

# КИНЕТИКА УСТАНОВЛЕНИЯ ТЕРМОЭДС ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В $p-n$ - ПЕРЕХОДЕ С УЧЕТОМ НАГРЕВА РЕШЕТКИ

ГУЛЯМОВ Г., ДАДАМИРЗАЕВ М.Г., БОЙДЕДАЕВ С.Р.

Наманганский инженерно-педагогический институт,  
716003 Наманган, Узбекистан.

Исследовано влияние разогрева решетки на кинетику установления термоэдс горячих носителей. Показано, что разогрев решетки приводит к третьему этапу установления термо токов и термоэдс горячих носителей со временем релаксации определяемой теплопроводностью и теплоемкостью образца. Показано, что третий этап более медленный чем предидущие два этапа установленные А.И.Вейнгером и М.П.Саргсянсом.

Влияние разогрева электронно-дырочного газа на кинетику установления переходных процессов в сильных СВЧ полях теоретически и экспериментально исследовались 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 с перераспределением горячих носителей прошедших через переход. Авторы [1] показали, что

быстрый этап не зависит от сопротивления нагрузки, а медленный зависит от значения последнего. В экспериментах [1] по видимому разогрев решетки был не существенен. Однако, как показано в [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 р-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 р-n-перехода в литературе не обсуждалось. Целью настоящей работы является исследование влияния разогрева фононов на кинетику установления термоэдс горячих носителей в р-n- переходе в сильных СВЧ полях.

При падении сильной СВЧ волны на образец за время порядка времени релаксации по энергии температуры носителей достигают своего максимального значения  $T_e$ . Это значение электронной температуры зависит от механизмов релаксации энергии и импульса и определяется температурой решетки  $T_p$ . В зависимости от механизмов рассеяния и релаксации энергии может идти как увеличение так и уменьшение температуры носителей. Самосогласованное изменение температур носителей и фононов и будет определять результирующую кинетику установления термоэдс горячих носителей при по-

даче импульса сильной 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 с достаточной длительности изменяется температуры носителей заряда, решетки, а также концентрация носителей заряда. Все это в конечном итоге определяет кинетику установления токов и эдс горячих носителей под воздействием импульса сильной 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 с

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

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

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

Здесь  $\vec{Q}_p$  - поток энергии электронов,  $\vec{Q}_h$  - поток энергии дырок,  $\vec{Q}_p$  - поток энергии фононов,  $P_{e,h}$  - мощность СВЧ волны поглощаемая, электронами, дырками.  $\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{ep,th}$  - скорость потери энергии носителями на фононах,  $\vec{j}_{e,h}$  - электрические токи носителей.

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

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

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

где  $\chi_{e,h,p}$  - теплопроводности носителей и фононов,  $\Pi_{e,h}$  и  $\mu_{e,h}$  коэффициенты Пельте и химпотенциалы электронов и дырок.

Граничные условия на границах области объемного заряда имеют вид см. рис): .

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

Здесь  $\varphi_0$  - равновесная высота барьера,  $U$  – напряжение, приложенное на р-п-переход.

Аналогичные рассуждения для дырочного газа приведут к следующему граничному условию:

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

Для фононного газа имеем:

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

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

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

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

где  $\eta_{e,h}$  -поверхностная теплопроводность [3].

Решение задачи (1-14) позволяет определить распределение температур носителей заряда и фононов при воздействии сильной СВЧ волны на р-п-переход. Решение задачи (1-14) в отсутствие СВЧ полем было получено в работе [4]. Для изучения температур носителей и фононов необходимо конкретизировать механизмы рассеяния энергии носителей на фононах[3]. При рассеянии энергии носителей деформационным механизмом на акустических

фононах скорость потери энергии  $\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{ep}$  имеет следующей вид [5]:

$$\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{ep} = -\frac{8\sqrt{2}E_1^2 m^{5/2}}{\pi^{3/2} h^4 \rho} (kT_e)^{1/2} \left( 1 - \frac{T_3}{T_e} \right) \quad (16)$$

Если горячие носители теряют свою энергию на оптических фононах, то:

$$\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_{ep} = -\frac{\sqrt{2}D^2 m^{5/2}}{\pi^{3/2} h^2 \rho} (kT_e)^{1/2} B_0(U_s, U_e) \quad (17)$$

$$\text{где } B_0(U_s, U_e) = \frac{e^{U_s - U_e} - 1}{e^{U_s} - 1} \frac{U_e}{2} e^{\frac{U_e}{2}} K_1\left(\frac{U_e}{2}\right)$$

$$U_e = \frac{h\omega_0}{kT_e}, \quad U_s = \frac{h\omega_0}{kT_p}$$

а  $K_1\left(\frac{U_e}{2}\right)$  - функция Бесселя второго рода от мнимого аргумента.

