

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТОВ В *n*-Ge ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК

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

На некомпенсированных кристаллах Ge : Sb и Ge : As с концентрациями электронов $3.5 \cdot 10^{18} - 1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в интервале температур $5 \leq T \leq 95 \text{ К}$ измерены зависимости коэффициентов поперечного Q^{\perp} и продольного Q^{\parallel} эффектов Нернста—Эттингсгаузена от температуры и магнитного поля. Для большинства исследованных образцов на кривых $|Q^{\perp}(T)|$ наблюдался максимум при температуре, близкой к температуре максимума термоэдс $|\alpha(T)|$. На образцах с концентрациями электронов n ниже критической концентрации n_c , соответствующей переходу металл—диэлектрик, обнаружена смена знака как $Q^{\perp}(T)$, так и $Q^{\parallel}(T)$. Предлагается качественная интерпретация некоторых особенностей исследованных эффектов.

Поперечный (Q^{\perp}) и продольный (Q^{\parallel}) эффекты Нернста—Эттингсгаузена (НЭ) измерялись при температурах $T \geq 100 \text{ К}$ на кристаллах *n*-Ge с концентрациями электронов $10^{13} \leq n \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [1-7], а при $T \leq 100 \text{ К}$ — на чистых образцах с $n \sim (10^{13} - 10^{14}) \text{ см}^{-3}$ [4-7]. Для чистых образцов существенной была роль эффектов увлечения электронов фононами. Для легированных кристаллов становится, очевидно, важным возмущение фононной системы электронами. О заметной роли рассеяния фононов на электронах свидетельствуют, например, измерения температурной зависимости термоэдс α на образцах *n*-Ge с $0.1n_c \leq n \leq 10n_c$ [8], где n_c — критическая концентрация перехода металл—диэлектрик, равная для Ge : Sb $\approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и для Ge : As $\approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Совершенно не исследованы были до сих пор термомагнитные эффекты в области низких температур $T \leq 100 \text{ К}$ на легированных кристаллах *n*-Ge с $n \geq n_c$. По-

Характеристики образцов

№ образца	Легированная примесь	$n = N_D \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (300 К)	$ R , \text{ см}^2/\text{Кл}$ (300 К)	$ R \sigma, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (300 К)	H	∇T
1	Sb	0.35	180	2550	[110]	[110]
2		0.9	69	2500	[100]	[010]
3		2.0	32	1660	[100]	[010]
4	As	3.5	17.5	1330	[100]	[010]
5	Sb	5.6	11	1230	[100]	[010]
6		14	4.4	910	[110]	[100]

этому представляло интерес исследовать влияние эффектов взаимного электрон-фононного увлечения на зависимость термомагнитных коэффициентов Q^{\perp} и Q^{\parallel} от температуры и магнитного поля H при $T \leq 100 \text{ К}$ на образцах *n*-Ge с концентрациями электронов вблизи критической концентрации n_c .

Результаты измерений. На некомпенсированных кристаллах *n*-Ge, легированных Sb и As с $n = (0.035 - 1.4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, на которых ранее была исследована термоэдс [8], измерены зависимости поперечного Q^{\perp} и продольного Q^{\parallel} эффектов НЭ от T и H . Измерения проводились в интервале температур $5 \leq T \leq 95 \text{ К}$ в слабых магнитных полях ($\mu H/c < 1$, где μ — подвижность. В таблице приведены основные характеристики образцов и ориентации гра-

диента температуры ∇T и магнитного поля $H \perp \nabla T$ относительно кристаллографических осей.

