

# Электрон-фононные процессы в полупроводниках при низких температурах

© С.А. Алиев

Институт физики Национальной академии наук Азербайджана,  
Az-1143 Баку, Азербайджан

(Получена 9 апреля 2013 г. Принята к печати 6 июня 2013 г.)

Проанализированы результаты совместного исследования теплопроводности и термоэдс в полупроводниках: HeSe, HgTe, InP, GaAs, Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te и Ag<sub>2</sub>S, в которых при низких температурах  $T$  был обнаружен эффект увлечения электронов фононами. Получено, что в зависимостях  $K_{ph} \propto T^{-x}$ ,  $x = 1-3$ . Установлено, что заниженные значения  $x$  обусловлены рассеянием фононов на определенных дефектах. Также обнаружено, что во всех исследованных кристаллах, кроме Ag<sub>2</sub>S, максимумы  $K_{ph}(T)$  и  $\alpha_{ph}(T)$  совпадают. Впервые обнаружено, что в Ag<sub>2</sub>S наблюдается сильный эффект  $\alpha_{ph} \propto T^{-3}$ , максимум  $\alpha_{ph}$  происходит при  $T = 16$  К, а максимум  $K_{ph}$  при 27 К. Установлено, что полученные результаты находятся в согласии с теорией Каллавея и Герринга. Впервые рассмотрено влияние магнитного поля на термоэдс увлечения  $\alpha_{ph}(T)$  в  $n$ -Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, в котором обнаружен большой эффект  $\alpha_{ph} \propto T^{-3}$  и сильное влияние на него магнитного поля. Результаты сопоставлены с теорией Аскерова. Определен параметр силы  $A_{ph}(\epsilon)$  эффекта увлечения и его зависимость от магнитного поля.

## 1. Введение

Как известно, в полупроводниках в зависимости от природы кристаллической и зонной структур, степени вырождения зарядов и других факторов тепло может переноситься как фононами, так и носителями заряда. Эти вопросы давно исследуются, и каждое исследование вносит новизну в данное направление. Основа теории теплопроводности твердого тела заложена Дебаем, согласно которой теплосоппротивление обуславливается фонон-фононными взаимодействиями, при которых общая энергия и квазиимпульс остаются неизменными, получившими название нормальные  $N$ -процессы, а также процессы, при которых общая энергия остается неизменной, а квазиимпульс изменяется — процессы переброса ( $U$ -процессы). Вероятность процессов переброса с понижением температуры  $T$  ( $T \leq T_D$ ) должна падать. Данный вопрос был развит Пайерлсом [1], предположившим, что в идеальном кристалле с понижением  $T$  коэффициент теплопроводности  $K_{ph}(T)$  должен возрастать экспоненциально, до тех пор пока длина свободного пробега фонона не достигнет минимального размера в измеряемом образце, при котором  $K_{ph}(T)$  должна проходить через максимум и уменьшаться по закону  $K_{ph} \propto T^3$  — за счет уменьшения теплоемкости  $C \propto T^3$ . Однако реальные кристаллы всегда содержат точечные дефекты: примеси, изотопы, дислокации, границы зерен и другие дефекты, процессы рассеяния на которых ограничивают теплопроводность гораздо сильнее, чем процессы переброса. Поэтому при рассмотрении вопроса о теплопроводности твердого тела необходимо учесть влияние всех дефектов на рассеяние фононов, оценивая их вклады в зависимости от температуры и степени совершенства кристалла. Этот вопрос теоретически рассмотрен Каллавеем [2]. Он показал, что температурная зависимость  $K_{ph}(T)$  в реальных кристаллах,

содержащих перечисленные дефекты, подчиняется иной закономерности, в частности указал на невозможность экспоненциальной зависимости.

Одним из важных вопросов электрон-фононных процессов является эффект увлечения электронов фононами. Этот эффект был предсказан Гуревичем [3]. Данное явление объясняется тем, что теплопроводность кристаллической решетки описывается направленным потоком фононов от более нагретой части кристалла к менее нагретой. Если в кристалле имеются свободные носители заряда, то фононы, переносящие тепло, могут увлечь их за собой и создать дополнительную термоэдс, которую принято называть термоэдс увлечения или фононной термоэдс  $\alpha_{ph}$ . Следует напомнить, что после предсказания Гуревичем эффекта увлечения были публикации о том, что данный эффект очень слабый, и поэтому считалось, что заниматься этим эффектом не перспективно. После экспериментального обнаружения эффекта увлечения в Ge и Si Херринг [4], обратив внимание на дискуссию, внес существенное изменение в зависимость  $\alpha_{ph}(T)$ . Он показал, что волновой вектор фонона  $q$  должен удовлетворять неравенству  $q < 2k$ , где  $k$  — волновой вектор электрона. Следовательно, длина волны таких фононов должна быть одного порядка или больше, чем электронов. Он также показал, что время релаксации для таких фононов на несколько порядков больше, чем среднее время релаксации фононов [4,5]. Согласно Херрингу [4],  $\alpha_{ph}$  должна изменяться как

$$\alpha_{ph} = (k/e)(m^x V_0/kT)(t_{ph}/t_e), \quad (1)$$

где  $m^x$  — эффективная масса носителей заряда,  $V_0$  — групповая скорость длинноволновых фононов, взаимодействующих с носителями заряда, обусловленная только этим процессом взаимодействия;  $t_{ph}$  — полное время релаксации длинноволнового спектра кристалла, а  $t_e$  — носителями заряда. Из формулы следует, что

