

А. Г. Степанян

Совместное влияние ограничения акустических фононов и спин-орбитального взаимодействия на скорость потерь энергии горячими электронами в нанопроволоке

(Представлено чл.-кор. НАН РА А. А. Киракосяном 13/XI 2023)

Ключевые слова: *горячие электроны, акустические фононы, скорость потерь энергии, спин-орбитальное взаимодействие.*

1. Введение. Проблема генерации горячих электронов, управление временем их жизни и участием в физических процессах остается актуальной [1]. В современных быстродействующих устройствах, работающих на основе твердотельных наноструктур (НС) под воздействием внешних полей, а также инжекции, формируется неравновесная система свободных носителей заряда (НЗ), в которых вследствие электрон-электронного взаимодействия за время пикосекунды устанавливается электронная температура T_e , превышающая температуру решетки T_L [2, 3]. Скорость потерь энергии системой горячих НЗ в твердотельных НС за счет рассеяния на полярных оптических и акустических фононах интенсивно исследовалась с учетом влияния пространственного ограничения на фоновые спектры [4-12]. Было показано, что рассеяние электронов на акустических фононах играет центральную роль в скорости потерь энергии при температурах ниже 25К [4]. Следует также отметить, что спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) является важным инструментом с точки зрения возможности управления и манипулирования спиновыми степенями свободы в низкоразмерных системах [13]. СОВ в НС является следствием инверсионной асимметрии либо потенциального поля активной области структуры, либо потенциала, ограничивающего движение НЗ заряда. В первом случае это явление известно как СОВ Дрессельхауса [14], а во втором – как СОВ Рашбы [15]. Важно отметить, что СОВ Рашбы и Дрессельхауса можно контролировать с помощью внешнего напряжения и конструкции НС, соответственно [16].

В представленной работе впервые теоретически анализируется совместное влияние СОВ и ограничения акустических фононов на скорость

потерь энергии системой горячих НЗ в нанопроволоке (НП). Результаты исследования обоих эффектов могут быть использованы в конкретных применениях НП в высокоскоростных полевых устройствах.

2. Теория. Состояния электрона в НП, ограниченной параболическим потенциалом с частотой ω_0 , погруженной в диэлектрическую среду в однородном электрическом поле \mathbf{F} , перпендикулярном оси НП (ось x), и соответствующие собственные значения энергии имеют вид [17, 18]:

$$\phi_{nmk\zeta}(x, \rho, \theta) = C_{nm} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2}\right) \rho^{|m|} L_n^{|m|}(\rho^2) \exp[i(kx + m\theta)] \frac{\cos\varphi}{\sqrt{1 + \zeta \sin\varphi}} \left(\frac{\sin\varphi + \zeta}{\cos\varphi}\right), \quad (1)$$

$$E_{nmk\zeta} = \hbar\omega_0(2n + |m| + 1) - \frac{1}{2} eFr_F + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \zeta k \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}, \quad (2)$$

где $\rho = \sqrt{r^2 + r_F^2 - 2rr_F \cos\theta}/r_0$, $r_0 = (\hbar/m^*\omega_0)^{1/2}$, $r_F = eF/(m^*\omega_0^2)$, m^* – эффективная масса электрона, $n = 0, 1, 2, \dots$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $\zeta = \pm 1$ – квантовые числа, $L_n^{|m|}(\rho)$ – обобщенные полиномы Лагерра, k – волновое число электрона вдоль оси x , $\tan\varphi = \alpha/\beta$, $\alpha(\beta)$ – параметр Рашбы (Дресельхауса) [14, 15], C_{nm} – коэффициенты нормировки [18].

В рамках модели деформационного потенциала взаимодействие электрона с акустическими фононными модами описывается гамильтонианом $H_{el-ph} = E_d \text{div} \mathbf{U}(\mathbf{r})$, где E_d – константа потенциала деформации, а $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ – вектор смещения. В рамках этой модели вклад в гамильтониан взаимодействия вносят только дилатационные акустические моды [19, 20]. Гамильтониан H_{el-ph} в терминах операторов уничтожения и рождения фононов ($a_{q,\omega}^-$ и $a_{q,\omega}^+$, соответственно) имеет вид [21]

$$H_{el-ph} = -E_d \sum_{q,\omega} \left(\frac{\omega}{v_{A,LA}}\right)^2 (a_{q,\omega}^- \tau_{A,0} \Phi_{A,q,\omega}(\mathbf{r}) + a_{q,\omega}^+ \tau_{A,0}^* \Phi_{A,q,\omega}^*(\mathbf{r})), \quad (3)$$

