

Термоэдс нейтронно-легированного Ge : Ga в области прыжковой проводимости

© А.Г. Андреев, А.Г. Забродский, И.П. Звягин*, С.В. Егоров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

*Физический факультет Московского государственного университета,
119899 Москва, Россия

(Получена 23 декабря 1996 г. Принята к печати 24 февраля 1997 г.)

Экспериментально и теоретически исследована низкотемпературная термоэдс нейтронно-легированного Ge : Ga. Большие наблюдаемые значения термоэдс в области ε_1 -проводимости и ее резкий спад при переходе к проводимости по примесям интерпретируются как проявление эффекта фононного увлечения свободных дырок и его подавления в области прыжкового транспорта. Положительный знак термоэдс и ее величина в области насыщения прыжковой проводимости находят теоретическое объяснение в предположении, что в узком температурном интервале при переходе от ε_1 -проводимости к прыжковой в термоэдс дает вклад канал классической ε_2 -проводимости, не проявляющийся явно в электропроводности. При переходе к перескокам с переменной длиной прыжка ($T \leq 2$ К) термоэдс резко уменьшается и принимает аномальные исчезающе малые значения. Они получают объяснение в рамках стандартной теории прыжковой термоэдс лишь при условии, что имеет место компенсация вкладов: обусловленного асимметрией плотности состояний примесной зоны в окрестности уровня Ферми и корреляционного.

1. Введение

Нейтронно-легированный (НЛ) германий Ge : Ga является хорошо характеризованным модельным объектом для изучения прыжкового транспорта [1–3]. Он представляет собой умеренно компенсированный полупроводник p -типа с однородно распределенными трансмутационными примесями Ga, As и Se, соотношение между которыми зависит от степени жесткости используемых реакторных нейтронов [4]. Согласно Фришше и Куэвасу [1], в НЛ Ge : Ga при достаточно низких температурах классический перенос свободных дырок по валентной зоне (ε_1 -проводимость) сменяется прыжковой проводимостью их по локализованным основным состояниям мелких акцепторов Ga, что описывается выражением

$$\sigma = \sigma_{01} \exp(-\varepsilon_1/kT) + \sigma_{03} \exp(-\varepsilon_3/kT), \quad (1)$$

где второй член связан с прыжковой ε_3 -проводимостью (так называемый режим прыжков по "ближайшим соседям", или "nearest neighbor hopping" (NNH)).

Забродским, Андреевым и Алексеенко было показано [2], что в НЛ Ge : Ga вблизи высокотемпературной границы прыжковой проводимости наблюдается область насыщения, где проводимость слабо зависит от температуры, а энергия активации ε_3 режима NNH проявляется, лишь когда тепловая энергия kT становится меньше ширины примесной зоны. При еще более низких температурах реализуется режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (variable range hopping (VRH)) по состояниям параболической кулоновской щели [3], соответствующий температурной зависимости сопротивления

$$\rho = \sigma^{-1} = \rho_{03} \exp(T_{\Delta}/T)^x, \quad (2)$$

где $x = 1/2$.

Забродским и Андреевым было, однако, показано [3], что щель в НЛ Ge : Ga оказывается значительно более узкой, чем следует из одноэлектронной модели Эфроса и Шкловского [5]. Это интерпретировалось в работе [3] как проявление многоэлектронных перескоков. При увеличении уровня легирования начало режима VRH смещается в область более высоких температур, а интервал режима NNH соответственно сокращается [2] и практически исчезает при $N > 0.1N_c$ ($N_c = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ — критическая концентрация Ga, отвечающая переходу металл–изолятор).

Другой характеристикой, чувствительной к особенностям спектра электронных состояний, является термоэдс. Данных по измерениям прыжковой термоэдс некристаллических полупроводников сравнительно мало [6,7]. Слабо изучена и термоэдс легированных полупроводников при низких температурах. Так, для p -Ge измерения термоэдс были проведены Джебаллом и Халлом лишь при сравнительно высоких температурах (превышающих 20 К) в области ε_1 -проводимости [8]. Наблюдавшееся ими возрастание термоэдс при понижении температуры было объяснено эффектом увлечения свободных дырок фононами [8,9].

