

УДК 539.2

КОЛЕБАНИЯ ТОКА В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ НАЛИЧИИ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ($\mu_{\pm} H_0 \ll c$)

Э.Р.ГАСАНОВ^{*,**}, Ш.Г. ХАЛИЛОВА^{*}, Р.К.МУСТАФАЕВА^{*}

^{*}Бакинский Государственный Университет

^{**}Институт Физики Национальной Академии Наук Азербайджана
bsu.edu.gov.az

Теоретически показано, что в слабом магнитном поле примесный полупроводник излучает энергию с определенной частотой. Найдены предел изменения внешнего электрического поля и значения частоты колебания тока. Утверждено, что в таких полупроводниках инжекция контактов играет главную роль для появления указанного колебания тока в цепи.

Ключевые слова: электрическое поле, слабое магнитное поле, импеданс, градиента температуры, электроны, дырки.

В проводящих средах под влиянием внешнего электрического поля, носители заряда получают от электрического поля дополнительную энергию порядка eEl (e - элементарный заряд, \vec{E} - напряженность электрического поле, l - длина свободного пробега носителей заряда). Энергия этих носителей заряда имеет порядок $\frac{3}{2}k_0T + eEl$ (k_0 - постоянная Больцмана, T - температура решетки). При этом происходит перераспределения носителей заряда по среде неравномерным образом, которые распространяются в виде волны внутри среды. Эти волны могут быть неустойчивыми, и из кристалла начинается излучения энергии. Механизм и причина возникновения неустойчивых волн в разных проводящих средах являются различными. Поэтому для теоретического исследования неустойчивых состояний требуются разные математические подходы. Если возбуждаемая волна внутри среды не выходит наружу (т.е. колебания тока во внешней среде отсутствует), тогда частота этой волны комплексная величина, а волновой вектор вещественная величина. При обратном случае (т.е. частота $\omega = \omega_0$, волновой вектор $k = k_0 + ik'$) возникает колебания тока во внешней цепи, и среда излучает энергию с частотой ω_0 .

В работах [1-6] теоретически исследованы разные неустойчивости в полупроводниковых средах и получили некоторые аналитические формулы для внешнего электрического поля и для частоты колебания тока.

Однако в примесных полупроводниках возбуждения неустойчивых волн зависит от многих факторов из-за наличия в среде разных примесных центров. Примесные центры в зависимости от зарядовых состояний способны захватить рекомбинация носителей заряда. Эти рекомбинационные и генерационные процессы могут возбуждать неустойчивые волны внутри среды. Атомы золота в германии, кроме нейтрального состояния, могут быть однократно, двукратно и трехкратно отрицательно заряженными центрами. Эти примесные уровни расположены на разных расстояниях от зоны проводимости полупроводника. В зависимости от температуры полупроводника эти энергетические уровни являются более или менее активными уровнями. В экспериментальной работе [7] активными были однократно и двукратно отрицательные уровни. Мы в дальнейшем будем использовать модель эксперимента [7]. Понятно, что вокруг отрицательного заряда имеется кулоновский барьер. Электроны, получившие энергии от внешнего электрического поля могут преодолеть этот кулоновский барьер и захватиться. Электроны в результате теплового переброса могут из примесного центра выходить в зоны проводимости. Вследствие захвата электронов примесными центрами из валентной зоны увеличивается число дырок. В результате рекомбинации и генерации электронов и дырок изменяется электропроводность полупроводника.

В работах [1-6] подробно изложен анализ кинетических уравнений в полупроводнике с однократно и двукратно отрицательно заряженными центрами. В этих работах изложены результаты теоретического исследования внутренней и внешней неустойчивости. Однако, равновесные значения концентраций электронов и дырок являлись произвольными. Мы в этой теоретической работе будем исследовать колебания тока (т.е. внешняя неустойчивость) в полупроводниках с однократно и двукратно отрицательными примесными центрами во-внешнем и электрическом E_0 поле при наличии слабых магнитных полей (т.е. $\mu_{\pm} H_0 \ll c$, μ_{\pm} - подвижности дырок и электронов, c - скорость света). С учетом инжекции на контактах полупроводника, когда концентрация электронов n_- и дырок n_+ определяются из соотношения $n_+ \mu_- = n_- \mu_+$. Кроме выше указанных условий полупроводнике имеется постоянный градиент температуры $\nabla T = const$.

