

ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОМ УВЛЕЧЕНИИ

Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л.

Найдены и проанализированы выражения для кинетических коэффициентов, определяющих термоэлектрические явления, при различной интенсивности электрон-фононного увлечения. Последняя регулируется концентрацией примесных центров, изменяющих, вообще говоря, концентрацию носителей тока.

В работе [1] исследовалось влияние электрон-фононного увлечения на процессы теплопроводности и, в частности, сформулированы критерии, при выполнении которых в явлениях теплопроводности электрон-фононное увлечение существенно. Оказалось, что его необходимо учитывать уже при концентрации дефектов $N \leq 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Поскольку, как известно (см., например, [2, 3]), электрон-фононное увлечение наиболее ярко проявляет себя в термоэлектрических явлениях, представляет интерес провести аналогичное [1] исследование кинетических коэффициентов в выражении для электрического тока

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E}' - \alpha_e \nabla T_e - \alpha_p \nabla T_p). \quad (1)$$

Здесь σ — электропроводность, α_e , α_p — электронный и фононный коэффициенты термоэдс, $\mathbf{E}' = \mathbf{E} - (T_e/e) \nabla (\mu/T_e)$, \mathbf{E} — электрическое поле, μ — химический потенциал, T_e , T_p — электронная и фононная температуры.

Отметим сразу, что в [1] зависимость коэффициентов теплопроводности от параметров увлечения $\delta \sim \nu_{pd}/\nu_{pe}$ и $\gamma \sim \nu_{ei}/\nu_{ep}$ (ν_{pd} , ν_{ed} — частоты фонон- и электрон-примесных, а ν_{pe} и ν_{ep} — частоты фонон-электронных и электрон-фононных соударений) изучалась при постоянной концентрации носителей. Однако ясно, что изменение δ и γ за счет изменения концентрации дефектов N может повлиять и на концентрацию носителей n . Последнее необходимо иметь в виду при изучении влияния электрон-фононного увлечения на кинетические коэффициенты.

Выражения для σ , α_e и α_p удобно представить в виде

$$\sigma = \sigma^0 + \sigma^d, \quad \alpha_e = \alpha_e^0 + \alpha_e^d, \quad \alpha_p = \alpha_p^d,$$

где индекс 0 отвечает отсутствию увлечения, а d — слагаемому, обусловленному увлечением.

Рассматривая для определенности ситуацию сильного фонон-фононного взаимодействия [4], когда $\nu_{pp} \gg \nu_{pe}$ (ν_{pp} — частота фонон-фононных столкновений), из решения кинетических уравнений для электронов и фононов, используя методы работы [1, 4], получаем зависимости σ , α_e и α_p от δ и γ . Для n -GaAs с $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T \sim 60 \text{ К}$ они приведены на рис. 1, 2, причем зависимость от δ относится к $\gamma = 0$, а от γ — к $\delta = 0$. Предположение о постоянстве концентрации носителей соответствует изменению N за счет либо нейтральных примесей, либо компенсированных.

Аналогично [1] естественно считать, что увлечение отсутствует, когда

$$\sigma^0 \gg \sigma^d, \quad \alpha_e^0 \gg \alpha_e^d, \quad \alpha_p. \quad (2)$$

Из рис. 1 видно, что увлечение относительно σ существенно при значениях γ и $\delta \leq 0.1$ (при $\gamma, \delta \rightarrow 0, \sigma^d \rightarrow \infty$ (ср. с [5])), что, согласно [1], соответствует концентрации дефектов $N \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Из рис. 2 следует, что при $\delta=0$ и любых $\gamma \alpha_p \gg \alpha_e^0$, т. е. подавить увлечение электрон-примесными столкновениями нельзя. Формально, как видно из рис. 2, увлечение подавляется фонон-примесными столкновениями при $\delta \geq 10^5$, что, однако, отвечает абсолютно нереальной концентрации примесей $N \geq 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (см. [1, 6]). Таким образом, при расчете термоэлектрического поля (или тока) учет увлечения всегда обязателен.

Учтем теперь влияние изменения концентрации электронов n на кинетические коэффициенты. Для удобства положим $N=N'+n$, где N' — концентрация нейтральных и компенсированных примесей, $n=N_d-N_a$, N_d — концентрация доноров, а N_a — акцепторов.

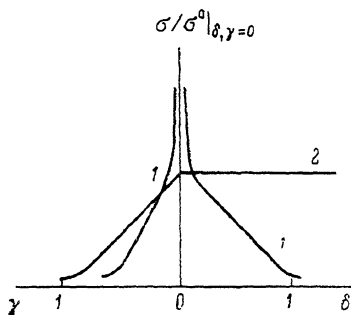


Рис. 1.
1 — α^d , 2 — σ^0 .