На рис. 1, 2 представлены зависимости $Q^{\perp}(T)$. Для образцов 1—3 кривые $Q^{\perp}(T)$ приведены при двух значениях магнитного поля $H=7$ и 20 кЭ, а для образцов 4—6 — только при $H=20$ кЭ. Из рис. 1, 2 видно, что у всех образцов, кроме образца 6, на зависимости $|Q^{\perp}(T)|$ при некоторой $T=T_{\max}$ наблюдается максимум. Убывание $|Q^{\perp}(T)|$ у образцов 1—3 при уменьшении T сопровождается сменой знака Q^{\perp} с отрицательного на положительный¹ (рис. 1, кривые 1, 2; рис. 2, кривые 3). У более легированных образцов 4—6 смены знака $Q^{\perp}(T)$ не обнаружено (рис. 2, кривые 4—6). На рис. 3 приведены зависимости $|\alpha(T)|$ для всех исследованных кристаллов в отсутствие магнитного поля и в поле

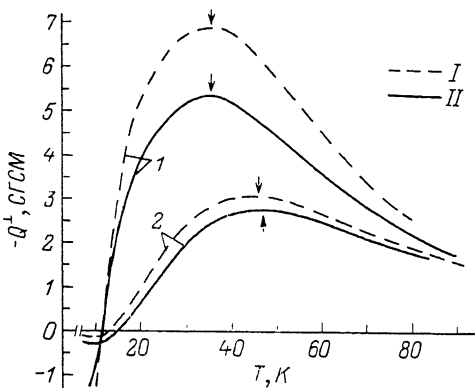


Рис. 1. Зависимость коэффициента Q^{\perp} поперечного эффекта НЭ от T для образцов 1, 2.

Номера кривых здесь и далее соответствуют номерам образцов в таблице. H , кЭ: I — 7, II — 20.

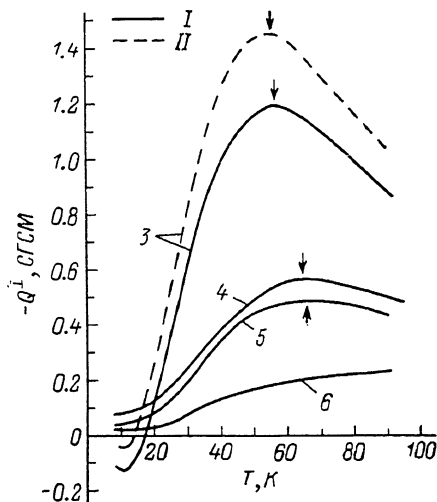


Рис. 2. Зависимость коэффициента поперечного эффекта НЭ от температуры для образцов 3—6.

H , кЭ: I — 7, II — 20.

$H=20$ кЭ. Сравнение кривых 1—5 на рис. 1, 2 с соответствующими кривыми на рис. 3 показывает, что T_{\max} для $|Q^{\perp}(T)|$ близка к T_{\max} для $|\alpha(T)|$. На рис. 4 представлены зависимости относительного изменения термоэдс от магнитного поля при разных температурах. Как видно из рис. 3, 4, для образцов 1 и 2 с $n < n_c$ существуют две температурные области: первая при $T < T_{\max}$, где $|\alpha(H)|$ убывает с ростом H , и вторая при $T > T_{\max}$, где $|\alpha(H)|$ увеличивается. С ростом n вторая область температур сокращается и у образцов с $n \geq n_c$ смены знака $Q^{\perp}(T) = \alpha(H, T) - \alpha(0, T)$ в зависимости от T не наблюдается (рис. 3, кривые 3—6). Кривые рис. 4 I и 4 (для $T=40$ К), 2 и 6 (для $T \approx 60$ К) показывают, что с увеличением n при фиксированной температуре в поле $H \leq 20$ кЭ знак Q^{\perp} меняется с положительного на отрицательный. Это справедливо для области $T \geq 30$ К (рис. 3). При $T < 30$ К у всех исследованных образцов $Q^{\perp}(T, H) < 0$.

Обсуждение результатов измерений. Прежде всего обратим внимание на противоположные знаки Q^{\perp} и Q^{\parallel} при $T > T_{\max}$ у образцов 1 и 2 (рис. 1, 3, кривые 1, 2). Если бы отсутствовало увлечение электронов фононами, то оба эффекта имели бы одинаковый знак. Противоположные знаки Q^{\perp} и Q^{\parallel} означают, что существен вклад электрон-фононного увлечения.

