Journal of Radiation Researches, vol.5, No.2, 2018, Baku

PACS: 07.57.Kp, 61.48

УСЛОВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕД

Э.Р. Гасанов[1,2], Р.К. Мустафаева[1]

[1]Бакинский Государственный Университет,
[2]Институт физики НАНА
ruhi-qrk@mail.ru

Резюме: Построена теория колебания тока в низкоразмерных средах электронного типа носителей заряда. Определены значения частоты нарастающих волн. Найдены значения электрического и магнитного поля при которых происходить излучения энергии. С определены инкремент нарастания возбуждаемых волн. Доказано, что инжекция играет существенный роли для излучения энергии. Показано, что для излучения энергии требуется больше значения электрического поля, чем при возбуждения нарастающих волн внутри среды. Доказано, что с изменением размеров образца частота возникающих колебаний тока очень сильно меняется. Значения внешнего электрического поля при появления колебания тока зависит от размера образца. Когда начинается колебания тока в цепи возникает сопротивление индуктивного характера, а реальная часть импеданса осциллирует с определенным периодом. Инжекция на контактах среды усиливает нарастания волны. Эта среда с указанными размерами может служить как источник излучения энергии.

Ключевые слова: частота, амплитуда, электрон, неравновесные колебания

1. Введение

Теория квазинейтральных колебании тока в полупроводниках с определенными глубокими ловушками при наличии внешнего электрического поля и при наличии внешнего электрического и сильного магнитного поля построена в работах [1-4]. В работе [5] с учетом релаксации носителей заряда построена теория колебания тока в полупроводниках с двумя типами носителей заряда. Теория неустойчивости в проводящих средах построена во многих работах. Однако, в этих работах не исследованы влияния размера образца на неустойчивые колебания тока. В этой теоретической работе мы построим теорию колебаний тока в низкоразмерных проводящих средах, во-внешнем постоянном электрическом и магнитном полях. Доказано, что с изменением размеров образца частота возникающих колебаний тока очень сильно меняется. Значения внешнего электрического поля при появления колебания тока зависит от размера образца.

2. Теория.

Плотность тока в проводящих средах с одним типом носителей заряда при наличии электрического и магнитного полей имеет вид: [5]

$$\vec{j} = \rho\mu\vec{E} - \rho\mu_1\left[Eh\right] + \rho\mu_2\vec{E} + \nu D\nabla\rho - D_1\left[\nabla\rho h\right] + D_2\nabla\rho \qquad (1)$$

Здесь: $\vec{H} = \vec{h}H_0, \rho = en,$ n - концентрация электронов; μ, μ_1, μ_2 -омические, холловские, фокусировочные подвижности носителей заряда, D, D_1, D_2-соответствующие коэффициенты диффузии. К уравнению (1) нужно добавить уравнение Пуассона

$$di\vartheta E = \frac{4\pi}{\varepsilon}\rho' \tag{2}$$

Считая, что $j = \vec{j}_0 + \vec{j}'$; $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$; $\rho = \rho_0 + \rho'$ и $\vec{E}' << \vec{E}_0$., $\rho' << \rho_0$ $\vec{j}' << \vec{j}_0$ из (1-2) легко получим:

$$\vec{j}' = \vec{\vartheta}_0'\rho' + \rho_0\mu_0\vec{E}' + \rho_0\mu_0\vec{E}_0'\beta\frac{\vec{E}_0\vec{E}'}{E_0^2} - \rho_0\mu_1\left[\vec{E}'\vec{h}\right] -$$
$$-\rho_0\mu_1\left[\vec{E}_0\vec{h}\right]\beta_1\frac{\vec{E}_0\vec{E}}{E_0^2} - \rho'\mu_1\left[\vec{E}_0\vec{h}\right] + \vec{\vartheta}_1\rho' + \rho_0\mu_2\vec{E}' + \rho_0\vec{E}_0\mu_2\beta_2\frac{\vec{E}_0\vec{E}'}{E_0^2} + D\nabla\rho' - D_1\left[\nabla\rho h\right] + D_2\nabla\rho \tag{3}$$

$$\rho' = \frac{\varepsilon}{4\pi}divE' \tag{4}$$

Здесь: $\vec{\vartheta}_0 = \mu_0\vec{E}_0$., $\vec{\vartheta}_1 = \mu_2\vec{E}_0$., $\beta = 2\frac{dh_1\mu}{dh_1E_0^2}$., $\beta_1 = 2\frac{dh_1\mu_1}{dh_1E_0^2}$., $\beta_2 = 2\frac{dh_1\mu_2}{dh_1E_0^2}$

