

ТЕРМОЭДС n -Ge ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК

Лончаков А. Т., Цидильковский И. М., Матвеев Г. А.

На некомпенсированных кристаллах Ge : Sb и Ge : As с концентрациями электронов $3.5 \cdot 10^{16} - 3.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в интервале температур $5 \leq T \leq 200 \text{ K}$ измерены зависимости термоэдс α от температуры и поперечных размеров образцов. Для большинства образцов на кривых $|\alpha(T)|$ наблюдался максимум. Установлено, что температура максимума $|\alpha(T)|$ близка к температуре T_0 , разделяющей области сильного и слабого рассеяния электронов. Предложено объяснение причин возникновения максимума $|\alpha(T)|$.

В работе [1] обнаружены при низких температурах аномально большие величины термоэдс в n -Ge, намного превышающие значения диффузионной термоэдс. Херринг [2, 3] объяснил эту аномалию эффектом увлечения электронов фононами. Основные выводы теории [2] для случая малых концентраций электронов получили подтверждение в работах Джебелла и Халла, исследовавших температурную зависимость термоэдс на кристаллах n - и p -Ge [4], n - и p -Si [5]. Однако до настоящего времени не было измерений термоэдс в широком интервале температур на образцах n -Ge с концентрациями электронов n , близкими к концентрации n_c , при которой происходит переход металл—диэлектрик. Некоторые данные, свидетельствующие о сильном фонон-электронном рассеянии, были получены авторами [5] на образцах p -Si с $p \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Термоэдс кристаллов n -Si изучались также в [6].

Представлялось интересным выяснить, с одной стороны, проявляется ли фононное увлечение в термоэдс у n -Ge с $n \geq n_c$ и, с другой стороны, сказываются ли особенности рассеяния электронов при $n \geq n_c$, обнаруженные в измерениях сопротивления ρ и коэффициента Холла R [7, 8], на зависимость термоэдс от температуры T и концентрации электронов n .

Результаты измерений. Были измерены зависимости термоэдс α от T на некомпенсированных кристаллах n -Ge, легированных Sb и As, с $n = (0.035 - 3.0) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в интервале температур $5 \leq T \leq 200 \text{ K}$. Параметры образцов приведены в табл. 1. На рис. 1 представлены зависимости $|\alpha(T)|$ для пяти об-

Таблица 1

| № образца | Легированная примесь | $n = N_D \cdot 10^{-17}, \text{ см}^{-3}$ (300 K) | $ R , \text{ см}^2/\text{Кл}$ (300 K) | $ R /\sigma, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (300 K) | $b, \text{ см}$ | $d, \text{ см}$ | $T_{\text{max}}, \text{ K}$ | $T_0, \text{ K}$ |
|-----------|----------------------|---|---------------------------------------|--|-----------------|-----------------|-----------------------------|------------------|
| 1 | Sb | 0.35 | 180 | 2550 | 0.116 | 0.11 | 35 | 22 |
| 2 | | 0.9 | 69 | 2500 | 0.084 | 0.058 | 45 | 50 |
| 3 | | 1.8 | 36 | 1820 | 0.108 | 0.108 | 55 | 60 |
| 3a | | 2.0 | 32 | 1660 | 0.075 | 0.061 | 50 | 60 |
| 4 | As | 3.5 | 17.5 | 1330 | 0.066 | 0.058 | 60 | 63 |
| 5 | Sb | 5.6 | 11 | 1230 | 0.067 | 0.065 | 75 | 80 |
| 6 | | 14 | 4.4 | 910 | 0.067 | 0.058 | 110 | 130 |
| 7 | | 30 | 2.1 | 660 | 0.054 | 0.065 | — | — |

разцов Ge : Sb и одного образца Ge : As с концентрациями доноров $N_D = (0.09 \div 3.0) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для большинства образцов на кривых $|\alpha(T)|$ есть характерные максимумы, величины которых много больше значений диффузионной термоэдс, вычисленных по обычным формулам. С ростом степени легирования, т. е. и с уменьшением абсолютной величины термоэдс n , максимум $|\alpha(T)|$ смещается в область высоких температур, и для наиболее легированного образца 7 в исследованном интервале $5 \leq T \leq 190 \text{ K}$ максимума вообще нет. Подобная зависи-

