ИЗЛУЧЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПРИМЕСНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА С ДВУМЯ ТИПАМИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

ГАСАНОВ Э.Р., АЛИЕВ Б.З.*

Бакинский Государственный Университет
******Азербайджанский Технологический Университет, г.Гянджа*

Вычислен импенданс примесного полупроводника во внешнем электрическом поле. Найдены условия излучения энергии и частота колебания тока. Показано, что инжекция носителей заряда может играть основную роль при излучении энергии полупроводником.

Некоторые примеси в полупроводнике создают центры, которые способны находиться в нескольких заряженных состояниях (однократно, двухкратно и т.п. положительно или отрицательно заряженных). Так, например, атомы золота в германии могут, кроме нейтрального состояния, быть однократно положительно заряженными и однократно, двукратно и трехкратно отрицательно заряженными центрами. Эти примесные центры способны захватывать электроны или дырки в зависимости от их зарядовых состояний. В результате такого захвата изменяется концентрация электронов в зоне проводимости, концентрация дырок в валентной зоне, и, следовательно, электропроводность полупроводника. В присутствии электрического поля электроны (и также дырки) получают от электрического поля энергию порядка $eE_o\ell$ (e - элементарный заряд, E_o – значение внешнего электрического поля, ℓ - длина свободного пробега электрона) и поэтому электроны могут преодолеть кулоновский барьер однократно отрицательного центра и захватиться (т.е. рекомбинировать с этим центром). Кроме того, вследствие теплового переброса, электроны могут генерироваться из центра в зоны проводимости. Процесс захвата уменьшает, а процесс переброса увеличивает число электронов в зоне проводимости. Что же касается дырок, то их число увеличивается захватом электронов из валентной зоны и уменьшается захватом электронов из примесных центров. Рекомбинация и генерация носителей заряда приводят к изменению электропроводности кристалла. Если внешнее электрическое поле достаточно велико, то полупроводник переходит к неустойчивому состоянию, т.е. $ReZ\angle 0$. (Z – импенданс) и при этом полупроводник начинает излучать энергию с высокой частотой.

В этой работе мы изложим теории излучения энергии из полупроводника, в котором имеется примесные центры $N_o=N+N_-$ (N_o-однократно отрицательно заряженные центры, N_- - двукратно отрицательно заряженные центры).

Уравнения неразрывности электронов и дырок будут иметь вид:

$$\frac{\partial n_-}{\partial t}+divj_-=\left(\frac{\partial n_-}{\partial t}\right)рек,\quad \left(\frac{\partial n_-}{\partial t}\right)_{чек}=\gamma_-(o)n_-N_- -\gamma\ (E)n_-N$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t}+divj_+ \ =-\left(\frac{\partial n_+}{\partial t}\right)рек,\quad \left(\frac{\partial n_+}{\partial t}\right)чек=\gamma_+(E)n_{1_+}N-\gamma_+(0)n_+N_- \quad (1)$$

$$J_- = -n_-\mu_-(E)E\,;\qquad J_+=+n_+\mu_+(E)E\qquad n_{1-}=\frac{n_-^oN_o}{N_-^0},\quad n_{1_=}=\frac{n_+^oN_-^o}{N_o}$$

В (1) было предположено, что $E_0 >> \frac{T}{e\ell}$

(Т – температура кристалла в эргах).

Изменение примесных центров со временем определяется уравнением

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_+}{\partial t}\right)_{чек} - \left(\frac{\partial n_-}{\partial t}\right)_{чек} \qquad (2)$$

($n_\pm$ - концентрации дырок и электронов, $\mu_\pm$ - их подвижности).

γ_- (Е) – коэффициенты захвата электронов однократно отрицательными центрами,

$\gamma_-(0)$ - коэффициент испускания электронов двукратно отрицательными центрами,

$\gamma_+(())$ - коэффициент захвата дырок, $\gamma_+(E)$ - коэффициент испускания дырок.

Полный ток в кристалле

$$\Im = e(j_+ - j_-) \qquad (3)$$

Будем ограничиваться одномерной задачей т.е. К|| Е$_0$. Полагая

$n_\pm(x_1 t) = n_\pm^o + \Delta n_\pm(x_1 t), N_-(x_1 t) = N_-^0 + \Delta N_-(x_1 t)$

$E(x_1 t) = E_0 + \Delta E(x_1 t)$ и, вводя следующие характерные частоты $\upsilon_- = \gamma_-(E_0)N_0$,