Как известно, в пределе малых концентраций электронов, т. е. в случае одного лишь фонон-фононного рассеяния, фононные компоненты поперечного эффекта НЭ $Q_{0\phi}^{\perp}$ и термоэдс $\alpha_{0\phi}$ связаны между собой соотношением [4]

$$|Q_{0\phi}^{\perp}| = \beta |\alpha_{0\phi}| \frac{H}{c}, \quad (1)$$

¹ Определение знаков продольного и поперечного эффектов НЭ соответствует принятому в [9].

где μ_H — холловская подвижность. Коэффициент β для эллипсоидальных изоэнергетических поверхностей определяется зависимостями компонентов тензоров электронного времени релаксации τ_{\parallel} , τ_{\perp} и фононных составляющих коэффициента Пельтье Π_{\parallel} , Π_{\perp} от энергии. Для образцов n -Ge с $n \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в интервале $20 \leq T \leq 100 \text{ K}$ авторы [4] нашли $\beta \approx 0.25 - 0.30$. Эти значения и слабая температурная зависимость β хорошо согласуются с рассчитанными при определенных предположениях о зависимостях $\tau_{\perp}(\epsilon)$, $\tau_{\parallel}(\epsilon)$, $\Pi_{\perp}(\epsilon)$ и $\Pi_{\parallel}(\epsilon)$. Для образца 1, самого чистого из исследованных нами, $\beta \approx 0.24 - 0.34$ в интервале $40 \leq T \leq 80 \text{ K}$. Это может означать, что в n -Ge до $n \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в области температур, где $|\alpha(T)|$ и $|Q^{\perp}(T)|$ убывают с ростом T , фононы рассеиваются в основном на фононах. Для образца 2 с $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в интервале $50 \leq T \leq 85 \text{ K}$ оценки дали большие по сравнению с образцом 1 значения: $\beta \approx 0.4 - 0.5$. Формула (1) справедлива для малых n , когда возмущением фононной системы электронами можно пренебречь. Можно думать,

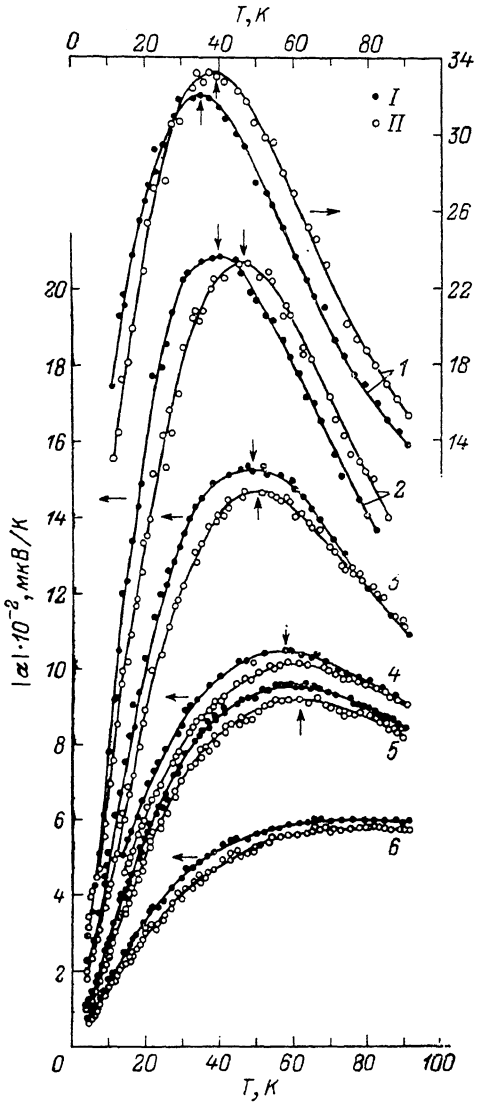


Рис. 3. Зависимость термоэдс $|\alpha|$ от температуры.
H, кЭ: I — 0, II — 20.