Цель настоящей работы состоит в исследовании низкотемпературной термоэдс в НЛ Ge : Ga при переходе от классического переноса к прыжковому и в области прыжковой проводимости.

2. Материал и методика измерений

Одна из причин выбора НЛ Ge : Ga в качестве объекта исследования заключается в том, что его электрофизические параметры были определены с высокой точностью в работах [2,4]. Наиболее детально нами

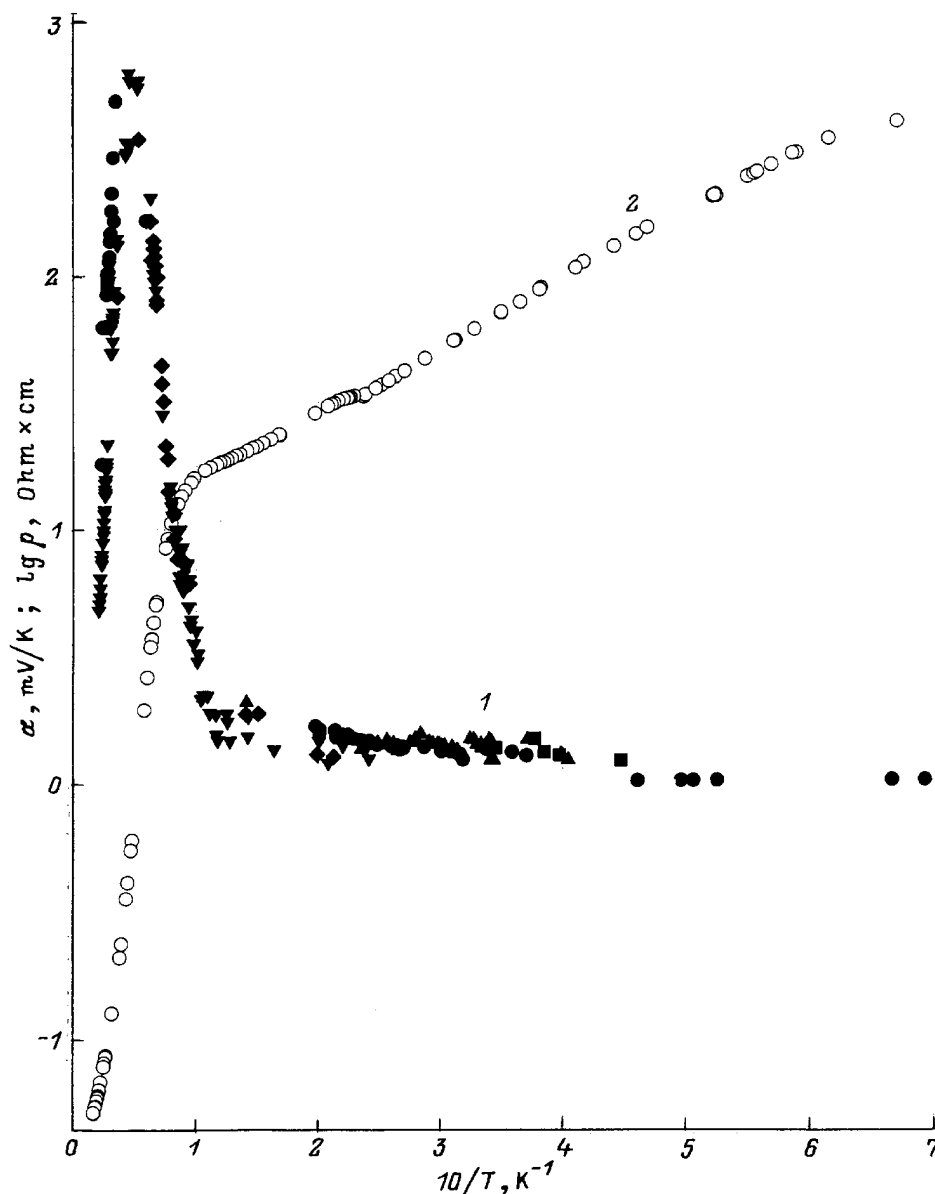


Рис. 1. Зависимость логарифма удельного сопротивления (1) и термоэдс (2) для НЛ Ge:Ga от обратной температуры.