Направим $\vec{E}_0$ по x $\vec{E}_0 = \vec{i}E_0$ ($\vec{i}$ – единичный вектор по x).

Уравнение (3) распишем по компонентам

$$j_x' = \left[\rho_0\mu_0(1+\beta) + \rho_0\mu_1(1+\beta_1)\nu + \rho_0\mu_2(1+\beta_2)\right]E_x' + \frac{\varepsilon}{4\pi}(\vartheta_0 + \vartheta_1)di\vartheta E' +$$
$$+\frac{ik\varepsilon}{4\pi}(\vartheta_0 + \vartheta_2)(E_y' + E_z') + \frac{\varepsilon}{4\pi}(\vartheta_0 + \vartheta_1)\frac{\nu E_x'}{\nu x} + \frac{\varepsilon}{4\pi}D_2\frac{\nu^2 E_x}{\nu x^2} - \frac{\varepsilon D_2 k^2}{4\pi}(E_y' + E_z') \tag{5}$$

$$j_y' = \rho_0\mu_1(1+\beta_1)E_x' + \left[\rho_0\mu_1(1+\beta) + \rho_0\mu_2\right]E_y' + \frac{\varepsilon D}{4\pi} + \frac{\varepsilon}{4\pi}(D_0 + D_1)\left(\frac{\nu^2 E_x}{\nu x^2} + \frac{\nu^2 E_y}{DxDy} + \frac{\nu^2 E_z}{DxDz}\right) \tag{6}$$

Мы будем исследовать колебания тока по направлению x, поэтому

$$j_y' = j_z' = 0 \tag{7}$$

Представляя переменные значения электрического поля в следующем виде

$$E_x' = E_1(x)e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}, \quad E_y' = E_y(0)e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}, \quad E_z' = E_z(0)e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}, \quad \text{и}$$

$k_y = k_z = \frac{2\pi}{Lx}$ из (находим) следующие уравнения для определения E_y' $и$ E_z'

$$\sigma_1 E_x' + \sigma_2 E_y' - \frac{\varepsilon D n_y^2}{4\pi}\left(E_y' + E_z'\right) + \frac{i\varepsilon n_y D}{4\pi}\frac{\nu E_x'}{\nu x} + \frac{\varepsilon D_2}{4\pi}\frac{\nu^2 E_x}{\nu x_2} - \frac{\varepsilon D_2}{4\pi}k_x n_y\left(E_y' + E_z'\right) = 0 \tag{8}$$

$$\sigma_2 E_z' + \frac{in_y D_2}{4\pi}\frac{\nu E_x}{\nu x} - \frac{\varepsilon n_y^2 D_2}{4\pi}\left(E_y' + E_z'\right) = 0 \tag{9}$$

Здесь $\sigma_1 = \rho_0\mu_1(1+\beta_1),\ \sigma_2 = \rho_0\mu_0(1+\beta) + \rho_0\mu_2$. Из совместного решения (8-9) легко определяем $E_y'\ и\ E_z'$

$$E_y' = \frac{\Omega_z}{\sigma_2^2}\cdot\frac{ik_y D_z}{4\pi}\cdot\frac{\nu E_x}{\nu x};\ E_z' = \frac{\Omega_y}{\sigma_2^2}\cdot\frac{ik_y D_z}{4\pi}\cdot\frac{\nu E_x}{\nu x} + \frac{\pi_0}{\sigma_2}E_x' + \frac{i\varepsilon n_y D}{4\pi\sigma_2}\cdot\frac{\nu E_x}{\nu x} + \frac{\varepsilon D_2}{\sigma_2}\cdot\frac{\nu^2 E_x'}{\nu x^2} \tag{10}$$