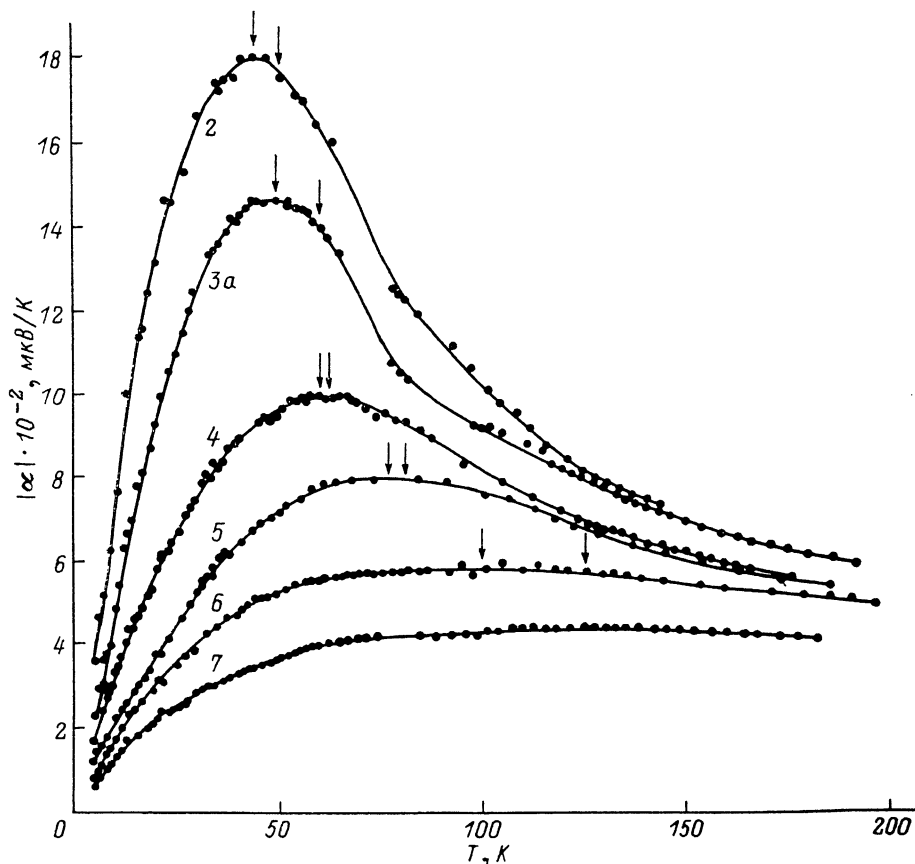


Рис. 1. Зависимость абсолютной величины термоэдс $|\alpha|$ от температуры для образцов 2—7. Стрелками показаны температуры T_{\max} и T_0 . Номера кривых здесь и на рис. 2 совпадают с нумерацией образцов в табл. 1.

мость $|\alpha(T)|$ наблюдалась авторами [6] на n -Si при $n \sim n_c$. Обращают на себя внимание зависимости $|\alpha(T)|$ для образцов 3a (кривая 3a) и 4 (кривая 4). Концентрации электронов у этих образцов, легированных Sb и As, близки к n_c (для Ge : Sb $n_c \approx 1.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [9], для Ge : As $n_c \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [10]). Меньшие значения $|\alpha(T)|$ у образца 4 по сравнению с образцом 3a свидетельствуют о том, что величина термоэдс зависит от концентрации доноров (Sb или As), а не от их сорта.

