



УДК 537.9; 537.322.1; 538.935

ТЕРМОЭДС ФОНОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ КОНФАЙМЕНТА ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ



Х. А. Гасанов, Дж. И. Гусейнов, В. В. Дадашова,
А. Э.Набиев, И. И. Аббасов

Гасанов Ханлар Алы оглы, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории «Физика материалов редкоземельных металлов» при кафедре «Общей физики», Азербайджанский государственный педагогический университет (Баку), khanlarhasanli@gmail.com

Гусейнов Джахангир Ислам оглы, кандидат физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой «Общей физики», Азербайджанский государственный педагогический университет (Баку), cahangir.adpu@mail.ru

Дадашова Вусала Валех кызы, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Общей физики и методики преподавания физики», Бакинский государственный университет (Баку), vusalevaley@gmail.com

Набиев Асаф Энвер оглы, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Общей физики», Азербайджанский государственный педагогический университет (Баку), asaf.fizik@mail.ru

Аббасов Ибрагим Исаоглы, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Физика», Азербайджанский государственный нефтяной и промышленный университет (Баку), ibrahimabbasov179@gmail.com

Дана количественная теория термоЭДС фононного увлечения для одномерного вырожденного электронного газа в квантовой проволоке с параболическим удерживающим потенциалом конфайнмента. Градиент температуры направлен вдоль оси квантовой проволоки. За счет конфайнмента существенно меняется энергетический спектр и волновая функция электрона. Предполагается, что уровень Ферми расположен между нулевым и первым уровнем размерного квантования. Проведенный анализ показывает, что доминирующим механизмом рассеяния при низких температурах для сильно вырожденного электронного газа является рассеяние на ионизированных примесях, а для фононного – рассеяние на границе образца. В интервале температур 1–2 К диффузионная термоЭДС превышает фононную, с повышением температуры фононная термоЭДС резко растет, превышая диффузионную на порядок. Диффузионная составляющая термоЭДС изменяется приблизительно обратно пропорционально концентрации, а фононная – обратно пропорционально квадрату концентрации. Показано, что в температурном интервале 1–20 К основной вклад в термоЭДС дает фононное увлечение.

Ключевые слова: квантовая проволока, фононное увлечение, параболический потенциал, электронный газ, электрон-фононное взаимодействие, энергетический спектр, волновая функция, термоэлектрические эффекты, уровень Ферми, диффузионная термоЭДС, фононная термоЭДС.

DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-263-268

Введение

Наноразмерные объекты, такие как квантовые точки и квантовые ямы, вызывают большой интерес исследователей благодаря тому, что они обладают многими специфическими свойствами, неприсущими объемным кристаллическим системам. Квантовые точки и квантовые ямы широко используются для создания различных оптоэлектронных устройств [1], в качестве флуоресцентных материалов в химических сенсорах [2], в биотехнологии [3], в медицинской диагностике [4] и во множестве других применений.

В настоящее время большое внимание уделяется изучению кинетических явлений в системах, размеры которых сравнимы с длиной волны де Бройля электрона. Ограниченность движения электронов в таких системах приводит к тому, что кинетические явления в них резко отличаются от электронных явлений переноса в массивных образцах. Особое внимание как экспериментально, так и теоретически привлекают термоэлектрические и термомагнитные эффекты в системах с двумерным электронным газом [5–7].

В обзоре [8] обсуждались квантовые размерные эффекты в термоэлектрических материалах. Было представлено радикальное изменение электронной плотности состояния путем уменьшения размерности материалов. Это привело к усилению коэффициента Зеебека и позволило полуметаллам перейти в полупроводниковое состояние. Обсуждалось также влияние конфайнмента фононов и рассеяния их на границе раздела на уменьшение решеточной теплопроводности.

В работе [9] рассмотрено фононное увлечение термоЭДС и квантово-размерные эффекты термоЭДС в полупроводниковых квантовых нанопроволоках. Проанализировано влияние несколько квантовых и классических размерных эффектов на тепловые и термоэлектрические свойства, которые были предсказаны теоретическими расчетами или наблюдались в экспериментах. Основное внимание уделено влиянию толщины, поперечного размера, ограничения фононов на решеточную теплопроводность полу-



проводниковых нанопроволок. Предложены пути проведения экспериментальных и теоретических исследований для лучшего понимания некоторых из этих наномасштабных явлений переноса.