где $\Phi_{A,q,\omega}(\mathbf{r}) = I_0(q_{A,0}\rho) e^{-iqx}$, $I_p(x)$ – модифицированная функция Бесселя p -го порядка первого рода. Коэффициенты $\tau_{A,0}$ определяются граничными условиями и нормировкой [19, 20]. Дисперсионное соотношение, а также диапазон изменения волнового числа для дилатационных акустических фононов можно получить из непрерывности полей смещений и напряжений [22]. При этом продольное волновое число должно находиться в области

$$\omega/v_{B,TA} < q < \omega/v_{A,TA}, \quad (4)$$

где $q_{A,0} = \sqrt{q^2 - \omega^2/v_{A,LA}^2}$, $v_{\gamma,LA} = \sqrt{c_{\gamma,11}/\rho_\gamma}$, $v_{\gamma,TA} = \sqrt{c_{\gamma,44}/\rho_\gamma}$, ρ_γ и

$c_{\gamma,11}$, $c_{\gamma,44}$ обозначают массовые плотности и константы жесткости сред, а индекс γ обозначает нанопроволоку (А) и окружающую среду (В).

Скорость потерь энергии P рассчитывается в рамках модели «электронной температуры», в которой система НЗ описывается функцией распределения Ферми – Дирака $f(E, T_e)$ с эффективной температурой электронов T_e , большей, чем температура решетки T_L [23].

3. Результаты и обсуждение. Численные расчеты проведены для полупроводниковой квантовой проволоки GaAs, внедренной в среду AlAs. Значения параметров материалов взяты из [22, 24-26].

Дисперсионное уравнение, полученное в континуальном приближении для дилатационных акустических волн в НП [27], позволяет графически представить дисперсионные кривые акустических фононных мод (рис. 1). Эти кривые получены для значений волнового числа q , удовлетворяющих условию (13), и при различных значениях радиуса НП. Как видим, увеличение радиуса проволоки приводит к увеличению частоты дилатационного акустического фонона той же длины волны.

Для численного расчета скорости потерь энергии необходимо вычислить химический потенциал, зависящий от радиуса НП, напряженности внешнего электрического поля, констант Рашбы и Дрессельхауза и электронной температуры, из условия нормировки

$$n_L = \frac{1}{\pi} \sum_{\nu} \int_{-\infty}^{\infty} \left(e^{\frac{E_{\nu,k}-\mu}{k_B T_e}} + 1 \right)^{-1} dk, \quad (5)$$

где ν – набор квантовых чисел ($nm\zeta$).

На рис. 2 представлены зависимости химического потенциала нанопроволоки от радиуса, напряженности внешнего электрического поля и электронной температуры при значении линейной концентрации электронов $n_L = 1.4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$.

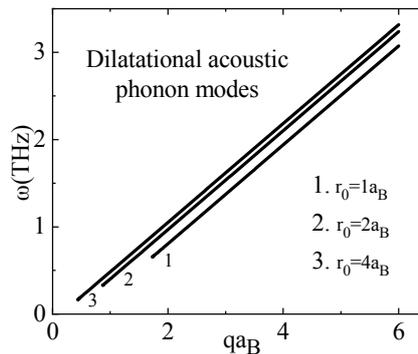


Рис. 1. Дисперсионные соотношения акустических дилатационных фононных мод с $p = 0$ в цилиндрической нанопроволоке GaAs для значений радиуса $r_0 = 1a_B$, $r_0 = 2a_B$ и $r_0 = 4a_B$. a_B – эффективный радиус Бора в GaAs.

На рис. 2,а представлена зависимость химического потенциала от радиуса НП при $T_e = 20$ К и $T_L = 10$ К: (1) в электрическом поле $F = 2.5$ В/см без учета СОВ (кривая 1), (2) в электрическом поле $F = 2.5$ В/см с учетом СОВ (кривая 2), (3) без учета СОВ и в отсутствие электрического поля (кривая 3). Уменьшение химического потенциала с увеличением радиуса НП объясняется тем, что энергия горячих электронов уменьшается вследствие уменьшения энергии размерного квантования, и постоянство линейной концентрации горячих электронов приводит к снижению химического потенциала.

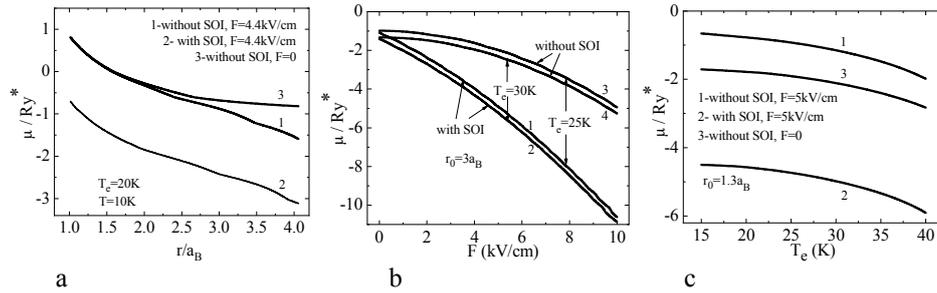


Рис. 2. Зависимость химического потенциала от (а) радиуса нанопроволоки; (б) от напряженности электрического поля; (с) от электронной температуры.

