

## АНОМАЛЬНЫЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОЛЯ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПРИ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОМ УВЛЕЧЕНИИ

А.В.Бочков, Ю.Г.Гуревич, О.Л.Машкевич

Предсказано явление сортировки носителей тока по энергиям электрон-фононным увлечением, в результате которого перепад электронной температуры может значительно превосходить разность температур нагревателя и холодильника.

В<sup>1</sup> было показано, что при выполнении неравенства  $\nu_{pp} \gg \nu_{pe}$ , где  $\nu_{pe}$  и  $\nu_{pp}$  – частоты столкновений фононов с электронами и между собой, выражения для электронного  $Q_e$  и фононного  $Q_p$  тепловых потоков могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} Q_e &= -\kappa_e \vec{\nabla} T_e - \kappa_{ep} \vec{\nabla} T_p, \\ Q_p &= -\kappa_p \vec{\nabla} T_p - T_e \kappa_{ep} \vec{\nabla} T_e / T_p, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $T_e$  и  $T_p$  – температуры электронов и фононов. Слагаемые в (1), содержащие  $\kappa_{ep}$ , отвечают взаимному электрон-фононному увлечению, которое, впрочем, влияет и на величины  $\kappa_e$  и  $\kappa_p$ . Параметром, определяющим степень электрон-фононного увлечения, является  $\nu_{pd}/\nu_{pe}$  ( $\nu_{pd}$  – частота фонон-примесных соударений). Расчеты показывают, что для *n*-GaAs, например, с концентрацией электронов  $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  увлечением можно пренебречь ( $|\kappa_{ep}| \ll \kappa_e$ ,  $\kappa_p$ ), когда  $\nu_{pd}/\nu_{pe} > 10^4$ , что отвечает концентрации дефектов  $n_d \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому в реальных ситуациях  $\kappa_e \lesssim |\kappa_{ep}| \ll \kappa_p$ , причем если  $\nu_{pd} \ll \nu_{pe}$ , то  $\kappa_e/|\kappa_{ep}| \sim 10^{-4}$ ,  $|\kappa_{ep}|/\kappa_p \sim 10^{-5}$ .

Интересно отметить, что для механизмов рассеяния, отвечающих росту частоты электрон-фононных  $\nu_{ep}$ -столкновений с энергией электронов,  $\kappa_{ep} > 0$  (рассеяние электронов на деформационном потенциале акустических фононов – *DA*-рассеяние). При рассеянии электронов на поляризационном потенциале акустических фононов – *PA*-рассеяние ( $\nu_{ep}$  убывает с ростом энергии)  $\kappa_{ep} < 0$ . Поскольку наиболее эффективно увлекаются фононами электроны с энергиями, отвечающими большим значениям частоты  $\nu_{ep}$ , увлечение электронов фононами должно сопровождаться сортировкой электронов по энергиям в направлении движения потока фононов. Если поток фононов вызван градиентом температуры  $T_p$ , то при *PA*-рассеянии у разогретого конца образца за счет сортировки электронов увлечением останутся преимущественно носители с энергией выше средней. В результате в электронной подсистеме возникнет градиент температуры  $T_e$ , направленный в ту же сторону, что и градиент  $T_p$ . Существенно, что величина этого градиента не связана непосредственно с разогревом и охлаждением электронного газа извне, а определяется величиной фононного потока и интенсивностью электрон-фононного увлечения. Поэтому градиент электронной температуры может, вообще говоря, значительно превосходить градиент  $T_p$ . Рассмотренное выше явление должно иметь место и при *DA*-рассеянии электронов с той разницей, что градиент  $T_e$  будет направлен навстречу градиенту  $T_p$ .

Очевидно, что наиболее благоприятные условия для наблюдения сортировки носителей увлечением будут при идеальном теплообмене фононов с нагревателем, имеющим температуру  $T_1$ , и холодильником с температурой  $T_2$ , в результате чего фононный поток будет максимальным. Что касается электронов, то они должны быть теплоизолированы от нагревателя и холодильника, дабы исключить термализацию носителей на стенках. Сформулированные условия экспериментально легко реализуются<sup>2</sup>.

Расчет полностью подтверждает высказанные выше соображения. Решим уравнения баланса энергии для электронов и фононов (см. <sup>1</sup>):

$$\operatorname{div} \mathbf{Q}_e = P(T_e - T_p), \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{Q}_p = P(T_p - T_e)$$

с граничными условиями, отвечающими описанной выше ситуации:

$$T_p|_{x=\pm a} = T_{2,1}, \quad Q_{ex}|_{x=\pm a} = 0. \quad (3)$$

Здесь  $P$  – параметр электрон-фононного энергетического взаимодействия ( $P \sim n\nu_{pe}$ ),  $2a$  – длина образца вдоль оси  $x$ ; боковые стенки образца считаются теплоизолированными.

