

ЭЛЕКТРОДВИЖУЩАЯ СИЛА КРЕМНИЕВЫХ p - n -ПЕРЕХОДОВ В СИЛЬНОМ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

© Г. Гулямов

Наманганский индустриально-технологический институт,
716003 Наманган, Узбекистан
(Получена 13 апреля 1994 г. Принята к печати 22 ноября 1995 г.)

Теоретически исследовано влияние модуляции высоты потенциального барьера p - n -перехода в сильном сверхвысокочастотном поле на токи и на электродвижущую силу горячих носителей, генерируемую диодом. Показано, что модуляция потенциального барьера увеличивает рекомбинационные токи и может объяснить аномально большие значения тока и электродвижущей силы, наблюдаемые в кремниевых p - n -переходах.

Результаты исследований на германиевых диодах показали, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) p - n -перехода в сильном сверхвысокочастотном (СВЧ) поле хорошо объясняется разогревом носителей заряда [1]. Однако дальнейшие исследования на кремниевых p - n -переходах показали, что изменение ВАХ этих переходов наблюдается уже в относительно слабом СВЧ поле, когда рост температуры носителей заряда еще не заметен [2,3]. При этом величины тока короткого замыкания и напряжения холостого хода принимают аномально большие значения и не могут быть объяснены только разогревом носителей заряда. Авторы этих работ считают, что такие большие значения тока короткого замыкания и напряжения холостого хода обусловлены непосредственным влиянием напряженности электрического поля СВЧ волны на рекомбинационные центры в области объемного заряда. Цель настоящей работы — расчет рекомбинационного тока p - n -перехода с учетом как разогрева носителей заряда, так и модуляции высоты потенциального барьера под непосредственным влиянием напряженности электрического поля СВЧ волны.

Как известно, полный ток через p - n -переход состоит из конвекционного тока и тока смещения

$$j = j_c + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь j_c — конвекционный ток, который состоит из полевых и диффузионных токов электронов и дырок.

Отношение первого и второго членов в выражении (1) такое же, как отношение активной проводимости диода $G_r = \partial I / \partial U$ к его емкостной проводимости ωC , т.е. это отношение равно $G_r / \omega C$. Для оценки активной проводимости реального диода можно воспользоваться экспериментальной ВАХ образца в поле СВЧ волны. Если воспользоваться результатами работ [2,3] и взять $G_r \sim 10^{-2} - 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$, $C \sim 10^2 \text{ пФ}$, $\omega \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, то порядок значения отношения $G_r / \omega C$ составляет $10^{-3} - 10^{-5}$. Это означает, что в указанном диапазоне емкостной ток намного больше конвекционного тока в обедненной области $p-n$ -перехода. Другими словами, можно сказать, что активная проводимость диода сильно шунтируется емкостью $p-n$ -перехода. В этом случае диод практически теряет выпрямляющие свойства.

Постоянный ток, генерируемый диодом в СВЧ поле, определяется усредненным значением $j(t)$ по периоду СВЧ волны, равному T :

$$\bar{j} = \frac{1}{T} \int_0^T j(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} j(\omega t) d\omega t.$$

Представим это выражение в виде суммы конвекционного тока и тока смещения:

$$\bar{j} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} j_c(\omega t) d\omega t + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} d\omega t. \quad (2)$$

Среднее значение тока смещения равно

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varepsilon \frac{\partial E(\omega t)}{\partial t} d\omega t = \frac{\varepsilon \omega}{2\pi} [E(2\pi) - E(0)].$$

Так как $E(\omega t)$ — периодическая функция, $E(2\pi) = E(0)$, среднее значение тока смещения всегда равно нулю. Таким образом, среднее значение тока, генерируемое диодом в СВЧ поле, определяется только конвекционным током (см. первое слагаемое в выражении (2)), и ток, генерируемый диодом, определяется изменением конвекционного тока под воздействием сильной СВЧ волны.

