

# Сверхвысокочастотный квазипотенциал и вихревые токи в $p-n$ -переходе

© С.Х. Шамирзаев<sup>+</sup>, Г. Гулямов<sup>\*¶</sup>, М.Г. Дадамирзаев<sup>\*+</sup>, А.Г. Гулямов<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup> Наманганский инженерно-педагогический институт,  
716003 Наманган, Узбекистан

<sup>+</sup> Физико-технический институт Академии наук Республики Узбекистан,  
700084 Ташкент, Узбекистан

(Получена 15 ноября 2010 г. Принята к печати 3 декабря 2010 г.)

Исследовано влияние высокочастотного квазипотенциала на эдс, генерируемую СВЧ волной, и вихревые токи в  $p-n$ -переходе. Показано, что СВЧ квазипотенциал уменьшает вихревые токи, возникающие в  $p-n$ -переходе.

## 1. Введение

При воздействии сильной сверхвысокочастотной (СВЧ) волны на электронный газ влияние электромагнитной волны может быть описано с помощью электронной температуры [1]. Однако известно, что в неоднородном электромагнитном поле на электрон действует усредненная сила, описываемая высокочастотным (ВЧ) квазипотенциалом [2–6]. Ясно, что если переменное электромагнитное поле оказывает давление на электронный газ, от него должен быть вклад в эдс, генерируемую полупроводниковым образцом с потенциальным барьером. В работе [7] исследован высокочастотный квазипотенциал  $\Phi$  в области объемного заряда контакта металл–полупроводник. Вычислена вольт-амперная характеристика (ВАХ) барьера Шоттки с учетом ВЧ квазипотенциала. Показано, что ВЧ квазипотенциал дает существенный вклад в эдс горячих носителей, когда частота волны меньше собственной частоты колебаний электронного газа в слое потенциального барьера, а в работе [8] исследовано возникновение вихревых токов в  $p-n$ -переходе в СВЧ поле. Показано, что разогрев электронов и модуляция потенциального барьера увеличивают напряжение, генерируемое на  $p-n$ -переходе, а вихревые токи уменьшают эдс и токи, генерируемые диодом в сильном СВЧ поле. Выведена формула, учитывающая размеры образца при вычислении токов в  $p-n$ -переходе в СВЧ поле.

Цель данной работы заключается в исследовании влияния сверхвысокочастотного квазипотенциала на эдс, генерируемую СВЧ волной, и вихревые токи в  $p-n$ -переходе.

## 2. Сверхвысокочастотный квазипотенциал и вихревые токи в $p-n$ -переходе

Пусть на неоднородный полупроводник падает электромагнитная волна, направление электрического поля  $E_1 \exp(i\omega t)$  которой параллельно направлению статического поля  $E_c$  внутри образца. Тогда поле внутри

образца есть сумма  $E_c$ , внешнего электрического поля волны  $E_1 \exp(i\omega t)$  и поля, индуцируемого поляризацией, обусловленной осциллирующим движением электронов. Уравнение движения в приближении элементарной теории имеет вид [9]

$$m \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = eE - \frac{\nabla P}{n} - m\nu_p \frac{\partial r}{\partial t}, \quad (1)$$

где  $P = nkT_e$  — давление электронного газа,  $m$  — масса электрона,  $n$  — концентрация носителей,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_e$  — электронная температура,  $\nu_p$  — частота столкновений по импульсу,  $e$  — заряд электрона,  $E$  — напряженность электрического поля. Следуя работе [3], движение частицы  $r(t)$  разложим на медленное по сравнению с изменением внешнего высокочастотного поля  $R(t)$  и быстрое  $\rho(t)$ , осциллирующее с частотой внешнего поля, т. е.  $r(t) = R(t) + \rho(t)$ . Под медленным движением понимается такое перемещение частицы, когда заметное изменение ее среднего положения происходит за время  $t$ , гораздо большее периода высокочастотного поля. Последнее утверждение справедливо для случая, когда амплитуда колебаний частицы в быстром осциллирующем поле меньше характерной длины изменения поля [3,5]. Для простоты предположим, что период высокочастотного электрического поля меньше времени релаксации по энергии носителей заряда. Тогда температура электронов  $T_e$  не зависит от времени [10]. Индуцируемое поле, обусловленное быстрым осциллирующим движением, имеет вид [11]

$$E_i = \frac{4\pi en}{\varepsilon} \rho(t), \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость решетки.

