[7] Вловик Н. В., Страшникова М. И. // ФТТ. 1978. Т. 20. В. 1. С. 171—176.
[8] Лысенко В. Г., Ревенко В. И., Тратас Т. Г., Тимофеев В. Б. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. В. 1. С. 335—345.
[9] Geick R., Perry C. H., Mitra S. S. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 2. P. 1994—1997.
[10] Egorov V. D. // Phys. St. Sol. (b). 1980. V. 102. N 1. P. 317—321.

Вильнюсский государственный
университет им. В. Капсукаса

Получено 22.07.1988
Принято к печати 27.10.1988

ФТП, том 23, вып. 3, 1989

ЛИНЕЙНАЯ ПО ТОКУ ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ КВАЗИЧАСТИЦ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЯХ

Гредескул Т. С.

В данной работе рассматриваются распределения электронной и фононной температур, а также вид вольтамперной характеристики в полупроводниковой пластине длиной $2a$ $(-a \leqslant x \leqslant a)$ в линейном по току приближении. Размеры образца вдоль осей Y, Z неограничены, а теплообмен с окружающей средой осуществляется только через стенки $x = \pm a$. В образце вдоль оси X протекает электрический ток, определяемый выражением

$$J = \sigma (E - \alpha_e \nabla_x T_e), \tag{1}$$

где σ — электропроводность, E — электрическое поле, T_e — температура электронов, α_e — коэффициент дифференциальной электронной термоэдс. Температуру электронов T_e (и влияющую на нее температуру фононов T_p) легко найти, решая уравнения баланса энергии для электронов и фононов, отвечающие вышеописанной ситуации [1],

$$\begin{aligned} \varkappa_e t_e'' &= P (t_e - t_p), \\ -\varkappa_p t_p'' &= P (t_e - t_p) \end{aligned} \tag{2}$$

с граничными условиями [2]

$$\begin{aligned} \Pi - \varkappa_e t_e' |_{\pm a} &= \pm \eta_e t_e |_{\pm a}, \\ -\varkappa_p t_p' |_{\pm a} &= \pm \eta_p t_p |_{\pm a}. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь $t_{e,p} = J^{-1} (T_{e,p} - T_0)$, T_0 — температура окружающего образец термостата, P — параметр, характеризующий электрон-фононное энергетическое взаимодействие, $\Pi = \alpha_e T_0 - \lambda$, λ — поверхностный коэффициент Пельтье, $\varkappa_{e,p}$ — электронная и фононная объемные теплопроводности, $\eta_{e,p}$ — скорости поверхностной релаксации энергии электронов и фононов.

Решение такой системы имеет вид

$$t_{e,p} = \frac{\Pi}{\eta_e} \frac{\beta (kL_p + \operatorname{th} ak) X + \gamma_{e,p} (a + L_p) \dfrac{\operatorname{sh} kx}{\operatorname{ch} ka}}{(1+\beta) a \operatorname{th} ak + (\beta L_e + L_p) \operatorname{th} ak + ak (L_e + \beta L_p) + (1+\beta) k L_e L_p}, \tag{4}$$

где $L_{e,p} = \varkappa_{e,p}/\eta_{e,p}$, $\beta = \varkappa_e/\varkappa_p$, $\gamma_e = 1$, $\gamma_p = -\beta$, $k^2 = k_e^2 + k_p^2$, $k_{e,p}^2 = P/\varkappa_{e,p}$. Поскольку в невырожденном полупроводнике длины $k_{e,p}^{-1}$ удовлетворяют усиленному неравенству $k_p^{-1} \gg k_e^{-1}$, эквивалентному $\varkappa_p \gg \varkappa_e$ (обычно $\varkappa_e/\varkappa_p \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ [3]), можно считать, что $k^{-1} \approx k_e^{-1}$.

