

НЕКОТОРЫЕ УСЛОВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ ИЗ ПРИМЕСНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

ГАСАНОВ Э.Р., ГАНБАРОВА Ш.Г*.

*Бакинский Государственный Университет
Институт Физики НАН Азербайджана**

Теоретически исследованы колебания носителей тока в примесных полупроводниках. Найдены частота и инкремент нарастания возникающих волн. Определен интервал изменения электрического поля, при котором из полупроводника излучается энергия с определенной частотой.

Экспериментальному и теоретическому исследованию неустойчивости тока в полупроводниках и возникающим колебательным явлениям в них посвящено несколько сот статей. Появление такого количества работ связано с возможностью практического использования явления неустойчивости тока в полупроводниках для создания высокочастотных генераторов, усилителей и др. Колебания тока в полупроводниках возникает, когда дифференциальная проводимость становится отрицательности. При наличии внешнего электрического поля коэффициент захвата горячих электронов зависит от их энергии. Скорость захвата электронов примесным центром (или дырок) в полупроводнике, вообще говоря, зависит от энергии электрона. Наличие электрического поля может увеличить энергию электронов, поэтому скорость захвата должна зависеть от электрического поля. Следовательно, стационарная концентрация электронов в зоне проводимости может изменяться при увеличении электрического поля. При увеличении скорости захвата электронов полем, уменьшается электронная концентрация в зоне проводимости. Скорость захвата электронов электрическим полем увеличивается, когда примесные ловушки представляют отталкивающий кулоновский центр для электронов. Некоторые примеси в полупроводниках создают центры, которые способны находиться в нескольких заряженных состояниях (однократно, двукратно, 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.

В присутствии электрического поля электроны (и также дырки) получают от электрического поля энергию eE_0l , e -положительный элементарный заряд, E_0 - значение электрического поля, l длина свободного пробега электрона. Поэтому электроны могут захватиться (рекомбинировать) или вследствие теплового переброса электроны могут генерироваться из центров в зоны проводимости. В результате рекомбинации и генерации носителей тока изменяется равновесие значения концентраций электронов и дырок.

В данной работе мы будем теоретически исследовать колебания концентраций носителей (n -электронов, n_+ -дырок) в полупроводниках с примесным центром N_0 . Из них часть N -концентрация однократно отрицательно заряженных центров, N_- -концентрация двукратно отрицательно заряженных центров

$$N_0 = N + N_- \quad (1)$$

Уравнение неразрывности для электронов в полупроводнике с вышеуказанными типами ловушек будет иметь вид

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \text{div} j_- = \gamma_-(0)n_{1-}N_- - \gamma_-(E)n_-N = \left(\frac{\partial n_-}{\partial t} \right)_{рек} \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div} j_+ = \gamma_+(0)n_{1+}N - \gamma_+(E)n_+N_- = \left(\frac{\partial n_+}{\partial t} \right)_{рек} \quad (3)$$

Здесь j_- -плотность потоков электронов и дырок, $j_-(0)$ -коэффициент испускания электронов двукратно отрицательно заряженными ловушками в отсутствии электрического поля, $j_-(E)$ коэффициент захвата электронов однократно отрицательно заряженными ловушками при наличии электрического поля

$$j_{\pm} = -n_{\pm}\mu_{\pm}(E) - D_{\pm}\nabla n_{\pm} \quad (4)$$

$\mu_-(E)$ -подвижность электронов, D_- - коэффициент диффузии электронов.

При стационарных и равновесных условиях

$$n_{1-} = \frac{n_-^0 N_0}{N_-^0}, \quad n_{1+} = \frac{n_+^0 N_-^0}{N_0}$$

Все обозначения с положительным (+) знаком относятся к дыркам и имеют одинаковый смысл также для электронов с отрицательным знаком. Изменения со временем двукратно заряженных ловушек. Поэтому уравнение, определяющее изменения ловушек со временем имеет вид

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \left(\frac{\partial n_+}{\partial t} \right)_{рек} - \left(\frac{\partial n_-}{\partial t} \right)_{рек} \quad (5)$$

При наличии рекомбинации и генерации носителей тока нужно учитывать условия квазинейтральности

$$\text{div} J = e \text{div}(j_+ - j_-) = 0 \quad (6)$$

Когда примесный полупроводник находится во внешнем электрическом поле вследствие генерации и рекомбинации электронов и дырок возникает колебательный процесс. Если полный ток начинает колебаться в цепи, значит, колебание выходит наружу, т.е. внешняя неустойчивость. Если пока в цепи не происходит колебания тока, колебания пока происходят внутри кристалла. Мы будем исследовать внутреннюю неустойчивость. Будем ограничиваться одномерной задачей, т.е. направления волнового вектора \vec{k} электрического поля \vec{E} параллельны или антипараллельны. Пологая

$$\begin{aligned} n_{\pm}(x,t) &= n_{\pm}^0 + \Delta n_{\pm}(x,t), \quad N_{\pm}(x,t) = N_{\pm}^0 + \Delta N_{\pm}(x,t) \\ E(x,t) &= E_0 + \Delta E(x,t) \\ [\Delta n_{\pm}, \Delta N_{\pm}(x,t), \Delta E(x,t)] &\sim e^{ikx - i\omega t} \end{aligned} \quad (7)$$