Если на частицу действует переменная сила  $f$  с большой частотой  $\omega$ , то приближенное уравнение движения в быстро осциллирующем поле имеет следующий вид [12]:

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -\frac{du}{dx} + f, \quad f = f_1 \cos \omega t + f_2 \sin \omega t, \quad (3)$$

где  $f_1$  и  $f_2$  — амплитуды компонент переменной силы,  $u$  — потенциальная энергия в постоянном поле.

¶ E-mail: Gulyamov1949@rambler.ru

Переменное поле дает дополнительную эффективную энергию:

$$U_{\text{eff}} = \frac{1}{4m\omega^2} (f_1^2 + f_2^2). \quad (4)$$

В модели независимых частиц средняя сила  $F_{\text{av}}$ , действующая на электроны плазмы во внешнем СВЧ с неоднородной амплитудой  $E_1(t, r) = E_1(r) \sin \omega t$  имеет вид

$$F_{\text{av}} = -\frac{e^2}{2m\omega^2} \nabla E_1^2(r). \quad (5)$$

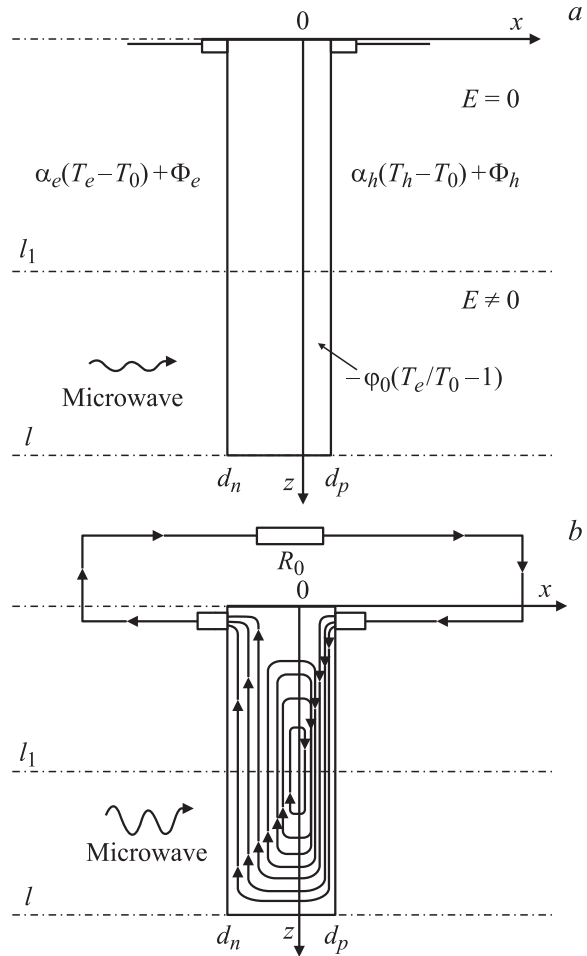
Отсюда видно, что средняя сила, обусловленная дополнительной энергией, выталкивает электроны из области сильного СВЧ поля. Эти силы существенно меняются, когда СВЧ поле сосредоточено внутри волновода; когда  $p$ - $n$ -переход помещается в такое неоднородное поле, возникает эдс, дополнительная к термоэдс горячих электронов и дырок. В областях изменения амплитуды электромагнитной волны возникает сила Миллера, выталкивающая электроны и дырки из волновода во внешнюю область, где отсутствует электромагнитное поле. Это проявляется как дополнительная эдс, меняющая вихревые токи, которая влияет на вольт-амперную характеристику и коэффициент неидеальности  $p$ - $n$ -перехода. Дополнительные энергии электронов и дырок определяются соответственно следующими квазипотенциалами:

$$\Phi_e = \frac{eE_1^2}{4m_e} \frac{\omega^2 - \omega_{0e}^2}{(\omega^2 - \omega_{0e}^2)^2 + (\omega\nu_e)^2},$$

$$\Phi_p = \frac{eE_1^2}{4m_h} \frac{\omega^2 - \omega_{0h}^2}{(\omega^2 - \omega_{0h}^2)^2 + (\omega\nu_h)^2}, \quad (6)$$

где  $E_1$  — амплитуда СВЧ поля,  $\nu_{e,h}$  — частоты столкновений по импульсу электронов и дырок,  $m_{e,h}$  — массы электрона и дырки,  $\omega_{0e}$  и  $\omega_{0h}$  — плазменные частоты электронов и дырок.

Эти квазипотенциалы дают дополнительную эдс и уменьшают вихревые токи в  $p$ - $n$ -переходах. В экспериментах эти потенциалы могут проявляться как добавка к ранее известным термоэлектродвижущим силам. Направление дополнительной эдс совпадает с направлением термоэдс как для электронов, так и для дырок. Потому эдс, генерируемая в однородных участках образца, обусловлена только пространственным изменением напряженности электрического поля СВЧ волны. Эта эдс состоит из термоэдс горячих электронов и дырок [1] и эдс, обусловленной СВЧ квазипотенциалом [7]. Если предположить, что электромагнитная волна однородна на участке  $l_1-l$  (см. рисунок,  $a$ ), то эдс генерируется только в области объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода и в частном случае симметричного  $p$ - $n$ -перехода с одинаковой электронной температурой  $T_e = T_h$  равна  $\varepsilon_{p-n} = \varphi_0(T_e/T_0 - 1)$ . Здесь  $T_e, T_h, T_0$  — соответственно температуры электронов, дырок и решетки,  $\varphi_0$  — высоты потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода. Следует отметить, что эдс  $p$ - $n$ -перехода и термоэдс в однородных частях диода имеют противоположные знаки. Поэтому



Двумерное схематическое изображение  $p$ - $n$ -перехода для учета вклада квазипотенциала:  $a$  — расположение  $p$ - $n$ -перехода в волноводе [13,15];  $b$  — распределение вихревых токов в образце [8].  $l$  — длина образца,  $l_1$  — длина части образца вне волновода,  $z = 0$  — поверхность образца с токовыми контактами;  $d_n, d_p$  — границы электронной и дырочной областей  $p$ - $n$ -перехода;  $R_0$  — внешнее сопротивление.

полная эдс диода является суммой термоэдс горячих носителей  $p$ - $n$ -перехода [13,14], термоэдс горячих носителей в базах диода [1], эдс квазипотенциала [7]. Источники эдс расположены в различных частях  $p$ - $n$ -перехода, что приводит к возникновению вихревых токов в объеме образца.

В режиме холостого хода при изменении электромагнитной волны вдоль  $p$ - $n$ -перехода СВЧ квазипотенциал уменьшает вихревые токи, полная эдс имеет вид

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \varphi_0 \left( \frac{T_e}{T_0} - 1 \right) - (\alpha_h + \alpha_e)(T_e - T_0) - \Phi_e - \Phi_h. \quad (7)$$

Здесь  $\alpha_h$  и  $\alpha_e$  — коэффициенты термоэдс электронов и дырок [1]. Последние два члена обусловлены СВЧ квазипотенциалом [7]. Таким образом, в экспериментах [13,14] СВЧ квазипотенциал уменьшает вихревые токи, возникающие в сильных СВЧ полях.