Основные уравнения задачи

Уравнения кинетики для электронов и дырок в полупроводниках вышеуказанными примесными центрами имеют вид [1-7]:

$$\frac{\partial n'_-}{\partial t} + \text{div} j'_- = v_- n'_- - \frac{v'_-}{v_- - i\omega} \left[v_+ n'_+ + v_- n'_- + (v_+^E n_{1+} \beta_+^\gamma + v_- n_- \beta_-^\gamma) \frac{e(\mu_+ n'_+ + \mu_- n'_-)}{\sigma + \sigma_1} \right] +$$

$$+ v_- n_- \beta_-^\gamma \frac{e(\mu_+ n'_+ + \mu_- n'_-)}{\sigma + \sigma_1} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n'_+}{\partial t} + \text{div} j'_+ = -v_+ n'_+ + \frac{v'_+}{v_+ - i\omega} \left[v_+ n'_+ + v_- n'_- + (v_+^E n_{1+} \beta_+^\gamma + v_- n_- \beta_-^\gamma) \frac{e(\mu_+ n'_+ + \mu_- n'_-)}{\sigma + \sigma_1} \right] -$$

$$- v_+^E n_{1+} \beta_+^\gamma \frac{e(\mu_+ n'_+ + \mu_- n'_-)}{\sigma + \sigma_1} \quad (2)$$

$$\beta_\pm = 2 \frac{d \ln \mu_\pm}{d \ln(E_0^2)}; \quad \bar{\vartheta}_\pm = \mu_\pm \bar{E}_0; \quad \beta_\pm^\gamma = 2 \frac{d \ln \gamma_\pm}{d \ln(E_0^2)}; \quad n'_\pm \ll n_\pm^0; \quad E' \ll E_0; \quad T \ll eE_0 l;$$

$T = k_0 T$; T_0 - температура решетки, l - длина свободного пробега, $v_- = \gamma_-(E_0) N_0$ - частота захвата электронов, $v_+ = \gamma_+(E_0) N_-^0$ - частота захвата дырок, $v_+^E = \gamma_+(E_0) N_0$ - частота испускания дырок, $n_{1-} = \frac{n_-^0 N_0}{N_-^0}$, $n_{1+} = \frac{n_+^0 N_-^0}{N_0}$, $N_0 = N_+ N_-$ - полная концентрация примесей, N - однократно отрицательно заряженными центрами, N_- - двукратно отрицательно заряженными центрами $N \gg N_-$, $\sigma = \sigma_+ + \sigma_- = e(n_+ \mu_+ + n_- \mu_-)$, $\sigma_1 = e(n_+ \mu_+ \beta_+ + n_- \mu_- \beta_-)$, $v = v'_+ + v'_-$ - комбинированная частота захвата и испускания электронов и дырок неравновесными ловушками $(N_0, N_-^0) \gg (n_\pm^0)$.

Теория

При наличии внешнего магнитного поля и градиента температуры плотности токов для электронов и дырок имеют вид:

$$\vec{j}_- = -n_- \mu_- E^* - n_- \mu_- [E^* H] - \alpha_- \bar{\nabla} T - \alpha'_- [\bar{\nabla} T \bar{H}]$$

$$\vec{j}_+ = n_+ \mu_+ E^* + n_+ \mu_+ [E^* H] + \alpha_+ \bar{\nabla} T + \alpha'_+ [\bar{\nabla} T \bar{H}] \quad (3)$$

$$\vec{J} = e(\vec{j}_+ - \vec{j}_-) \quad (4)$$

Подставляя (3) в (4) находим

$$E^* = \frac{\vec{J}}{\sigma} - \frac{\sigma_1}{\sigma} [\bar{E}^* \bar{H}] - \frac{\alpha}{\sigma} \bar{\nabla} T + \frac{\alpha_1}{\sigma} [\bar{\nabla} T \bar{H}] \quad (5)$$

Здесь $\sigma = \sigma_+ + \sigma_-$, $\alpha = \alpha_+ + \alpha_-$, $\alpha_1 = \alpha'_+ + \alpha'_-$.