был исследован образец НЛ Ge:Ga со степенью компенсации $K = 0.35$, полученный с помощью облучения реакторными нейтронами с достаточно жестким спектром [4]. Флюенс нейтронов обеспечивал концентрацию основной легирующей примеси галлия $N = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, концентрация примеси измерялась с помощью калибровочных кривых для холл-фактора в p -Ge, взятых из работы [2]. Такой уровень легирования представляется оптимальным для исследования прыжковой термоэдс по следующим причинам, вытекающим из результатов работ [2,3]. Во-первых, рост радиуса локализованных состояний при приближении к переходу металл-изолятор здесь еще несуществен, и для качественных оценок при вычислении темпов прыжковых переходов можно использовать значение борковского радиуса легкой дырки $a = 90 \text{ \AA}$ (точное значение $a = 94 \text{ \AA}$ получается

из данных работы [3]). Во-вторых, при этих уровнях легирования еще наблюдается небольшая область насыщения, с которой начинается прыжковая проводимость, близкая к хорошо охарактеризованному в работах [2,3], режиму NNN. В-третьих, режим VRH здесь начинается при наиболее высоких температурах ($T \sim 2 \div 3 \text{ K}$).

Исследуемый образец имел форму параллелепипеда размерами $13 \times 2.5 \times 0.5 \text{ мм}^3$, наибольшая сторона которого была ориентирована перпендикулярно оси роста кристалла [111]. Для измерения разности температур между зондами был использован тот факт, что для изучаемого образца зависимость $\rho(T)$ была экспоненциальной, т.е. сам образец являлся хорошим термометром. На его широкой боковой плоскости на расстоянии 8 мм друг от друга изготавливались две пары точечных контактов из In диаметром 0.4 мм. Измерялась температурная зависи-

мость сопротивления каждой пары, так что получалось два "внутренних" термометра для определения разности температур. При этом при гелиевых температурах удавалось измерять разности температур порядка 0.1 К.

3. Результаты измерений

Результаты измерений проводимости и термоэдс приведены на рис. 1, 2. При всех температурах измеренная термоэдс остается положительной. В области температур $T \leq 50$ К, соответствующей классическому переносу дырок по делокализованным состояниям, она резко возрастает с понижением температуры, достигает максимальных значений около 3 мВ/К при температуре $T \cong 25$ К, после чего быстро убывает. При температурах $5 \div 8$ К в области насыщения прыжковой проводимости значения термоэдс оказываются порядка 0.2 мВ/К. При дальнейшем понижении температуры (в области наибольших наблюдаемых значений энергии активации перескоков) термоэдс плавно уменьшается. Это уменьшение становится более резким при переходе в область VRH. В результате ниже 2 К термоэдс принимает весьма малые значения, которые не поддаются измерению.

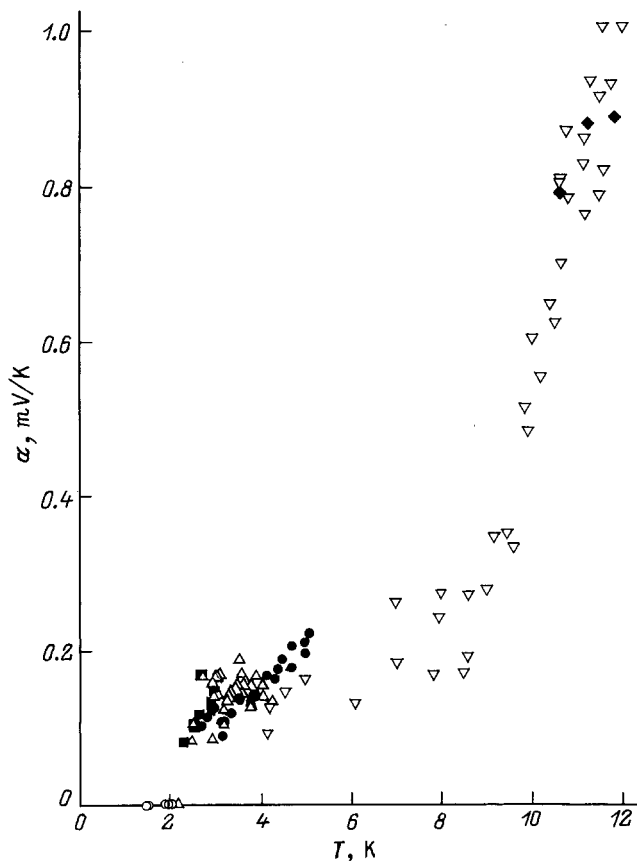


Рис. 2. Температурная зависимость прыжковой термоэдс нейтрально-легированного Ge:Ga.

