

## ЭФФЕКТ ЗЕЕБЕКА ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ

B.N.Заваруцкий, N.B.Заваруцкий

В бикристаллах и сколотых монокристаллах чистого Ge, обладающих поверхностью высокой проводимости, исследована ЭДС Зеебека в интервале температур 1,7 ÷ 17 К. Наблюдаемый эффект велик и обусловлен увлечением поверхностных зарядов фононами объема.

Известно, что ниже 20 К проводимость монокристаллов чистого германия экспоненциально падает с температурой и при 4,2 К объемная проводимость  $\sigma_v < 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ см}^{-1}$ . Однако в Ge могут быть образованы поверхности с высокой проводимостью  $\sigma_s \sim 4 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$ , почти не зависящей от температуры. Такими поверхностями в Ge являются плоскости сращивания бикристаллов (с углом сращивания  $20 \div 30^\circ$ )<sup>1)</sup> или поверхности, образуемые сколом монокристалла параллельно (111) [1].

Целью работы было исследование взаимодействия фононов образца с зарядами на поверхности высокой проводимости по термоэлектрическим свойствам такой системы. Результаты исследования ЭДС Зеебека ( $E = a \nabla T$ ) сколотых монокристаллов и бикристаллов чистого Ge с поверхностью высокой проводимости представлены на рис.1 и 2. Зависимости  $a = a_s(T)$  имеют сходный характер для всех исследованных образцов при  $T \leq 6$  К; их можно аппроксимировать степенным законом  $a_s \sim T^M$ , где  $M \approx 3$  при  $T < 3$  К. При повышении температуры  $M$  плавно уменьшается и при  $T = 4 \div 6$  К,  $M \sim 1,5$ . Абсолютная величина  $a_s$  различна для разных образцов (до трех раз в случае бикристаллов) и в первом приближении обратно пропорциональна поверхностной плотности зарядов  $n_s$ . Величина  $n_s$  определялась из измерений ЭДС Холла  $U_H$ . Знаки ЭДС Холла и Зеебека свидетельствуют, что носителями заряда в поверхностном слое являются "дырки", в согласии с [1].

Как известно [2], эффект Зеебека обусловлен диффузной частью —  $a^h$  и увлечением зарядов фононами —  $a^P$ . Для оценки величины этих эффектов, вначале заметим, что так как дырки распределены вблизи поверхности в слое  $\delta \sim 4 \cdot 10^{-7}$  см [1], их объемная плотность  $n_v \sim n_s \delta^{-1} \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Металлический характер зависимости  $\sigma_s$  от температуры, а так же величины  $n_s$  и  $n_v$  показывают, что дырки образуют вырожденную систему с  $\epsilon_F \sim 40 \text{ мэВ}$  и  $K_F \sim 6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$  (как обычно, для тяжелых дырок считаем  $m_h \approx 0,4 m_e$ ). По энергии Ферми можно оценить диффузную часть ЭДС

$$a^h \approx \frac{\pi k}{e \epsilon_F} T \sim 2 \cdot 10^{-6} T \cdot \text{В/К.}$$

Величина  $a^h$  оказалась на 2 – 3 порядка меньше полученного в опыте значения  $a$ . Ясно, что эффект Зеебека в нашем случае обусловлен

<sup>1)</sup> На границе двойникования (100) (111) мы не обнаружили высокой проводимости

в основном увлечением дырок фононами. Для оценки верхнего предела  $\alpha^P$  воспользуемся соотношением [2]

$$\alpha^P \sim \frac{C_L}{e n_v}, \quad (1)$$

которое, после подстановки  $C_L$  – теплоемкости решетки германия, приводит к  $\alpha^P \sim 1,2 \cdot 10^{-6} T^3$  В/К, что меньше экспериментального значения на полтора порядка. Соотношение (1) обычно используют при оценке фононного увлечения в металлах, однако, в нашем случае, когда импульс фонона  $P_p$  сравнивается с импульсом дырок  $P_F \sim 6 \cdot 10^{-21}$  уже при 20 К, во всем интервале измерений  $T < 6$  К характер  $P - h$  взаимодействия скорее "металлический", где  $P_F \gg P_p$ , чем полупроводниковый с  $P_F < P_p$ . Учет того факта, что фононная система передает "дыркам" лишь часть своего импульса пропорционально  $\tau_{ph}^{-1} (\tau_{ph}^{-1} + \tau_p^{-1})^{-1}$  (из измерений теплопроводности образцов  $\tau_p \sim 2 \cdot 10^{-7}$  сек) может лишь еще в большей степени уменьшить расчетную величину  $\alpha^P$ .

