

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДЕФОРМИРОВАННОМ n -Ge

В. С. Львов и Т. В. Смирнова

В работе Драббла и Гровса [1] изучалось влияние одноосного давления на термоэдс в n -Ge в области температур ($\sim 80^\circ \text{K}$), где заметную роль играет эффект фононного увлечения. Известно [2, 5], что в магнитном поле вклад фононного увлечения в термоэдс значительно увеличивается, поэтому представляет интерес изучение влияния деформации на термомагнитные эффекты. В работе [3] рассматривались тензотермомагнитные эффекты в невырожденном n -Ge для произвольного (неквантующего) магнитного поля с учетом фононного увлечения.

В настоящей работе исследовалось влияние одноосной деформации на термоэдс в магнитном поле α (H) и на поперечный эффект Нернста

На рис. 1 представлены результаты измерений $\alpha_H(T)$ в магнитном поле $H=9660$ э при $P=90, 290, 450$ кг/см² (кривые 2, 3, 4 соответственно). Экспериментальные точки $\alpha_H(T)$ при $P=0$ (сплошные кружки) ложатся на теоретическую кривую 1, рассчитанную по формуле (III, 16а). Зависимость α от давления линейная. Теоретическая кривая, описываю-

щая влияние магнитного поля на тензотермоэдс $\frac{\delta\alpha(H)}{\alpha(H)} \frac{\alpha(0)}{\delta\alpha(0)}$, рассчитанная по формуле (III, 16в) для $T=95^\circ\text{K}$, приведена на рис. 2. Для сравнения с теорией на этой кривой нанесена экспериментальная точка. Для рас-

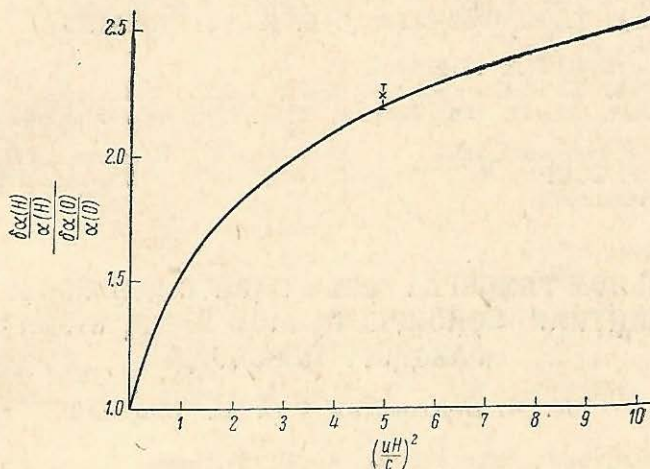


Рис. 2. Зависимость $\frac{\delta\alpha(H)}{\alpha(H)} \frac{\alpha(0)}{\delta\alpha(0)}$ от $\left(\frac{uH}{c}\right)^2$.

чета этой точки экспериментальные значения $\frac{\delta\alpha(H)}{\alpha(H)}$ и $\frac{\delta\alpha(0)}{\alpha(0)}$ находились из наклона прямых $\frac{\delta\alpha}{\alpha} = f(P)$. Величины $\delta\alpha$ и α , использованные для построения этих прямых, взяты из кривых 1—4 (рис. 1) при $T=95^\circ\text{K}$ и соответствующих кривых для $H=0$. Из рисунка видно, что экспериментальная точка в пределах ошибки совпадает с расчетом.

Нами был измерен также поперечный эффект Нернста $\frac{\tilde{E}_{[H,T]}}{VT}$ в зависимости от температуры для $H=9660$ э при $P=0, 90, 290, 450$ кг/см². Соответствующие экспериментальные кривые (6, 7, 8, 9) и теоретическая (5) при $P=0$, рассчитанные по (III, 16е), приведены на рис. 1.

Наблюдаемое расхождение теории (кривая 5) и эксперимента (кривая 6) связано с рассеянием на ионах примеси, уменьшающее подвижность наших образцов на 20% [4]. С ростом температуры доля примесного рассеяния уменьшается и экспериментальные точки ложатся ближе к теоретической кривой. В связи с трудностью расчета термомагнитных эффектов при смешанном механизме рассеяния в произвольном магнитном поле количественное сравнение теории с экспериментом для $\frac{\delta E_{[H,T]}}{E_{[H,T]}}$ мы не приводим.