† E-mail: sabiraliev@hotmail.com

наиболее благоприятные условия для проявления эффекта создаются в кристаллах с большим  $t_{ph}$ , но не при слишком малой эффективной массе носителей заряда. При этом температурный ход определяется температурной зависимостью отношения  $t_{ph}/t_e$ . Так как  $\alpha_{ph}$  зависит от симметрии кристалла, общая зависимость  $t_{ph}$  в области начала эффекта не имеет универсального вида. Для определения  $\alpha_{ph}(T)$  следует принять  $t_e \propto T^{3/2}$ , как это должно быть при рассеянии носителей заряда на акустических колебаниях решетки. Остальные величины, входящие в формулу, слабо зависят от  $T$ . Согласно таким рассуждениям, для кубических кристаллов  $\alpha_{ph}$  должна зависеть от  $T$ , как  $\alpha_{ph} \propto T^{-3/2}$ , а для кристаллов тригональной симметрии  $\alpha_{ph} \propto T^{-3}$ . Более подробная информация об  $\alpha_{ph}$  изложена в работе [5]. Практически такие условия удовлетворяются при температурах  $T < T_D$ . Примерно такая же температурная зависимость выполняется для термоэдс увлечения. С понижением  $T$   $\alpha_{ph}$  возрастает до граничного рассеяния фононов, затем сильно убывает из-за возрастания времени релаксации носителей заряда, взаимодействующих с длинноволновой частью колебательного спектра, где нарушается указанное условие.

Следует подчеркнуть, что в процессе увлечения активную роль играет лишь длинноволновая часть фононного спектра, характеризующаяся сравнительно большой длиной свободного пробега, тогда как в теплопроводности принимает участие весь фононный спектр. Поэтому средняя длина свободного пробега фононов  $l_{ph}$ , обуславливающая решеточную теплопроводность, оказывается значительно меньше, чем термоэдс  $\alpha_{ph}$ . Это означает, что теплопроводность кристалла  $K_{ph}$  должна достичь максимума при более высоких температурах, чем  $\alpha_{ph}$ .

## 2.1. Обсуждение экспериментальных результатов по термоэдс и теплопроводности

Несмотря на такие упрощенные представления об эффекте увлечения, число полупроводников, в которых он был обнаружен, ограничен. Кроме Ge и Si, он был обнаружен в Te [6], InSb [7], HgSe [8], InP, GaAs. Во всех этих работах внимание уделялось факту обнаружения  $\alpha_{ph}$ , ее температурной зависимости  $\alpha_{ph} \propto T^{-x}$ , а также связи ее с фононной теплопроводностью. Однако в последние годы эти вопросы привлекли наше внимание и был получен ряд новых результатов при исследовании твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и  $Ag_2S$ . Впервые было рассмотрено влияние магнитного поля на термоэдс увлечения  $\alpha_{ph}(H)$  и на продольный термомагнитный эффект Нернста–Этингаузена (НЭ),  $\Delta\alpha_{ph}(H)$ , а также был обнаружен сильный эффект увлечения в  $Ag_2S$  и сдвиг температуры максимума  $T_m$  в сторону низких температур по отношению к максимуму  $K_{ph}$ . Поэтому в данной работе будут проанализированы детали перечисленных вопросов. Поскольку положение максимумов

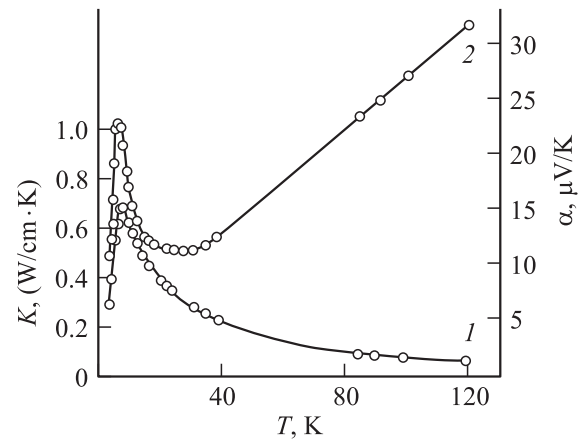


Рис. 1. Температурные зависимости  $K_{ph}$  и  $\alpha_{ph}$  в HgTe.

