

Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 639 – 643

5 июня 1971 г.

АНОМАЛИИ ТЕРМОЭДС ПРИ ФОНОН-ФОНОННОМ УВЛЕЧЕНИИ

В. А. Козлов, Э. Л. Нагаев

В этой работе ставится цель исследовать термоэдс полупроводников в условиях гидродинамического течения фононов под действием приложенного к ним градиента температур. В указанных условиях, наряду с обычным эффектом увлечения электронов фононами, становит-

ся весьма существенным и другой эффект — увлечения наиболее длинноволновых фононов тепловыми фононами, на что ранее не обращалось внимания. Последний, как будет показано ниже, может вызывать аномально высокие значения термоэдс, в случае очень совершенных кристаллов даже экспоненциально большие.

Физически картина выглядит следующим образом. Тепловые фононы с частотами $\sim kT$ рассеиваются, в основном, друг на друге, так как концентрация электронов проводимости в собственном полупроводнике экспоненциально мала. Считается, что частота N -процессов велика по сравнению с частотой U -процессов. В результате устанавливается распределение тепловых фононов, равновесное в системе координат, движущейся со скоростью v вдоль градиента температур [1].

Электроны проводимости взаимодействуют только с фононами, длина волны которых сравнима с их собственной [2]. При эффективной массе электрона m порядка истинной и $T > 0,1^\circ\text{K}$ частота таких фононов (ниже они будут называться "электронными") мала по сравнению с kT [3]. Именно неравновесность таких "электронных" фононов и приводит к предсказанным Л.Э.Гуревичем аномалиям термоэдс при низких температурах.

При расчетах эффекта увлечения обычно предполагается, что взаимодействие "электронных" фононов с тепловыми приводит к диссипации импульса первых [2, 3]. Однако на самом деле оно может привести лишь к установлению дрейфа "электронных" фононов с той же скоростью, что и скорость потока тепловых фононов. Таким образом, тепловые фононы, будучи неравновесными, увлекают "электронные" фононы. В целом же увлечение электронов фононами оказывается двухступенчатым: электроны проводимости увлекаются "электронными" фононами, а те в свою очередь, увлекаются тепловыми.

Кинетические уравнения для тепловых и "электронных" фононов записываются в виде

$$s \sqrt{T} \frac{\partial F^0(\omega)}{\partial T} = I^N \{F\} + I^U \{F\}, \quad (1)$$

$$s \sqrt{T} \frac{\partial G^0(\omega)}{\partial T} = I^N \{G, F\} + I^U \{G\}. \quad (2)$$

Здесь F и G — функции распределения для тепловых и "электронных" фононов соответственно, индексом "0" отмечены их равновесные значения. Символами I^N и I^U обозначены части интеграла столкновений, соответствующие процессам с сохранением полного квазиимпульса и без сохранения его, s — скорость фононов. При написании уравнения для тепловых фононов (1) учитывается, что доминирующую роль играют их столкновения друг с другом, влиянием же на них "электронных" фононов можно пренебречь. Предлагается, что для тепловых фононов частота N -столкновений ν_N^T велика по сравнению с частотой U -столкновений ν_U^T . Если рассеянием на дефектах можно пренебречь, при низких температурах это условие выполнено всегда.

Что же касается уравнения для "электронных" фононов (2), то из-за малости их числа достаточно учесть только их N -столкновения с тепловыми фононами. Если для тепловых фононов выполнено условие $\nu_N^T \gg \nu_U^T$, то для электронных фононов должно выполняться соответствующее неравенство $\nu_N^e \gg \nu_U^e$. Действительно, если диссипация квазиимпульса вызвана процессами переброса, то обе величины ν_N и ν_U зависят от фоновой частоты ω одинаковым образом — они пропорциональны ω^2 . Если же диссипация вызвана рассеянием на точечных дефектах, то величина ν_U убывает с уменьшением частоты еще быстрее — как ω^4 .