$\surd_+ = \gamma_+(0)N_-^0$, $\surd_+^E = \gamma_+(E_o)N_o$ $\quad \surd_-^1 = \gamma_-(E_0)n_-^o + \gamma_-(0)n_{1-}$, $\quad \surd_+^1 = \gamma_+(0)n_+^0 + \gamma_+(E_0)n_{1+}$

$\beta_\pm = 2\frac{d\ell n\gamma_\pm}{d\ell n(E_o^2)}$, линеаризируя систему уравнений (1-3) с учетом $\surd_\pm^1 << \surd_\pm$ для определения $n_\pm^1$ получим следующую систему уравнений

$A_-(к)\,\Delta n_-''' + A_+(k)\Delta n_+'' = 0 \qquad A_-(0)\,\Delta n_-^1 + A_+(0)\Delta n_+^1 + A\,\Im^1 = 0$ (5)√√

$B_-(к)\,\Delta n_-'' + B_+(k)\Delta n_+'' = 0$ (4) $\qquad B_-(0)\Delta n_-^1 + B_+(0)\Delta n_+^1 + B\,\Im^1 = 0$

В $A_-(k) = (\Omega - i\varpi_-)$; $\Omega_- = \surd_-\left(1 - \frac{e\mu_- n - \beta_-}{\sigma}\right)$, $\quad \varpi_\pm = \varpi + \frac{ko_+\upsilon_\pm}{\sigma} \quad \sigma = \sigma_- + \sigma_+ \surd$

$A_+(k) = \left(ik\frac{\sigma_-\upsilon_+}{\sigma} - \frac{e\mu_+ n_- \surd_- \beta_-}{\sigma}\right) \qquad B_-(k) = \left(\frac{e\mu_+ n_{1=} \surd_+^E \beta_+}{\sigma} - ik\upsilon_- \frac{\sigma_+}{\sigma}\right)$

$B_+(0) = (\Omega_+ - i\varpi_+) = B_+(k)$

$A_-(0) = \Omega_- - i\varpi$, $A_+(0) = -- \frac{e\mu_+ n_- \surd_- \beta_-}{\sigma}$: $\quad B_-(0) = \frac{e\mu_+ n_{1+} \surd_+^E \beta_+}{\sigma}$

$A = \frac{en_- \surd_- \beta_-}{\sigma E_o}, B = -\frac{en_{1_+^+} \surd_+^E \beta_+}{\sigma E_o}$

При получении (5-6) $n \pm (x_1 t), E(x_1 t), N_-(x_1 t)$ разделены на части, представляющие собой волны внутри кристалла, и части, пропорциональные колебательному току J^1 во внешней цепи

$$\Delta n_\pm(x_1 t) = \Delta n_\pm^1 \ell^{i(kr - \varpi t)} + \Delta n_{''\pm}'' e^{-i\omega t} \qquad (7)$$

(ω - частота, к – волновой вектор).

Из решения (5) получим

$$\mathrm{n}_{+}^{1} = \Im^{1}\frac{AB_{-}(0) - BA_{-}(\upsilon^{1})}{B_{+}(0)A_{-}(0) - B_{-}(0)A_{+}(0)} \qquad n_{-}^{1} = J^{1}\frac{\beta_{+}(0)A - A_{+(}(0)\beta}{B_{+}(0)A_{-}(0) - B_{-}(0)A_{+}(0)} \quad (8)$$

Из (4) находим волновой вектор К=K_0+iK_1

Представим

$$\Delta n_{\pm} = c^{\pm}t = e^{ikx} + c_1^{\pm}\Im^{1} \quad (9)$$

Для нахождения $C^{\pm}$ должны учитываться граничные условия для $\Delta n_{\pm}(x_1 t)$. Нужно учитывать, что контакты всегда являются в некоторой степени выпрямляющими, поэтому так называемые омические контакты представляют не более, как предельный случай. В зависимости от пропускных направлений обоих контактов будем выбирать следующие граничные условия

X=0, $\Delta n_{+}(0,t) = \sigma_{+}^{0}\ \Im^{1}$:; X=L, $\Delta n_{-}(x,t) = \sigma_{-}^{l}\ \Im^{1}$ (10)

δ_{+}^{0} - коэффициент инжекции дырок, δ_{-}^{l} - коэффициент инжекции электронов.