непосредственно зависит и от размеров исследуемого образца, измерение  $\alpha$  и  $K$  необходимо проводить на одном и том же образце и при одном монтаже. Такая задача впервые была поставлена при измерении монокристалла HgSe [6]. Измерение проводилось на двух образцах в интервале 2–300 К. Фононная составляющая теплопроводности определялась под давлением электронной части в эффективно сильном магнитном поле. Было получено, что в области 20–100 К в образце с меньшей концентрацией электронов зависимость  $K_{ph}(T)$  изменяется как  $K_{ph} \propto T^{-3/2}$ , а в образце с высокой концентрацией электронов как  $K_{ph} \propto T^{-1/2}$ . Максимум  $K_{ph}$  находился при  $T \approx 6$  К. Начиная с 20 К был обнаружен эффект увлечения  $\alpha_{ph}$ , причем максимумы  $K_{ph}$  и  $\alpha_{ph}$  оказались при одной и той же температуре. На первый взгляд, это противоречило предсказанию теории, но это было объяснено наличием различного рода дефектов, приводящих к рассеянию фононов. Для выяснения данного вопроса подобные исследования были проведены в монокристаллах HgTe (рис. 1), InP, GaAs,  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , обладающих кристаллической структурой цинковой обманки. Как видно и в HgTe, начиная с 40 К на  $\alpha(T)$  проявляется эффект увлечения и максимумы  $K_{ph}$  и  $\alpha_{ph}$  совпадают.

Фосфид индия был выбран как монокристалл с малым атомным весом, обладающий высокой теплопроводностью, превосходящей теплопроводность HgSe почти в 25 раз. Он обладает и физическими параметрами, влияющими на теплопроводность, такими как большое отношение атомных весов In и P, малое значение изотопического фактора рассеяния и сравнительно большая ионная связь в решетке. Физические свойства InP при низких  $T$  не были исследованы. Наши исследования показали, что в области 35–200 К зависимость для первого образца имеет вид  $K_{ph} \propto T^{-3/2}$ , а для второго  $K_{ph} \propto T^{-1/3}$ . На кривых  $\alpha(T)$ , начиная с  $T = 100$  К, проявляется эффект увлечения, причем максимумы  $\alpha(T)$ , так же как в HgSe и HgTe, совпадают с максимумами  $K_{ph}(T)$ .

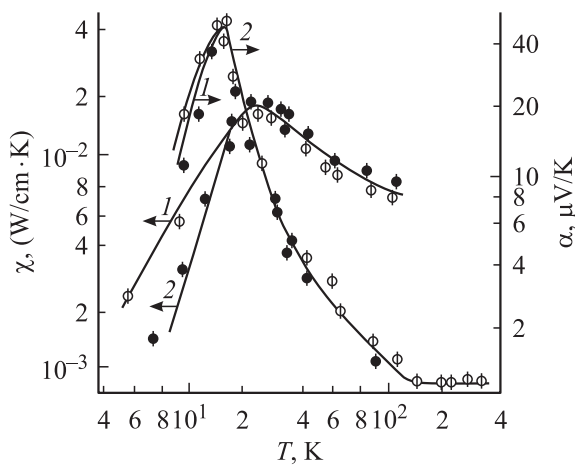


Рис. 2. Температурные зависимости  $K_{ph}$  и  $\alpha_{ph}$  в  $Ag_2S$ .

Арсенид галлия по тепловым и электрическим свойствам очень схож с InP: в области высокой температуры в них близки коэффициенты теплопроводности. Эффективные массы при  $T = 300$  К для InP  $m^x/m_0 = 0.07$ , а для GaAs  $m^x/m_0 = 0.072$ . Получено, что в области 35–200 К температурная зависимость  $K_{ph}$  изменяется как  $K_{ph} \propto T^{-3/2}$ , максимум проходит при  $T = 8 \pm 1$  К. На температурной зависимости  $\alpha_{ph}$  для GaAs эффект увлечения проявляется начиная с 200 К. Максимум  $\alpha_{ph}(T)$  находится при той же температуре, что и максимум  $K_{ph}(T)$ .

Твердый раствор  $Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te$ . Исследованы  $K$  и  $\alpha$  крупноблочного образца, полученного методом Бриджмена и подверженного длительному отжигу при насыщенных парах ртути. Образец обладал подвижностью  $U = 280\,000$   $cm^2/V \cdot s$  и концентрацией электронов  $n = 7 \cdot 10^{17}$   $cm^{-3}$  при гелиевых температурах. Теплопроводность была исследована в интервале 5–100 К, термоэдс 5–300 К. Оказалось, что в твердом растворе  $Cd_{0.1}Hg_{0.9}Te$ , в отличие от HgSe, InP и GaAs, на температурной зависимости эффект увлечения  $\alpha(T)$  не проявляется, и термоэдс полностью обусловлена ее диффузионной составляющей. Температурная зависимость соответствует закону  $K_{ph} \propto T^{-1}$ . Полагаем, что отсутствие эффекта увлечения  $\alpha_{ph}$  связано с высокой концентрацией электронов.