Здесь: $\Omega_z = \frac{\varepsilon D_z k_x n_y}{4\pi} - \frac{\varepsilon D k_y^2}{4\pi};\quad \Omega_y = \sigma_2 - \frac{\varepsilon D n_y^2}{4\pi} - \frac{\varepsilon D_z k_x k_y}{4\pi}$

Уравнения неразрывность для плотности тока имеет вид:

$$\frac{d\rho'}{dx} + divj_x' = 0 \tag{11}$$

Из уравнение Пуассона $divE' = \frac{4\pi}{\varepsilon}\rho'$ находим

$$\rho' = di\vec{v}\,\frac{\varepsilon}{4\pi}E' \tag{12}$$

Из (12-13) легко получим следующие уравнение для определения E_x'

$$\sigma_1 E_x' + \frac{\varepsilon\vartheta_2}{4\pi}\frac{\nu E_x}{\nu x} + \frac{\varepsilon D_2}{\varepsilon}\frac{\nu E_x}{\nu x} + \frac{\varepsilon D_z}{\varepsilon}\frac{\nu^2 E_x}{\nu x^2} + \left(\frac{\varepsilon\vartheta_2}{2\pi}in_y - \frac{\varepsilon D_2 k_y{}^2}{4\pi} - \frac{i\omega\varepsilon}{4\pi}\right)\left(E_y' + E_z'\right) = 0 \tag{13}$$

При получения уравнение (13) мы определили k_y,k_x, в следующем виде:

$$n_y^2 = \frac{4\pi\sigma_2}{D_2},\ \ k_x^2 = \frac{4\pi}{\varepsilon}\frac{D\sigma_2}{D_2^2}\quad \text{т.е.}\quad L_x = \left(\frac{\varepsilon\pi D_{2^2}}{D\sigma_2}\right)^{1/2};\ \ L_y = \left(\frac{\varepsilon\pi D_2}{\sigma_2}\right)^{1/2} \tag{14}$$

Подставляя $E_y'\,и\,E_z'$ из (10) счетом (14) получим:

$$\begin{gathered}\frac{\varepsilon D_2}{4\pi}\left[1 + \frac{i\varepsilon}{2\pi\sigma_2}\left(k_y\vartheta_2 - \frac{\omega}{2}\right)\right]\frac{\nu^2 E_x}{\sigma x^2} + \frac{\varepsilon\vartheta_2}{4\pi}\left[1 + \frac{\omega\varepsilon}{4\pi\vartheta_2 n_y} - i\left(1 + \frac{D_z k_y}{2\vartheta_2}\right)\right]\frac{\nu E_x}{\nu x} + \\ + \sigma_1\left[1 - \frac{\sigma_1}{\sigma_1} + \frac{i\omega\varepsilon}{4\pi}\left(\frac{\sigma_1 n_y\vartheta_2}{\sigma_1\sigma_2}\frac{\omega}{\sigma_1} - \frac{\omega\sigma_1}{\sigma_1\sigma_2}\right)\right]E_x' = 0\end{gathered} \tag{15}$$

Решение уравнение (15) определяет переменные часть электрического поля внутри среды с размерами (14). Когда колебания электрического поля, плотности заряда и плотности тока, происходить только внутри среды волновой вектор является вещественной величиной, а частота колебания комплексной величиной т.е.

$$k = k_0., \ \omega = \omega_0 + i\omega_1 \tag{16}$$

Из решение уравнение (15) с учетом (7 и 16) легко получим:

$$\omega_0 = \frac{1}{2}\left[\rho_0\mu_1(1+\beta) + \rho_0\mu_2(1+\beta_2) - \frac{\varepsilon D_2 K_x K_y}{4\pi}\left(1 + \frac{2\pi\sigma_1}{\varepsilon D_2 K_x K_y}\right)\right] \tag{17}$$

$$\omega_1 = \frac{1}{2}\left[\rho_0\mu_0(1+\beta) + \rho_0\mu_2(1+\beta_2) - \sigma_2\left(\frac{C}{\mu_0 H}\right)^2 - \frac{\sigma_2 K_x}{n_y} + \frac{1}{2}\sigma_1\right] \tag{18}$$