В работе [8] доказано, что при наличии магнитного поля и градиента температуры возникает гидродинамического движения носителей заряда, и электрическое поле внутри среды имеет вид:

$$E^* = \bar{E} + \frac{[\bar{V}\bar{H}]}{e} + \frac{T}{e} \left(\frac{\nabla n'_-}{n_-^0} - \frac{\nabla n'_+}{n_+^0} \right) \quad (6)$$

Сначала находим \bar{E}^* из уравнения (5). Напишем (5) в следующем виде

$$\bar{E}^* = \bar{A} + \frac{\sigma_1}{\sigma} [\bar{H}\bar{E}^*] \quad (7)$$

При $\bar{B} = \frac{\sigma_1}{\sigma} \bar{H}$. Тогда

$$\bar{E}^* = \bar{A} + [B\bar{E}^*] \quad (8)$$

И уравнения (8) получим:

$$\bar{E}^* = \bar{A} + [\bar{B}\bar{A}] + [\bar{B}[B\bar{E}^*]] \quad (9)$$

Раскрывая векторное произведение в (9) при $\mu_{\pm}H_0 \ll c$ и подставляя полученное выражения для \bar{E}^* в (6) получим для электрического поля выражения

$$\bar{E} = -\frac{[\bar{V}\bar{H}]}{c} - \frac{A'}{\sigma} [\bar{V}T\bar{H}] + \frac{\bar{J}}{\sigma} - \frac{\sigma_1}{\sigma^2} [\bar{J}\bar{H}] + A\bar{V}T + \frac{T}{e} \left(\frac{\nabla n'_-}{n_-^0} - \frac{\nabla n'_+}{n_+^0} \right) \quad (10)$$

Подставляя (3-4) с учетом (10) в (1)-(2) получим следующие дисперсионные уравнения для определения волновых векторов k_1 и k_2 .

$$x^4 - ux^2 + fx - \delta_0 + i\delta_1 = 0, \quad x = L_x k \quad (11)$$

Здесь

$$u = \frac{1}{\varphi_- \varphi_+ \alpha^2}, \quad \varphi_{\mp} = \frac{\mu_{\mp} H_0}{c}, \quad \alpha^2 = \frac{1}{8\varphi_- \varphi_+} \frac{\omega}{v_+}, \quad f = \frac{L_x \vartheta \omega}{\mu_- \mu_+ E_2^2 \alpha^2},$$

$$\delta_0 = \frac{L_x (v_- v_+ - \omega^2)}{\mu_- \mu_+ E_2^2 \alpha^2 \varphi_- \varphi_+}, \quad \delta_1 = \frac{L_x^2 \omega v_-}{\mu_- \mu_+ E_2^2 \alpha^2 \varphi_- \varphi_+}, \quad E_2 = \frac{T}{eL_x}$$

Решение уравнения (11) в общем виде очень сложно. Поэтому, мы будем исследовать колебания рассматриваемой среде с частотами

$$\varpi = \pm (v_- v_+)^{1/2} \quad (12)$$

С учетом (12) из (11) получим:

$$x_1 = u^{1/2} - i \frac{\delta_1}{2u^{3/2}}, \quad x_2 = -u^{1/2} - i \frac{\delta_1}{2u^{3/2}} \quad (13)$$