4. Обсуждение результатов

Рассмотрим три характерных области электропереноса: переход от классического транспорта к прыжковому, область насыщения прыжковой проводимости по ближайшим соседям и переход к режиму перескоков с переменной длиной.

4.1 *Эффект фононного увлечения.* Здесь мы обсудим наблюдаемый максимум термоэдс в области классического переноса дырок. Как известно [9], термоэдс определяется выражением

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{Q - \mu}{kT}, \quad (3)$$

где Q — энергия переноса, равная плотности потока энергии при единичной плотности потока частиц, а μ — уровень Ферми. В случае активации дырок на порог подвижности в валентной зоне имеем $Q \approx \varepsilon_1 + Q^*$, где Q^* — средняя кинетическая энергия переноса. По данным для образца, представленным на рис. 1 и 2, значение $\varepsilon_1 = 8$ мэВ, и при характерной температуре $T = 25$ К из (3) получаем $\alpha \approx 250$ мкВ/К. Видно, что это существенно меньше измеренных значений термоэдс в области максимума. Как и в работе [8], мы связываем величину и поведение термоэдс в этой области температур с эффектом фононного увлечения свободных дырок.

Резкое уменьшение термоэдс при переходе к прыжковому транспорту по примесной зоне, по-видимому, является следствием предсказанного ранее Звягиным [10] подавления эффекта увлечения в этом случае. Однако поведение термоэдс при температурах, меньших 8 К, когда проводимость в основном определяется прыжками по локализованным состояниям примесной зоны, является весьма нетривиальным.

4.2. *Поведение термоэдс в области насыщения прыжковой проводимости.* Согласно (3), для вычисления термоэдс следует найти положение уровня Ферми относительно примесной зоны и его температурный сдвиг. Обсудим температурную зависимость уровня Ферми. С учетом корреляции дырок, попадающих на один и тот же локальный центр, функция заполнения акцепторов отлична от фермиевской и имеет вид

$$f(E) = \left\{ 1 + g_a^{-1} \exp[-(E - \mu)/kT] \right\}^{-1} \\ = \left\{ 1 + \exp[-(E - \tilde{\mu})/kT] \right\}^{-1}, \quad (4)$$

где g_a — фактор вырождения акцепторного уровня, а $\tilde{\mu} = \mu + kT \ln g_a$. Для бесконечно узкой примесной зоны (когда ее ширина $w \ll kT$) температурный сдвиг уровня Ферми определяется выражением

$$\mu(T) = \mu_0 - kT \ln \left\{ (1 - K)/(g_a K) \right\}, \quad (5)$$

где μ_0 — положение уровня Ферми при $T = 0$. Отсюда следует, что уровень Ферми сдвигается вниз к валентной зоне при $K > K_c = 1/(g_a + 1)$. Данные по измерению

концентрации дырок в p -Ge лучше описываются, если вместо общепринятого значения $g_a = 2$ использовать величину $g_a = 4$ [11], при этом $K_c = 1/5$ (при $g_a = 2$ имели бы $K_c = 1/3$). Для исследованных образцов НЛ Ge:Ga величина $K = 0.35 > K_c$, и при повышении температуры уровень Ферми смещается вверх относительно примесной зоны.

Роль конечной ширины w примесной зоны мы обсудим на простой модели плотности состояний "прямоугольной" формы $g(E) = (N/w)\theta[(w/2) - |E - E_a|]$, где θ — функция Хэвисайда, соответствующая примесной зоне, центрированной при $E = E_a$. Используя (4), в этом случае для температурной зависимости уровня Ферми вместо (5) получаем

$$\mu = E_a + w/2 - kT \ln \frac{\exp\{w(1-K)/kT\} - 1}{g_a\{1 - \exp(-wK/kT)\}}. \quad (6)$$