В коротких образцах ( $ka \ll 1$ ,  $k = \sqrt{P/\kappa_e}$  – обратная длина остывания)

$$T_e = \frac{T_1 + T_2}{2} - \frac{T_2 - T_1}{2} \frac{x}{d} \frac{\kappa_{ep}}{\kappa_e}, \quad (4)$$

$$T_p = \frac{T_1 + T_2}{2} - \frac{T_2 - T_1}{2} \frac{x}{a}.$$

Как следует из (4), если  $\kappa_{ep}/\kappa_e < -1$  ( $\kappa_{ep} < 0$ ), градиент электронной температуры в  $|\kappa_{ep}/\kappa_e|$  раз больше фононного градиента и имеет одинаковый с ним знак (рис. 1, кривая 1). При полном увлечении, как уже указывалось,  $|\kappa_{ep}/\kappa_e| \sim 10^4$ , и следовательно,  $|\vec{\nabla} T_e| \sim 10^4 |\vec{\nabla} T_p| = 10^4 (T_2 - T_1)/2a$ . Если же  $\kappa_{ep}/\kappa_e > 1$ , то  $\vec{\nabla} T_e$  опять больше  $\vec{\nabla} T_p$  по абсолютной величине, но направлен в противоположную сторону (рис. 1, кривая 2). Ход фононной температуры показан на рис. 1, кривой 3.

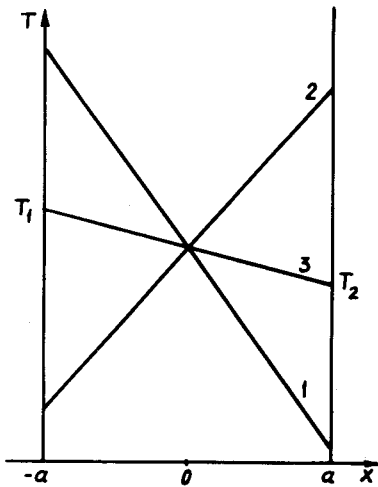


Рис. 1

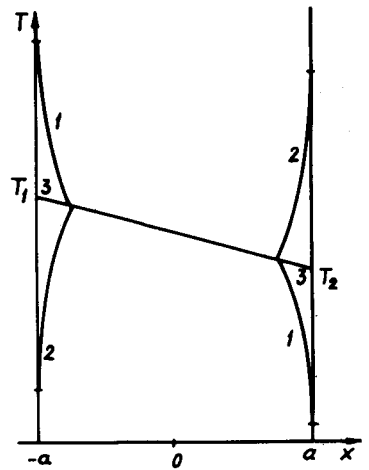


Рис. 2

В длинных образцах ( $ka \geq 1$ )

$$T_e = \frac{T_1 + T_2}{2} + \frac{T_2 - T_1}{2} \left[ \frac{x}{a} - \frac{1 + (\kappa_{ep}/\kappa_e)}{ka} \frac{\operatorname{sh} kx}{\operatorname{ch} ka} \right], \quad (5)$$

а фононная температура снова задается формулой (4). Здесь, как и в коротких образцах, при  $\kappa_{ep}/\kappa_e < -1$  или  $\kappa_{ep}/\kappa_e > 2ka$ ,  $|T_e(a) - T_e(-a)| > T_1 - T_2$ . При полном увлечении ( $|\kappa_{ep}/\kappa_e| \sim 10^4$ )  $|T_e(a) - T_e(-a)| \sim 10^4 (T_1 - T_2)/ka$ , т.е. эффект в  $ka$  раз меньше, чем в коротких образцах. Однако

и в этом случае, учитывая, что  $k^{-1} \sim 10^{-3} \text{ см}^{-2}$ , даже в образцах сантиметровой длины  $|T_e(a) - T_e(-a)| \sim 10 (T_1 - T_2)$ . Ход фононной температуры в этой ситуации изображен кривой 3 на рис. 2, электронной при  $\kappa_{ep}/\kappa_e < -1$  — кривой 1, а при  $\kappa_{ep}/\kappa_e > 2ka$  — кривой 2.

• Как известно, с перепадом температуры в электронной подсистеме связана термоэдс  $V_x$ :

$$V_x = \alpha(T_e(-a) - T_e(a)), \quad (6)$$

где  $\alpha$  — термоэлектрический коэффициент. Ранее считалось, что электрон-фононное увлечение ведет к росту  $V_x$  только за счет увеличения  $\alpha$  (см., например, <sup>1</sup>), так как всегда  $|T_e(a) - T_e(-a)| < T_1 - T_2$ . Проведенное выше рассмотрение показывает, что сортировка носителей по энергиям увлечением при выполнении условий (3), приводя к резкому росту  $|T_e(a) - T_e(-a)|$ , открывает новые возможности для существенного увеличения термоэдс.

#### Литература

1. Басс Ф.Г., Бочков В.С., Гуревич Ю.Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М.: Наука, 1984, с. 287.
2. Климовская А.И., Снитко О.В. Письма в ЖЭТФ, 1968, 7, 194.

Институт радиофизики и электроники  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
15 июля 1985 г.