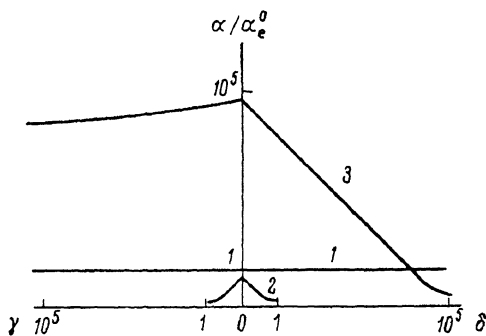


Рис. 2.
1 — α_e^0 , 2 — α_e^d , 3 — α_p .

Методом работы [1] легко получить ¹

$$\frac{\alpha_p}{\alpha_e^0} = \frac{5/2 + k}{k} \frac{x_{ep}}{x_e^0}. \quad (3)$$

Здесь x_e^0 — электронная теплопроводность в отсутствие увлечения, x_{ep} — коэффициент, определяющий вклад градиента фононной температуры T_p в электронный поток тепла [1], k — показатель в степенной зависимости v_{ep} от энергии электронов \mathcal{E} [4]. Поэтому ограничимся изучением влияния увлечения с учетом изменения концентрации n на x_e и x_{ep} . Используя метод, изложенный в [1], нетрудно получить выражения для x_e и x_{ep} :

$$x_{ep} = \frac{T_e}{L_{10}} \frac{-kJ_{10}}{\frac{J_{10}|A|}{I_{10}L_{10}} + 1}, \quad (4)$$

$$x_e = (5/2 + k) T_e J_{10}, \quad (5)$$

где $L_{10} = 45/2 (\hbar s/T_p)^3 I_{10}$, s — скорость звука, а величины J_{10} , I_{10} и A определены в [4]. Подставляя выражения J_{10} , I_{10} , L_{10} , A в (4) и (5), для отношения x_{ep}/x_e находим

$$\frac{x_{ep}}{x_e} = \frac{-k}{5/2 + k} \left(\frac{T_p}{\hbar s}\right)^3 \frac{1}{c\delta + \frac{\gamma + 1}{n}}, \quad c = \frac{9\pi}{32}. \quad (6)$$

Учитывая то, что $\delta \sim v_{pd}/v_{pe} \sim N/n$ [6], а $\gamma \sim v_{ed}/v_{ep} \sim N\Lambda$ [7], ²

$$\Lambda = \ln(1 + \xi^2) - \frac{\xi^2}{1 + \xi^2}, \quad \xi = \frac{2T_e}{\hbar e} \left(\frac{m\epsilon}{2\pi n}\right)^{1/2},$$

¹ Результаты работы [1] отвечают $n = \text{const}$, а γ и δ изменяются за счет N' .

² При оценках мы считаем все примеси заряженными.

где e — заряд, m — эффективная масса электронов, ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, окончательно получаем зависимости χ_{ep} , χ_e и χ_{ep}/χ_e от n . Напомним [1], что при γ и $\delta \ll 1$ увлечение максимально, а χ_e , χ_{ep} , χ_{ep}/χ_e от γ , δ перестают зависеть [см., например, (6)]. Используя [7], для параметра γ находим, что если $N' \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то $\gamma > 1$ при $N = N' + n \sim 10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, если же $N' > 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то условие $\gamma > 1$ сводится к $n < N'$. Таким образом, эти два условия характеризуют области концентрации n , где существенно влияние электрон-примесного взаимодействия на χ_{ep} и χ_e . Что же касается параметра δ , то при $n \leq N' \delta \sim N'/n \geq 1$. Если же $n \geq N'$, то (так как $N/n \sim 1$) $\delta \sim T T_e^{-k}$ и при $T_e \sim T_p \sim 60 \text{ K}$ $\delta \approx 1$. Таким образом, интервал изменения δ ограничен снизу.