Эта зависимость показана на рис. 3. Видно, что в интересующей нас сейчас температурной области уровень Ферми не выходит за пределы примесной зоны. Это означает, что $|\mu - Q|$ в выражении (3) меньше $w/2$, а соответствующий вклад в термоэдс в области температур $8 \div 10$ К по крайней мере в $1.5 \div 2$ раза меньше наблюдаемой величины порядка 200 мкВ/К. Существенно при этом, что в области низких температур соответствующий вклад в термоэдс должен быть

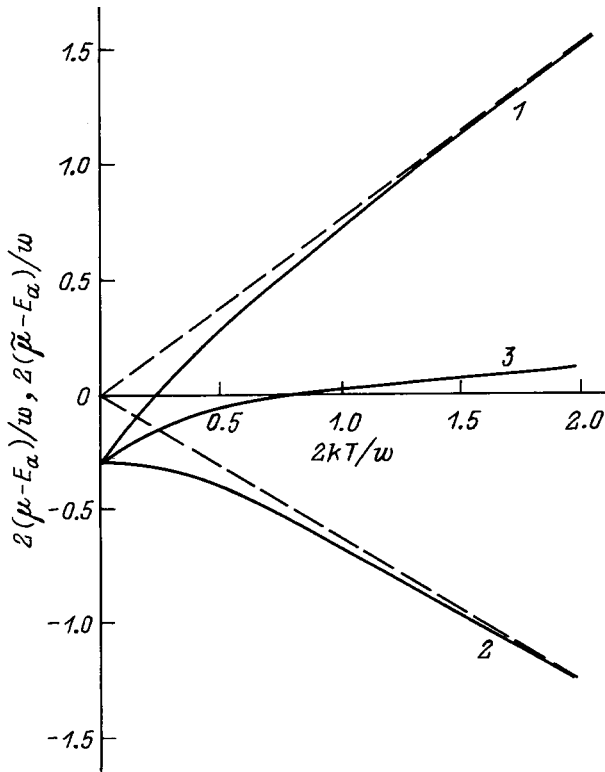


Рис. 3. Температурные зависимости уровня Ферми μ и энергии $\tilde{\mu}$: 1 — $2(\mu - E_a)/w$ ($g_a = 4$), 2 — $2(\tilde{\mu} - E_a)/w$ ($g_a = 4$), 3 — $2(\mu - E_a)/w$ ($g_a = 2$). Штриховыми линиями показано асимптотическое поведение μ и $\tilde{\mu}$ при $kT \gg w$ (формула (5)).

отрицательным, поскольку при этих температурах для изучаемой степени компенсации уровень Ферми лежит ниже середины примесной зоны.

С другой стороны, измеренная термоэдс оказывается положительной. Рассмотрение положительного вклада дырок валентной зоны показывает, что при измеренных значениях ε_1 он быстро убывает и не может объяснить сохранения знака термоэдс и наблюдаемых ее значений при температурах ниже 8 К.

Поведение термоэдс можно попытаться объяснить, предполагая, что наряду с ε_1 -проводимостью и прыжковой проводимостью по зоне основных состояний акцепторов существует еще один канал электропереноса по состояниям, лежащим ниже уровня Ферми, и дающий положительный вклад в термоэдс. Таким каналом может быть ε_2 -проводимость, наблюдавшаяся в Ge при промежуточных уровнях легирования и малых компенсациях (обычно ε_2 -проводимость связывают с переносом по зоне двукратно-занятых состояний, отделенных щелью Хаббарда от зоны однократно-занятых состояний, см. [15]). При наличии нескольких каналов проводимости, нумеруемых индексами i , суммарная термоэдс определяется выражением $\alpha = \sum \alpha_i \sigma_i / \sum \sigma_i$. На рис. 4 показана возможность описать поведение термоэдс, подобное наблюдаемому на опыте, при учете существенного вклада от рассмотренного выше канала. Поскольку для разных каналов величины энергии активации и соответствующие температурные зависимости проводимости заметно отличаются, то как показывают результаты нашего анализа на рис. 4, вклад от ε_2 -канала в термоэдс оказывается существенным лишь в узкой переходной области от ε_1 -проводимости к прыжковой.