После нахождения безразмерных волновых векторов x_1 и x_2 можно вычислить импеданс среды следующим образом

$$Z = \frac{1}{J'} \int_0^l E'(x,t) dx \quad (14)$$

Находим $E'(x, t)$ из (10)

$$E'_x = \frac{J'_x}{\sigma_0 \varphi} + \frac{i\Gamma}{e\varphi} (k_1 + k_2) \left(\frac{n'_-}{n_-^0} - \frac{n'_+}{n_+^0} \right) \quad (15)$$

$$\varphi = 1 - \frac{E_1}{E_0}, \quad E_1 = \Lambda_0 \gamma \mathcal{N} T, \quad \gamma = 2 \frac{d \ln \Lambda}{d \ln(E^2)}$$

n'_- и n'_+ нужно найти с учетом инжекции, на контактах среды следующим образом

$$n'_- = c_1^- e^{ik_1 x} + c_2^- e^{ik_2 x}, \quad n'_+ = c_1^+ e^{ik_1 x} + c_2^+ e^{ik_2 x}, \quad (16)$$

при $x = 0$, $n'_\pm = \delta_\pm^0 J'_x$ и $x = L$

$n'_\pm = \delta_\pm^L J'_x$ (17) находим из (16) с учетом (17) для константов $c_{1,2}^-$ и $c_{1,2}^+$ следующие выражения

$$c_1^- = J'_x \frac{\delta_-^0 e^{ik_2 L_x} - \delta_-^L}{e^{ik_2 L_x} - e^{ik_1 L_x}}; \quad c_2^- = J'_x \frac{\delta_-^L - \delta_-^0 e^{ik_1 L_x}}{e^{ik_2 L_x} - e^{ik_1 L_x}};$$

$$c_1^+ = J'_x \frac{\delta_+^0 e^{ik_2 L_x} - \delta_+^L}{e^{ik_2 L_x} - e^{ik_1 L_x}}; \quad c_2^+ = J'_x \frac{\delta_+^L - \delta_+^0 e^{ik_1 L_x}}{e^{ik_2 L_x} - e^{ik_1 L_x}} \quad (18)$$

или

$$c_1^- = \delta_1^- J'_x, \quad c_2^- = \delta_2^- J'_x, \quad c_1^+ = \delta_1^+ J'_x, \quad c_2^+ = \delta_2^+ J'_x \quad (19)$$

Подставляя (15) с учетом (18)-(19) получим следующие выражения для импеданса среды

$$Z = \frac{T}{e\varphi} \left(1 + \frac{k_2}{k_1} \left(\frac{\delta_-^-}{n_-^0} - \frac{\delta_+^+}{n_+^0} \right) \left(e^{ik_1 L_x} - 1 \right) + \frac{T}{e\varphi} \left(1 + \frac{k_1}{k_2} \left(\frac{\delta_-^-}{n_-^0} - \frac{\delta_+^+}{n_+^0} \right) \left(e^{ik_2 L_x} - 1 \right) + \frac{L_x}{\sigma_0} \right) \quad (20)$$

При получении (15) мы учитывали, что $H' = 0$, т.е. $\vec{k} \parallel \vec{E}'$.

При получении значений волновых векторов k_1 и k_2 мы учитывали неравенство

$$f_0 > \frac{\delta_1}{u^{1/2}}, \quad \text{т.е.} \quad E_0 > \frac{L_x v_-}{\mu} \frac{c}{\mu H_0} \frac{1}{2\sqrt{\left(\frac{\mu_-}{\mu_+} \right)^{1/4}}} = E_{char} \quad (21)$$

Подставляя $c_{1,2}^\pm$ (20) с учетом (21) получим:

$$Z = \frac{T}{e\varphi} (u - 1) \left[\frac{\delta_-^L}{n_-^0} - \frac{\delta_+^L}{n_+^0} + 2 \left(\frac{\delta_+^0}{n_+^0} - \frac{\delta_-^0}{n_-^0} \right) \right] \quad (22)$$

$$u = 4 \left(\frac{\mu_-}{\mu_+} \right)^2 \left(\frac{v_-}{v_+} \right)^{1/2}, \quad u \gg 1$$