Наиболее интересные результаты были получены при совместном измерении коэффициентов теплопроводности и термоэдс  $Ag_2S$  при температурах 5–300 К. Обнаружен очень сильный эффект увлечения (рис. 2). Впервые выявлено, что в  $Ag_2S$ , начиная с  $T = 100$  К, с уменьшением  $T$   $\alpha_{ph}$  сильно возрастает по закону  $\alpha_{ph} \propto T^{-3.5}$ , проходит через максимум при 16–18 К. Сопоставление результатов фоновой теплопроводности  $K_{ph}(T)$  и фоновой термоэдс  $\alpha_{ph}(T)$  впервые показало, что максимум  $\alpha_{ph}(T)$  находится ниже максимума теплопроводности  $K_{ph}$ . Это являлось подтверждением теории Каллоуэя. В то же время оказалось, что значение

показателя  $r$  в зависимости  $\alpha_{ph} \propto T^{-r}$  достигает 3, что полностью подтверждает теорию Херринга. Эти данные позволяют заключить, что в  $Ag_2S$  большая эффективная масса носителей заряда и большое значение  $\tau_{ph}$  создали условие для сильного эффекта увлечения, что и явилось подтверждением теории Херринга о том, что в кристаллах с кубической решеткой  $\alpha_{ph} \propto T^{-3.5}$ , а в кристаллах с тригональной структурой  $\alpha_{ph} \propto T^{-3}$ .

## 2.2. Влияние магнитного поля на эффект увлечения

Влияние магнитного поля на эффект увлечения  $\alpha_{ph}(H)$  — термомагнитный эффект — теоретически рассмотрено Аскеровым [15–18], откуда следует, что по данным  $\alpha(H)$  можно получить много информации об электрон-фононном взаимодействии. Естественно, что такие исследования необходимо проводить в узкощелевых и бесщелевых полупроводниках, в которых электроны обладают высокой подвижностью, низкой концентрацией, и чтобы в них доля  $\alpha_{ph}$  была на много больше ее диффузионной части  $\alpha_d$ . Конечно, при этом должны выполняться условия эффекта увлечения и классического сильного поля ( $\gamma = UH/C \gg 1$ ). Известно, что все эти условия выполняются в системах  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , тем более что эффект увлечения в них наблюдался [12–14], и для этих исследований был выбран состав  $Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te$ , находящийся в полупроводниковом состоянии ( $x > 0.16$ ), обладающий низкой концентрацией  $n = 3.7 \cdot 10^{14}$   $cm^{-3}$  и высокой подвижностью  $U = 14\,000$   $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$  (при 4.2 К).

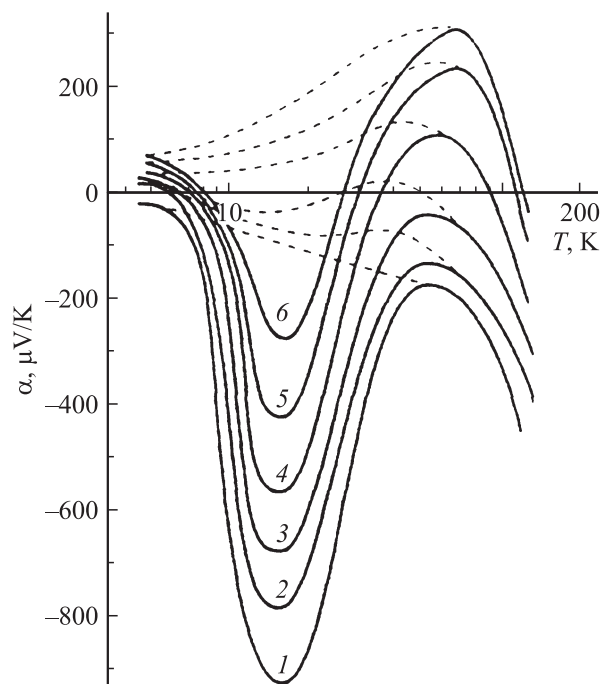


Рис. 3. Зависимость общей термоэдс  $Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te$  при различных значениях  $H$ , кЭ: 1 — 0.2; 2, 3 — 2.6; 4, 5, 6 — 12.