Проведен расчет термоЭДС [10] в квантовых проволоках Vi в модели потенциала в форме параболоида вращения в однородном магнитном поле H , направленном перпендикулярно оси исследуемой наноструктуры, и в постоянном электрическом поле $E \parallel H$. Показано, что с ростом E термоЭДС при различных значениях H описывается немонотонной функцией. Предложена физическая интерпретация такого поведения зависимости термоЭДС от E при учете взаимодействия носителей с шероховатой поверхностью нанопроволки.

Наноструктурированные материалы и структуры [11] представляют значительный интерес для термоэлектрических применений. В конце 90-х годов прошлого столетия проведены исследования по повышению термоэлектрической добротности за счёт перехода от однородных объёмных материалов к низкоразмерным полупроводниковым средам. К их числу относятся сверхрешетки, системы с квантовыми ямами, квантовыми проволочками и точками, а также всевозможные композиты с нерегулярными включениями нанометрового размера [5].

В настоящей работе исследована температурная зависимость термоЭДС вырожденного электронного газа в полупроводниковой квантовой проволоке с параболическим потенциалом конфайнмента в области низких температур порядка 1–10 К, где эффект фононного увлечения играет существенную роль.

1. Теоретическая модель

В данной работе рассчитана термоЭДС фононного увлечения вырожденного электронного газа в квантовой проволоке с параболическим потенциалом конфайнмента для одномерного случая, в отличие от трехмерного случая, хотя в обоих случаях основной вклад в термоЭДС дает фононное увлечение. Расчет этого вклада не тривиален, поскольку матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, который определяет вклад фононного увлечения, различается. За счет конфайнмента существенно меняется энергетический спектр и волновая функция электрона.

Известно, что в квазиодномерных квантовых проволоках (КП) для вырожденного электронного газа гамильтониан, энергетический спектр и волновая функция имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \frac{1}{2m} \vec{P}^2 + \frac{1}{2} m \omega^2 (x^2 + y^2), \\ \varepsilon_\alpha &= (N + M + 1) \hbar \omega + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad \alpha = (N, M, k), \\ \psi_{N,M,k}(x, y, z) &= \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikz} \varphi_M(y) \varphi_N(x), \\ \varphi_N(x) &= \frac{1}{\sqrt[4]{\pi R^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2^N N!}} e^{-\frac{x^2}{2R^2}} H_N\left(\frac{x}{R}\right), \\ \varphi_M(y) &= \frac{1}{\sqrt[4]{\pi R^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2^M M!}} e^{-\frac{y^2}{2R^2}} H_M\left(\frac{y}{R}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ – циклическая частота, определяемая из параметра параболического потенциала, $R = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$ – «длина осциллятора», по аналогии с термином «магнитная длина». Проволока расположена вдоль оси z .

Предполагается, что в случае квантового предела $N=M=0$. Тогда спектр и волновые функции основного состояния имеют вид

$$\varphi_0(x) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi R^2}} \cdot e^{-\left(\frac{x}{\sqrt{2}R}\right)^2}, \quad (2)$$

$$\varphi_0(y) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi R^2}} e^{-\left(\frac{y}{\sqrt{2}R}\right)^2},$$

$$\varepsilon_{0,0,k} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \hbar \omega, \quad (3)$$

$$\psi_{0,0,k} = \frac{1}{R\sqrt{\pi L}} \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2} + ikz\right). \quad (4)$$

Здесь L – длина КП. Основываясь на данных [6], согласно которым при линейной концентрации электронов $n = 1.6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$, заполнен только нижний уровень размерного квантования. Поэтому предполагается, что уровень Ферми ζ расположен между нулевым и первым уровнем размерного квантования. При этом для выполнения условия сильного вырождения необходимо, чтобы $k_0 T \ll \zeta - \hbar \omega < \hbar \omega$, где k_0 – постоянная Больцмана, T – температура. Ранее термоЭДС фононного увлечения для одномерного электронного газа был рассчитан в работе [6] в рамках модели прямоугольного удерживающего потенциала. Для двумерного газа электронов имеются как теоретические расчеты [12, 13], так и экспериментальные результаты [5, 14], подтверждающие



доминирующий вклад термоЭДС фононного увлечения в общий термоЭДС.