При получения (17-18) мы определимы для электрического поля выражения

$$E_0 = \frac{2\pi}{\varepsilon}\frac{\sigma_2}{K_y\mu_2} \tag{19}$$

Из (18) видно, что при значениях

$$(\beta, \beta_1, \beta_2) = \pm\frac{1}{2} \tag{20}$$

возбуждаемая вольна внутри среды с частотой ω_0 (17) при электрическом поле (19) является настающим. При значениях

$$(\beta, \beta_1, \beta_2) = -\frac{3}{2} \tag{21}$$

волна частотой ω_0 (17) является затухающими. Нужно отметить, что значения коэффициентов $(\beta, \beta_1, \beta_2)$ определяются рассеянием носителей заряда. Значения (20) имеет место, когда рассеяния происходить на акустических фононах а значения (21) имеет место при рассеяния на оптических и на дефектах решетки. Если соотношения Эйнштейна имеет место, т.е.

$$D = \frac{T_{eff}}{e}\mu; \ T_{eff} = \frac{T}{3}\left(\frac{CE_0}{SH}\right)^2 \tag{22}$$

Здесь E- температура решетки в- эргах, S'-скорость звука, тогда из (19) легко получим для значения магнитного поля формулы

$$H = \frac{C}{S'}\left(\frac{\pi n T}{3\varepsilon}\right)^{1/2} \tag{23}$$

n- концентрация носителей заряда. Легко убедиться, что $\mu_0 H \gg C$.

Внешняя неустойчивость.

При внешний неустойчивости

$$\omega = \omega_0\,,\ k_x = k_0 + ik'_x \tag{24}$$

Решение уравнение (15) определяет E'_x и следовательно импеданс образца

$$Z = \frac{1}{Z'_x}\int_0^{L_x} E'_x(x)dx \tag{25}$$

Для определения E'_x мы должны учитывать инжекцию носителей заряда на контактах образца. Концентрация носителей заряда изменяется в образце за счет входа и выхода носителей заряда на контактах. Таким образом колебательный часть тока меняется за счет инжекции т.е

$$n' = \delta I' \tag{26}$$

Будем искать решение (15) в следующем виде

$$E'_x = C_1 e^{ik_1 x} + C_2 e^{ik_2 x} \tag{27}$$

Волновые векторы к$_1$ и к$_2$ определяются из дифференциального уравнения (15).
Константы С$_1$ и С$_2$ нужно определить из граничного условия для переменного электрического поля E'_x. Представляя $E'_x \sim e^{ik_x x}$ определим из (15) κ_1 и κ_2. После не сложных алгебраических вычислений получим

$$k_1 = \frac{\varepsilon k_0}{2\pi}\left(-1 + ix\right) = -k_2;\ x = \frac{1}{2}\left[\sqrt{\vartheta^2 + \vartheta_1'} + \vartheta\right]^{1/2}$$

$$k_0 = \frac{\pi\sigma_2}{\varepsilon\nu_2 k_y};\ \vartheta = \frac{\varepsilon\sigma_2}{4\pi\nu_2};\ \vartheta_1 = \frac{\sigma_2 U}{\nu_2 k_y \vartheta_2} \qquad U = \frac{\beta_1 + \frac{\mu H}{C}\left(1 + \beta_2\right)}{2 + \beta} \tag{28}$$

При получения формулы (28) мы использовали неравенство

$$k_y \vartheta_2 > \sigma_2 \tag{29}$$

Для определения константов c_1 и c_2 мы должны использовать граничные условия электрического поля. Контакты кристалла во-всех экспериментальных условиях являются инжектирующими, т.е. носители заряда входят из среды. Поэтому

$$n' = \delta I' \tag{30}$$

δ - коэффициент инжекции, n' -переменная часть концентрации и носителей заряда, J' - переменный ток в цепи. Из уравнение Пуассона получим:

$$di\vec{v}E' = \frac{4\pi e}{\varepsilon} n' = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \delta I' \quad \frac{\nu E'}{\nu x} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \delta I' \qquad (31)$$