4.3. Поведение термоэдс при переходе к режиму проводимости с переменной длиной прыжка. Рассмотрим теперь область VRH, где измеряемая термоэдс оказывается аномально малой, и попытаемся объяснить наши результаты на основе существующей теории прыжковой термоэдс. В случае прыжкового переноса по примесной зоне, отвечающей основному состоянию акцепторов, энергию $\mu - Q$ можно найти, воспользовавшись соотношением [7],

$$\mu - Q = kT \ln g_a + \frac{\int d\varepsilon (\tilde{\mu} - \varepsilon) g(\varepsilon) \nu(\varepsilon, \tilde{\mu})}{\int d\varepsilon g(\varepsilon) \nu(\varepsilon, \tilde{\mu})}, \quad (7)$$

где $\nu(\varepsilon, \tilde{\mu})$ — среднее число связей, приходящихся на один узел, принадлежащий бесконечному перколяционному кластеру. Для $\nu(\varepsilon, \tilde{\mu})$ справедливо обычное выражение [7], в котором, однако, вместо μ фигурирует $\tilde{\mu}$; для однофононных прыжков имеем

$$\nu(\varepsilon, \tilde{\mu}) = (4\pi/3)(2/a)^3 \int d\varepsilon' d(\varepsilon') \times \left(\eta - \frac{|\varepsilon - \tilde{\mu}| + |\varepsilon' - \tilde{\mu}| + |\varepsilon - \varepsilon'|}{2kT} \right)^3, \quad (8)$$

где η — критическое перколяционное значение показателя экспоненты в выражении для темпа переходов.

Первое слагаемое в (7) представляет собой хаббардовский корреляционный вклад, связанный с особенностями функции распределения электронов (4), второе зависит от симметрии плотности состояний относительно $\tilde{\mu}$.

Для плотности состояний, симметричной относительно $\tilde{\mu}$ (в частности, при $g(\varepsilon) = \text{const}$ или для кулоновской щели, симметричной относительно $\tilde{\mu}$), второе слагаемое обращается в 0, и в термоэдс остается лишь слагаемое $\alpha_{\text{corr}} = (k/e) \ln 4 \approx 120 \text{ мкВ/К}$. В общем случае знак и температурная зависимость составляющей α_{dos} , связанной со 2-м слагаемым, зависят от вида плотности состояний (можно показать, что энергетическая зависимость радиуса локализации состояний несущественна). Из рис. 4 видно, что в нашем случае $\alpha_{\text{dos}} < 0$.

В отсутствие кулоновской щели при предельно низких температурах мы имели бы $\alpha_{\text{dos}} = -\xi a (T_0/T)^{1/2}$, где ξ — число порядка единицы, T_0 — параметр моттовской VRH, а $a = [d \ln g(\varepsilon)/d\varepsilon]_{\varepsilon=\tilde{\mu}} < 0$ — параметр, характе-