Температурный градиент $\nabla_z T$ направлен вдоль проволоки, и термоЭДС вычисляется по формуле $\alpha = \beta / \sigma$. Здесь σ – удельная электропроводность КП вдоль оси проволоки:

$$\sigma = \frac{n e^2 \tau(k_F)}{m}. \quad (5)$$

Как показывают оценки, доминирующим механизмом рассеяния при низких температурах для сильно вырожденного газа электронов является рассеяние на ионизированных примесях, а для фононов – рассеяние на границе образца. Выражение для времени релаксации импульса электронов имеет вид

$$\tau(k_F) = \frac{1}{N_i} \frac{\hbar^3 k_F}{2m} (\varepsilon(k_F))^2 \left(\frac{Z e^2}{\chi} \exp(R^2 k_F^2) \Gamma(0, R^2 k_F^2) \right)^{-2}. \quad (6)$$

Для фононов – $\tau_{ph} = L/s$, где s – скорость звука.

Концентрация электронов и волновое число на уровне Ферми связаны соотношением

$$n = \frac{2}{\pi} k_F = \frac{2}{\pi \hbar} \sqrt{2m(\zeta - \hbar \omega)}, \quad (7)$$

$$\varepsilon(k_F) = 1 + \frac{2m e^2}{\pi \hbar^2 k_F \chi} \exp(2R^2 k_F^2) \Gamma(0, 2R^2 k_F^2), \quad (8)$$

где $\varepsilon(k_F)$ – диэлектрическая функция, χ – статическая диэлектрическая проницаемость, $\Gamma(0, x)$ – неполная гамма-функция. ТермоЭДС, связанная с градиентом температуры вдоль оси КП, состоит из диффузионной (α_e) и фононной (α_{ph}) составляющей [15]:

$$\alpha = \alpha_e + \alpha_{ph} = \frac{\beta_e}{\sigma} + \frac{\beta_{ph}}{\sigma}.$$

Вследствие отсутствия квантования вдоль направления температурного градиента при вычислении коэффициентов β_e и β_{ph} можно использовать кинетическое уравнение Больцмана. Неравновесная функция распределения выражается через обобщенную силу [15]

$$\Phi_z = -eE_z - \frac{\varepsilon - \zeta}{T} \nabla_z T - A_{ph} k_0 \nabla_z T, \quad (9)$$

где e – элементарный заряд; E_z – термоэлектрическое поле, образованное температурным градиентом; k_0 – постоянная Больцмана, ε и ζ – энергия электронов и химический потенциал, соответственно. Последний член есть статистическая сила увлечения, а безразмерная величина дается выражением

$$A_{ph} = \frac{4m^2 e^2 \beta^2 L s k_F}{\pi \hbar \rho (k_0 T \varepsilon(k_F))^2} \times \int_0^\infty (1 + a^2(1 + x^2)) \exp(-2R^2 k_F^2 x^2) \left(\exp(b\sqrt{1+x^2}) - \exp(-b\sqrt{1+x^2}) \right)^2 x dx, \quad (10)$$

$$\beta_e = -\frac{1}{eT} \frac{\pi^2}{3} (k_0 T)^2 \frac{\partial \sigma}{\partial \zeta}, \quad (11)$$

$$\beta_{ph} = -\frac{k_0}{e} \sigma A_{ph}, \quad (12)$$

где введены обозначения:

$$a = \frac{2k_F E_1}{e\beta}, \quad b = \frac{\hbar s k_F}{k_0 T}. \quad (13)$$

В (10) учтены вклады в фононное увлечение от взаимодействия электронов с акустическими фононами посредством как деформационного (E_1), так и пьезоакустического ($\beta = \sqrt{0.8} e_{14} / \chi$) [16] потенциалов.

2. Обсуждение результатов

Полученные теоретические результаты применены к термоЭДС фононного увлечения для одномерного вырожденного электронного газа в квантовой проволоке с параболическим удерживающим потенциалом конфайнмента. Численные расчеты приведены нами для КП GaAs/Al_xGa_{1-x}As со следующими значениями параметров GaAs: масса электронов $m = 0.067 m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, плотность массы кристалла $\rho = 3.3 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3$, $s = 5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$, $E_1 = 7.4 \text{ eV}$, $e_{14} = 0.16 \text{ C/m}^3$, длина КП – $L = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}$, линейная плотность электронов – $\underline{n} = 1.6 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$, $\omega = 7 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$.

