

Кинетика установления термоэдс горячих носителей заряда в $p-n$ -переходе с учетом нагрева решетки

© Г. Гулямов, М.Г. Дадамирзаев, С.Р. Бойдедаев

Наманганский инженерно-педагогический институт,
716003 Наманган, Узбекистан

(Получена 12 июля 1999 г. Принята к печати 22 сентября 1999 г.)

Теоретически исследовано влияние разогрева решетки на кинетику установления термоэдс горячих носителей заряда в $p-n$ -переходе. Показано, что разогрев решетки приводит к дополнительному третьему этапу установления термоэдс горячих носителей со временем релаксации, определяемым теплопроводностью и теплоемкостью образца. Показано также, что третий этап более медленный, чем предыдущие два этапа, установленные А.И. Вейнгером и М.П. Саргсянсом.

Влияние разогрева электронно-дырочного газа на кинетику установления переходных процессов в сильных сверхвысокочастотных (СВЧ) полях теоретически и экспериментально исследовалось в работе [1]. Разогрев только электронно-дырочного газа приводит к двум характерным этапам релаксации распределения — быстрого, связанного с переходом носителей через $p-n$ -переход после включения СВЧ поля, и медленного, обусловленного перераспределением горячих носителей, прошедших через переход. Авторы [1] показали, что быстрый этап не зависит от сопротивления нагрузки, в то время как медленный зависит от него. В экспериментах [1], по-видимому, разогрев решетки был не существен. Однако, как показано в работе [2], в стационарных режимах разогрев решетки может привести не только к количественным, но и качественным изменениям. В частности, при достаточно больших полях может происходить инверсия знака термоэдс, генерируемой $p-n$ -переходом в сильном СВЧ поле. Как известно, после подачи импульса греющей СВЧ волны сначала греется электронно-дырочный газ, а затем, более медленно, решетка [2]. Однако влияние разогрева решетки на кинетику установления термоэдс горячих носителей $p-n$ -перехода в литературе не обсуждалось. Цель настоящей работы — исследование влияния разогрева фононов на кинетику установления термоэдс горячих носителей в $p-n$ -переходе в сильных СВЧ полях.

При падении сильно греющей СВЧ волны на образец температура носителей достигает своего максимального значения T_e за время порядка времени релаксации по энергии. Это значение электронной температуры зависит как от механизмов релаксации энергии и импульса, так и от температуры решетки T_p . Под влиянием СВЧ волны может идти как увеличение, так и уменьшение температуры носителей в зависимости от механизмов рассеяния и релаксации энергии. Самосогласованное изменение температур носителей T_e и фононов T_p определяет результирующую кинетику установления термоэдс горячих носителей при подаче импульса сильно греющей СВЧ волны. Рост температуры решетки не только влияет на температуру электронов, но и сильно влияет на скорость генерации электронно-дырочных пар. Таким образом,

при воздействии импульса СВЧ волны достаточной длительности изменяются температуры носителей заряда T_e , решетки T_p , а также концентрация носителей заряда. Все это в конечном итоге определяет кинетику установления токов и эдс горячих носителей под воздействием импульса сильно греющей СВЧ волны. Для упрощения анализа кинетики установления токов и напряжений в дальнейшем предположим, что выполняется условие приближения электронной температуры [3].

Температуры носителей заряда и решетки определяются из решений уравнений баланса энергии носителей заряда и фононов в поле СВЧ волны:

$$\frac{\partial C_e T_e}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{Q}_e + \left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{ep} = -\mathbf{j}_e \nabla \varphi + P_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial C_h T_h}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{Q}_h + \left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{hp} = -\mathbf{j}_h \nabla \varphi + P_h, \quad (2)$$

$$\frac{\partial C_p T_p}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{Q}_p + \left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{ep} - \left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{hp} = 0 \quad (3)$$

Здесь \mathbf{Q}_e — поток энергии электронов, \mathbf{Q}_h — поток энергии дырок, \mathbf{Q}_p — поток энергии фононов, P_e — мощность СВЧ волны, поглощаемая электронами, P_h — дырками; $\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{ep, hp}$ — скорости потери энергии электронами или дырками на фононах, $j_{e, h}$ — плотности электронного или дырочного тока. Потоки энергии определяются следующими соотношениями:

$$\mathbf{Q}_e = -\chi_e \nabla T_e + \left(\Pi_e - \frac{\mu_e}{e} \right) \mathbf{j}_e, \quad (4)$$

$$\mathbf{Q}_h = -\chi_h \nabla T_h + \left(\Pi_h - \frac{\mu_h}{e} \right) \mathbf{j}_h, \quad (5)$$

$$\mathbf{Q}_p = -\chi_p \nabla T_p, \quad (6)$$

где $\chi_{e, h, p}$ — теплопроводности электронов, дырок и фононов; $\Pi_{e, h}$ и $\mu_{e, h}$ — коэффициенты Пельтье и химические потенциалы электронов и дырок соответственно. Условия на границах области объемного заряда имеют вид (см. рисунок)

$$-\chi_e \frac{dT_e}{dx} \Big|_{\delta_n} = j_e (\varphi_0 - U). \quad (7)$$

Здесь φ_0 — равновесная высота барьера, U — напряжение, приложенное к $p-n$ -переходу. Аналогичные рас-