и вводя частности захвата и испускания равновесными центрами

$$\begin{aligned} v_- &= \gamma_-(E_0)N_0, & v_+ &= \gamma_+(0)N_-^0, & v_+^E &= \gamma_+(E_0)N_0 \\ v_-^\gamma &= \gamma_-(E_0)n_-^0 + \gamma_-(0)n_{1-}, & v_+^\gamma &= \gamma_+(0)n_+^0 + \gamma_+(E_0)n_{1+} \end{aligned} \quad (8)$$

и обозначив численные множители, определяемые зависимостями $\gamma_\pm(E)$, $\mu_\pm(E)$

$$\beta_\pm^\gamma = 2 \frac{d \ln \gamma_\pm(E)}{d \ln(E_0^2)}, \quad \beta_\pm^\mu = 1 + \frac{d \ln \mu_\pm(E)}{d \ln(E_0^2)}$$

линеаризуя (1-6) с учетом (7,8), получим дисперсионное уравнение вида

$$x^3 + \left(a + i \frac{E_1}{E_0} \right) x^2 + \left(\frac{E_2^2}{E_0^2} + i \frac{E_3}{E_0} \right) x - \frac{v}{\sigma^\mu} \frac{E_4^2}{E_0^2} = 0 \quad (9)$$

Здесь $x = \frac{w}{kv_-}$; $v_- = \mu_- E_0$, $a = \frac{\mu_+}{\mu} \frac{\sigma_+^\mu - \sigma_-^\mu}{\sigma^\mu}$

$$E_1 = \frac{\sigma_+^\mu v_+^E - \sigma_-^\gamma v_-}{\sigma^\mu k \mu_-}, \quad E_2 = \frac{\sigma_-^\gamma v_- v_+^\gamma - \sigma_+^\gamma v_+^E v_-^\gamma \frac{\mu_-}{\mu_+}}{\sigma^\mu (k \mu_-)^2}, \quad E_3 = \frac{\sigma_-^\gamma v_- \frac{\mu_+}{\mu_-} + \sigma_+^\gamma v_+^E}{\sigma^\mu k \mu_-},$$

$$E_4^2 = \frac{\sigma_-^\gamma v_- \frac{\mu_+}{\mu_-} + \sigma_+^\gamma v_+^E}{(k \mu_-)^2}, \quad \sigma_-^\gamma = en_- \mu_- \beta_-^\gamma, \quad \sigma_+^\gamma = en_+ \mu_+ \beta_+^\gamma, \quad v = v_- + v_+, \quad \sigma = \sigma_- + \sigma_+,$$

$$\sigma_+^\gamma = en_+ \mu_+ \beta_+^\mu, \quad \sigma_-^\gamma = en_- \mu_- \beta_-^\mu$$

Решение уравнения (9) с учетом значения характерных электрических полей E_1, E_2, E_3, E_4 слишком громоздко, поэтому мы будем решать уравнение при физически осуществляемых ситуациях. Полагая $x = x_0 + ix_1$ и $x_1 \ll x_0$, легко получим следующее уравнение из (9) для определения x_0 и x_1

$$x_0^3 + ax_0^2 - 2 \frac{E_1}{E_0} x_0 x_1 + \frac{E_2^2}{E_0^2} x_0 - \frac{E_3}{E_0} x_1 - \frac{v}{\sigma^\mu} \frac{E_4^2}{E_0^2} = 0 \quad (10)$$

$$3x_0^3 x_1 + 2ax_0 x_1 + \frac{E_1}{E_0} x_0^2 + \frac{E_2^2}{E_0^2} x_1 + \frac{E_3}{E_0} = 0 \quad (11)$$

Из (11) получим

$$x_1 = \frac{x_0^3 + ax_0^2 - r}{2 \frac{E_1}{E_0} x_0 + \frac{E_3}{E_0}} \quad (12)$$

Подставляя (12) в (11), получим следующее уравнение для определения x_0

$$\left(x_0^3 + ax_0^2\right)\left(3x_0^2 + 2ax_0 + \frac{E_2^2}{E_0^2}\right) + \left(\frac{E_1}{E_0}x_0^2 + \frac{E_3}{E_0}x_0\right)\left(\frac{E_3}{E_0} + 2\frac{E_1}{E_0}x_0\right) = 0 \quad (13)$$

