводнике от катода к аноду. Полученные аналитические выражения и численные оценки показывают возможность применения нелинейных низкоразмерных систем «квазиодномерный оксидный фотопроводник – квазидвумерный магнитный диэлектрик» в оптоэлектронике для задержки и обработки дискретных электрических сигналов.

Ключевые слова: линия задержки, двумерный фотопроводник, индуктивное окружение, сжатие импульса фототока.

PHOTOCURRENT PULSE COMPRESSION IN SEMICONDUCTOR WITH DIELECTRIC INDUCTIVE ENVIRONMENT

N. A. Poklonski, T. I. Baklanov, S. A. Vyrko

*Belarusian State University, Nezavisimosti Ave. 4, 220030 Minsk, Belarus,
Corresponding author: N. A. Poklonski (poklonski@bsu.by)*

The problem of photocurrent pulse propagation in a quasi-one-dimensional photoconductor with an inductive planar environment after pulsed interband excitation of the photoconductor sample (as a two-terminal network) near the cathode is solved analytically for the first time. The influence of the external distributed inductance on the electron photocurrent pulse is taken into account by introducing the effective inductive mass of the conduction electron. A self-similar method for solving differential equations describing the photocurrent pulse propagation is considered, with simplifications that make it possible to satisfy the conditions characteristic of a cloud of electrons moving in a drift-diffusion manner in a photoconductor from the cathode to the anode. The obtained analytical expressions and numerical estimation show the possibility of using nonlinear low-dimensional systems «quasi-one-dimensional oxide photoconductor–quasi-two-dimensional magnetic dielectric» in optoelectronics for delaying and processing discrete electrical signals.

Key words: delay line, two-dimensional photoconductor, inductive environment, photocurrent pulse compression.

ВВЕДЕНИЕ

Линия задержки (далее ЛЗ) — устройство, предназначенное для сдвига электрических сигналов (импульсов тока) на некоторый заданный промежуток времени, называемый временем задержки [1, 2]. ЛЗ могут быть основаны на эффектах различной природы. Далее рассматриваются полупроводниковые ЛЗ, основанные на материалах, обладающих распределенной (погонной) индуктивностью. Погонная индуктивность удобна тем, что может быть изменена, например, подбором диэлектрической магнитной подложки, на которой размещен фотопроводник электричества.

Цель работы — дать описание распространения импульса фототока в квазидвумерном фотопроводнике с индуктивным планарным окружением после импульсного межзонного возбуждения образца фотопроводника (как двухполюсника) вблизи катода.

ОБЛАКО ЭЛЕКТРОНОВ В ФОТОПРОВОДНИКЕ БЕЗ ИНДУКТИВНОГО ОКРУЖЕНИЯ

Без учета диффузионных процессов при постоянном внешнем электрическом поле (режим генератора напряжения) центр электронного облака внутри (квази)одномерного фотопроводника длины w движется вдоль оси x с дрейфовой скоростью

$$v_0 = \mu E, \quad (1)$$

где μ — дрейфовая подвижность электронов в фотопроводнике; E — модуль напряженности внешнего электрического поля в фотопроводнике вдоль оси x .

С течением времени облако носителей заряда будет «расплываться», что обусловлено тепловым движением и кулоновским взаимодействием электронов в облаке [3, 4]. Пусть суммарный заряд электронов проводимости в одномерном облаке равен q_0 , и эти электроны распределены вдоль фотопроводника с линейной плотностью

$$\lambda = \lambda(x, t) = \frac{dq}{dx}, \quad (2)$$

где t — время.

Считаем, что электроны проводимости не взаимодействуют друг с другом, а внешнее электрическое поле не влияет на тепловое движение электронов в облаке. Такие диффузионные процессы описываются вторым законом Фика [5]:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \lambda}{\partial x^2}, \quad (3)$$

где D — коэффициент диффузии электронов проводимости.