Используя уравнение непрерывности для электронов и дырок в интегральном виде и усредняя их по периоду греющей волны, для среднего тока получаем

$$\bar{j} = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_{-L}^L e \left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_r dx,$$

где L — размер диода, а подынтегральное выражение включает число носителей, рекомбинирующих за единицу времени. Отсюда следует, что хотя емкость диода сильно шунтирует ее активное сопротивление, тем не менее она не влияет на ток, генерируемый $p-n$ -переходом.

В работах [1-3] предполагалось, что внутри $p-n$ -перехода электрическое поле волны \mathbf{E} остается параллельным первоначальному полю \mathbf{E}_0 . На самом деле, последнее предположение не всегда выполняется и электрическая составляющая поля волны \mathbf{E} искажается. Это обусловлено тем, что из-за затухания волны, напряженности электрического поля внутри областей n - и p -типа не будут равными друг другу [4]. При переходе из области n -типа в область p -типа в плоскости $p-n$ -перехода направление электрического поля СВЧ волны \mathbf{E} изменится относительно своего первоначального направления \mathbf{E}_0 . Это порождает перпендикулярную составляющую поля E_{\perp} к плоскости $p-n$ -перехода. В свою очередь эта составляющая E_{\perp} создает СВЧ ток через $p-n$ -переход. Как известно [5], ток через $p-n$ -переход состоит из диффузионной и рекомбинационной частей. Средним значением диффузионной составляющей СВЧ тока можно пренебречь из-за его высокой частоты. Однако средний рекомбинационный ток в области объемного заряда даже в диапазоне СВЧ частот остается достаточно большим. Это обусловлено тем, что для возникновения рекомбинационного тока носителям достаточно проникнуть в область объемного заряда, в то время как для возникновения диффузионного тока носителям необходимо преодолеть область объемного заряда и диффундировать в базу диода на некоторую длину. Если длина свободного пробега порядка толщины области объемного заряда, то в момент положительного полупериода волны область объемного заряда будет «залита» электронами и дырками и через диод потечет прямой рекомбинационный ток большой величины, а при отрицательном полупериоде волны электроны и дырки уходят из области объемного заряда и через диод потечет генерационный ток небольшой величины. Вследствие этого, даже в СВЧ диапазоне переменный ток за счет рекомбинации частично выпрямляется.

Если рекомбинация идет через моноэнергетический глубокий центр с энергией E_t , то рекомбинационный ток через $p-n$ -переход равен [5]

$$j_r = eN_t \int_{\mathcal{L}_p}^{\mathcal{L}_n} - \frac{\gamma_1 \gamma_2 (pn - p_0 n_0)}{\gamma_1 (n + n_1) + \gamma_2 (p + p_1)} dx. \quad (3)$$

Здесь γ_1 и γ_2 — коэффициенты захвата электронов и дырок рекомбинационными центрами, N_t — концентрация глубоких центров,

$$n_1 = N_c \exp(-E_t/kT), \quad p_1 = N_v \exp[-(E_g - E_t)/kT],$$

N_c и N_v — плотности состояний в зонах, E_g — ширина запрещенной зоны, T — температура решетки, \mathcal{L}_p и \mathcal{L}_n — границы области объемного заряда. Если толщина области объемного заряда достаточно мала, то концентрация носителей и потенциал в области объемного заряда связаны следующим соотношением [1]:

$$n = n_n \exp[-e\varphi(x)/kT_e], \quad p = p_p \exp\{-[e(\varphi_0 - U) - e\varphi(x)]/kT_h\}.$$

Здесь n_n и p_n — концентрации носителей в областях n - и p -типа, T_e и T_h — температуры электронов и дырок, φ_0 — высота потенциального

барьера при равновесии, U — напряжение, падающее на p - n -переходе. В p - n -переходе, помещенном в СВЧ поле, оно состоит из двух частей

$$U = U_- + U_{\sim}, \quad (4)$$

где U_- — постоянная, а U_{\sim} — переменная часть напряжения. Последняя связана с E_{\perp} следующим соотношением:

$$U_{\sim} = \int_{\mathcal{L}_p}^{\mathcal{L}_n} E_{\perp} dx.$$

Пусть выполняются условия $n < n_1$, $p < p_1$. Тогда рекомбинационный ток (3) может быть представлен в следующем виде:

$$j_r = eN_t \frac{\gamma_1 \gamma_2 n_i^2}{(\gamma_1 n_1 + \gamma_2 p_1)} \int_{\mathcal{L}_p}^{\mathcal{L}_n} \left\{ \exp \left[\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} + \frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{T_h} \right) \right] - 1 \right\} dx,$$