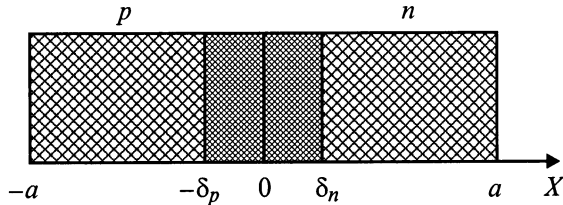


Схема p - n -перехода; $-\delta_p$ и δ_n — границы области объемного заряда.

суждения для дырочного газа приведут к следующему граничному условию:

$$-\chi_h \frac{dT_h}{dx} \Big|_{\delta_n} = -j_h(\varphi_0 - U). \quad (8)$$

Для фононного газа имеем

$$\chi_p \frac{dT_p}{dx} \Big|_{\delta_n} = \chi_p \frac{dT_p}{dx} \Big|_{-\delta_p}. \quad (9)$$

Если толщина области объемного заряда меньше длины остывания, то для температур носителей и фононов можно привести следующие граничные условия:

$$T_e(-\delta_p) = T_e(\delta_n), \quad (10)$$

$$T_h(-\delta_p) = T_h(\delta_n), \quad (11)$$

$$T_p(-\delta_p) = T_p(\delta_n). \quad (12)$$

Граничные условия на токовых контактах запишем в следующем виде:

$$-\chi_{e,h} \frac{dT_{e,h}}{dx} \Big|_{x=\pm a} = \eta_{e,h}(T_{e,h} - T_{1,2}) \Big|_{x=\pm a}, \quad (13)$$

$$-\chi_p \frac{dT_p}{dx} \Big|_{x=\pm a} = \eta_p(T_p - T_{1,2}) \Big|_{x=\pm a}, \quad (14)$$

где $\eta_{e,h}$ — поверхностная теплопроводность электронов или дырок [3].

Решение задачи (1)–(14) позволяет определить распределение температур носителей заряда и фононов при воздействии сильно греющей СВЧ волны на p - n -переход. Решение (1)–(14) в отсутствие СВЧ поля было получено в работе [4]. Для изучения распределений температуры носителей заряда и фононов необходимо конкретизировать механизмы рассеяния энергии носителей на фононах [3].

При рассеянии энергии носителей деформационным механизмом на акустических фононах скорость потери энергии $\langle \frac{dW}{dt} \rangle_{ep}$ имеет следующий вид [5]:

$$\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{ep} = -\frac{8\sqrt{2}E_1^2 m^{5/2}}{\pi^{3/2} \hbar^4 \rho} (kT_e)^{1/2} \left(1 - \frac{T_p}{T_e}\right), \quad (15)$$

где E_1 — константа деформационного потенциала, ρ — плотность. Если горячие носители теряют свою

энергию на оптических фононах, то

$$\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{ep} = -\frac{\sqrt{2}D^2 m^{5/2}}{\pi^{3/2} \hbar^2 \rho} (kT_e)^{1/2} B_0(U_p, U_e), \quad (16)$$

где D — константа деформационного потенциала оптических фононов,

$$B_0(U_p, U_e) = \frac{\exp(U_p - U_e) - 1}{\exp U_p - 1} \exp\left(\frac{U_e}{2}\right) K_1\left(\frac{U_e}{2}\right),$$

$$U_e = \frac{\hbar\omega_0}{kT_e}, \quad U_p = \frac{\hbar\omega_0}{kT_p},$$

ω_0 — частота оптических фононов, а $K_1(U_e/2)$ — функция Бесселя второго рода от мнимого аргумента.

