

## **ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦА НА ТЕРМОЭДС ВИСМУТА ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

*В. Н. Копылов, Л. П. Межов-Деглин*

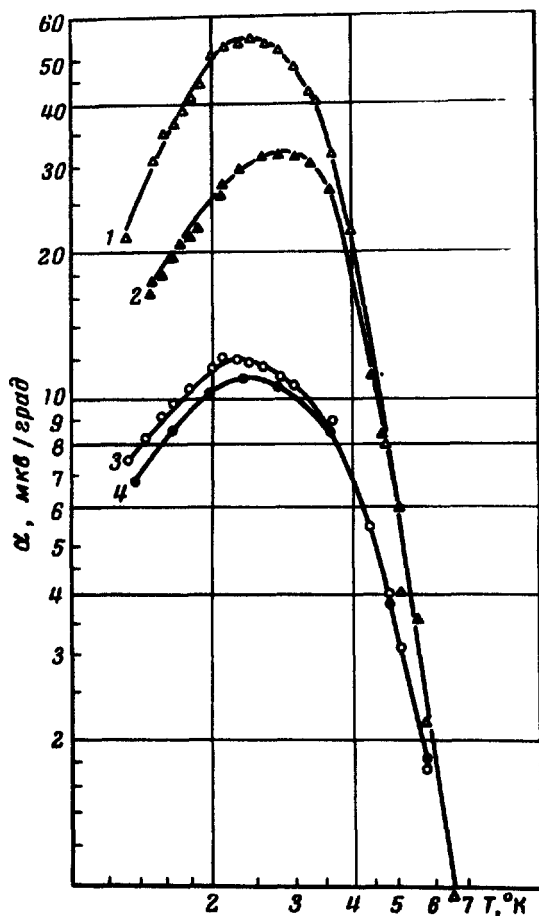
В висмуте при гелиевых температурах основной вклад в термоэдс дает увлечение носителей заряда (дырок) фононами [1 – 3].

Термоэдс фононного увлечения в десятки раз превышает обычную диффузионную термоэдс, составляющую  $\sim 1$  мкв/град.

Численные оценки термоэдс висмута, выполненные в работе [3] на основе теоретического исследования [2] в предположении, что основным механизмом релаксации является рассеяние фононов на носителях заряда, удовлетворительно согласуются с результатами эк-

спериментов [1, 3]. Однако вопрос о применимости подобной модели для расчета термоэдс совершенных образцов с характерными размерами порядка миллиметров остается открытым, поскольку по результатам измерений теплопроводности [4, 5] можно оценить, что фоннофонное рассеяние ( $N$ - и  $U$ -процессы) и рассеяние на границах являются основными процессами рассеяния фононов при  $T > 1^\circ\text{K}$ .

Поэтому мы предприняли попытку исследования влияния размеров на термоэдс совершенных висмутовых образцов при гелиевых температурах.



Температурная зависимость термоэдс  $V_i$ : 1 —  $\phi$  6 мм  
 $b = \rho_{300^\circ\text{K}} / \rho_{4.2^\circ\text{K}} = 450$ ,  
 2 —  $\phi$  6 мм после деформации,  $b = 350$ ; 3 —  $\phi$  2,5 мм,  
 $b = 250$ ; 4 —  $\phi$  2,5 мм после деформации,  $b = 190$

Для оценки влияния качества кристаллической структуры на характер процессов переноса свойства образцов измерялись до и после пластической деформации (стрела прогиба  $\sim 2$  мм при длине образца  $\sim 60$  мм). Результаты измерений термоэдс ( $\alpha$ ) двух наиболее совершенных образцов диаметрами 6 и 2,5 мм приведены на рисунке. Анализируя зависимость  $\alpha$  от температуры  $T$  и диаметров образцов, можно отметить следующие особенности: 1. Величина и положение максимума  $\alpha$  существенно зависят как от размеров, так и от кристаллического совершенства образца, причем при увеличении характерных размеров в 2,5 раза величина  $\alpha$  в районе максимума возросла примерно в 5 раз. 2. При  $3,5^\circ\text{K} < T < 6^\circ\text{K}$   $\alpha$  совершенного образ-

ца растет экспоненциально с понижением температуры, причем в этой области теплопроводность также растет экспоненциально, т. е. основным механизмом диссипации квазиимпульса фононной системы являются фонов-фоновные  $U$ -процессы. 3. Из результатов одновременного измерения тепло- и электропроводности и термоэдс следует, что изменение размеров гораздо сильнее сказывается на поведении  $\alpha$ ; при увеличении диаметра изменяется не только величина  $\alpha$ , но и резко возрастает наклон высокотемпературной ветви кривой  $\alpha(T)$ ; термоэдс достигает максимума при температуре более низкой, чем теплопроводность; при пластической деформации, также как и при уменьшении размеров  $\alpha$  изменяется гораздо сильнее, чем теплопроводность и электропроводность того же образца.

Наблюдаемые нами особенности поведения термоэдс совершенных висмутовых образцов можно объяснить в рамках теоретической модели, предложенной недавно в работе [6]. В висмуте при  $T \gtrsim 1^\circ\text{K}$  размеры фононной среды порядка размеров электронной и дырочной частей ферми-поверхности, поэтому из законов сохранения энергии и импульса следует, что часть фононов не может непосредственно взаимодействовать с носителями заряда.