На рис. 1 показана рассчитанная температурная зависимость термоЭДС увлечения (сплошная линия). Для сравнения приведена также температурная зависимость диффузионной составляющей термоЭДС (прерывистая линия). Для параболической квантовой ямы GaAs/Al_xGa_{1-x}As шаг пространственного квантования обратно пропорционален толщине проволоки: $\hbar \omega (\text{eV}) = 14.6 / d (\text{\AA})$ [17]. Наш выбор соответствует толщине приблизительно 100 Å.

В интервале температур 1–2 К диффузионная термоЭДС превышает фононную. С повышением температуры фононная термоЭДС резко растет, превышая диффузионную на порядок.

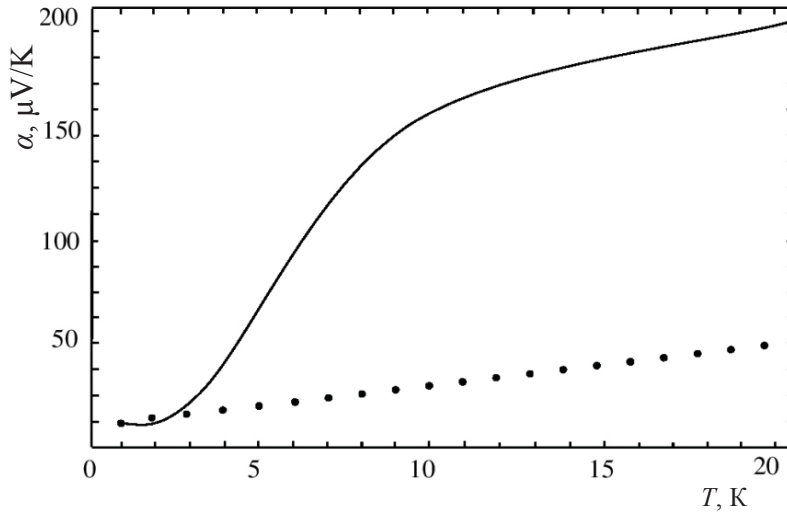


Рис. 1. Температурные зависимости термоЭДС фононного увлечения (сплошная линия) и диффузионной термоЭДС (прерывистая линия)
Fig. 1. Temperature dependences for phonon drag thermopower (solid line) and dotted diffusion thermopower (dotted line)

На рис. 2 показаны концентрационные зависимости термоЭДС фононного увлечения (сплошная линия, и диффузионной термоЭДС (прерывистая линия). Диффузионная состав-

ляющая термоЭДС изменяется приблизительно обратно пропорционально концентрации, а фононная – обратно пропорционально квадрату концентрации.

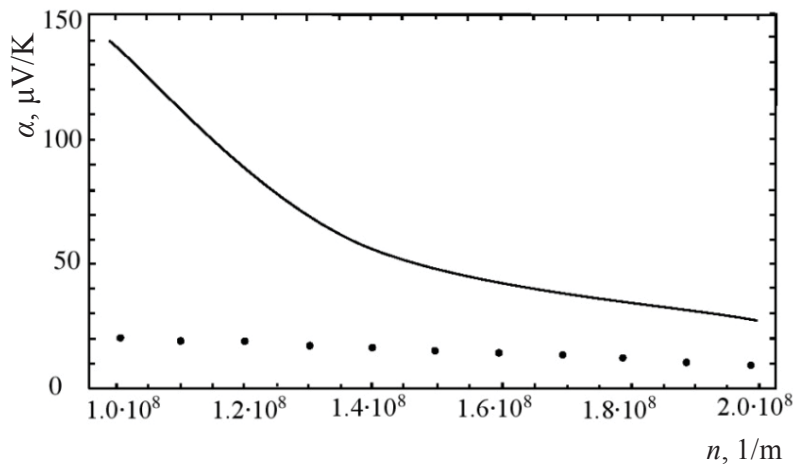


Рис. 2. Концентрационные зависимости термоЭДС фононного увлечения (сплошная линия) и диффузионной термоЭДС (прерывистая линия)
Fig. 2. Concentration dependences of phonon thermopower (solid line) and diffusion thermopower (dotted line)