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

$$\frac{T_e}{T_p} = \begin{cases} \frac{4}{3} \cos^2\left(\frac{1}{3} \arccos \frac{3^{3/2} P}{2a}\right) & \text{если } \frac{P}{a} < \frac{2}{3^{3/2}} \\ \left[ \left( \frac{P}{2a} + \sqrt{\left(\frac{P}{2a}\right)^2 - \frac{1}{27}} \right)^{1/3} + \left( \frac{P}{2a} - \sqrt{\left(\frac{P}{2a}\right)^2 - \frac{1}{27}} \right)^{1/3} \right] & \text{если } \frac{P}{a} > \frac{2}{3^{3/2}} \end{cases} \quad (18)$$

$$\text{где } a = \frac{8\sqrt{2}E_1^2 m^{5/2} n}{\pi^{3/2} h^4 \rho} (kT_p)^{3/2} = a_0 T_p^{3/2}$$

В этом решении температура решетки  $T_p$  меняется гораздо медленнее чем температура носителей. Зависимость  $T_p$  от времени найдена ниже из уравнения баланса энергии для фононов.

При рассеянии горячих носителей на оптических фононах деформационным механизмом, когда температуры электронов и фононов удовлетворяют следующим условиям  $h\omega_0 > kT_p$  и  $h\omega_0 < kT_e$ , для температуры электронов получаем следующие выражения :

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

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

$$T_e = \frac{h\omega_0}{k \ln \left( \frac{nD^2 m^{3/2}}{2\sqrt{2} P \pi^{3/2} h^2 \rho} k^{1/2} (h\omega)^{1/2} \right)} \quad (20)$$

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 мате-

матическими 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:

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

Здесь  $T_0$  – температура окружающей среды,  $C_T$  – теплоемкость решетки,  $\eta_p$  – поверхностное тепловое сопротивление – феноменологический параметр учитывающий обмен энергии через боковую поверхность образца.

При поглощении импульса мощностью  $P$  с периодом  $\tau$  и длительностью  $t_1$  из (21) получаем следующие выражения для температуры решетки

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

Отсюда видно, что температура решетки релаксирует с характерными временами  $\tau \sim (C_T / \eta_p)$ , т.е. после включения импульса СВЧ волны нагрев решетки

чуть замедляется. Процесс релаксации температуры идет с характерным временем.  $\tau_T = (C_T / \eta_p)$ ,

Задавая явный вид температурной зависимости скорости тепловой генерации  $g_{e,h}(T)$  и рекомбинации  $R_{ch}(T)$  в уравнения 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, повидемому, легче всего реализовать случай когда время нарастания температуры  $(C_T / \eta_p)$ , гораздо больше времени жизни носителей  $\tau_{e,h}$ . Когда время нарастания (время релаксации) температуры решетки  $\tau_T$  гораздо больше времени жизни  $\tau_{e,h}$  неосновных носителей, тогда после установления быстрых и медленных этапов термоэдс горячих носителей дальнейшее изменение температуры носителей и решетки:

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

Эти формула предполагает что  $T_e/T_p$  определяется из совместных решений уравнений баланса для электронов и фононов. Например, если энергия и импульс горячих носителей рассеиваются на акустических фононах, то используя (18) можно получить следующие выражения для термоэдс горячих носителей

$$U_T = \varphi_0 \times \begin{cases} \frac{4}{3} \cos^2 \left( \frac{1}{3} \arccos \frac{3^{3/2} P}{2a} - 1 \right) & \text{если } \frac{P}{a} > \frac{2}{3^{3/2}} \\ (A+B)^2; & \text{если } \frac{P}{a} > \frac{2}{3^{3/2}} \\ \text{где } A = \left( \frac{P}{2a} + \sqrt{\left( \frac{P}{2a} \right)^2 - \frac{1}{27}} \right)^{1/3}, B = \left( \frac{P}{2a} - \sqrt{\left( \frac{P}{2a} \right)^2 - \frac{1}{27}} \right)^{1/3} & \end{cases} \quad (25)$$

Где  $T_p$ - выражается формулой (22)

Эти формулы предполагают постоянство концентрации носителей в объеме полупроводника и они справедливы когда тогда время релаксации по энергии больше времени тепловой генерации носителей. Если же постоянная времени тепловой релаксации  $\tau_T$  больше времени тепловой генерации носителей, то увеличение температуры решетки изменяет не только скорость потери энергии горячих электронов, но и концентрацию носителей на базе диода. В этом случае изменение ЭДС описывается формулой (24). Зависимости температуры электронов и решетки выражаются формулами (18), (19) и (22).