где n_i — собственная концентрация носителей. Когда электроны и дырки имеют одинаковые температуры ($T_e = T_h$), интеграл не зависит от x и для тока имеем

$$j_r = AL \left\{ \exp \left[\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right] - 1 \right\},$$

$$A = eN_t \gamma_1 \gamma_2 n_i^2 / (\gamma_1 n_1 + \gamma_2 p_1).$$

Здесь $L = \mathcal{L}_n + \mathcal{L}_p$ — ширина области объемного заряда, которая зависит от приложенного напряжения.

Рассмотрим средний ток, генерируемый диодом, и усредним $j(t)$ по периоду волны:

$$\bar{j} = \frac{1}{T} \int_0^T j_r(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} AL(\omega t) \left\{ \exp \left[\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right] - 1 \right\} d(\omega t).$$

Используя теорему о среднем значении [6], получим ВАХ диода с учетом модуляции высоты барьера

$$\bar{j} = AL(\bar{U}) \left\{ \exp \left[\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - \bar{U})}{kT_h} \right] - 1 \right\}. \quad (5)$$

Здесь $\bar{U} = U_- + \bar{U}_{\sim}$, где \bar{U}_{\sim} — принимает некоторое значение, лежащее между 0 и U_{\sim} . Значение \bar{U}_{\sim} определяется амплитудой волны СВЧ излучения и должно расти с ее увеличением.

Проанализируем ВАХ диода. Рассмотрим ток короткого замыкания. Для этого предположим, что $U_- = 0$, и при $T_e = T_h$ получим

$$\bar{j} = AL(\bar{U}) \left\{ \exp \left[\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - \bar{U}_{\sim})}{kT_e} \right] - 1 \right\}.$$

По зависимости тока короткого замыкания от температуры электронов можно определить высоту потенциального барьера. Последняя формула для эффективной высоты барьера дает значение $\varphi_0 - \bar{U}_\sim$. Эта величина существенно меньше высоты равновесного барьера. Такое уменьшение эффективной высоты барьера обусловлено тем, что электрическая составляющая волны, перпендикулярная к плоскости $p-n$ -перехода, модулирует высоту потенциального барьера, и влияние СВЧ излучения можно заменить постоянным значением \bar{U}_\sim , которое приложено к $p-n$ -переходу в пропускном направлении.

В работах [2,3] для кремниевых $p-n$ -переходов из зависимости тока короткого замыкания от обратной температуры носителей определялась высота барьера. Эффективное значение высоты, полученное таким способом, оказалось значительно меньше его равновесного значения. Эти результаты, дополнительно к объяснениям авторов [2,3], также свидетельствуют и об уменьшении эффективной высоты барьера из-за его модуляции греющим излучением.

Для определения напряжения холостого хода приравняем ток, представленный равенством (5), к нулю и подставим $U = U_{oc} + \bar{U}_\sim$. В результате находим напряжение холостого хода

$$U_{oc} = -(T_e/T - 1)\varphi_0 - \bar{U}_\sim. \quad (6)$$

Из этого выражения видно, что ЭДС, генерируемая в $p-n$ -переходе под воздействием СВЧ излучения, состоит из двух частей. Первая часть, равная $-(T_e/T - 1)\varphi_0$, обусловлена разогревом носителей тока и совпадает с известными результатами [1]. Второй член, равный \bar{U}_\sim , обусловлен модуляцией барьера и возникает за счет искажения электрического поля СВЧ излучением внутри образца. По-видимому, в экспериментах [2,3] выполняется условие $\bar{U}_\sim > (T_e/T - 1)\varphi_0$, и по этой причине возникают аномально большие напряжения, которые значительно больше ожидаемой ЭДС, обусловленной разогревом носителей.