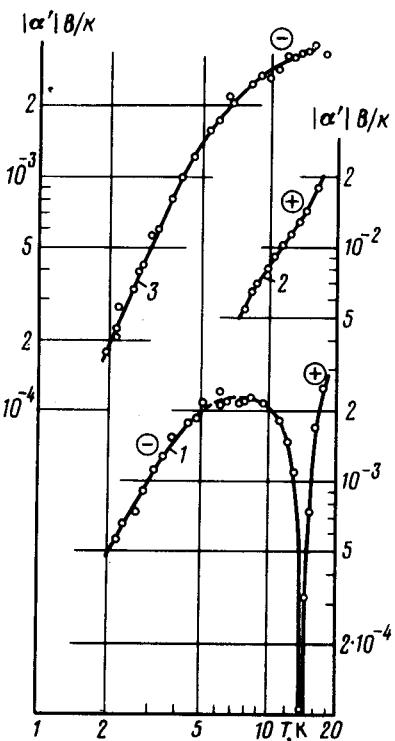


Рис.1.

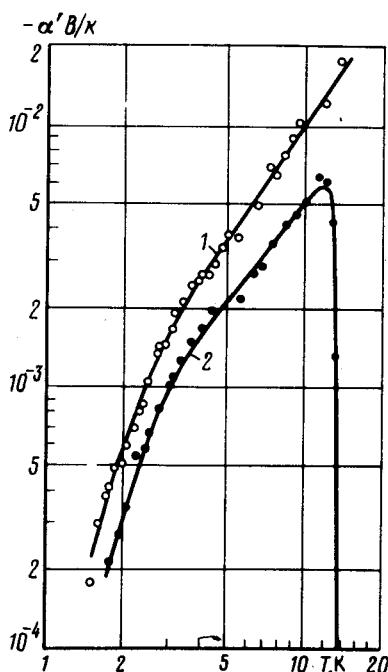


Рис.2.

Рис.1. Эффект Зеебека в двух образцах  $n$ -Ge с высокой проводимостью на поверхности скола (1, 3). 1 –  $\sigma_s \approx 2 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$ , 2 – тот же образец после отжига  $\sigma_{4K} < 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ ; 3 –  $\sigma_s \approx 4 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$ . В кружках отмечен знак  $\alpha$ .

Рис.2. Эффект Зеебека в бикристаллах Ge: 1 –  $p$ -типа, 2 –  $n$ -типа

Мы полагаем, что может быть дано следующее объяснение аномально большой величине фононного увлечения "дырок" проводящей поверхности. Дело в том, что соотношение (1) предполагает, что в процессе увлечения участвуют только фононы слоя. В действительности, в фононной системе этот проводящий слой ничем не выделен и с зарядами слоя будут взаимодействовать фононы существенно большей области  $\sim l_p$ . Ясно, что это должно существенно увеличить фононное увлечение. Окончательное решение проблемы требует, конечно, более детального анализа.

До сих пор мы пренебрегали объемным вкладом  $\alpha_v$  в коэффициент Зеебека  $\alpha$ . На самом деле, измеряемая в опыте величина,

$$\alpha = \frac{\alpha_s R_v + \alpha_v R_s}{R_v + R_s}, \quad (2)$$

где  $R_s$  и  $R_v$  – сопротивления проводящего слоя и объема.  $R_s \ll R_v$  при  $T < 6$ , и измеряемая  $\alpha \approx \alpha_s$ , однако от 4,5 К до 10 К  $R_v$  падает на 3 – 4 порядка и при  $T > 6$  уже следует учитывать вклад  $\alpha_v$  в  $\alpha$ . Очевидно, что при достаточно высоких температурах знак  $\alpha$  будет определяться уже знаком  $\alpha_v$ , т.е. носителями объема образца. С этим связана, наблюдаемая у ряда образцов  $n$ -типа смена знака  $\alpha$  (рис.1 и 2).