Таким образом, три эксперимента — тензотермоэдс $\frac{\delta\alpha(0)}{\alpha(0)}$ при $H=0$, зависимость $\alpha(H)$ в произвольном магнитном поле при $P=0$ и ее изменение с давлением — приводят к одному и тому же значению параметра

$\tilde{E}_{[HVT]}^1$. Измерения проводились на образцах с концентрацией носителей $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, вырезанных ($\nabla T, \mathbf{P} \parallel [111], \mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$) из того же монокристалла, что и образцы работы [4]. Для расчета теоретических кривых $\alpha(\mathbf{H}), \tilde{E}_{[HVT]}(\mathbf{H}), \frac{\delta\alpha(\mathbf{H})}{\alpha(\mathbf{H})}$ и $\frac{\delta\tilde{E}_{[HVT]}}{E_{[HVT]}}$ (δ означает приращение эффекта под давлением) необходимо знать величины $K = \frac{m_{\parallel} \tau_{\perp}}{m_{\perp} \tau_{\parallel}}, M = \frac{\Pi_{\phi, \parallel}}{\Pi_{\phi, \perp}}$ и $\Pi_{\phi, \perp}$. В соответствии с результатами работы [4] мы считаем, что $K = 14$ и от

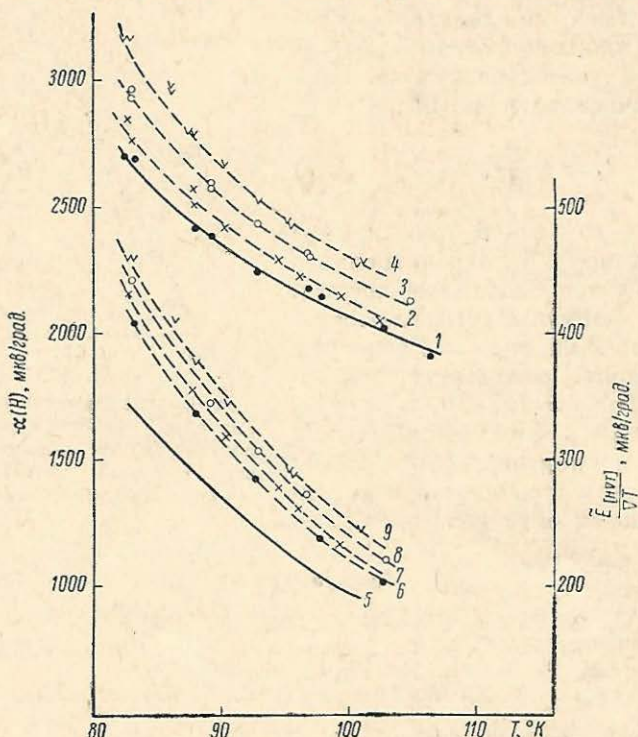


Рис. 1. Температурная зависимость тензотермомангнитных эффектов при $H = 9660$ э.

Штриховые линии — экспериментальные зависимости, сплошные — теоретические.
1, 2, 3 и 4 — термоэдс при $P = 0, 90, 290$ и 450 кг/см^2 соответственно; 5, 6; 7, 8 и 9 — поперечный эффект Нернста для тех же давлений.

энергии не зависит. Зависимостью фоновых коэффициентов Пельтье $\Pi_{\phi, \perp, \parallel}$ от энергии [2] пренебрегаем. Используя результаты измерения термоэдс α и удельного сопротивления ρ под давлением при $H = 0$ и выражение [1, 3]

$$\frac{\delta\alpha(0)}{\alpha(0)} = \frac{\delta\rho(0)}{\rho(0)} \left\{ \frac{3K(M-1)}{(K-1)(2K+M)} \frac{\alpha_{\phi}}{\alpha} - \frac{k}{e\alpha} \right\}, \quad (1)$$

мы получили величину анизотропии $M = \frac{\Pi_{\phi, \parallel}}{\Pi_{\phi, \perp}} = 9.7 \pm 0.7$ в области температур $80 \div 110^\circ \text{K}$, совпадающую с результатами [1, 2]. Абсолютное значение коэффициентов $\Pi_{\phi, \perp}(T)$ мы определили из измерения α_{ϕ} при $\mathbf{H} = 0, \mathbf{P} = 0$, согласно выражению [2, 3]

$$\alpha_{\phi} = - \frac{\Pi_{\phi, \perp}}{T} \frac{2K+M}{2K+1}. \quad (2)$$

¹ Обозначения здесь те же, что и в работе [3]. Ссылки на формулы из этой работы будем сопровождать цифрой III.

$M = \frac{\Pi_{\phi. \parallel}}{\Pi_{\phi. \perp}} = 9.7$, не зависящему от энергии. Следовательно, тензотермомангнитные эффекты хорошо описываются теорией, развитой в [3], учитывающей только эффект перераспределения электронов между долинами при деформации.

Изучение термомагнитных эффектов под давлением является новым независимым методом исследования эффекта фононного увлечения в полупроводниках.

Авторы признательны И. В. Мочан и Г. Е. Пикусу за обсуждение результатов работы.

Литература

- [1] J. R. Drabble, R. D. Groves. *J. Phys. Chem. Sol.*, 12, 285, 1960.
- [2] C. Herring, T. H. Geballe, J. E. Kinzler. *Bell Syst. Techn. J.*, 38, 657, 1959.
- [3] В. С. Львов. *ФТТ*, 8, 1351, 1966.
- [4] В. С. Львов, Т. В. Смирнова. *ФТТ*, 8, 1365, 1966.
- [5] И. В. Мочан, Ю. Н. Образцов, Т. В. Крылова. *ЖТФ*, 27, 242, 1957.

Институт полупроводников
АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
3 ноября 1965 г.