При низких температурах фононы рассеиваются главным образом на границах образца. Влияние этого эффекта на термоэдс зависит от размеров образца. Чтобы уравнивать условия для всех образцов, представленных на рис. 1, их поперечные размеры b и d были сделаны примерно одинаковыми (табл. 1). На кристаллах с $n \geq n_c$ влияния размерного эффекта на термоэдс не обнаружено. Это иллюстрируется кривыми 3 и 3' на рис. 2 для образца 3 (кривая 3' соответствует образцу 3 с вдвое меньшими размерами b и d , чем у первоначального образца, которому соответствует кривая 3). Иначе дело обстоит для образца 1 — самого чистого из исследованных нами. Зависимости $|\alpha(T)|$ для образца 1 (кривая 1) и для этого же образца с вдвое меньшими поперечными размерами (кривая 1')

свидетельствуют о заметном влиянии на термоэдс рассеяния фононов на границах. Для образца с меньшим поперечным сечением $|\alpha(T)|$ меньше при $T \ll \leq 80$ К. При понижении температуры у образца с меньшими b и d фононы начинают рассеиваться на границах раньше, чем у образца с большими b и d . Поэтому максимум $|\alpha(T)|$ для образца 1 с меньшими поперечными размерами смещается в сторону более высоких температур (рис. 2, кривая 1').

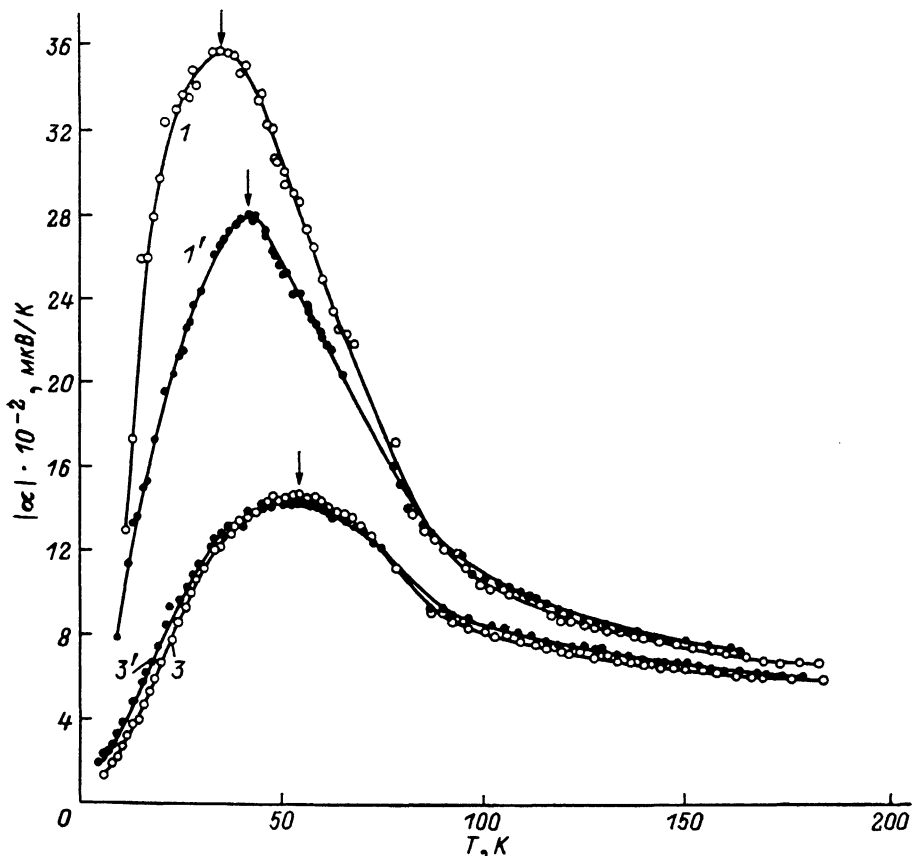


Рис. 2. Зависимость $|\alpha(T)|$ для образцов 1, 3 (1, 3) и для этих же образцов с вдвое меньшими поперечными размерами b и d (1', 3').

Стрелками показаны положения максимумов $|\alpha(T)|$.