Из (31) получим

$$\begin{cases} \left.\frac{dE'}{dx}\right|_{x=0} = \frac{4\pi e \delta_0 I'}{\varepsilon} \\ \left.\frac{dE'}{dx}\right|_{x=Lx} = \frac{\nu \pi e \delta_{Lx} I'}{\varepsilon} \end{cases} \qquad (32)$$

Подставляя $\left.\frac{dE'}{dx}\right|_{x=0}$ и $\left.\frac{dE'}{dx}\right|_{x=Lx}$ из 27 легко получим:

$$C_1 = \frac{4\pi e I'}{ik\varepsilon} \cdot \frac{\delta_0 e^{-ikL_x} - \delta L_x}{e^{-ikL_x} - e^{ikL_x}} \qquad (33)$$

$$C_2 = \frac{4\pi e I'}{ik\varepsilon} \cdot \frac{\delta_0 e^{-ikL_x} - \delta L_x}{e^{-ikL_x} - e^{ikL_x}}$$

Импеданс кристалла определяется

$$Z = \frac{1}{I'} \int_0^{Lx} E'_x dx \qquad (34)$$

Подставляя (33) в (34) после интегрирование получим:

$$\operatorname{Re} z = f \frac{2\sin 2\alpha}{e^{2\alpha} - 2\cos^2 \alpha}; \quad I_m Z = f \ \frac{e^{2\alpha}}{e^{2\alpha} - 2\cos^{2\alpha}} \qquad (35)$$

$$f = \frac{2\pi}{\varepsilon} \frac{e(\delta_{Lx} + \delta_0)}{k_0^2}; \ \alpha = k_0 L_x \qquad (36)$$

Из (35) видно, что $k_0 L_x \geq 1$ (36)

$$\operatorname{Re} z = 2 f e^{-2\alpha} \sin 2\alpha; \ \ \operatorname{Im} z = f > 0 \qquad (37)$$

Тогда $f + R_1 = 0$ и $2 f e^{-2\alpha} \sin 2\alpha + R = 0$ $\quad R_1 < 0,\ R > 0$. Из уравнений (37) получим:

$$\sin 2\alpha = -\frac{R}{2|R_1|} e^{2\alpha} \qquad (38)$$

При всех отрицательных значениях $\sin 2\alpha$ соотношения (38) удовлетворяется. Из (37) видно, что $\operatorname{Re} z$ осциллирует аргументом 2α а, $\operatorname{Im} z$ положительная величина и поэтому в цепь нужно присоединить сопротивление емкостного характера.

При получения (35) мы определили для частоты колебания тока, следующие формулы

$$\omega = k_y \vartheta_2 \qquad E_0 = \frac{2\pi}{\varepsilon} \frac{en}{k_y} \qquad (39)$$

3. Обсуждение

Таким образом в низкоразмерных проводящих средах во-внешном электрическом и перпендикулярно к нему магнитном полях возбуждается высокочастотная нарастающая волна. Поперечные и линейные размеры среды должны быть определены по формулам (15). Электрическое поле при котором возбутдаеться эта волна имеет определенное значение (формула20) значения магнитного поля $H \sim n^{1/2}$. Частота возбуждаемой волны определяется формулой (18). Колебания тока в этой среде происходить при частоте и электрического поля, которые определяются формулой (36). Когда начинается колебания тока в цепи возникает сопротивление индуктивного характера, а реальная часть импеданса осциллирует с определенным периодом. Инжекция на контактах среды усиливает нарастания волны. Эта среда с указанными размерами может служить как источник излучения энергии.