Для упрощения решения задачи предположим, что первыми двумя членами уравнений (1)–(3) и первым членом справа в тех же уравнениях можно пренебречь. Тогда, приравнявая мощность, поглощаемую образцом, и скорость потерь энергии электронов на акустических фононах, для отношения T_e/T_p находим следующие выражения:

$$\frac{T_e}{T_p} = \begin{cases} \frac{4}{3} \cos^2 \left[\frac{1}{3} \arccos \left(\frac{3^{3/2} P}{2a} \right) \right], & \text{если } \frac{P}{a} < \frac{2}{3^{3/2}}, \\ \left[\left(\frac{P}{2a} + \sqrt{\left(\frac{P}{2a} \right)^2 - \frac{1}{27}} \right)^{1/3} + \left(\frac{P}{2a} - \sqrt{\left(\frac{P}{2a} \right)^2 - \frac{1}{27}} \right)^{1/3} \right], & \text{если } \frac{P}{a} > \frac{2}{3^{3/2}}, \end{cases} \quad (17)$$

где P — мощность СВЧ поля,

$$a = \frac{8\sqrt{2}E_1^2 m^{5/2} n}{\pi^{3/2} \hbar^4 \rho} (kT_p)^{3/2} = a_0 T_p^{3/2}. \quad (18)$$

В этом решении температура решетки T_p изменяется гораздо медленнее, чем температура носителей T_e . Зависимость T_p от времени найдена далее из уравнения баланса энергии для фононов.

При рассеянии горячих носителей на деформационном потенциале оптических фононов, когда температуры электронов и фононов удовлетворяют условиям $\hbar\omega_0 > kT_p$ и $\hbar\omega_0 < kT_e$, для температуры электронов получаем следующее выражение:

$$T_e = \frac{\hbar\omega_0}{k} \left(\frac{1}{4} \frac{\mathcal{R}}{1 + \frac{1}{4} \ln \frac{4kT}{\hbar\omega_0}} \right)^2, \quad \mathcal{R} = \frac{D^2 m^{3/2} \omega_0 P}{\pi^{3/2} \hbar \rho n}. \quad (19)$$

При условии $\hbar\omega_0 > kT_p$ для температуры горячих электронов имеем

$$T_e = \frac{\hbar\omega_0}{k \ln \left[\frac{n D^2 m^{3/2}}{2\sqrt{2} P \pi^{3/2} \hbar^2 \rho} k^{1/2} (\hbar\omega)^{1/2} \right]}. \quad (20)$$

Отсюда видно, что в приведенных предельных случаях температура электронов не зависит от температуры решетки и определяется только величиной поглощаемой мощности. Физика этого явления заключается в том, что при больших энергиях вероятность испускания фононов электронами гораздо больше, чем вероятность их поглощения.

Временная зависимость температуры электронов определяется зависимостью температуры решетки от времени. В общем случае решение системы (1)–(12) дает эту зависимость. Однако решение этой системы связано с математическими трудностями. Для упрощения задачи рассмотрим частные случаи. В конкретном расчете предположим, что получаемая решеткой энергия от системы горячих электронов теряется через боковую поверхность образца. Такая ситуация реализуется, например, когда тонкая пластинка образца погружена в жидкий азот. В этом случае уравнение баланса энергии для решетки принимает вид

$$C_p \frac{dT}{dt} = P - \eta_p(T_p - T_0). \quad (21)$$

Здесь T_0 — температура окружающей среды, C_p — теплоемкость решетки, η_p — поверхностное тепловое сопротивление — феноменологический параметр, учитывающий обмен энергии через боковую поверхность образца.

При поглощении импульса мощностью P с периодом τ и длительностью t_1 из уравнения (21) получаем следующие выражения для температуры решетки:

$$T_p - T_0 = \begin{cases} \frac{P}{\eta_p} \left[1 - \frac{1 - \exp\left(\frac{\eta_p}{C_p}(t - \tau)\right)}{1 - \exp\left(\frac{\eta_p}{C_p}\tau\right)} \right] \exp\left(-\frac{\eta_p}{C_p}t\right), & \text{если } t_0 \leq t \leq t_0 + t_1, \\ \frac{P}{\eta_p} \left[\frac{1 - \exp\left(\frac{\eta_p}{C_p}t\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\eta_p}{C_p}\tau\right)} \right] \exp\left[\frac{\eta_p}{C_p}(t_1 - t)\right], & \text{если } t_0 + t_1 \leq t \leq t_0 + \tau. \end{cases} \quad (22)$$

Отсюда видно, что процесс релаксации температуры решетки идет с характерным временем $\tau_T = C_p/\eta_p$, т.е. после включения импульса СВЧ волны нагрев решетки немного замедляется.