В выражении для эдс  $\varepsilon_{\text{tot}}$  первые два члена — термоэдс горячих носителей, они обусловлены разогревом, а

последний член является вкладом СВЧ квазипотенциала в эдс, генерируемую неоднородным распределением электрического поля волны.

Таким образом, СВЧ квазипотенциал дает существенный вклад в эдс горячих носителей  $p-n$ -перехода тогда, когда частота волны меньше собственной частоты колебаний электронного газа в слое потенциального барьера.

В одномерной модели вихревые токи не возникают, поэтому оценки токов и напряжений некорректны. В двумерном случае вихревые токи (см. рисунок,  $b$ ) возникают за счет термоэдс в базе, термоэдс горячих носителей в  $p-n$ -переходе и за счет квазипотенциала. Возникновение аномально большого напряжения, обнаруженного в экспериментах [13–15], может быть объяснено только с привлечением результатов решения двумерной задачи [16].

### 3. Заключение

Оценки токов в одномерной модели некорректны. Только в двумерном описании процесса выявляется возникновение вихревого тока. СВЧ квазипотенциал уменьшает вихревой ток, возникающий в  $p-n$ -переходе.

### Список литературы

- [1] С.П. Ашмонтас. *Электроградиентные явления в полупроводниках* (Вильнюс, Москлас, 1984).
- [2] Л.А. Арцимович, Р.З. Сагдеев. *Физика плазмы для физиков* (М., Наука, 1979) с. 216.
- [3] А.В. Гапонов, М.А. Миллер. *ЖЭТФ*, **34**, 242 (1958).
- [4] Л.П. Пятаевский. *ЖЭТФ*, **39**, 1450 (1960).
- [5] К.С. Галованивский, А.А. Кузовников. *ЖТФ*, **34**, 1714 (1964).
- [6] В.И. Перель, Я.М. Пинский. *ФТТ*, **15**, 996 (1973).
- [7] M. Ahmetoglu (Afrailov), G. Kaynak, S. Shamirzaev, G. Gulyamov, A. Gulyamov, M.G. Dadamirzaev, S.R. Boydedayev, N. Aprailov. *Int. J. Mod. Phys. B*, **15**, 3279 (2009).
- [8] С.Х. Шамирзаев, Г. Гулямов, М.Г. Дадамирзаев, А.Г. Гулямов. *ФТП*, **43**, 1210 (2009).
- [9] Ю.Г. Гуревич, А.В. Шварцбург. *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере* (М., Наука, 1973).
- [10] Ф.Г. Басс, Ю.Г. Гуревич. *Горячие электроны и сильные электромагнитные поля в плазме полупроводников и газового разряда* (М., Наука, 1975).
- [11] А.С. Давыдов. *Теория твердого тела* (М., Наука, 1976) с. 355.
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Механика* (М., Наука, 1973).
- [13] Н.А. Аблязимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. *ФТП*, **22**, 2001 (1988).
- [14] Н.А. Аблязимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. *ФТП*, **26**, 1041 (1992).
- [15] А.И. Вейнгер, С.В. Ганилов, М.П. Саргсян. *ФТП*, **13**, 318 (1979).
- [16] Г. Гулямов, Б. Хамидова. *ФТП*, **30**, 769 (1996).

Редактор Л.В. Шаронова

### Circulation currents appearing in a $p-n$ -junction in strong microwave field

S.H. Shamirzaev<sup>+</sup>, G. Gulyamov<sup>\*</sup>,  
M.G. Dadamirzaev<sup>\*+</sup>, A.G. Gulyamov<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup> Namangan Engineering-Pedagogical Institute,  
716003 Namangan, Uzbekistan

<sup>+</sup> Physicotechnical Institute,  
Academy of Sciences of Republic Uzbekistan,  
700084 Tashkent, Uzbekistan

**Abstract** The influence of high-frequency quasi-potential on electromotive force (EMF), generated by microwave field, and circulation currents in a  $p-n$ -junction has been studied. It is shown that the high-frequency quasi-potential reduces the circulation currents, appearing in the  $p-n$ -junction.