Обсуждение результатов измерений. Необходимо понять причину возникновения максимума $|\alpha(T)|$. Для образцов с $n \geq n_c$ можно выделить, согласно [7, 8], две области температур в зависимости от характера электронного рассеяния:

Таблица 2*

| T, К | (3а) | | (4) | | (5) | | (6) | |
|------|-------------------------|--------------|-------------------------|--------------|-------------------------|--------------|-------------------------|--------------|
| | $ \alpha_{\text{экс}} $ | $ \alpha_e $ | $ \alpha_{\text{экс}} $ | $ \alpha_e $ | $ \alpha_{\text{экс}} $ | $ \alpha_e $ | $ \alpha_{\text{экс}} $ | $ \alpha_e $ |
| 100 | 915 | 550 | 815 | 495 | 755 | 460 | 580 | 370 |
| 110 | 865 | 570 | 760 | 505 | 730 | 470 | 580 | 380 |
| 120 | 815 | 580 | 715 | 520 | 695 | 485 | 575 | 394 |
| 130 | 775 | 585 | 675 | 530 | 660 | 495 | 565 | 406 |
| 140 | 730 | 595 | 645 | 540 | 630 | 505 | 553 | 416 |
| 150 | 695 | 605 | 620 | 550 | 600 | 512 | 543 | 423 |
| 160 | 665 | 613 | 595 | 557 | 580 | 520 | 533 | 432 |
| 170 | 640 | 622 | 575 | 566 | 565 | 528 | 525 | 440 |
| 180 | 620 | 628 | 555 | 574 | 550 | 535 | 515 | 447 |

Примечание. * Все значения приведены в мкВ/К. Цифрами в скобках обозначены номера образцов (см. табл. 1).

область слабого рассеяния электронов при $T > T_0$, где $\hbar/\tau_e < \bar{\varepsilon}$, и область сильного рассеяния при $T < T_0$, где $\hbar/\tau_e > \bar{\varepsilon}$ ($\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия электрона). Значения $T_0 = \hbar/\tau_e k_B$ и температура максимума термоэдс T_{\max} приведены в табл. 1.

Оценки абсолютной величины диффузионной термоэдс $|\alpha_e|$ для образцов *З*а—*б* по обычным формулам при $T > T_0$ показывают, что $|\alpha_e| < |\alpha_{\text{экс}}|$ вплоть до $T \approx 170\text{--}180$ К (табл. 2). Это может свидетельствовать об увеличении роли термоэдс фононного увлечения α_ϕ при понижении температуры. Здесь уместно заметить, что авторы [4], также изучавшие α_ϕ в *n*-Ge, не приняли во внимание возмущение фононной системы электронами, а для образцов с большими концентрациями электронов это крайне важно. Термоэдс таких образцов в области температур, где увлечение существенно, следует интерпретировать непременно с учетом эффекта насыщения, обусловленного рассеянием неравновесных фононов на электронах. В этом случае, согласно [3], α_ϕ можно представить в виде

$$(|\alpha_\phi|)^{-1} \approx (|\alpha_{0\phi}|)^{-1} + B(T)n. \quad (1)$$

Здесь $B(T) \sim T^{-3/2}$ для статистики Больцмана и не зависит от температуры для статистики Ферми; $\alpha_{0\phi}$ — термоэдс увлечения в пределе малых n . Все известные механизмы фонон-фононного взаимодействия приводят к росту $|\alpha_{0\phi}|$ при понижении температуры. В области высоких температур $T > T_{\max}$, когда основной вклад в рассеяние фононов вносят фонон-фононные столкновения, $|\alpha_\phi(T)|$ определяется только первым слагаемым (1) и растет при понижении температуры. При уменьшении T частота фонон-фононных столкновений уменьшается и при определенной температуре становится меньше частоты фонон-электронных столкновений. Тогда, согласно (1), термоэдс $|\alpha_\phi|$ должна убывать. Таким образом, максимум $|\alpha(T)|$ у образцов *З*—*б* с $n \geq n_c$ можно объяснить конкуренцией фонон-фононного и фонон-электронного механизмов рассеяния. Для наиболее легированного образца *7* максимум $|\alpha(T)|$ не наблюдается (рис. 1, кривая *7*). Монотонное убывание $|\alpha(T)|$ при понижении температуры у этого образца, возможно, связано с преобладанием эффекта насыщения над фонон-фононным рассеянием в измеренном интервале температур. Наличие размерного эффекта у образца *1* (рис. 2) свидетельствует о заметной роли рассеяния фононов на границах вплоть до ≈ 80 К. Поэтому можно полагать, что максимум $|\alpha(T)|$ у образца *1* обусловлен сочетанием трех механизмов рассеяния фононов: на фононах, электронах и границах образца.