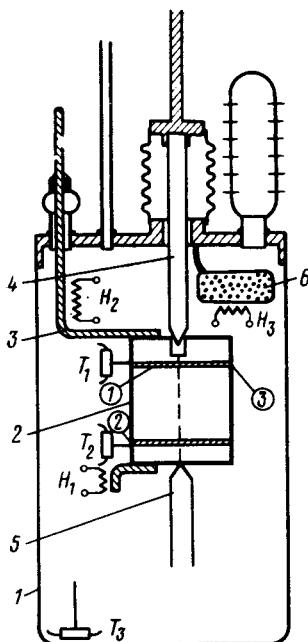


Рис.3. Схема вакуумного прибора для исследования ЭДС Зеебека сколотых образцов.

Предложенное объяснение изменения знака  $\alpha$  подтвердили прямые измерения ЭДС. Зеебека у одного из образцов  $n$ -типа со сколотой поверхностью, проводимость которой была ликвидирована отжигом. Как видно из рис.1 у этого образца  $\alpha_v$  действительно имеет другой знак, чем  $\alpha_s$ . В то же время измерения показали, что  $R_v \approx R_s$  при 16 К. (Зависимость  $\alpha_v(T)$  и величина совпали с ранее измеренной в работе [3] у чистого германия).

Все измерения проводились в вакуумных приборах. На рис.3 приведена схема прибора для исследования сколотых образцов. Образец 2 ( $11 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ ) с впаянными  $In$ -контактами припаян к электрически изолированному от корпуса прибора медному холодопроводу 3. К образцу, расположенному между скальвающими ножами 4, 5 (4 — подвижный), припаяны сверхпроводящие измерительные провода (1)÷(3) (провод для измерения  $U_H$  не показаны) и держатели угольных термометров сопротивления  $T_1$  и  $T_2$  для измерения  $T$  и разности  $\Delta T$ , создаваемой нагревателем  $H_1$ . Наличие скола контролировалось по сопротивлению между (1) и (3). Температура стенки 1 прибора оценивалась по сопротивлению термометра  $T_3$ . Образец скальвался в атмосфере чистого  $He^4$  при 4,2 К; высокопроводящая поверхность образовывалась в результате отжига (с помощью нагревателей  $H_2$  и  $H_3$ ) до  $40 \pm 60$  К, уголь 6 при этом отогревался до  $50 \pm 70$  К, а дно прибора сохраняло температуру гелиевой ванны. После этого гелий из прибора откачивался диффузионным насосом при указанной температуре угля 6, который затем (по мере охлаждения) адсорбировал оставшийся в приборе газ.

*a* — Измерялось компенсационным методом от 1,7 до 17 К, возможности измерения при низкой температуре ограничивались чувствительностью нуль прибора ( $10^{-10}$  А), при высокой — погрешностью измерения  $\Delta T$ . Систематическая ошибка  $\sim 30\%$  могла возникать в случае бикристаллов из-за малости их размеров. Проводящий слой был уничтожен 10-часовым отжигом при 160 К. Напряжение Холла  $U_H$ , по которому оценивалась величина  $n_s$ , было линейным по полю вплоть до 20 кЭ. Теплопроводность образцов  $\kappa$ , рассчитанная по нашим результатам при  $T < 4$  К, подчиняется закону  $\kappa = 8 \cdot 10^{-2} T^3 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$  и хорошо согласуется с измеренной в [4] для чистых образцов.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
4 июня 1981 г.

## Литература

- [1] Б.М. Вул, Э.И. Заварницкая, Е.Г. Сокол. ЖЭТФ, 80, 1639, 1981.
- [2] Дж. Зейман. Принципы теории твердого тела. гл. 7, изд. Мир, 1974.
- [3] H.P.R. Frederikse. Phys. Rev., 92, 248, 1953.
- [4] J.A.Carruthers, T.H.Geballe, H.M.Rosenberg, J.M.Ziman. Proc. Roy. Soc., 238 a, 502, 1957.