На рис. 3 приведены зависимости χ_{ep} , χ_e , χ_{ep}/χ_e от n при $N' \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (кривые 1—3) и $N' \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривые 4—6). Для $\chi_{ep}(n)$ и $\chi_e(n)$ аналогично [1] на графиках приведено отношение этих величин к χ_e , вычисленной при полном увлечении и $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Из рис. 3 видно, что в отличие от χ_e , которая монотонно воз-

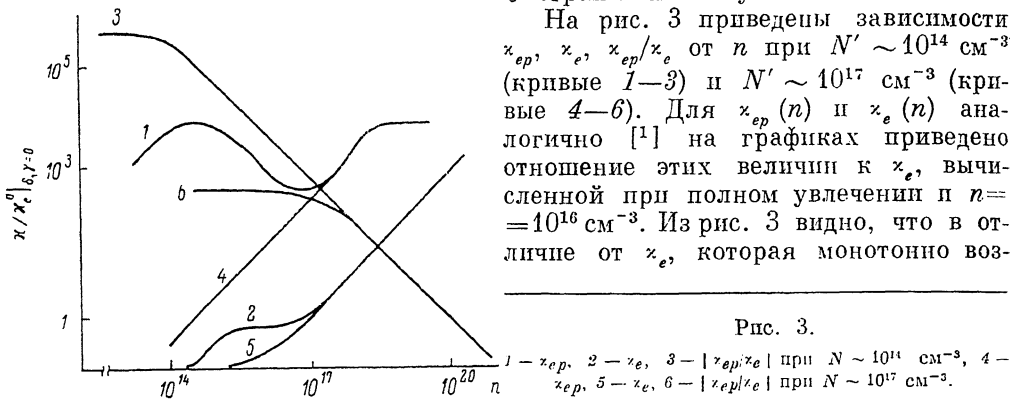


Рис. 3.

1 — χ_{ep} , 2 — χ_e , 3 — $|\chi_{ep}/\chi_e|$ при $N \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 4 — χ_{ep} , 5 — χ_e , 6 — $|\chi_{ep}/\chi_e|$ при $N \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

растает с ростом n , функция χ_{ep} может быть немонотонной (если $N < 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Тогда, считая $N' \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1), при $n \ll N'$ χ_{ep} линейно растет с n , так как $\gamma \ll 1$, а $\delta \geq 1$, причем $\nu_{pe} \sim n$, и зависимостью ν_{pd} от n в интервале $n \ll N'$ можно пренебречь. В интервале $n \sim 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($n > N'$, δ от n не зависит) χ_{ep} снижается за счет увеличения частоты электрон-примесных соударений (γ возрастает), так как с ростом n растет число центров рассеяния N_d . При $n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в связи с дебаевским экранированием ν_{ed} убывает, как $1/n^2$, и χ_{ep} выходит на насыщение ($\gamma \ll 1$).

Зависимость χ_{ep} от n при $N' \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривая 4) — монотонно растущая функция, причем при $n < N'$ этот рост обусловлен увеличением ν_{pe} , а при $n > N'$ — дебаевским экранированием примесей.

Электронная теплопроводность χ_e в отличие от χ_{ep} линейно растет с n , за исключением области, где существенно электрон-примесное взаимодействие (в этой области рост замедляется).

Из рис. 3 и выражения (6) также видно, что отношение χ_{ep}/χ_e зависит от n в области $n \geq N'$ ($\chi_{ep}/\chi_e \sim 1/n$) и насыщается при $n \ll N'$.

Следует отметить, что, поскольку α_e не зависит от n [см. (3)], кривые 3 и 6 характеризуют зависимость α_p от концентрации носителей. Физически обратная зависимость α_p от n при $n \geq N'$ объясняется тем, что в этой области отношение частот ν_{pd}/ν_{pe} не зависит от n и с ростом n величина импульса, получаемая одним электроном от фононов, уменьшается.

В заключение хотелось бы отметить следующее. Из проведенного выше анализа вытекает, что восстанавливаемые обычно из экспериментов электронная теплопроводность и коэффициент термоэдс отвечают, по-видимому, не χ_e и α_e , а χ_{ep} и α_p . Таким образом, величины электрического тока и теплового потока в электронной подсистеме связаны в действительности не с перепадом температуры электронов T_e , как считалось ранее, а с перепадом температуры фононов T_p . Лишь при концентрации носителей $n \geq 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (т. е. близкой к металлической) явления термоэлектричества естественно связывать с градиентом электронной температуры T_e .

Список литературы

- [1] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 572—574.
- [2] Цидильковский И. М. Термомагнитные явления в полупроводниках. М., 1960. 396 с.
- [3] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 7. С. 281—283.
- [4] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 287 с.
- [5] Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 9. С. 1780—1786.
- [6] Могилевский Б. Н., Чудновский А. Ф. Теплопроводность полупроводников. М., 1972. 526 с.
- [7] Гайтмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 351 с.

Харьковский
государственный университет
им. А. М. Горького

Получена 28.04.1989
Принята к печати 19.05.1989