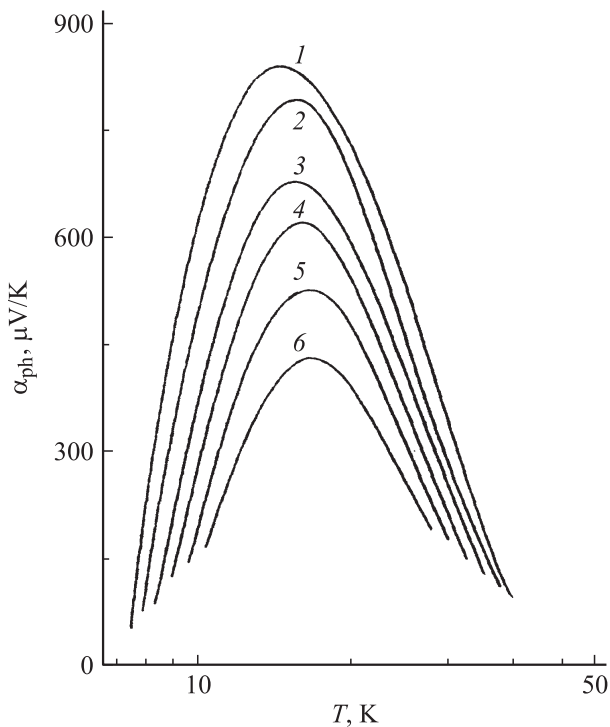


Рис. 4. Температурная зависимость  $\alpha_{ph}(T, H)$  при различных значениях  $H$ : 1 — 0,2, 2, 3 — 2,6, 4, 5, 6 — 12 кЭ.

Эксперименты показали (рис. 3), что общая термоэдс в интервале 100–5 К имеет отрицательный знак, с понижением  $T$  ( $T \leq 60$  К) наблюдается экстремум, характерный для эффекта увлечения. В магнитном поле характер кривых  $\alpha(H, T)$  качественно не меняется, но его величина значительно уменьшается, появляются две области с положительным знаком проводимости магнитотермоэдс (при  $T \leq 8$  К и  $30 \leq T \leq 100$  К). В области магнитных полей  $1.5 \leq H \leq 4$  кЭ наблюдается одна точка инверсии  $\alpha(H, T)$  при  $H \leq 8$  кЭ, которая с возрастанием  $H$  смещается в область высоких  $T$ , а в высокотемпературной области ( $30 < T \leq 100$  К) точка смены знака  $\alpha(H, T)$  смещается ( $H \geq 4$  кЭ) в область низких температур (рис. 4).

Представленные данные  $\alpha(H, T)$  указывают на участие в проводимости и тяжелых дырок, поскольку под действием магнитного поля значительно уменьшается диффузионная термоэдс (ввиду высокой подвижности электронов), поэтому термоэдс, обусловленная увлечением электронов фононами, проявляется четче.

С целью выделения численных значений изменения фоновой термоэдс в магнитном поле необходимо выделить все ее составляющие. Для этого необходимо вычислить диффузионную  $\alpha_d$  и фоновую  $\alpha_{ph}$  доли при  $H = 0$  и в магнитном поле по методике, описанной в [10–12], а парциальная термоэдс в произвольном магнитном поле  $H$  рассчитывается как

$$\alpha(H) = \alpha_d \pm \Delta\alpha(H) = \alpha_d \pm v^2/(1 + v^2)\Delta\alpha(H). \quad (2)$$

Для этого были определены концентрации ( $n, p$ ) и подвижности ( $U_n, U_p$ ).

Результаты расчета температурной зависимости  $\alpha_d(H)$  представлены на рис. 3 пунктирными линиями. Из этих данных можно заключить, что максимум  $\alpha_w(H, T)$  в интервале  $40 \leq T \leq 90$  К обусловлен диффузионными составляющими электронов и дырок. На рис. 4 представлены фоновые составляющие части термоэдс при различных значениях магнитного поля. Видно, что с возрастанием  $H$  (до 12 кЭ)  $\alpha_{ph}(H)$  при температурах максимума уменьшается почти в 2 раза, положение максимума на температурной шкале слегка смещается в область высоких  $T$ , начало проявления и исчезновения эффекта увлечения смещается в сторону низких температур, а начало исчезновения эффекта — в сторону высоких  $T$ , при этом происходит и уменьшение интервала проявления эффекта. Рассмотрены температурные зависимости продольного эффекта НЭ при различных значениях  $H$ ,  $\Delta\alpha(T, H)$  (рис. 5). Как видно, здесь проявляются два экстремума: это максимум в области  $T \approx 10$ –12 К и при  $\sim 70$  К. Сопоставление этих кривых с расчетными  $\Delta\alpha(T, H)$  позволило заключить, что первый максимум обусловлен эффектом увлечения  $\Delta\alpha_{ph}(T, H)$ , а второй — более высокотемпературной диффузионной термоэдс  $\Delta\alpha_d(H, T)$ . Эти данные подтверждают теорию термомагнитных эффектов для  $\alpha_{ph}(H)$ , согласно которой изменение продольного эффекта НЭ в магнитном поле для классического закона дисперсии качественно ничем не отличается от  $\Delta\alpha_d(H)$  — диффузионной. Основная цель данного раздела — рассмотреть влияние магнитного поля на термоэдс увлечения в узкощелевом полупроводнике с кейновским законом дисперсии для вырожденного электронного газа.