Из (22) видно, что импеданс среды является вещественным, т.е. $J_m Z = 0$. Это означает, что при появлении колебания с частотой (12) внутри не возникает сопротивление емкостного и индуктивного характере

ра, т.е. сопротивление является омическим. Для нахождения электрического поля при появлении колебания тока в цепи мы должны решать следующие уравнения

$$Z + R = 0 \quad (23)$$

Таким образом, уравнение (23) имеет вид:

$$Z = \pm \frac{T}{e\varphi Z_0} 4 \left(\frac{\mu_-}{\mu_+} \right)^{3/2} \left(\frac{\delta_-^L - 2\delta_-^0}{n_-^0} - \frac{\delta_+^L - 2\delta_+^0}{n_+^0} \right) + 1 + \frac{R}{Z_0} = 0, \quad (24)$$

$$Z_0 = \frac{L_x}{\sigma_0}$$

Из (24) получим следующие выражения для электрического поля при появлении колебания тока с частотой (12)

$$E_0 = \frac{E_1}{1 \pm \frac{4T}{eZ_0 r} \frac{\mu_-}{\mu_+} \left(\frac{\delta_-}{n_-^0} - \frac{\delta_+}{n_+^0} \right)} \quad (25)$$

$$\text{Здесь } r = 1 + \frac{R}{Z_0}, \quad \delta_- = \delta_-^L - 2\delta_-^0, \quad \delta_+ = \delta_+^L - 2\delta_+^0,$$

Обсуждения результатов

Покажем предельные случаи с частотой (12):

1. $\frac{\delta_-}{n_-} = \frac{\delta_+}{n_+}$, $2\delta_-^0 > \delta_-^L$ и $2\delta_+^0 > \delta_+^L$,
 $\frac{n_-}{n_+} = \frac{\delta_-^0}{\delta_+^0}$ или $\frac{n_-^0}{n_+^0} = \frac{\delta_-^L}{\delta_+^L}$; $E_0 = E_1$; $\varpi = \pm(v_-v_+)^{1/2}$;
2. $\frac{n_-^0}{n_+^0} < \frac{\delta_-^L}{\delta_+^L}$ или $\frac{n_-^0}{n_+^0} < \frac{\delta_-^0}{\delta_+^0}$; $E_0 < E_1$; $\varpi = (v_-v_+)^{1/2}$;
3. $\frac{n_-^0}{n_+^0} > \frac{\delta_-^L}{\delta_+^L}$ или $\frac{n_-^0}{n_+^0} > \frac{\delta_-^0}{\delta_+^0}$; $E_0 < E_1$; $\varpi = -(v_-v_+)^{1/2}$;
4. $\frac{n_-^0}{n_+^0} < \frac{\delta_-^L}{\delta_+^L}$ или $\frac{n_-^0}{n_+^0} < \frac{\delta_-^0}{\delta_+^0}$; $E_0 > E_1$; $\varpi = -(v_-v_+)^{1/2}$.

Таким образом, значения внешнего электрического поля во всех перечисленных случаях превышает характерного поля E_{char} , но не превышает значению E_1 , излучение среды происходит тогда, когда E_0 меняется от E_{char} до E_1 .