ТермоЭДС фононного увлечения ранее был рассчитан S. Kubakaddi и P. Butcher для квазиодномерного электронного газа в гетероструктуре GaAs с прямоугольными ямами. Полученные ими в работе [6] выражения могут быть использованы для проводов различной геометрии. В температурном диапазоне 1–10 К для

цилиндрических проводов термоЭДС фононного увлечения увеличивается по мере уменьшения концентрации электронов. Рассчитанная нами термоЭДС фононного увлечения для модели КП с прямоугольным потенциалом количественно отличается от полученного в работе [6], но качественно результаты согласуются.



Заклучение

Были проведены вычисления термоЭДС в квантовой проволоке с параболическим потенциалом. Показано, что в интервале температур 1–2 К диффузионная термоЭДС превышает фоннную, с повышением температуры фоннная термоЭДС резко растет, превышая диффузионную на порядок. Диффузионная составляющая термоЭДС изменяется приблизительно обратно пропорционально концентрации, а фоннная – обратно пропорционально квадрату концентрации, и в интервале 1–20 К основной вклад в термоЭДС дает фоннное увлечение.

Список литературы

1. *Bhattacharya P., Ghosh S., Stiff-Roberts A. D.* Quantum dot opto-electronic devices // *Annu. Rev. Mater. Res.* 2004. Vol. 34, iss. 1. P. 1–40. DOI: 10.1146/annurev.matsci.34.040203.111535.
2. *Basabe-Desmonts L., Reinhoudt D. N., Crego-Calama M.* Design of fluorescent materials for chemical sensing // *Chem. Soc. Rev.* 2007. Vol. 36, iss. 6. P. 993–1017. DOI: 10.1039/B609548H.
3. *Rosenthal S. J., McBride J., Pennycook S. J., Feldman L. C.* Synthesis, surface studies, composition and structural characterization of CdSe, core/shell and biologically active nanocrystals // *Surf. Sci. Rep.* 2007. Vol. 62, iss. 4. P. 111–157. DOI: 10.1016/j.surfrep.2007.02.001.
4. *Rhyner M. N., Smith A. M., Gao X., Mao H., Yang L., Nie S.* Quantum dots and multifunctional nanoparticles : new contrast agents for tumor imaging // *Nanomedicine.* 2006. Vol. 1, iss. 2. P. 209–217. DOI: 10.2217/17435889.1.2.209.
5. *Fletcher R., Harris J. J., Foxon C. T., Tsaousidou M., Butcher P. N.* Thermoelectric properties of a very-low-mobility two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* 1994. Vol. 50, iss. 20. P.14991–14998. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.14991>.
6. *Kubakaddi S. S., Butcher P. N.* A calculation of the phonon-drag thermopower of a 1D electron gas // *J. Phys.* : *Condens. Matter.* 1989. Vol. 1, № 25. P. 3939–3946. DOI: 10.1088/0953-8984/1/25/006.
7. *Wu M. W., Horing N. J. M., Cui H. L.* Phonon-drag effects on thermoelectric power // *Phys. Rev. B.* 1996. Vol. 54, № 8. P. 5438–5443. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.5438>.
8. *Mao J., Liu Z., Ren Z.* Size effect in thermoelectric materials // *Quantum Materials* 1. 2016. Article number : 16028. DOI: 10.1038/npjquantmats.2016.28.
9. *Shi L.* Thermal and thermoelectric transport innanostructures and low-dimensional systems // *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering.* 2012. Vol. 16, iss. 2, P.79–116.
10. *Синявский Э. П., Соловенко В. Г.* Особенности термоэде в квантовых проволоках Вi в поперечных магнитном и электрическом полях // *ФТТ.* 2014. Т. 56, вып.11. С. 2197–2200.
11. *Дмитриев А. В., Звягин И. П.* Современные тенденции развития физики термоэлектрических материалов // *УФН.* 2010. Т. 180, № 8. С. 821–838.
12. *Lyo S. K.* Low-temperature phonon-drag thermoelectric power in heterojunctions // *Phys. Rev. B.* 1988. Vol. 38, iss. 9. P. 6345–6347. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.6345>.
13. *Hashimzade F. M., Babayev M. M., Mehdiyev B. H., Hasanov Kh. A.* Magnetothermoelectric effects of 2D electron gas in quantum well with parabolic confinement potential in-plane magnetic field // *Journal of Physics : Conference Series.* 245. 2010. P. 012015–012018.
14. *Fletcher R., Maan J. C., Weimann G.* Experimental results on the high-field thermopower of a two-dimensional electron gas in a GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunction // *Phys. Rev. B.* 1985. Vol. 32, iss. 12. P. 8477–8481. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.32.8477>.
15. *Аскеров Б. М.* Электронные явления переноса в полупроводниках. М. : Наука, 1985. 318 с.
16. *Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б.* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М. : Наука, 1984. 352 с.
17. *Синявский Э. П., Сокович С. М.* Электроиндуцированная люминесценция в параболических квантовых ямах в магнитном поле // *ФТТ.* 2000. Т. 42, вып. 9. С. 1685–1688.