Задавая явный вид температурной зависимости скорости тепловой генерации $g_{e,h}(T)$ и рекомбинации $R_{e,h}(T)$ носителей заряда в уравнении непрерывности

$$\frac{dn_{e,h}}{dt} = g_{e,h}(T) - R_{e,h}(T) + e \operatorname{div} j_{e,h}, \quad (23)$$

можно определить зависимость концентрации носителей от времени t . Экспериментально, по-видимому, легче всего реализовать случай, когда время нарастания температуры решетки $\tau_T = C_p/\eta_p$ гораздо больше времени

жизни неосновных носителей $\tau_{e,h}$. В этом случае после установления быстрых и медленных этапов релаксации термоэдс горячих носителей дальнейшее изменение температуры носителей и решетки определяется соотношением

$$U_T = \varphi_0 \left(\frac{T_e}{T_0} - 1 \right) - \frac{T_e}{T_p} \left(\frac{T_p}{T_0} - 1 \right) \frac{E_g}{e}. \quad (24)$$

Эта формула предполагает, что отношение T_e/T_p определяется из совместных решений уравнений баланса для электронов и фононов. Например, если энергия и импульс горячих носителей рассеиваются на акустических фононах, то, используя (17), можно получить следующие выражения для термоэдс горячих носителей:

$$U_T = \varphi_0 \begin{cases} \frac{4}{3} \cos^2 \left[\frac{1}{3} \arccos \left(\frac{3^{3/2} P}{2a} \right) - 1 \right], & \text{если } \frac{P}{a} > \frac{2}{3^{3/2}}, \\ (A + B)^2, & \text{если } \frac{P}{a} < \frac{2}{3^{3/2}}, \end{cases} \quad (25)$$

где

$$A = \left(\frac{P}{2a} + \sqrt{\left(\frac{P}{2a} \right)^2 - \frac{1}{27}} \right)^{1/3},$$

$$B = \left(\frac{P}{2a} - \sqrt{\left(\frac{P}{2a} \right)^2 - \frac{1}{27}} \right)^{1/3},$$

при этом величина T_p выражается формулой (22). Эти формулы предполагают постоянство концентрации носителей в объеме полупроводника и они справедливы, когда время релаксации по энергии больше времени тепловой генерации носителей. Если же постоянная времени тепловой релаксации τ_T больше времени тепловой генерации носителей, то увеличение температуры решетки изменяет не только скорость потери энергии горячих электронов, но и концентрацию носителей в базе диода. В этом случае изменение термоэдс описывается формулой (24). Зависимости температуры электронов и решетки выражаются формулами (17), (19) и (22).

После прекращения подачи импульса греющей мощности идет релаксация тока и термоэдс горячих носителей. В начале релаксации p – n -переход может оказаться смещенным как в прямом, так и в обратном направлении, в зависимости от величины тока горячих носителей через p – n -переход. Ясно, что знак смещения зависит от концентрации неосновных носителей n_p , оставшихся в базе после прекращения воздействия греющей волны: если n_p больше равновесной концентрации неосновных носителей n_{p0} , то релаксация эдс начинается с прямого смещения, а если $n_p < n_{p0}$, то релаксация эдс начинается с обратного смещения, и термоэдс горячих носителей будет релаксировать за счет изменения температуры. Эта релаксация обусловлена не только перераспределением

инжектированных носителей заряда, но и релаксацией обычной термоэдс $p-n$ -перехода, связанной с нагревом решетки. В последнем случае релаксация термоэдс изменяется по тем же законам, по которым изменяется температура решетки. Заметим, что при нагреве решетки время жизни неосновных носителей сильно уменьшается. Это приводит к тому, что медленный этап релаксации эдс ускоряется.

Таким образом, в импульсном режиме разогрев решетки приводит к дополнительной релаксации термоэдс горячих носителей с характерным временем, определяемым постоянной тепловой релаксации диода.

Список литературы

- [1] А.И. Вейнгер, М.П. Саргсян. ФТП, **14**(12), 2366 (1980).
- [2] Г. Гулямов, С.Х. Шамирзаев. ФТП, **15**(9), 1858 (1981).
- [3] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. *Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [4] Г. Гулямов, К.Б. Умаров. ФТП, **29**(1), 33 (1995).
- [5] Э. Конуэлл. *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях* (М., Мир, 1970).

Редактор Т.А. Полянская

Kinetics of the hot carrier thermo-e.m.f. gain in a $p-n$ junction with regard to the lattice heating

G. Gulyamov, M.G. Dadamirzaev, S.R. Boydadaev

Namangan Engineering and Education Institute,
716003 Namangan, Uzbekistan

Abstract A study has been made of the lattice heating influence on the kinetics of the hot carrier thermo-e.m.f. gain. It is shown that the lattice heating leads to the third stage of the process of the thermo-current and the hot carrier thermo-e.m.f. gain, the relaxation time being determined by the sample heat conductivity and heat capacity. At the third stage, the relaxation rate slows down in relation to those peculiar to stages I and II and observed by A.I. Veinger and M.P. Sargsyan.