После прекращения подачи импульса греющей мощности идет релаксация тока и эдс горячих носителей. В зависимости от величины тока через р-п-переход с горячими носителями в начале релаксации р-п-переход может оказаться смещенным как в прямом, так и в обратном направлении. 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, релаксации ЭДС

начинается с прямого смещения, а если  $n_p < n_{p0}$ , релаксация ЭДС начинается с обратного смещения и за счет изменения температуры термоэдс горячих носителей будет релаксировать. Эта релаксация обусловлена не только перераспределением инжектированных носителей, но и релаксацией обычной термоэдс р-п-перехода, связанной с нагревом решетки. В последнем случае релаксация термоэдс изменяется по тем же законам, по которым меняется 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.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1]. Вейнгер А.И., Саргсян М.П. Кинетика термоэдс, возникающей на р-n-переходе с горячими носителями заряда при сильном прямом смещении. – ФТП, 1980, т.14, вып.12, с.2366-2370.
- [2]. Гулямов Г., Шамирзаев С.Х. Термоэдс горячих носителей тока на р-n-переходе с учетом нагрева решетки. – ФТП, 1981, т.15, вып. 9, с. 1858-1861.
- [3]. Басс Ф.Г., Бочков В.С., Гуревич Ю.Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках.-М.:Наука, 1984, с.288.
- [4]. Гулямов Г., Умаров К.Б. Коэффициент неидеальности р-n-перехода. ФТП, 1995, т.29, вып.1, с.33-38.
- [5]. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. –М.:Мир, 1970, с.384.

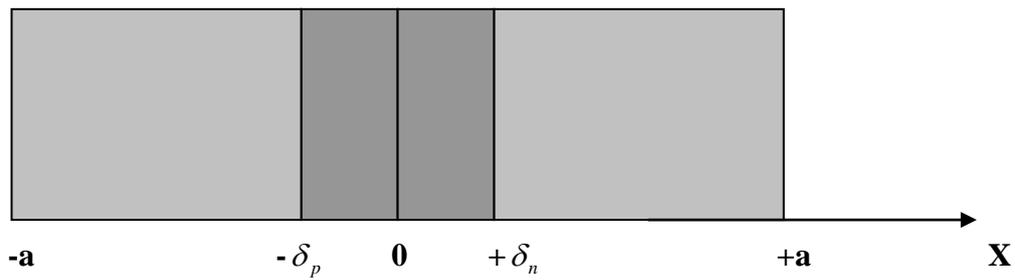


Рис. Схема p-n- перехода  $-\delta_p$  и  $+\delta_n$  - границы области объемного заряда.

КИНЕТИКА УСТАНОВЛЕНИЯ ТЕРМОЭДС ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ

ТОКА В p-n - ПЕРЕХОДЕ С УЧЕТОМ НАГРЕВА РЕШЕТКИ

ГУЛЯМОВ Г., ДАДАМИРЗАЕВ М.Г., БОЙДЕДАЕВ С.Р.

Аннотация

Исследовано влияние разогрева решетки на кинетику установления термоэдс горячих носителей. Показано, что разогрев решетки приводит к третьему этапу установления термоэдс горячих носителей со временем релаксации определяемой теплопроводностью и теплоемкостью образца. Показано, что третий этап более медленно чем предыдущие два этапа установленные А.И.Вейнгером и М.П.Саргсянсом.

THE ESTABLISHMENT OF KINETICS OF THERMOEMF OF HOT  
CARRIERS IN p-n- JUNCTIONS WITH ACCOUNT OF  
HEATING LATTICE.

GULYAMOV.G, DADAMIRZAEV M.G., S.R.BOYDADAEV.

Abstract

The influence of heating lattices to the kinetics establishing thermoEMF of hot carriers. Is investigated it is shown that heating lattices leads to the third stage of establishing thermo currents and thermoEMF of hot carriers of time relaxation which is defined by thermal conductivity and thermal capacity of sample. His established that third stage of relaxation is more slower than previous two stages which is determined by Veinger A.I. and M.P.Sargsyants M.P.