Литература

1. Теория спонтанных колебании тока в кристаллах с глубокими ловушками. Л.Э. Гуревич, Э.Р. Гасанов. ФТТ,11, 1433-1438, 1969.
2. Теория спонтанных колебаний тока в кристаллах типа германия, легированного золотом. Л.Э. Гуревич, Э.Р. Гасанов ФТП 1201-1209, 1969
3. Внутренняя и внешняя неустойчивость кристалла с глубокими ловушками в отсутствии и при наличии магнитного поля. Л.Э. Гуревич, Э.Р. Гасанов. ФТТ,11, 3684-3691, 1969.
4. Instability in Semiconductors with Deep Traps in the Presense of Strong $(\mu_{\pm} H >> C)$External Magnetic Field. E.R. Hasanov, Rasoul Nezhad Hosseyn, A.Z. Panahov and Ali Ihsan Demirel Adv. Studies Theor. Phys. Vol. 5,2011, no1, 15-30.
5. High Freguenay Energy Radiation of n-Type Semiconductors at Constant Electric and Magnetic Field. Eldar Rasuloglu Hasanov, Akber Zeynalabdin Panahov and Ali Ihsan Demirel Adv. Studies Theor. Phus. Vol 7,2013, no.21, 1035-1042.
6. Nonlinear Oscillations of the Charge Curriers Concentration and Electric Fieldin Semiconductors With Deep Traps. F.F. Aliyev[1]. E.R. Hasanov[1,2] 10SR Journal of applied Physics (10SR-JAP) e-ISSN. 2278-4861. Volume 10. ISUE 1. Yer. II (Jan-Feb 2018) PP 36-42.

RADIATION CONDITIONS FOR NANOSCALE CONDUCTIVE MEDIA

E.R. Hasanov[1,2], R.K. Mustafayeva[1]

[1]*Baku State University,*
[2]*Institute of Physics of ANAS*
ruhi-qrk@mail.ru

Abstract: A theory of current oscillations in low-dimensional media of electronic charge carriers is established. The values of the frequency of increasing waves are determined. It has been found the values of the electric and magnetic fields, at which the energy is emitted. The growth increment of the excited waves has been determined. It has been proven that injection plays an essential role for the emission of energy. It has been shown that more energy is required to emit energy than to excite growing waves inside the medium. It has been proven that the frequency of current oscillations varies greatly with changing sample sizes. The values of the external electric field with the appearance of current fluctuations depend on the sample size. When current oscillations begin in a circuit, inductive resistance arises, and the real part of the impedance oscillates with a certain period. The injection on the contacts of the medium increases the growth of wave. This medium with the specified dimensions can be a source of emission of energy.

Keywords: frequency, amplitude, electron, non-equilibrium oscillations

AŞAĞI ÖLÇÜLÜ ELEKTRON TİP KEÇİRİCİ MÜHİTLƏRDƏ DAXİLİ VƏ XARİCİ DAYANIQSIZLIQ

E.R. Həsənov[1,2], R.K. Mustafayeva[1]

[1]Bakı Dövlət Universiteti,
[2]AMEA Fizika İnstitutu
ruhi-qrk@mail.ru

Xülasə: Aşağı (nanoölçülü) ölçülü elektron tip keçiricikli mühitlərdə cərəyan rəqslərinin nəzəriyəsi verilmişdir. Yaranan dayanıqsız dalğaların tezlikləri hesablanmışdır. Enerji şüalanmasına uyğun elektrik sahəsinin və maqnit sahəsinin analitik ifadələri hesablanmışdır. Yaranan dalğaların inkrementi hesablanmışdır. İsbat olunmuşdur ki, kontaktlarda olan injeksiya şüalanma üçün vacibdir. İsbat olunmuşdur ki, şüalanma üçün lazım olan elektrik sahəsinin qiyməti daxildə yaranan artan dalğa üçün lazım olan elektrik sahəsinin qiymətindən böyükdür. İsbat olunmuşdur ki, nümunənin ölçüləri dəyişdikcə yaranan rəqslərin tezlikləri kəskin dəyişir. Rəqs yarananda elektrik sahəsinin qiyməti nümunənin ölçülərindən asılı olur. Rəqs yarananda dövrədə induktiv xarakterli müqavimət yaranır. Müqavimətin həqiqi hissəsi müəyyən periodla osilyasiya edir. Kontakda yaranan injeksiya dalğaları gücləndirir. Bu mühit göstərilən ölçülərdə enerji şüalanma mərkəzi ola bilər.

Açar sözlər: tezlik, amplituda, elektron, tarazlıqda olmayan rəqslər.