Из (13) видно что, определение x_0 требует решения алгебраического уравнения пятой степени относительно x_0 . Поэтому мы будем анализировать уравнение (13) соответственно, когда x_1 , из (12) имеет положительный знак (т.е. имеется колебания внутри полупроводника) при всех возможных значениях характерных электрических полей E_1, E_2, E_3, E_4 и коэффициента a . Из (13) видно, что, если

$$x_0 = \frac{\nu}{\sigma^\mu} \frac{E_4^2}{E_0^2} \quad (14)$$

тогда уравнение (13) для определения значения внешнего постоянного электрического поля имеет вид

$$Z^3 + \left(1 + \frac{E_3^2}{2aE_4^2}\right)Z^2 + \left(\frac{3E_1E_3}{2aE_4^2} + \frac{E_2^2}{2E_4^2}\right)Z + \frac{E_1^2}{aE_4^2} = 0 \quad (15)$$

Здесь $Z = \left(\frac{E_0^2}{E_4^2}\right)^{1/3}$. Из (15) легко видно, что соответствующие значения $x_1 > 0$ возможно при различных значениях, характерных для полей (E_1, E_2, E_3, E_4) . Если $\sigma_-^\gamma \nu_- = \sigma_+^\gamma \nu_+^E$ и $E_2 < 0$, тогда

$$E_0^2 = E_4^2 \left\{ \left[\frac{1}{4} \left(1 + \frac{\mu_- \sigma_-^\gamma \nu_-}{2\mu_+ \sigma_+^\gamma \nu} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_- \mu_-}{\nu \mu_+} - \frac{\nu'_+}{\nu} \right) \right]^{1/2} - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\mu_- \sigma_-^\gamma \nu_-}{2\mu_+ \sigma_+^\gamma \nu} \right)^2 \right\} \quad (16)$$

Условия $x_1 \ll x_0$ определяет интервал изменения электрического поля при неустойчивом состоянии полупроводника

$$E_0 \gg \left(\frac{\mu_+ \sigma_+^\mu}{\mu_- \sigma_-^\mu} \right)^3 \left(\frac{E_4}{E_3} \right)^2 E_4 \quad (17)$$

Частота возникающих колебаний будет иметь значение

$$w_0 = \frac{\nu}{\sigma^\mu} \left(\sigma_-^\gamma \nu_- k \nu_- \right)^{1/3} \quad (18)$$

Инкремент нарастания волны с частотой (18) имеет значение

$$w_1 = a \left(\frac{\sigma^\mu}{\sigma^\nu \nu_-} \right)^{1/3} (k\nu_- \nu)^{2/3} \quad (19)$$

Таким образом, когда внешнее электрическое поле будет изменяться в интервале (17), в примесных полупроводниках с двумя типами (электроны и дырки) носителей тока, возникает колебательная волна с частотой (18) и инкрементом (19), при этом примесный полупроводник будет источником излучения энергии.

1. В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Ф.Г.Миронов, «Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках». Москва «Наука», 1972.

2. Gasanov E.R., Tahirov B.A., Gasimova R.K. Current oscillations and generation of energy in conducting materials with falling current–voltage characteristic. Conference Proceeding 3rd international Conferense on Technical and Physical Problems in Power Engineering 29-31 May 2006, Ankara, Turkey/

3. *Mohammadreza Belghadr Jamshid, E.R.Gasanov.* Internal relaxation instability of electron-hole plasma in semiconductors, caused by nonlinearity of volt-ampere characteristics. «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах. Российская Академия наук, Дагестанский научный центр» 12-15 сентябрь Махачкала, 2007 год, стр. 318.

AŞQARLI YARIMKEÇİRİCIDƏN ENERJİ ŞÜALLANMASININ BƏZİ ŞƏRTLƏRİ

HƏSƏNOV E.R., QƏNBƏROVA Ş.Q.

Nəzəri olaraq, aşqarlı yarımkeçiricilərdə cərəyan keçiricilərinin rəqsləri tədqiq edilmişdir. Yaranan dalğaların tezlikləri və inkrementləri tapılmışdır. Yarımkeçiricidən müəyyən tezlik intervalında şüallanan enerjiyə uyğun, elektrik sahəsinin dəyişmə intervalı təyin edilmişdir.

CONDITIONS OF ENERGY RADIATION FROM EXTRINSIC SEMICONDUCTORS

HASANOV E.R., GANBAROVA Sh.G.

There have been theoretically current carrier oscillations in extrinsic semiconductors. Frequency and increment of growth of arising waves have been obtained. There has been determined change interval of electric field when the energy of certain frequency is emitted from the semiconductor.