можно пренебречь. Можно думать,

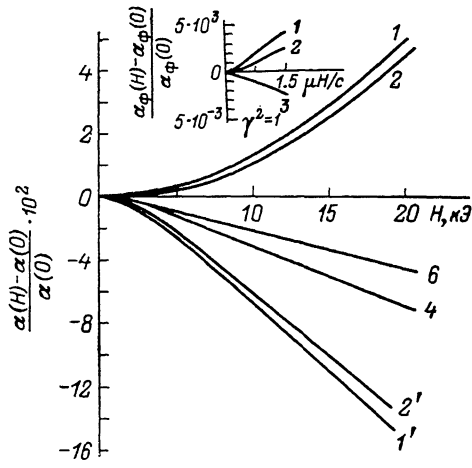


Рис. 4. Зависимость относительного изменения термоэдс $\frac{\alpha(H, T) - \alpha(0, T)}{\alpha(0, T)}$ от магнитного поля.

1' и 2' относятся соответственно к образцам 1 и 2. T, K: 1, 4 — 40, 1' — 17, 2 — 60, 2' — 26, 6 — 65. На вставке — теоретически рассчитанная зависимость относительного изменения фононной части термоэдс от величины μ_H/c [12]; s: 1 — 100, 2 — 10, 3 — 5.

что одной из причин увеличения β с ростом n при $T > T_{\max}$ является рассеяние фононов на электронах (эффект насыщения).

Предположим теперь, что и при наличии эффекта насыщения фононные составляющие поперечного эффекта НЭ и термоэдс Q_{\perp}^{\pm} , α_{\perp} по-прежнему связаны соотношением вида (1)

$$|Q_{\perp}^{\pm}| \sim |\alpha_{\perp}| \frac{\mu_H}{c}. \quad (2)$$

Здесь α_{ϕ} есть термоэдс увлечения с учетом фонон-электронного рассеяния [8]:

$$|\alpha_{\phi}|^{-1} \approx |\alpha_{0\phi}|^{-1} + B(T)n, \quad (3)$$

где $B(T) \sim T^{-3/2}$ для статистики Больцмана и $B(T) = \text{const}$ для статистики Ферми. Таким образом, $Q^{\pm}(T)$ можно записать в виде

$$|Q_{\phi}^{\pm}| \sim [|\alpha_{0\phi}|^{-1} + B(T)n]^{-1} \frac{\mu_H}{c}. \quad (4)$$

Согласно (3) и (4), конкуренция фонон-фононного и фонон-электронного механизмов рассеяния может обусловить максимумы на зависимостях $|\alpha(T)|$ и $|Q^{\pm}(T)|$ [8]. Тот факт, что у исследованных образцов величина T_{\max} для $|Q(T)|$ близка к T_{\max} для $|\alpha(T)|$, может служить дополнительным свидетельством значительного вклада фононного увлечения как в поперечный эффект НЭ, так и в термоэдс. О заметной роли эффекта насыщения свидетельствует уменьшение $|\alpha(T)|$ и $|Q^{\pm}(T)|$ с ростом концентрации электронов (рис. 1–3). При этом $|Q^{\pm}(T)|$ уменьшается с увеличением n значительно быстрее, чем $|\alpha(T)|$, что может быть связано, согласно (4), с уменьшением $\mu_H(n)$ [10].

Необходимо подчеркнуть, что оценки с помощью формул (1)–(4) справедливы до тех пор, пока рассеяние электронов является слабым, т. е. $(\hbar/\tau) < \bar{\varepsilon}$, где $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_F$ или kT (ε_F — энергия Ферми). В условиях наших опытов при $T \leq T_{\max}$ рассеяние является сильным $(\hbar/\tau) \geq \bar{\varepsilon}$. Поэтому можно с уверенностью говорить об эффекте насыщения лишь как об основной причине появления максимумов $|\alpha(T)|$ и $|Q^{\pm}(T)|$. Убывание же $|\alpha(T)|$ и $|Q^{\pm}(T)|$ с понижением температуры ниже T_{\max} нельзя, строго говоря, отнести за счет эффекта насыщения, поскольку здесь $(\hbar/\tau) \geq \bar{\varepsilon}$. В условиях сильного рассеяния электронов следует обратить внимание на другую возможную причину убывания $|\alpha(T)|$ для образцов 1, 2 с $n < n_c$, связанную с диффузионной частью термоэдс. У этих образцов между примесными и зонными состояниями имеется щель, следовательно, мы фактически имеем дело с двумя видами носителей заряда — примесными и зонными электронами. Простой анализ показывает, что в этом случае, т. е. при наличии двух видов электронов, термоэдс должна убывать с понижением температуры в области $T < T_{\max}$.