Образец для цитирования:

Гасанов Х. А., Гусейнов Дж. И., Дадашова В. В., Набиев А. Э., Аббасов И. И. ТермоЭДС фоннного увлечения в квантовой проволоке с параболическим потенциалом конфайнмента для электронов // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика.* 2017. Т. 17, вып. 4. С. 263–268. DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-263-268.

Phonon-Drag Thermopower in a Quantum Wire with Parabolic Confinement Potential for Electrons

Kh. A. Hasanov, J. I. Huseynov, V. V. Dadashova, A. E. Nabiev, I. I. Abbasov

Khanlar A. Hasanov, ORCID 0000-0001-6581-939x, Azerbaijan State Pedagogical University, 68, Uz. Hajibeyli Str., Baku, AZ-1000, Azerbaijan, khanlarhasanli@gmail.com

Jahangir I. Huseynov, ORCID 0000-0002-4498-2400, Azerbaijan State Pedagogical University, 68, Uz. Hajibeyli Str., Baku, AZ-1000, Azerbaijan, cahangir.adpu@mail.ru

Vusala V. Dadashova, ORCID 0000-0002-2573-8939, Baku State University, 23, Z. Khalilov Str., Baku, AZ-1148, Azerbaijan, vusalevaleh@gmail.com

Asaf E. Nabiev, ORCID 0000-0001-6037-7457, Azerbaijan State Pedagogical University, 68, Uz. Hajibeyli Str., Baku, AZ-1000, Azerbaijan, asaf.fizik@mail.ru



Ibrahim I. Abbasov, ORCID: 0000-0001-8111-2642, Azerbaijan State Oil and Industrial University, 16/21, Azadliq Avenue, Baku, AZ-1021, Azerbaijan, ibrahimabbasov179@gmail.com

Background and Objectives: A quantitative theory of the phonon-drag thermopower for one-dimensional degenerate electron gas in a quantum wire with parabolic confinement potential is presented. The temperature gradient is directed along the axis of the quantum wire. Due to the confinement, the energy spectrum and the wave function of the electron change substantially. It is assumed that the Fermi level is located between the zeroth and the first of the size quantization. **Results:** The analysis shows that the dominant scattering mechanism at low temperatures for a highly degenerate electron gas is the scattering by ionized impurities, and for the phonons it is the scattering on the sample boundary. In the temperature range, 1–2 K, the diffusion thermopower exceeds the phonon one. With increasing temperature, the phonon thermopower increases sharply, exceeding the diffusion one by an order of magnitude. The diffusion component of the thermopower varies approximately in inverse proportion to the concentration, and the phonon component is inversely proportional to the square of the concentration. It is shown that in the temperature interval 1–20 K the main contribution to the thermopower is given by the phonon-drag effect.

Key words: quantum wire, phonon-drag, parabolic potential, electron gas, electron-phonon interaction, energy spectrum, wave function, thermoelectric effects, Fermi level, diffusion thermopower, phonon thermopower.