Как видно из выражения (4), электронная и фононная температуры состоят из двух слагаемых — линейного и отличного от нуля в погранслое толщиной k_e^{-1} слагаемого $\sim \operatorname{sh} kx$. Таким образом, в объеме массивного образца ($ak \gg 1$, $k\,|\,a - x\,| \gg 1$) температуры $t_{e,p}$ совпадают и определяются линейными слагаемыми.

Для того чтобы понять формирование температурных распределений t_e и t_p, рассмотрим распределение потоков тепла в массивном образце. При прохождении тока через образец на границе в электронной подсистеме выделяется (поглощается) тепло П [см. (3)], часть которого электроны сразу выносят в термостат $[\eta_e t_e(a)]$, а остальное $[\varkappa_e t'_e(a)]$ — в образец. Так как $\varkappa_p \gg \varkappa_e$, в объеме тепло переносится в основном фононами. Поэтому в объеме электроны передают энергию фононам, которые, в свою очередь, частично выносят его через границу $[\eta_p t_p(a)]$, а частично проносят через объем $[\varkappa_p t'_p(a)]$. Поскольку разность электронной и фононной температур в массиве образца экспоненциально мала, практически вся передача тепла фононам осуществляется в погранслое. Однако, так как ширина последнего мала по сравнению с толщиной образца ($k_e^{-1} \sim 10^{-3}$ см), можно считать, что все тепло передается на плоскости $x=a-k_e^{-1}$ (рис. 1). Схема распределения потоков тепла, приведенная на рис. 1, допускает простую и наглядную электрическую аналогию. Роль температур играют потенциалы, а роль потока тепла (с точностью до множителя J) — электрический ток. Соответствующая рис. 1 эквивалентная схема изображена на рис. 2. «Потенциалы» точек A, B, C, D схемы равны соответственно $t_e(a)$, $t_{e,p}(a-k_e^{-1})$, $t_p(a)$, 0, а сопротивления R_{AB}, R_{AD}, R_{BC}, R_{CD} равны $(\varkappa_e k_e)^{-1}$, $(\eta_e)^{-1}$, $(\varkappa_p k_e)^{-1}$, $(\eta_p)^{-1}$. Таким образом, определив значения электронной и фононной температур на границе образца, а также в глубине погранслоя (в точке $x=a-k_e^{-1}$), можно полностью описать температурные распределения обеих подсистем (рис. 1).

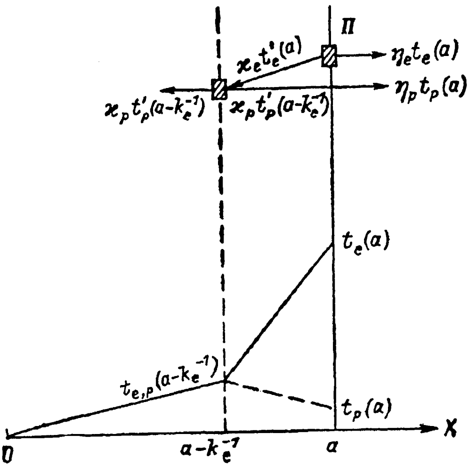

Рис. 1.

Если основное падение напряжения происходит на участке AB [т. е. $t_e(a) \gg t_e(a-k_e^{-1})$], то главную роль в формировании электронной температуры на границе играет второе слагаемое формулы (4), т. е. при

$$\frac{\varkappa_e}{k_e^{-1}} \ll \frac{\varkappa_p}{a} + \left[(\eta_p)^{-1} + \left(\frac{\varkappa_p}{k_e^{-1}}\right)^{-1}\right]^{-1} \tag{5}$$

имеем

$$t_e(a) = \frac{\Pi}{\eta_e + \frac{\varkappa_e}{k_e^{-1}}}, \quad t_{e,p}(a-k_e^{-1}) = \frac{\Pi \frac{\varkappa_e}{k_e^{-1}}\left(\eta_e + \frac{\varkappa_e}{k_e^{-1}}\right)^{-1}}{\frac{\varkappa_p}{a} + \left[(\eta_p)^{-1} + \left(\frac{\varkappa_p}{k_e^{-1}}\right)^{-1}\right]^{1}}. \tag{6}$$