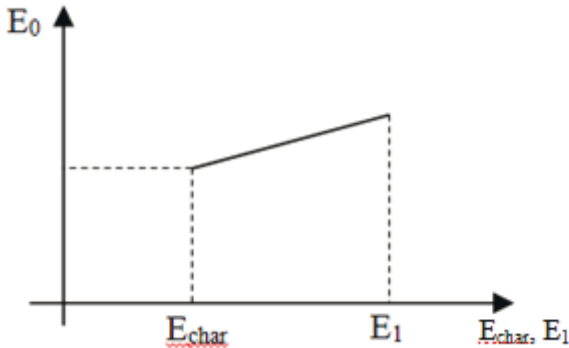


Рис. Зависимость электрического поля от характерного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hasanov E.R., Rasoul Nezhad Hosseyyn, Az.Panahov and Ali Ihsan Demirel, “Instability in Semiconductors with Deep Traps in the Presence of Strong ($\mu_{\pm} H \gg C$)”, Advanced Studies in Theoretical Physics., Year 2011, Vol. 5 N 1, p.25-30.
2. Demirel A.I., Panahov A.Z., E.R.Hasanov. Radiations of electron $-$ type conductivity environments in electric and magnetic field, Advanced Studies in Theoretical Physics, 2013, vol.8, N 22, p.1077-1086,
3. Hasanov E.R., Panahov A.Z., Demirel A.I. High frequency Energy Radiation of n-type semiconductors at constant electric and magnetic field. Adv.Studies Theor.Phys. Vol.7, 2013, No21, p.1035-1042.
4. Hasanov E.R., Hasanova R.A. “External and Internal Instability in the Medium Having Electron Typ Conductivity“, IOSR Journal of Applied Physics, Volume 10, Issue 3 Ver. II (May-June. 2018), p. 18-26;
5. Aliev F.F., Hasanov E.R. “Nonlinear Oscillations of the charge the Carriers Concentration and Electric Field in Semiconductors with Deep Traps”, IOSR Journal of Applied Physics, Volume 10, Issue 1 Ver. II (Jan.-Feb. 2018), p. (36-42)
6. Hasanov E.R., Khalilova Sh.G., Tagiyeva Z.A., Ahadova S.S. Oscillation of current in electric and magnetic fields 15th International Conference on “Technical and Physical Problems of Electrical Engineering”, Istanbul, Turkey, 14-15 October 2019, pp. 103-107
7. Пель Э.Г., Первова Л.Я. и Фистул В.И. Неустойчивость электронно-дырочной плазмы полупроводника, обусловленная нелинейности вольтамперных характеристик. М.И.Иглицын. ФТТ, 1966, т. 8, вып. 12, стр. 3606.
8. Gurevich L.E. Thermomagnetic waves and excitation of the magnetic field in nonequilibrium plasmas JETP, 44, 1963, 548-555

ЗӘЙФ МАҚНІТ САҲӘСІНДӘ ($\mu_{\pm} H_0 \ll c$) АҒҚАР ЯРИМКЕҶИРИЦІЛӘРДӘ СӘРӘЯН РӘҚСЛӘРІ

E.R.HӘSӘNOV, Ҷ.Q.XӘLİLÖVA, R.K.MUSTAFAYEVA

ХҮЛАСӘ

Нәзәри сәһәтдән зәйф мақнит саһәсіндә ағқар ярімкеҶиріци мүәyyəһ бир тезликлә енерҗи сәуаландığını гөстәрилmişдир. Харіци електрик саһәсинин дәйишмә һәдди вә сәрәян рәқсләрин тез-

liklərin qiyməti tapılmışdır. Belə yarımkəçiricilərdə rəqslərin mövcudluğunda kontaktların injeksiyası böyük rol oynayır.

Açar sözlər: elektrik sahəsi, zəif maqnit sahəsi, empedans, temperatur qradient, elektronlar, dəliklər.

**CURRENT OSCILLATIONS IN IMPURITY SEMICONDUCTORS
IN THE PRESENCE OF A WEAK MAGNETIC FIELD ($\mu_{\pm}H_0 \ll c$)**

E.R.HASANOV, Sh.G.KHALILOVA, R.K.MUSTAFAEVA

SUMMARY

It is theoretically shown that in a weak magnetic field an impurity semiconductor emits energy with a certain frequency. The limit of variation of the external electric field and the value of the frequency of current oscillations are found. It is stated that contact injection plays a major role in such semiconductors for the appearance of this current oscillation in the circuit.

Keywords: electric field, weak magnetic field, impedance, temperature gradient, electrons, holes.