Согласно теории эффекта фононного увлечения, в полупроводниках с указанными условиями [16,19] вво-

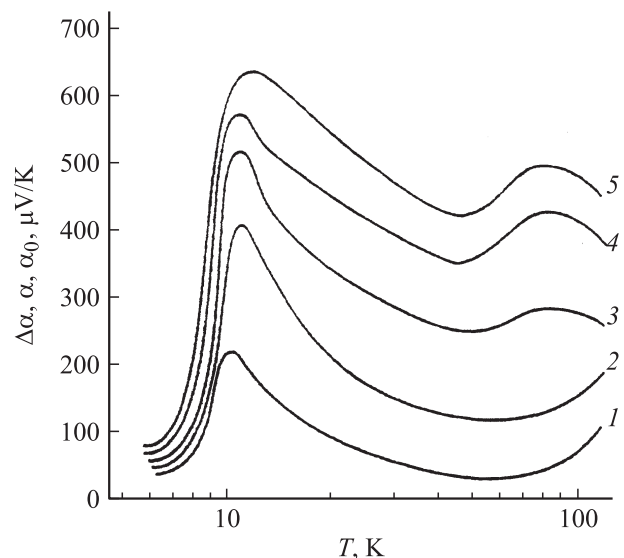


Рис. 5. Зависимость  $\Delta\alpha_w(T, H)$  от  $T$  при различных значениях  $H$ .

дится очень важный параметр  $A(T, e)$  — сила эффекта увлечения. Для вычисления  $\alpha_{ph}(T, H)$  необходимо знать явный вид  $A(T, e)$ . Из общего выражения  $\alpha_{ph}(T, H)$  следует, что если электроны проводимости полностью вырождены, то  $\alpha_{ph}$  отлична от нуля и независимо от наличия магнитного поля равна

$$\alpha_{ph}(T) = A_{ph}(T, \xi), \quad (3)$$

где  $\xi$  — граница Ферми. Из (3) следует, что термоэдс увлечения  $\alpha_{ph}$  отлична от нуля, даже если учесть температурное размытие границы Ферми. Как видно по экспериментальным значениям  $\alpha_{ph}(T)$  при низких  $T$ , по формуле (3) можно вычислить важный параметр  $A_{ph}(T, \xi)$ , определяющий статическую силу электронного увлечения. При более низких температурах, где основную роль играет рассеяние фононов на границе образца,  $A_{ph}(\xi)$  не зависит от  $T$  и  $\alpha_{ph}$  достигает максимального значения, как и теплопроводность. Далее с понижением  $T$  (при очень низких  $T$ ), когда выполняется условие  $k_0T \ll \hbar\omega_0$ , число фононов  $N^0q \propto \exp(-\frac{\hbar\omega_0}{kT})$  и сила увлечения, а следовательно, и  $\alpha_{ph}$  стремятся к нулю при  $T \rightarrow 0$ . Из общего выражения для  $\alpha_{ph}(H)$  следует, что в области классически сильных магнитных полей  $\alpha_{ph}(H)$ , так же как и диффузионная термоэдс, не зависит от механизма рассеяния электронов, но сильно зависит от  $T$  и определяется только средней силой увлечения

$$\alpha_{ph}(T) = -\frac{k}{e} \langle A_{ph}(\xi) \rangle. \quad (4)$$

Отсюда следует, что по значениям  $\alpha \propto \Phi$  при сильных магнитных полях можно непосредственно найти среднюю силу увлечения  $\langle A_{ph}(\xi) \rangle$ , которая позволит оценить константу взаимодействия. При отсутствии поля  $\gamma = 0$  термоэдс  $\alpha_{ph}(0)$  определяется как

$$\alpha_{ph}(T) = \frac{k_0}{e} \frac{\langle A_a(\xi)\tau \rangle}{\langle \frac{\tau}{m} \rangle}, \quad (5)$$

для отношения получено

$$\alpha_{ph}(0)/\alpha_d(0) = \frac{\langle \frac{\tau}{m} A_{ph}(\xi) \rangle / \langle \frac{\tau}{m^*} \rangle}{\langle \frac{\tau}{m^*} \rangle / \langle \frac{\tau}{m^*} \rangle - \eta}, \quad (6)$$

из которого следует, что с ростом степени вырождения данное отношение возрастает за счет уменьшения диффузионной части термоэдс.

Для объяснения перечисленных выше особенностей необходимо рассчитать параметр  $A(T, \xi)$  и его зависимость от  $H$ , а для этого необходимо определить  $\alpha_{ph}(\gamma)$  при сильных полях. На рис. 6 представлена  $\alpha_{ph}(\gamma)$  для температур 24, 16 и 10 К, рассчитанных по данным рис. 3 и 4. Затем по этим данным вычислена и  $A_{ph}(T, \xi)$ .