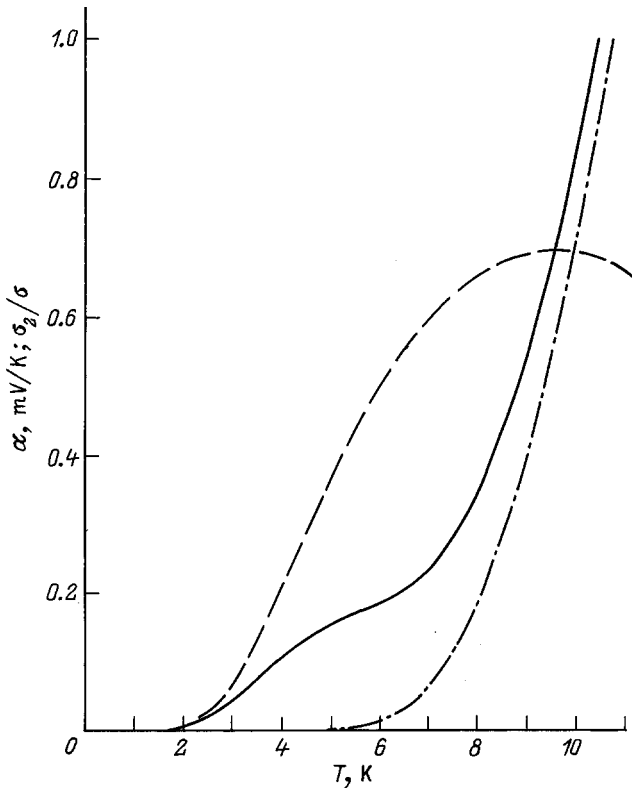


Рис. 4. Термоэдс, рассчитанная с учетом вклада канала ε_2 -проводимости (для ε_2 -проводимости: $Q - \mu \approx \varepsilon_2 = 2 \text{ мэВ}$, прыжковая проводимость $\sigma = \sigma_{0m} \exp(-\varepsilon_m/kT)$ характеризуется максимальной энергией активации прыжковой проводимости $\varepsilon_m = 0.6 \text{ мэВ}$ (о различии между ε_m и ε_3 см. в [2]), отношения предэкспоненциальных множителей проводимости для разных каналов $\sigma_{02}/\sigma_{01} = 10^{-2}$, $\sigma_{0m}/\sigma_{01} = 6.3 \cdot 10^{-4}$, вклад зонных дырок в термоэдс моделировался с учетом эффекта увлечения [9], термоэдс, связанная с прыжковым переносом по зоне основных состояний акцепторов, считалась малой). Штрихпунктирной линией показан результат расчета без учета ε_2 -проводимости, пунктирной — относительный вклад ε_2 -канала в полную проводимость.

ризующий асимметрию вкладов в потоки от состояний, лежащих по разные стороны от $\tilde{\mu}$ [10] (при рассматриваемой степени компенсации $a > 0$).

Проявление параболической кулоновской щели при $\varepsilon = \tilde{\mu}$ при низких температурах должно приводить к тому, что вклад в термоэдс от проводимости по состояниям щели стремится к постоянной величине $\alpha_{\text{dos}} = -(k/e)\xi_{\Delta} b_{\Delta} k T_{\Delta}$, где $\xi_{\Delta} \approx 0.34$, T_{Δ} — параметр в выражении для экспоненциального фактора VRH-проводимости по состояниям щели (2), а b_{Δ} — параметр кубической асимметрии кулоновской щели ($b_{\Delta} > 0$ при $K = 0.35$, см. [12]). Таким образом, вклады в термоэдс α_{corr} и α_{dos} имеют разные знаки. В таком случае близкие к нулю значения прыжковой термоэдс указывают на то, что эти вклады одного порядка и компенсируют друг друга. Поскольку для наших условий $kT_{\Delta} \approx 7.5 \text{ мэВ}$ [3], отсюда можно оценить величину $b_{\Delta} \approx 0.3 \text{ мэВ}^{-1}$. При такой интерпретации можно предполагать, что вклад α_{dos} зависит от степени компенсации, и при малых степенях низкотемпературная термоэдс станет отрицательной.

Таким образом, anomalно малые значения термоэдс при низких температурах в принципе могли бы быть обусловлены взаимной компенсацией корреляционного вклада и вклада, обусловленного асимметрией плотности состояний примесной зоны (в области кулоновской щели, расположенной вблизи $\tilde{\mu}$). Подобное "компенсационное" объяснение должно было бы быть весьма чувствительным к характеристикам исследуемого объекта (в частности, к степени компенсации). Это объяснение представляется, однако, маловероятным. Действительно, anomalно малые значения термоэдс при низких температурах были обнаружены нами и на умеренно компенсированном $6H$ -SiC n -типа, легированного азотом. Это позволяет считать такое поведение достаточно общим.

С другой стороны, малость прыжковой термоэдс может указывать и на то, что в низкотемпературной области мы переходим к режиму баллистического транспорта фононов, когда стандартная теория термоэлектрических явлений, основанная на использовании локально равновесного распределения, вообще говоря, неприменима. Известно, например, что в легированном Ge:Ga , где эффект фононного увлечения ясно выражен, уже при температурах, меньших 80 К, наблюдается заметная зависимость эффекта от толщины образца, свидетельствующая о существенном вкладе рассеяния фононов на границах [8,9]. Роль рассеяния на границах возрастает с понижением температуры, и в рассматриваемой нами области температур мы находимся в области, где именно оно и определяет распределение фононов. В этих условиях в системе, граничащей с двумя термостатами, находящимися при разных температурах, функция распределения фононов оказывается не зависящей от координат. Соответственно, в области прыжковой проводимости, несмотря на наличие направленного потока фононов, вообще не возникает потока носителей заряда, и термоэдс обращается в 0.