Обратимся теперь к области низких температур, где у образцов 1–3 с $n \leq n_c$ при некоторой $T = T_0$ наблюдается смена знака $Q^{\pm}(T)$ (рис. 1, 2, кривые 1–3). У образцов 1 и 2 с $n < n_c$, согласно измерениям сопротивления ρ , в области $T > T_0$ наблюдается ε_1 -проводимость, энергия активации которой в поле $H = 20$ кЭ $\varepsilon_1 \approx (4-5)$ мэВ. При $T < T_0$ зависимость $\rho(T)$ также описывается экспонентой, но энергия активации меньше, чем ε_1 , и характерна для прыжковой проводимости по примесям. Поскольку в области прыжковой проводимости по примесям эффект увлечения пренебрежимо мал [11], следует полагать, что положительные значения $Q^{\pm}(T)$ у образцов 1 и 2 обусловлены электронным вкладом $Q_{\pm}^1(T)$. Смена знака Q^{\pm} у образца 3 с $n \geq n_c$ означает, что в области концентраций n , соответствующих перекрестку примесных и зонных состояний, знак Q_{\pm}^1 все еще определяется квазилокализованными электронами, для которых $(\hbar/\tau) \geq \bar{\varepsilon}$. В этих условиях уравнение Больцмана неприменимо. Если все же пользоваться понятием времени релаксации, то положительный знак Q_{\pm}^1 означает, что вероятность рассеяния электронов в отличие от обычного рассеяния на ионах примеси при $(\hbar/\tau) < \bar{\varepsilon}$ растет с энергией. Лишь при достаточно больших n (образцы 5, 6) поперечный эффект НЭ отрицателен в соответствии с теорией для рассеяния на ионах примеси при $(\hbar/\tau) < \bar{\varepsilon}$.

Таким образом, измерения $Q^{\pm}(T)$ показывают, что при достаточно низких температурах (при которых фононным вкладом в Q^{\pm} для всех исследованных образцов можно пренебречь) в n -Ge с ростом n происходит смена знака $Q_{\pm}^1(n)$ с положительного на отрицательный. По зависимости $Q_{\pm}^1(n)$ можно грубо оценить концентрацию n' , при которой меняется знак Q_{\pm}^1 . При $T = 10$ К и $H = 20$ кЭ для Ge : Sb оказывается $n' \approx 3.5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Это означает, что электроны являются квазилокализованными при концентрациях, заметно превышающих концентрацию n_c , вплоть до $n \approx 2n_c$.

Рассмотрим продольный эффект НЭ. Введем для характеристики фононной и электронной систем параметры $s = \tau_{\phi s} / \tau_{\phi}$ и $\gamma^2 = 6\mu_a / \mu_n$. Здесь τ_{ϕ} — полное

время релаксации фононов, τ_{ϕ_0} — время релаксации, обусловленное рассеянием их на электронах, μ_a и μ_n — подвижности для рассеяния на акустических колебаниях и ионизованных примесях. На вставке рис. 4 показаны теоретически рассчитанные [12] зависимости фононной части Q^1 от величины $(\mu H/c)$ для разных значений s и $\gamma^2 \approx 1$. Видно, что увеличение $|\alpha_{\phi}(H)|$ с ростом H сменяется убыванием при уменьшении s , т. е. при усилении рассеяния фононов на электронах. Сравнение с экспериментом показывает, что для образцов 1, 2 зависимости $Q^1(H)$ при $T > T_{\max}$ (рис. 4, кривые 1, 2) качественно соответствуют рассчитанным зависимостям $Q_{\phi}^1(H)$ для больших s (кривые 1, 2 на вставке), а зависимости $Q_{\phi}^1(H)$ при $T < T_{\max}$ (рис. 4, кривые 1', 2') соответствуют зависимостям $Q_{\phi}^1(H)$ для малых s (кривая 3 на вставке). При $T > T_{\max}$ фононы в основном рассеиваются на фононах ($\tau_{\phi} \sim \tau_{\phi\phi} > \tau_{\phi e}$), параметр s достаточно велик и термоэдс $|\alpha|$ должна расти с H . С уменьшением T возрастает частота фонон-электронных столкновений и $\tau_{\phi} \sim \tau_{\phi e} > \tau_{\phi\phi}$. Параметр s уменьшается, и продольный эффект НЭ должен стать отрицательным (переход от кривых 1, 2 к кривой 3 на вставке). Таким образом, можно думать, что смена знака $Q^1(T)$ у образцов 1, 2 в условиях увлечения электронов фононами в какой-то мере отражает смену преобладающего механизма рассеяния фононов. Смена знака Q^1 в n -Ge при увеличении n в области $T > 30$ К (рис. 4, кривые 2 и 6, 1 и 4) также соответствует уменьшению s .