Предложенное объяснение возникновения максимума $|\alpha(T)|$ для исследованных образцов согласуется с зависимостью теплопроводности κ от температуры и поперечных размеров. Наши измерения $\kappa(T)$ показали, что для всех образцов кривые $\kappa(T)$ имеют характерный максимум. У чистых кристаллов этот максимум, как известно, обусловлен конкуренцией механизмов рассеяния фононов на фононах и границах образца. Выше мы видели, что для образцов с $n \geq n_c$ при низких температурах рассеяние фононов на границах уже не играет роли, но зато существенным становится фонон-электронное рассеяние. Поэтому если наше объяснение максимума $|\alpha(T)|$ правильное, то на зависимости $\kappa(T)$ у образца *1* с $n < n_c$ должен наблюдаться размерный эффект, а у образца *З* с $n \geq n_c$ его не должно быть. Измерения $\kappa(T)$ на образцах *1* и *З* полностью подтвердили это предсказание.

Можно предположить, что уменьшение $|\alpha(T)|$ с ростом n обусловлено уменьшением $|\alpha_\phi(n)|$ вследствие эффекта насыщения в соответствии с (1). Следует учитывать также, что у образцов с высоким уровнем легирования $|\alpha_\phi|$ может уменьшаться из-за рассеяния фононов на искажениях кристаллической решетки, связанных с неоднородным распределением примесей. Кроме того, в убывание $|\alpha(n)|$ вносит вклад уменьшение электронной компоненты $|\alpha_e(n)|$.

Необходимо обратить внимание на следующий экспериментальный результат. Как явствует из табл. 1, температура максимума T_{\max} для исследованных образцов *n*-Ge близка к T_0 и часто практически совпадает с температурой T_0 , определяющей примерную границу областей сильного и слабого рассеяния электронов. Последняя, в свою очередь, коррелирует с температурой максимума постоянной Холла R для образцов *n*-Ge с $n \geq n_c$ [8].

Теперь остановимся кратко на электронной составляющей термоэдс α_e в области $T < T_0$, где неприменимы обычные формулы для α_e , основанные на кинетическом уравнении Больцмана. Как показано в [11], особенность в плотности состояний (а именно узкий пик) в условиях сильного рассеяния может привести к максимуму на температурной зависимости $|\alpha_e|$. В кристаллах n -Ge с $n \gg n_c$ пик в плотности состояний образуется вследствие перекрытия донорных и зонных состояний [7].

Л и т е р а т у р а

- [1] Frederiks H. P. R. — Phys. Rev., 1953, v. 92, N 2, p. 248—252.
- [2] Herring C. — Phys. Rev., 1954, v. 96, N 5, p. 1163—1187.
- [3] Herring C. The Role of Low-Frequency Phonons in Thermoelectricity and Thermal Conduction. Semiconductors and Phosphors. Braunschweig, 1958. 684 p.
- [4] Geballe T. H., Hull G. W. — Phys. Rev., 1954, v. 94, N 5, p. 1134—1140.
- [5] Gaballe T. H., Hull C. W. — Phys. Rev., 1955, v. 98, N 4, p. 940—947.
- [6] Brinson N. E., Danston W. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1970, v. 3, N 3, p. 483—491.
- [7] Цидильковский И. М., Матвеев Г. А., Лончаков А. Т. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 515—524.
- [8] Матвеев Г. А., Цидильковский И. М., Лончаков А. Т. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 222—230.
- [9] Field S. B., Rosenbaum T. F. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 5, p. 522—524.
- [10] Deehler J. — Phys. Rev. B, 1975, v. 12, N 6, p. 589—594.
- [11] Цидильковский В. И., Цидильковский И. М. — ФММ, 1988, т. 65, в. 1, с. 83—91.

Институт физики металлов
УНЦ АН СССР
Свердловск

Получена 26.01.1987
Принята к печати 5.11.1987