Как уже указывалось, решение уравнения (1) в главном приближении по ν_U^T/ν_N^T дается выражением [1]:

$$F_{q\ell} = [\exp\{(\omega_{q\ell} - \nu q)/kT\} - 1]. \quad (3)$$

Скорость дрейфа ν определяется равенством:

$$\frac{\nu}{r_U} \equiv b \sum_{\ell} \int q |U| [(\nu q) F_0'(\omega)] dq = -\gamma \nabla T, \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{b}{T} \sum_{\ell} \int q s_{\ell} \omega_{q\ell} F_0'(\omega) dq, \quad b^{-1} = \sum_{\ell} \int q^2 F_0'(\omega_{q\ell}) dq.$$

Электроны в изотропном кристалле взаимодействуют только с продольными длинноволновыми фононами. Имея в виду только такие фононы, индекс поляризации в уравнении (2) можно опустить. Его решение ищется в виде

$$G_q = G_q^0 - \phi_q \frac{\partial G_q^0}{\partial \omega}. \quad (5)$$

При расшифровке уравнения (2) следует учитывать, что невозможны трехфононные процессы, в которых одновременно поглощаются или испускаются два тепловых фонона. С учетом соотношений (3) и (5) уравнение (2) принимает тогда вид

$$s \omega_q \frac{\nabla T}{T} - \frac{(\nu q)}{r_q^N} = - \frac{\phi_q}{r_q^N}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{r_q^N} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{q'\ell'\ell''} |\Phi(q'; q+q')|^2 (F_{q'\ell'}^0 - F_{q+q'\ell''}^0) \times \\ \times \delta(\omega_q + \omega_{q'\ell'} - \omega_{q+q'\ell''}),$$

где Φ — матричный элемент для соответствующего трехфононного процесса. При написании (6) по условию $\nu_N^e \gg \nu_U^e$ отброшены члены $\sim \nu_U^e$ и использовано условие $\omega \ll kT$.

Стандартная процедура решения кинетического уравнения для электронов с учетом неравновесности фононов [3, 4] приводит к следующему выражению для термоэдс через время релаксации электронов для рассеяния на фононах: $\langle \tau \rangle$

$$a = a_0 + a_1 + a_2, \quad (7)$$

$$a_1 = \left(\frac{k}{e} \right) \frac{ms^2}{kT} \frac{\langle \tau_{ph}(p) \rangle}{\langle \tau \rangle}, \quad a_2 = \left(\frac{k}{e} \right) \frac{\gamma m}{k} \frac{\tau U}{\langle \tau \rangle},$$

$$\tau_{ph}(p) = \frac{1}{4p^4} \int_0^{2p} \tau_{ph}(q) q^3 dq, \quad \langle F \rangle = - \frac{\int p^2 \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} F dp}{\int p^2 \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} dp}.$$

Здесь a_0 – термоэдс, получающаяся без учета увлечения электронов фононами, a_1 – вклад в термоэдс за счет обычного увлечения электронов "электронными" фононами, получающийся в предположении равновесия тепловых фононов; a_2 – вклад в термоэдс за счет двухступенчатого увлечения электронов "электронными" фононами, а тех – тепловыми фононами. Выражения a_0 и a_1 были получены ранее (см. например [2, 3]). Новым является член a_2 .

Чтобы оценить порядок величины a_2/a_1 следует заметить, что для дебаевского спектра согласно формулам (4), в пренебрежении разницей скоростей поперечных и продольных фононов

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{\tau U}{\langle \tau_{ph}(p) \rangle}.$$

Из условия гидродинамического течения фононов $\nu_U^T \equiv \tau_U^{-1} \ll \nu_N^T$ еще не следует, что это отношение велико по сравнению с единицей, так как $\langle \tau_{ph}(p) \rangle^{-1} = \nu_N^e \ll \nu_N^T$ не обязательно велико по сравнению с τ_U . Однако, в принципе, это неравенство может выполняться в очень чистых кристаллах. Тогда эффект двухступенчатого увлечения вносит в термоэдс вклад, который намного превышает эффект обычного увлечения электронов фононами. В этом случае, в принципе, возможно получение экспоненциально больших термоэдс $\sim \exp(\Theta_0/T)$, где Θ_0 – характерная температура порядка дебаевской.

Если даже условие $\nu_U^T \ll \nu_N^e$ и не выполнено, представляется вполне реалистичным соотношение $\nu_U^T \sim \nu_N^e$. И в этом случае рассматриваемый эффект существенно сказывается на величине термоэдс.

Авторы благодарны Н.С.Лидоренко и И.Б.Рубашову за стимулирование работы. Они также благодарны Р.Н.Гуржи и В.М.Конторовичу за полезное обсуждение проблемы.

Поступила в редакцию
13 апреля 1971 г.

Литература

- [1] Р.Н.Гуржи. УФН, **94**, 689, 1968.
 - [2] С.Herring. Phys. Rev., **96**, 1163, 1954.
 - [3] А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников, Физматгиз, 1962.
 - [4] Дж.Займан. Электроны и фононы. ИИЛ, 1962.
-