В соответствии с [6] фононы, которые могут рассеиваться на носителях будем называть "электронными", а остальные фононы — "тепловыми". Электронные фононы имеют большую длину волны и поэтому (если концентрация носителей не слишком велика) большее время релаксации, чем "тепловые", причем, основными процессами их рассеяния являются упругие  $N$ -столкновения с тепловыми со временем релаксации  $\tau_p^N(e)$ . Обычно [7, 8] при вычислении термоэдс фононного увлечения считают, что время релаксации тепловых фононов с потерей квазиимпульса  $\tau_p^R(T)$  мало, и их дрейфовую скорость при расчете можно полагать равной нулю;  $N$ -столкновения между тепловыми и электронными фононами приводят только к потере суммарного квазиимпульса системы электронных фононов, т. е. уменьшают их дрейфовую скорость. В этом случае  $\alpha \sim (1/T) (\tau_p^N(e)/\tau_{ep})$ , где  $\tau_{ep}$  — время релаксации, при рассеянии электронов (носителей) на фононах. В достаточно массивном и совершенном кристалле  $\tau_p^R(T)$  экспоненциально возрастает с понижением температуры, т. е. дрейфовой скоростью тепловых фононов нельзя пренебрегать. Учет движения тепловых фононов при условии частых  $N$ -столкновений между фононами

приводит к появлению второго слагаемого:  $\alpha \sim \frac{1}{T} \frac{\tau_p^N(e)}{\tau_{ep}} + \frac{\tau_p^R(T)}{\tau_{ep}}$ .

Если  $\tau_p^R(T) \geq \tau_p^N(e)$ , второе слагаемое оказывается доминирующим и может привести к существенному изменению величины и температурной зависимости термоэдс. В совершенном монокристалле с понижением температуры  $\alpha$  (также как и теплопроводность) будет экспоненциально возрастать до тех пор, пока не станет существенным рассеяние фононов на границах образца. Если при рассеянии на границах  $\tau_p^R(T) = \text{const}$ , то  $\alpha \sim T$  (поскольку в висмуте  $\tau_{ep} \sim T^{-2}$  [9]). Таким образом учет фонов-фоновного рассеяния и рассеяния фононов на границах образца позволяет качественно объяснить наб-

людаемые закономерности поведения термоэдс совершенных образцов. При  $T < 7^\circ\text{K}$  термоэдс также как и теплопроводность [ 5 ] экспоненциально возрастает с понижением температуры (характерное время релаксации  $\tau_p^R(T)$ ), однако при уменьшении размеров образца относительный вклад второго слагаемого в  $\alpha$  может уменьшаться, т. е. термоэдс в этой области температур гораздо сильнее зависит от размеров, чем теплопроводность (кривые 1, 3).

При  $T \lesssim 2^\circ\text{K}$ , где преобладает рассеяние на границах,  $\alpha \sim T$  (соответственно в теплопроводности  $\tau_p^R(T) = \text{const}$ ). Более сильную, чем линейную зависимость  $\alpha(T)$  наиболее совершенного образца (кривая 1) следует связать с наблюдавшимся в [ 5 ] падением  $\tau_p^R(T)$  в этой области температур (судя по теплопроводности для данного образца  $\tau_p^R(T) \sim T^{0.4}$  в интервале  $1,3 \leq T \leq 2,3^\circ\text{K}$ ).

Интересно отметить, что поскольку вклад фонон-фононного увлечения носителей становится заметным лишь в достаточно массивных образцах, одновременное исследование зависимости термоэдс и теплопроводности от размеров образцов позволит по появлению размерного эффекта в термоэдс определять величину  $\tau_p^N(\theta)$ . Фонон-фононное увлечение может привести к значительному росту термоэдс при низких температурах; висмут в этом отношении имеет преимущества перед полупроводниками, поскольку даже в самых чистых из них в настоящее время практически не удается наблюдать экспоненту в теплопроводности при низких температурах ввиду сильного изотопического рассеяния.

Авторы благодарят В.А.Козлова, Э.Л.Нагаева и Э.С.Медведева за обсуждение результатов работы.

Институт  
физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
31 января 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] М.Е.Кузнецов, С.С.Шалыт. Письма в ЖЭТФ, 6, 795, 1967.
- [ 2 ] И.Я.Коренблит. ФТП, 2, 1425, 1968.
- [ 3 ] И.Я.Коренблит, М.Е.Кузнецов, С.С.Шалыт. ЖЭТФ, 56, 8, 1969.
- [ 4 ] М.Е.Кузнецов, В.С.Оскотский, В.И.Польшин, С.С.Шалыт. ЖЭТФ, 57, 1112, 1969.
- [ 5 ] В.Н.Копылов, Л.П.Межов-Деглин. Письма в ЖЭТФ, 14, 32, 1971.
- [ 6 ] В.А.Козлов, Э.Л.Нагаев. Письма в ЖЭТФ, 13, 639, 1971.
- [ 7 ] C.Herring. Phys. Rev., 96, 1163, 1954.
- [ 8 ] А.И.Аксельм. Введение в теорию полупроводников. Физматгиз, 1962 г.
- [ 9 ] А.Н.Friedman. Phys. Rev., 159, 553, 1967.