References

1. Bhattacharya P., Ghosh S., Stiff-Roberts A. D. Quantum dot opto-electronic devices. *Annu. Rev. Mater. Res.*, 2004, vol. 34, iss. 1, pp. 1–40. DOI: 10.1146/annurev.matsci.34.040203.111535.
2. Basabe-Desmonts L., Reinhoudt D. N., Crego-Calama M. Design of fluorescent materials for chemical sensing. *Chem. Soc. Rev.*, 2007, vol. 36, iss. 6, pp. 993–1017. DOI: 10.1039/B609548H.
3. Rosenthal S. J., McBride J., Pennycook S. J., Feldman L. C. Synthesis, surface studies, composition and structural characterization of CdSe, core/shell and biologically active nanocrystals. *Surf. Sci. Rep.*, 2007, vol. 62, iss. 4, pp. 111–157. DOI: 10.1016/j.surfrep.2007.02.001.
4. Rhyner M. N., Smith A. M., Gao X., Mao H., Yang L., Nie S. Quantum dots and multifunctional nanoparticles: new contrast agents for tumor imaging. *Nanomedicine*, 2006, vol. 1, iss. 2, pp. 209–217. DOI: 10.2217/17435889.1.2.209.
5. Fletcher R., Harris J. J., Foxon C. T., Tsaousidou M., Butcher P. N. Thermoelectric properties of a very-low-mobility two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 1994, vol. 50, iss. 20, pp. 14991–14998. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.14991>.
6. Kubakaddi S. S., Butcher P. N. A calculation of the phonon-drag thermopower of a 1D electron gas. *J. Phys.: Condens. Matter.*, 1989, vol. 1, no. 25, pp. 3939–3946. DOI: 10.1088/0953-8984/1/25/006.
7. Wu M. W., Horing N. J. M., Cui H. L. Phonon-drag effects on thermoelectric power. *Phys. Rev. B.*, 1996, vol. 54, no. 8, pp. 5438–5443. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.5438>.
8. Mao J., Liu Z., Ren Z. Size effect in thermoelectric materials. *Quantum Materials 1*, 2016, article number: 16028. DOI: 10.1038/npjquantmats.2016.28.
9. Shi L. Thermal and thermoelectric transport in nanostructures and low-dimensional systems. *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering*, 2012, vol. 16, iss. 2, pp. 79–116.
10. Sinyavskii E. P., Solovenko V. G. Specific features of the thermal electromotive force in Bi quantum wires in transverse magnetic and electric fields. *Physics of the Solid State*, 2014, vol. 56, no. 11, pp. 2197–2200 (in Russian).
11. Dmitriev A. V., Zvyagin I. P. Current trends in the physics of thermoelectric materials. *Physics-Uspekhi*, 2010, vol. 53, no. 8, pp. 789–803. DOI: 10.3367/UFNe.0180.201008b.0821.
12. Lyo S. K. Low-temperature phonon-drag thermoelectric power in heterojunctions. *Phys. Rev. B*, 1988, vol. 38, iss. 9, pp. 6345–6347. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.6345>.
13. Hashimzade F. M., Babayev M. M., Mehdiyev B. H., Hasanov Kh. A. Magnetothermoelectric effects of 2D electron gas in quantum well with parabolic confinement potential in-plane magnetic field. *Journal of Physics: Conference Series*, 245, 2010, pp. 012015–012018.
14. Fletcher R., Maan J. C., Weimann G. Experimental results on the high-field thermopower of a two-dimensional electron gas in a GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunction. *Phys. Rev. B*, 1985, vol. 32, iss. 12, pp. 8477–8481. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.32.8477>.
15. Askerov B. M. *Electron transport phenomena in semiconductors*. Singapore, New Jersey, London, World Scientific, 1994. 394 p.
16. Gantmakher V. F., Levinson I. B. *Carrier scattering in metals and semiconductors*. Amsterdam, Noth-Holland, 1987. 459 p.
17. Sinyavskii E. P., Sokovich S. M. Electrically induced luminescence in parabolic quantum wells in a magnetic field. *Physics of the Solid State*, 2000, vol. 42, no. 9, pp. 1734–1738. DOI: 10.1134/1.1309461.

Cite this article as:

Hasanov Kh. A., Huseynov J. I., Dadashova V. V., Nabiev A. E., Abbasov I. I. Phonon-Drage Thermopower in a Quantum Wire with Parabolic Confinement Potential for Electrons. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics*, 2017, vol. 17, iss. 4, pp. 263–268 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2017-17-4-263-268.