Мы обсуждали случай $\gamma^2 \approx 1$, когда носители заряда рассеиваются как на фононах, так и на примесных центрах. Пусть теперь концентрация примеси столь велика, что в некотором интервале температур рассеяние электронов на примесях значительно преобладает над электрон-фононным рассеянием (большие γ^2). Тогда параметр s может стать достаточно малым и термоэдс $|\alpha_{\phi}(H)|$ должна убывать с ростом H [12]. Этот случай, возможно, реализуется у образцов 3–6 с $n \geq n_c$, у которых $Q^1(T) < 0$ вплоть до $T \approx 90$ К (рис. 3, 4). Необходимо, однако, подчеркнуть, что не следует придавать большого значения соответствию экспериментальных зависимостей $|\alpha(H)|$ при $T < T_{\max}$ рассчитанным в [12] кривым на основе уравнения Больцмана, так как при низких температурах $(\hbar/\tau) \geq \epsilon$.

Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемые особенности термомагнитных эффектов у образцов n -Ge в значительной мере обусловлены увлечением электронов фононами при $T > T_{\max}$ и насыщением эффекта увлечения при $T < T_{\max}$. Фонон-электронное рассеяние оказывается существенным в области сильного рассеяния электронов, что не позволяет сделать сколько-нибудь надежные количественные оценки. Положительный знак Q^1 при $T < T_c$ у образцов n -Ge с $n \leq n_c$ не соответствует обычному рассеянию на заряженных центрах при $(\hbar/\tau) < \epsilon$. По-видимому, положительный знак Q^1 при $T < T_c$ связан с проводимостью по примесям.

Л и т е р а т у р а

- [1] Баширов Р. И., Цидильковский И. М. — ЖТФ, 1956, т. 26, в. 10, с. 2195—2199.
- [2] Доманская Л. И. — Автореф. канд. дис. Свердловск, 1971.
- [3] Доманская Л. И., Омеляновский Э. М., Фистуль В. И., Цидильковский И. М. — ФТТ, 1963, т. 5, в. 10, с. 3046—3048.
- [4] Herring C., Geballe T. H., Kunzler J. E. — Phys. Rev., 1958, v. 3, N 1, p. 36—57.
- [5] Puri S. M., Geballe T. H. — Phys. Rev. Lett., 1962, v. 9, N 9, p. 378—381.
- [6] Puri S. M., Geballe T. H. — Semicond. a. Semimet., 1966, v. 1, p. 203—264.
- [7] Erdmann J. — Zs. Naturforsch., 1958, v. 13a, N 8, p. 650—662.
- [8] Лончаков А. Т., Цидильковский И. М., Матвеев Г. А. — ФТП, 1988, т. 22, в. 5, с. 839—843.
- [9] Цидильковский И. М. Термомагнитные эффекты в полупроводниках. М., 1960. 396 с.
- [10] Цидильковский И. М., Матвеев Г. А., Лончаков А. Т. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 515—524.
- [11] Zvyagin I. P. — Phys. St. Sol.(b), 1973, v. 58, N 2, p. 443—449.
- [12] Appel J. — Zs. Naturforsch., 1958, v. 13a, N 5, p. 386—402.