5. Основные результаты и выводы

Исследованная термоэдс умеренно компенсированного НЛ Ge:Ga при понижении температуры и переходе от классического транспорта к прыжковому обнаруживает ряд интересных особенностей, которые состоят в следующем.

Положительная термоэдс, обусловленная эффектом фононного увлечения свободных дырок, резко падает (более чем на порядок) при переходе в область прыжковой проводимости. Это можно рассматривать как экспериментальное подтверждение предсказанного теорией [10] подавления эффекта увлечения при прыжковом переносе носителей тока.

Однако поведение термоэдс в области прыжковой проводимости отличается от вытекающего из стандартной теории прыжковой термоэдс. Так, при переходе от ε_1 -проводимости свободных дырок к прыжковой поведение термоэдс можно описать в предположении, что в этом узком интервале температур существенный вклад в термоэдс дает дополнительный канал классического переноса (предположительно, ε_2 -проводимость), не проявляющийся явным образом в электропроводности. При переходе к перескокам с переменной длиной прыжка ($T \leq 2$ K) термоэдс резко уменьшается и принимает аномальные, исчезающе малые, значения. Они получают объяснение в рамках стандартной теории прыжковой термоэдс лишь при условии, что имеет место компенсация вкладов в нее, — обусловленного асимметрией плотности состояний примесной зоны в окрестности уровня Ферми и корреляционного. Однако, поскольку такая компенсация весьма чувствительна к характеристикам исследуемого объекта, малость прыжковой термоэдс, наблюдавшаяся нами также и в 6H-SiC, легированного азотом, по видимому, указывает на другое возможное объяснение: переходом к режиму баллистического транспорта фононов.

Авторы благодарны М.В. Алексеенко за приготовление образцов Ge:Ga, а также участникам научного семинара лаборатории "Неравновесных процессов в полупроводниках" ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН за обсуждение.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-17936) и INTAS (грант 94-4435).

Список литературы

- [1] H. Fritzsche, M. Cuevas. Phys. Rev., **119**, 1239 (1960).
- [2] А.Г. Забродский, А.Г. Андреев, М.В. Алексеенко. ФТП, **26**, 431 (1992).
- [3] А.Г. Забродский, А.Г. Андреев. Письма ЖЭТФ, **58**, Вып. 10, 809 (1993).
- [4] А.Г. Забродский, М.В. Алексеенко. ФТП, **27**, 2033 (1993); **28**, 168 (1994).
- [5] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

- [6] Н.Ф. Мотт, Е.А. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [7] I.P. Zvyagin. In: *Hopping Transport in Solids* ed. by M. Polak, B. Shklovskii (Elsevier, 1991) p. 144.
- [8] T.H. Geballe, G.W. Hull. Phys. Rev., **94**, 1134 (1954).
- [9] Я. Тауц. *Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках* (М., ИЛ, 1962).
- [10] I.P. Zvyagin. Phys. St. Sol. (b), **58**, 443 (1973).
- [11] Дж. Блэкмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., Мир, 1964).
- [12] И.П. Звягин. ФТП, **20**, 1527 (1986).

Редактор Т.А. Полянская

Hopping thermopower of the moderately compensated semiconductor-neutron transmutation doped Ge:Ga

A.G. Andreev, A.G. Zabrodskii, I.P. Zvyagin*, and S.V. Egorov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
*Moscow State University,
119899 Moscow, Russia

Abstract The investigation was undertaken to study thermopower in moderately compensated Ge:Ga within temperature ranges of hopping transport in the impurity band and of the classical one in the valence band (ε_3 -conductivity) preceding. The latter shows an increase of the positive thermopower as the temperature goes down due to the phonon drag of the holes. At the transition to the hopping its influence decreases and thermopower decreases rapidly down to nearly $200 \mu\text{V/K}$ in the saturation range for nearest neighbor hops. Further it diminishes slowly. But the decreasing accelerates at lower temperatures after ε_3 activation energy for nearest neighbor hopping is pronounced. At last thermopower vanishes in the establishing of the variable range hopping regime. The behavior mentioned above is explained by of the Coulomb gap uncovering and by the gradual narrowing of the energy range for hopping in its deep part where the density of states turns out to be symmetric relatively to the Fermi level.