Величиной, служащей мерой «ширины» электронного облака, является средний квадрат смещения $\Xi^2(t)$ электронов от центра облака, который для случая броуновского движения электронов имеет вид [6]:

$$\Xi^2(t) = 2Dt. \quad (4)$$

За все время движения электронного облака величина Ξ будет оставаться значительно меньше длины w квазиодномерного фотопроводника:

$$\Xi(t) \ll w, \quad (5)$$

поэтому при расчетах будем считать фотопроводник условно бесконечно длинным.

Условия для нахождения величины линейной плотности заряда $\lambda(x, t)$ вдоль фотопроводника получим из следующих соображений:

1) Суммарный заряд электронов проводимости во всем фотопроводнике не изменяется со временем, и, согласно (2), имеем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \lambda dx = q_0. \quad (6)$$

2) Положение центра электронного облака в момент времени t (пусть при $t = 0$ центр облака находится в начале координат $x = 0$) находим в виде:

$$\frac{1}{q_0} \int_{-\infty}^{\infty} x \lambda dx = v_0 t. \quad (7)$$

3) Средний квадрат смещения электронов от центра электронного облака по (4) имеет вид:

$$\frac{1}{q_0} \int_{-\infty}^{\infty} (x - v_0 t)^2 \lambda dx = 2Dt. \quad (8)$$

Автомодельно решим уравнение (3), выбрав безразмерную автомодельную переменную [7]:

$$\xi = x^2/Dt, \quad (9)$$

тогда, следуя [8], для $\lambda(\xi)$ получим уравнение:

$$\xi \frac{d\lambda}{d\xi} + \frac{d\lambda}{d\xi} + 4 \frac{d^2\lambda}{d\xi^2} = 0. \quad (10)$$

Из условия (5) имеем $\Xi = \sqrt{2Dt} \ll w$, тогда $\xi = x^2/Dt \gg 1$ [см. формулу (9)]. Это позволяет пренебречь первым слагаемым в уравнении (10).

В итоге получим решение уравнения (10) в виде :

$$\lambda(x, t) = \alpha \exp[-(x - \beta)^2/4Dt] + \gamma. \quad (11)$$

Коэффициенты α , β , γ находятся из подстановки формулы (11) в условия (6)–(8) и имеют вид:

$$\alpha = \frac{q_0}{\sqrt{4\pi Dt}}; \quad \beta = v_0 t; \quad \gamma = 0, \quad (12)$$

а значит распределение заряда в фотопроводнике в определенный момент времени подчиняется нормальному распределению:

$$\lambda(x, t) = \frac{q_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(x - v_0 t)^2}{4Dt}\right). \quad (13)$$

Распределение заряда облака электронов в фотопроводнике в отсутствие индуктивности окружающей среды показано на рис. 1.

Отметим, что при $t \rightarrow +0$ функция $\lambda(x)$ стремится к δ -функции Дирака.

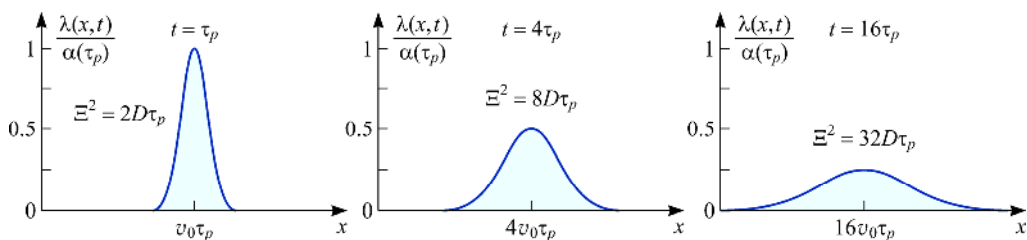


Рис. 1. Распределение вдоль оси x линейной плотности заряда электронного облака в фотопроводнике при нулевой индуктивности окружающей среды в различные моменты времени из-за диффузии

ОБЛАКО ЭЛЕКТРОНОВ В ФОТОПРОВОДНИКЕ С ИНДУКТИВНЫМ ОКРУЖЕНИЕМ

Дрейфовая подвижность μ электронов c -зоны фотопроводника явно зависит от эффективной массы электрона проводимости [5]:

$$\mu = e\tau_p/m_l, \quad (14)$$

где e — элементарный заряд, τ_p — время релаксации квазимпульса электрона, $m_l = m + (e^2 l_x / w)$ — погонная эффективная масса электрона c -зоны, m — эффективная масса электропроводности электрона в фотопроводнике без индуктивного окружения, l_x — погонная индуктивность [9].