Получено, что с возрастанием магнитного поля  $A_{ph}(T, \xi)$  уменьшается, причем кривая, соответствующая максимуму  $\alpha_{ph}(T)$  (16 К) (рис. 3), изменяется меньше, чем при 10 К (3), имеющему резкую зависимость. Левые зависимости  $\alpha_{ph}(\gamma)$  качественно соответствуют

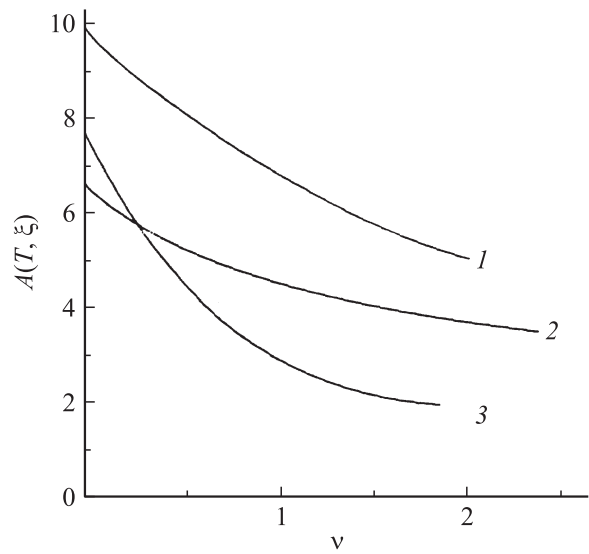


Рис. 6. Зависимость  $A(T)$   $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$  при  $T$ , К: 1 — 16, 2 — 24, 3 — 10.

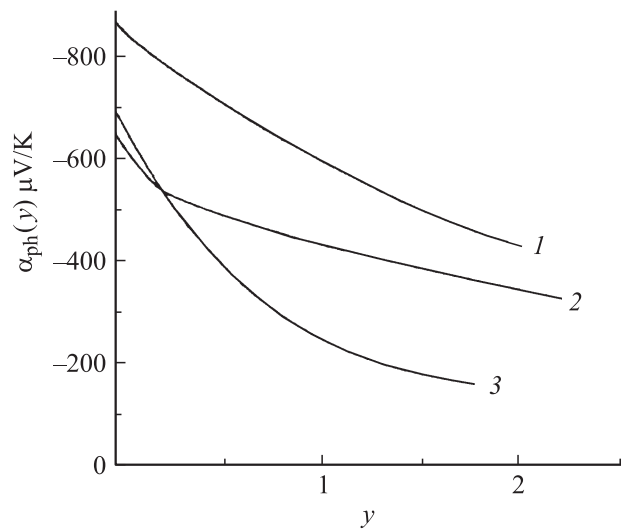


Рис. 7. Зависимость  $\alpha_{ph}(\gamma)$  при различных температурах  $T$ : 1 — 16, 2 — 24, 3 — 10 К.

зависимости  $A_{ph}(T, \xi)$  от магнитного поля (рис. 6), что подчеркивает влияние силы эффекта увлечения на  $\alpha_{ph}$ .

Таким образом, все отмеченные особенности термоэдс увлечения  $\alpha_{ph}(T, H)$  однозначно объясняются зависимостью  $A_{ph}(T, \xi)$  от  $\gamma$  и  $T$ . Расчеты, проведенные на основе экспериментальных данных, показывают, что по мере возрастания эффективного значения  $H$  сила увлечения существенно убывает, что приводит к ослаблению эффекта в целом. Этим объясняется уменьшение самой  $\alpha_{ph}(\gamma)$ , показателя степени в  $\alpha_{ph} \propto T^{-k}$ , смещение начала и конца эффекта, сужение области проявления эффекта и другие особенности. Немаловажное значение имеет и определение среднего значения силы увлечения по формуле (6). Для этого использованы  $\alpha_{ph}(H)$  при



$\gamma \gg 1$  и методика [6,12,13] определения продольного термомагнитного эффекта НЭ  $\Delta\alpha_\infty(H)$ ,

$$\Delta\alpha_{\text{ph}H \rightarrow \infty} = \Delta\alpha_{\text{ph}}(\gamma) \frac{1 + \gamma^2}{\gamma^2}, \quad (7)$$

вычислено предельное значение  $\Delta\alpha_{\text{ph}\infty}(\gamma)$ . Эксперименты показывают, что в исследованной области  $T_1$   $\alpha_{\text{ph}}(\gamma)$  в магнитном поле уменьшается, т.е.  $\Delta\alpha_{\text{ph}}(\gamma)$  имеет отрицательный знак. По данным  $\Delta\alpha_{\text{ph}\infty}$  и определено среднее значение. Оказалось, что при максимальной  $\alpha_{\text{ph}}$  (при 24 К)  $\langle A_{\text{ph}}(\varepsilon) \rangle = 2.4$ , а при  $T = 16$  К  $\langle A_{\text{ph}}(\varepsilon) \rangle = 1.5$ . Это означает, что при таких температурах в  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  эффект увлечения, до классически сильных полей  $\gamma \gg 1$ , в отличие от диффузионной термоэдс не исчезает.