В противоположном случае, когда

$$\frac{\varkappa_e}{k_e^{-1}} \gg \frac{\varkappa_p}{a} + \left[\eta_p^{-1} + \left(\frac{\varkappa_p}{k_e^{-1}}\right)^{-1}\right]^{-1}, \tag{7}$$

потенциалы точек A и B практически совпадают. Но тогда близки потенциалы точек B и C ($R_{BC} \ll R_{AB}$). С учетом этого получаем

$$t_e(a) \approx t_p(a) \approx t_{e,p}(a-k_e^{-1}) = \frac{\Pi}{\eta_e + \eta_p + \frac{\varkappa_p}{a}}. \tag{8}$$

Рассмотрим теперь ситуацию, когда $ak \ll 1$ (тонкие образцы). В этом случае, ограничиваясь первыми неисчезающими членами в разложениях гиперболических функций, из (4) получаем, что электронная температура — линейная функция координаты, а фононы равновесны ($t_p=0$).[1] Это значит, что поток тепла внутри образца связан только с электронной подсистемой, и соответствующая эквивалентная схема представляет собой два параллельно соединенных сопротивления R_1 и R_2, равных соответственно $(\eta_e)^{-1}$ и $(\varkappa_e/a)^{-1}$, а потенциал в точке A совпадает с электронной температурой на границе:

$$t_e(a) = \frac{\Pi}{\eta_e + \frac{\varkappa_e}{a}}. \tag{9}$$

Отметим, что все полученные выше формулы [см. (6), (8), (9)] имеют смысл лишь при действии усиленных неравенств (5), (7) и совпадают в этих предельных случаях с результатами, полученными из точного решения.

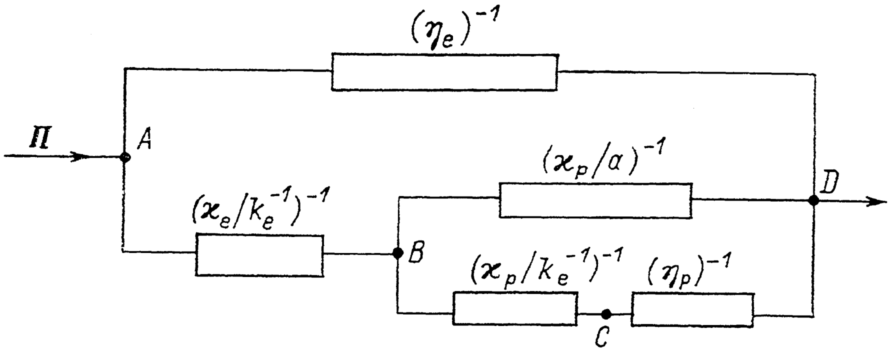

Рис. 2.

После того как найдены температурные распределения электронов, не представляет труда вычислить вольтамперную характеристику полупроводникового слоя:

$$J = \frac{\sigma}{2a} V \frac{1}{1+f}, \quad f = \frac{\sigma}{a} \alpha_e t_e(a).$$

Таким образом, эффект Пельтье во всех случаях приводит к увеличению сопротивления слоя, которое, однако, становится функцией длины образца $2a$.

Автор благодарит Ю. Г. Гуревича за полезные обсуждения.

Литература

[1] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 287 с.
[2] Ваксер А. И., Гуревич Ю. Г. // УФЖ. 1979. Т. 24. В. 8. С. 1208—1212.
[3] Могилевский Б. Н., Чудновский А. Ф. Теплопроводность полупроводников. М., 1972. 536 с.
[4] Бочков В. С., Гредескул Т. С., Гуревич Ю. Г. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 2. С. 302—305.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР
Харьков

Получено 24.06.1988
Принято к печати 28.10.1988

[1] Последний факт связан с существованием в электронной подсистеме помимо источника тепла на одной границе образца стока — на другой. Если же единственным механизмом теплоотвода является вынос тепла через границу фононами, то фононы будут неравновесными и в тонких образцах [4].