Из соотношения Эйнштейна–Нернста–Таунсенда–Смолуховского и формулы (14) следует, что от m_l также зависит коэффициент диффузии

$$D = k_B T \mu / e = k_B T \tau_p / m_l, \quad (15)$$

где k_B — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура фотопроводника.

При наличии неоднородно распределенной индуктивности в окружающей фотопроводник среде уменьшается не только скорость движения электронного облака как целого, но и скорость броуновской миграции электронов внутри облака. Подставив (1), (14) и (15) в (13), получаем формулу для распределения вдоль оси x линейной плотности заряда $\lambda(x, t, m_l)$ в момент времени t с явной зависимостью от эффективной массы m_l для электрона в виде:

$$\lambda(x, t, m_l) = \frac{q_0}{\sqrt{4\pi k_B T \tau_p t / m_l}} \exp \left[-\frac{(m_l x - e E \tau_p t)^2}{4 k_B T m_l \tau_p t} \right]. \quad (16)$$

Распределение вдоль оси x линейной плотности заряда облака электронов в фотопроводнике, окруженном средой с распределенной индуктивностью, показано на рис. 2.

Покажем как сильно «расползется» электронное облако по достижении координаты X своим центром в фотопроводнике при наличии индуктивности ($l_x > 0$) и в отсутствие индуктивности ($l_x = 0$). Центр облака электронов достигнет координаты X из точки $x = 0$ за время

$$t = \frac{X}{v_0} = \frac{X}{\mu E} = \frac{X m_l}{e \tau_p E}. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (4), получим:

$$\Xi(X) = \sqrt{\frac{2DX}{\mu E}}. \quad (18)$$

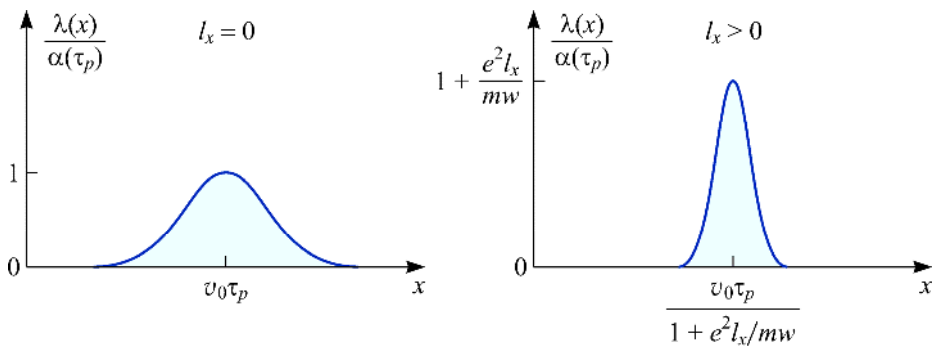


Рис. 2. Распределение вдоль оси x линейной плотности заряда электронного облака через промежуток времени τ_p после начала движения электронов при различной погонной индуктивности среды l_x

Отношение D/μ известно из соотношения (15), и тогда (18) примет окончательный вид:

$$\Xi(X) = \sqrt{\frac{2k_B T X}{eE}}. \quad (19)$$

Итак, величина $\Xi(X)$ не зависит от l_x , значит, по достижении центром электронного облака координаты X распределение вдоль оси x линейной плотности заряда $\lambda(x)$ в фотопроводнике при любой погонной индуктивности l_x будет одинаковой, в чем можно убедиться, подставив время t нахождения облака в состоянии движения из (17) в (16). Различия между движением электронов с погонной индуктивностью окружения $l_x > 0$ и в отсутствие индуктивности ($l_x = 0$) заключаются в разной скорости движения центра облака и, следовательно, в промежутке времени, за которое центр облака достигнет координаты X .

РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СИГНАЛА В ФОТОПРОВОДНИКЕ С ИНДУКТИВНЫМ ОКРУЖЕНИЕМ

С учетом всего вышесказанного время, за которое электрон преодолевает длину w фотопроводника, двигаясь со средней скоростью v рассмотренных ЛЗ, равно

$$\tau_0 = \frac{w}{v_0} = \frac{w}{\mu E} = \frac{wm_l}{eE\tau_p} = \frac{wm}{eE\tau_p} \left(1 + \frac{e^2 l_x}{mw}\right). \quad (20)$$

Это значит, что ЛЗ с индуктивным окружением по сравнению с фотопроводником без погонной индуктивности окружения той же длины дает временную задержку

$$\Delta\tau = \frac{wm}{eE\tau_p} \left(1 + \frac{e^2 l_x}{wm}\right) - \frac{wm}{eE\tau_p} = \frac{el_x}{E\tau_p}. \quad (21)$$

Как видно из (21), величина $\Delta\tau$ зависит от погонной индуктивности l_x , напряженности внешнего электрического поля E и времени релаксации квазиимпульса τ_p (что вводит зависимость от температуры и кристаллической структуры фотопроводника), но не от длины линии [в рамках справедливости соотношения (5)]. В совокупности с тем, что, как показано в выражении (19), сигнал «расплывается» одинаково вне зависимости от погонной индуктивности окружения при прохождении любого расстояния — данные ЛЗ обладают высокой добротностью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые аналитически решена задача о распространении импульса фототока в квазидвумерном фотопроводнике с индуктивным планарным окружением после импульсного межзонного возбуждения образца фотопроводника (как двухполюсника) вблизи катода. Влияние внешней погонной индуктивности на импульс электронного фототока учитывалось посредством введения эффективной индуктивной массы электрона проводимости. Рассмотрен автомодельный метод решения дифференциальных уравнений, описывающих распространение импульса фототока, с упрощениями, позволяющими удовлетворять условиям, характерным для облака электронов, движущихся дрейфово-диффузионным образом в фотопроводнике от катода к аноду. Полученные аналитические выражения и численные оценки по ним показывают возможность применения нелинейных низкоразмерных систем «квазиодномерный фотопроводник – квазидвумерный магнитный диэлектрик» в оптоэлектронике для задержки и обработки дискретных электрических сигналов.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф23РНФ-049).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Штейншлейгер, В.Б. Радиофизика и радиотехника / В.Б. Штейншлейгер. – М.: Наука, 2003. – 304 с.
2. Вайнштейн, Л.А. Распространение импульсов / Л.А. Вайнштейн // УФН. – 1976. – Т. 118, № 2. – С. 339–367.
3. Mott, N. Charge density in a conducting medium / N. Mott, W.D. Raburn, W.E. Webb // Proc. IEEE. – 1972. – Vol. 60, № 7. – P. 899–900.
4. On charge relaxation in good conductors / S. Gruber [et al.] // Proc. IEEE. – 1973. – Vol. 61, № 2. – P. 237–238.
5. Шёлль, Э. Самоорганизация в полупроводниках. Неравновесные фазовые переходы в полупроводниках, обусловленные генерационно-рекомбинационными процессами / Э. Шёлль. – М.: Мир, 1991. – 464 с.
6. Никеров, В.Н. Кинетика деградационных процессов / В.Н. Никеров, Г.В. Шолин. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 136 с.
7. Зельдович, Я.Б. Элементы математической физики / Я.Б. Зельдович, А.Д. Мышкис. – М.: Наука, 1973. – 352 с.
8. Atkins, P. Atkins' physical chemistry / P. Atkins, J. de Paula, J. Keeler. – Oxford: Oxford University Press, 2023. – xl+928 p.
9. Поклонский, Н.А. Эффективная масса электрона проводимости в квазиодномерной системе «кристаллический полупроводник – магнитный диэлектрик» / Н.А. Поклонский, Т.И. Бакланов, С.А. Вырко // Материалы и структуры современной электроники: матер. XI Междунар. науч. конф., Минск, 16–18 окт. 2024 г. / БГУ; редкол.: В.Б. Оджаев (гл. ред.) [и др.]. – Минск: БГУ, 2024.