Произведена оценка отношения  $\alpha_{\text{ph}}(0)/\alpha_d(0)$ , которое при температурах 30, 24, 16 К соответствует 1.6, 3.5 и 14.2, что подтверждает вывод о том, что данное отношение с ростом степени вырождения электронного газа должно увеличиваться.

## Список литературы

- [1] Р.Э. Пайерлс. *Квантовая теория твердых тел* (М., ИЛ, 1954).
- [2] Callaway. *Phys. Rev.*, **113**, 1046 (1959).
- [3] Л.Э. Гуревич. *ЖЭТФ*, **16**, 416 (1949).
- [4] Herring. *Holdleitera Phosphoze*, **5**, 184 (1958).
- [5] Л.С. Стильбанс. *Полупроводники в науке и технике*, с. 122.
- [6] С.А. Алиев. *Явления переноса заряда и тепла в узкощелевых и бесщелевых полупроводниках* (Баку, ЭЛМ, 2008).
- [7] С.А. Алиев, Э.И. Зулфигаров. *Термомагнитные и термоэлектрические явления в науке и технике* (Баку, 2009).
- [8] И.Н. Тимченко, С.С. Шалыт. *ФТТ*, **6**, 2327 (1962).
- [9] С.С. Шалыт, П.В. Тамарин. *ФТТ*, **6**, 2327 (1964).
- [10] С.А. Алиев, Л.Л. Коренбит, С.С. Шалыт. *ФТТ*, **3**, 705, 1 (1966).
- [11] С.А. Алиев, А.Я. Нашельский, С.С. Шалыт. *ФТТ*, **7**, 159 (1965).
- [12] С.А. Алиев, С.С. Шалыт. *ФТТ*, **7**, 12 (1965).
- [13] С.А. Алиев, Р.И. Селим-заде, Т.Г. Гаджиев. *Физика*, **3**, 8 (1998).
- [14] С.А. Алиев, Ф.Ф. Алиев, З.С. Гасанов, С.А. Абдуллаев, Р.И. Селим-заде. *ФТП*, **44** (6), 764 (2010).
- [15] С.А. Алиев, Л.Л. Коренбит, С.С. Шалыт. *ФТТ*, **8** (3), 405 (1966).
- [16] Б.М. Аскеров. *ФТП*, **16**, 2083 (1982).
- [17] Б.М. Аскеров. *Электронные явления переноса в полупроводниках* (М., Наука, 1985).
- [18] Т.Г. Гаджиев, С.А. Алиев, Р. Селим-заде. *Изв. вузов. Физика*, **33** (4), 112 (1990).
- [19] С.А. Алиев, Р.И. Селим-заде, Т.Г. Гаджиев. *Изв. вузов. Физика*, **28** (17), 128 (1986).

Редактор Т.А. Полянская

## The processes of electron–phonons in semiconductors at low temperatures

S.A. Aliev

Institute for Physics, National Academy of Sciences of Azerbaijan, Az-1143 Baku, Azerbaijan

**Abstract** The temperature dependences of the thermal conductivity  $K$  and thermal power  $\alpha$  in HgSe, HgTe, InP,  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}$  and  $\text{Ag}_2\text{S}$  have been investigated at 4.2–100 K. A big effect of drag of the charge carries by phonons  $\alpha_{\text{ph}}$  revealed. It was observed, that at  $T < 60\text{--}100$  K  $\alpha$  increases with decreasing of  $T$ , at 16–18 K passes through maximum. The thermal conductivity coefficient passes thorough one at 30 K. It is established, that the abruptly increasing of  $\alpha$  is caused by drag effect of holes by long wave phonons. It was determined that the independency of the elements is as follows:  $K_{\text{ph}} \propto T^*$ ,  $x = 1, -3$ . It explains the scattering of phonons off certain defects lowers. It was also found that in all crystals, except AgS, the maximum values of  $K_{\text{ph}}$  occur at 27 and 16 K at agreement with the theory of Kallavey and Herring. Influence of the magnetic field  $H$  on  $\alpha_{\text{ph}}$  has been considered. It is established that  $H$  influence basically on the phonons part. The received data are interpreted within the framework of the theory which are taken into account influence of  $H$ . Parameter  $A(e)$  is entered proportional to statistic force of the drag effect. On the basis date  $\alpha(T, H)$  dependence as  $A(e)$  on  $T$  and  $H$  have been determined. It explains reductions of  $\alpha_{\text{ph}}$  in magnet field.