Находя из (9) $C^{\pm}$ с учетом (10), поставим значение $\Delta n_{\pm}(x_1 t)$ в

$$\Delta E(x_1 t) = \frac{I^{1}}{\sigma}e\left[1 - \frac{e\upsilon_{-}\Delta n_{-}(x_1 t)}{\sigma_0 E_0} - \frac{e\upsilon_{+}\Delta n_{+}(x_1 t)}{\sigma_0 E_0}\right] \quad (11)$$

Используя (11), легко вычислим импенданс кристалла по формуле

$$\mathrm{Z} = \frac{1}{I^{1}}\int_0^x \Delta E(x_1 t)dx = \mathrm{Re}\,Z + \Im_{\mathrm{m}}\mathrm{Z} \quad (12)$$

Поставляя (11) в (12), после простого вычисления получим

$$\frac{\mathrm{Re}\,z}{Z_0} = \left[1 - (A_{-} + A_{+})k_1\ell - e\upsilon_{-}\delta_{-}^{l} - e\upsilon_{+}\delta_{+}^{0}\right] \quad (13)$$

$$\frac{I_m Z}{Z_0} = \left[\frac{A_{-} + A_{+}}{2\pi}(k\ell_1)^2 + (e\upsilon_{-}c_{-} + e\upsilon c_{+})\right] \quad (14)$$

$$\mathrm{A}_{-} = \frac{e^2\upsilon_{-}n_{-}\sqrt{_{-}}\ \beta_{-}}{2\pi\Omega_1^2\sigma E_0}\left(\Omega_{+}\Omega\right)^{1/2} : A_{+} = \frac{e^2\upsilon_{+}n_{1+}\sqrt{_{+}^{E}}}{2\sigma\Omega_1^2\sigma E_0}\left(\Omega_{+}\Omega\right)^{1/2};$$

$$\Omega_{+} = \upsilon_{+}\left(1 + \frac{en_{1+}\upsilon_{+}^{E}\beta_{+}}{\sigma\upsilon_{+}}\right) : \Omega_1{}^{2} = \frac{k\upsilon_{+}\sigma_{-}}{\sigma}\varpi + \frac{e^2\upsilon_{-}\upsilon_{+}n_{1+}n_{-}\sqrt{_{-}}\sqrt{_{+}^{E}}}{(\sigma E_0)^2}\beta_{-}\beta_{+}$$

$$\Omega_{-} = \upsilon_{-}\left(1 - \tfrac{\sigma - \beta_{-}}{\sigma}\right) : Z_0 = \frac{\ell}{\sigma_0 S} : (\ell - \text{ длина, } \omega = (\Omega_{+}\Omega)^{1/2}$$

S – поперечное сечение кристалла, $\sigma_0 = en_{-}^{0}\mu^{0} + en_{+}^{0}\mu_1^{0}$

Из (14) видно, что $\Im_{mz} \succ 0$, поскольку $A_0>0$. $A_+>0$, $C_+>0$, $C_->0$. ReZ<0 при (A_- +A_+)$\kappa_e\ell$=1.(15). Этот случай соответствует высокой инжекции носителей заряда во внутрь полупроводника, если даже еυ δ<1.

Условие (15) определяет связь между частотами рекомбинации и генерации носителей заряда. Частота колебания тока во внешней цепи $\varpi = (\Omega_{-}\Omega_{+})^{1/2}$ в отсутствие генерации и рекомбинации носителей равна нулю, т.е. внутренняя волна выходит наружу из-за захвата и испускания носителей заряда. Из $-|\mathrm{Re}z| + R = 0$ можно определять частоты излучения энергии из полупроводника. Таким образом, примесный полупроводник с однократно и двукратно отрицательными центрами может стать источником излучения энергии.

---

1. *В.Л.Бонч-Бруевич, И.П.Звягин, А.Г.Миронов.* Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. Москва. 1972 год.
2. *Гасанов Э.Р.* Тем.сборник АГУ 1984 г.
3. *Гасанов Э.Р.*, «Xəbərlər» . BDU №1, 2003.
4. *Гасанов Э.Р., Р.К.Гасымова,* «Xəbərlər» XXV, 2005.

İKİ TİP YÜKDAŞIYICILARA MALİK AŞQARLI YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ ENERJİ ŞÜALANMASI

HƏSƏNOV E.R., ƏLİYEV B.Z.

Xarisi elektrik sahəsində aşqarlı yarımkeçiricinin impendansı hesablanmışdır. Cərəyan rəqslərimin tezliyi və enerji şüalanması şərtləri tapılmışdır. İsbat olunmuşdur ki, şüalanmada yükdaşıyıcıların injeksiyası əsas səbəb ola bilər.

ENERGY RADIATION OF IMPURITY SEMICONDUCTOR WITH TWO TYPES OF THE CHARGE CARRIERS

HASANOV E.R., ALIYEV B.Z.

Impedance of impurity semiconductor in an external electric field is calculated. Energy radiation conditions and current fluctuation frequency are found. It is shown, that injection of charge carriers can play the basic role at energy radiation by the semiconductor.