В сильных СВЧ полях при положительном полупериоде волны область объемного заряда сильно заливаается носителями и выполняются условия $n \gg n_1$, $p \gg p_1$. При отрицательном полупериоде область объемного заряда обедняется и $n < n_1$, $p < p_1$. Средний ток определяется в основном рекомбинационным током, и, как отмечалось ранее, вследствие указанных неравенств рекомбинационный ток при положительном полупериоде волны гораздо больше, чем генерационный ток в отрицательном полупериоде.

Для упрощения расчетов рекомбинационного тока (3) рассмотрим $p-i-n$ -диод [5]. Учитывая, что при положительном полупериоде в i -области $n = p \gg n_1, p_1$, из выражения (3) получаем

$$j_r = eN_i \int_{\mathcal{L}_p}^{\mathcal{L}_n} \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} ndx.$$

При сильной инжекции

$$p_p \exp \left[-\frac{e(\varphi_0 - U_1)}{kT_h} \right] = n_n \exp \left[-\frac{e(\varphi_2 - U_2)}{kT_e} \right].$$

Здесь φ_1 и φ_2 — равновесные высоты барьеров с разных сторон i -области, U_1 и U_2 — падение напряжения на барьерах φ_1 и φ_2 . Учитывая, что $\varphi_0 = \varphi_1 + \varphi_2$ и $U = U_1 + U_2$, а также предполагая, что $n_n = p_p$, имеем

$$\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_0/2, \quad U_1 = U_2 = U/2.$$

Тогда концентрация носителей в i -области равна

$$n = n_i \exp \left[\frac{e\varphi_0}{2kT} - \frac{e(\varphi_0 - \bar{U}_{\sim})}{2kT_e} \right].$$

Средний рекомбинационный ток через диод определяется усреднением $j(t)$ по периоду волны:

$$\bar{j}_r = eN_t L \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} n_i \left\{ \exp \left[\frac{e\varphi_0}{2kT} - \frac{e(\varphi_0 - \bar{U}_{\sim})}{2kT_e} \right] - 1 \right\}.$$

Отсюда видно, что зависимость тока короткого замыкания от обратной температуры электронов для эффективной высоты барьера дает значение $(\varphi_0 - \bar{U}_{\sim})/2$, которое в 2 раза меньше, чем значение для случая слабой инжекции. При увеличении мощности СВЧ волны величина $\varphi_0 - \bar{U}_{\sim}$ стремится к нулю, но при этом всегда остается положительной.

В режиме холостого хода под воздействием сильного СВЧ поля ширина области объемного заряда существенно возрастает. Напряжение холостого хода и в этом случае определяется соотношением (6). При этом \bar{U}_{\sim} сильно возрастает и принимает значительно большие значения, чем в режиме короткого замыкания.

Таким образом, сильное СВЧ поле может привести к появлению аномально больших напряжений холостого хода как за счет воздействия сильного электрического поля на рекомбинационные центры $[2,3]$, так и за счет модуляции высоты барьера под воздействием излучения.

Список литературы

- [1] А.И. Вейнгер, Л.Г. Парицкий, Э.А. Акопян, Г. Дадамирзаев. ФТП, **9**, 216 (1975).
- [2] Н.А. Абляимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. ФТП, **22**, 2001 (1988).
- [3] Н.А. Абляимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. ФТП, **26**, 1041 (1992).
- [4] Ф.Г. Басс, Ю.Г. Гуревич. *Горячие электроны и сильные электромагнитные поля в плазме полупроводников и газового разряда* (М., Наука, 1974).
- [5] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводников* (М., Наука, 1977).
- [6] В.И. Смирнов. *Курс высшей математики* (М., Наука, 1972). т. 1.

Редактор Т.А. Полянская

Electromotive force in silicon p - n -junction in strong superhigh frequency fields

G. Gulyamov

Namangan Industrial-Technological Institute, 716003 Namangan, Uzbekistan