На рис. 2,б представлена зависимость химического потенциала НП от напряженности электрического поля в случае $r_0 = 3a_B$: (1) с учетом СОВ при $T_e = 25$ К (кривая 1) и при $T_e = 30$ К (кривая 2); (2) без учета СОВ при $T_e = 25$ К (кривая 3) и при $T_e = 30$ К (кривая 4). Во всех рассмотренных случаях уменьшение химического потенциала НП с увеличением напряженности электрического поля объясняется теми же соображениями, что и в первом случае, поскольку увеличение напряженности электрического поля при параболическом ограничении, как следует из формулы (2), приводит к уменьшению энергии размерного квантования. Зависимость химического потенциала НП от электронной температуры в случае $r_0 = 3a_B$ представлена на рис. 2,с: (1) без учета СОВ и в электрическом поле $F = 5$ В/см (кривая 1), (2) с учетом СОВ и в электрическом поле $F = 5$ В/см (кривая 2), (3) без учета СОВ электрического поля (кривая 3). Из формулы (5) следует, что в условиях постоянства энергии размерного квантования и линейной концентрации электронов повышение электронной температуры T_e должно приводить к увеличению абсолютного значения химического потенциала НП (см. рис. 2,с). Как видим, учет СОВ приводит к уменьшению химического потенциала.

Скорость потерь энергии электронами в зависимости от радиуса НП, напряженности внешнего электрического поля и температуры электронов исследована численно (рис. 3). Как видно, P возрастает при учете СОВ. На рис. 3,а представлены скорости потерь энергии от радиуса НП при $T_e = 20$ К и $T_L = 10$ К: (1) в электрическом поле $F = 4.4$ В/см без учета СОВ

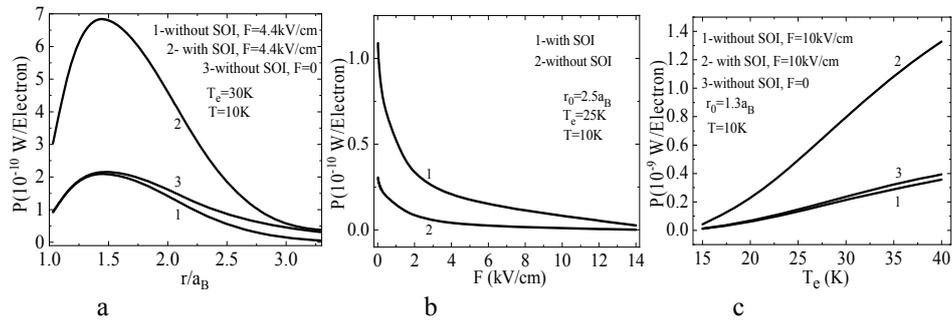


Рис. 3. Зависимость скорости потерь энергии от (а) радиуса нанопроволоки; (б) от напряженности электрического поля; (с) от электронной температуры.

(кривая 1); (2) в электрическом поле $F = 4.4 \text{ В/см}$, с учетом СОВ (кривая 2), (3) без учета СОВ и электрического поля (кривая 3). Как видим, зависимость скорости потерь энергии от радиуса НП имеет немонотонный характер: по мере его увеличения она сначала увеличивается, а затем уменьшается как в отсутствие, так и в присутствии электрического поля, а также при учете СОВ. Уменьшение скорости потерь энергии при учете или игнорировании СОВ с увеличением электрического поля (рис. 2,б), вероятно, является следствием того, что состояния дилатационных акустических мод в обратном пространстве ограничены конечным диапазоном и увеличение электрического поля уменьшает число актов рассеяния на фонах, для которых выполняется закон сохранения энергии. Как и следовало ожидать, с ростом температуры электронов скорость потерь энергии увеличивается (рис. 3,с).

4. Заключение. Теоретически исследовано влияние внешнего электрического поля на скорость потерь энергии горячими электронами в нанопроволоке с учетом эффекта ограничения акустических фононов и спин-орбитального взаимодействия. Для структуры нанопроволок GaAs/AlAs представлены численные результаты расчета зависимости скорости потерь энергии от температуры электронов, напряженности электрического поля и радиуса проволоки с учетом и без учета влияния СОВ. Показано, что учет СОВ приводит к увеличению скорости потерь энергии горячими электронами. Из полученных результатов следует, что поперечное электрическое поле оказывает существенное влияние на скорость потерь энергии электронами и поэтому может быть использовано в качестве чувствительного инструмента для управления процессами потерь энергии в нанопроволоке.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования, науки, культуры и спорта РА в рамках проекта № 21AG-1C048.

Ереванский государственный университет
e-mail: astepanyan@ysu.am

А. Г. Степанян

Совместное влияние ограничения акустических фононов и спин-орбитального взаимодействия на скорость потерь энергии горячими электронами в нанопроволоке

С учетом спин-орбитального взаимодействия и в рамках теории деформационного потенциала исследована скорость потерь энергии горячими электронами, рассеянными дилатационными акустическими фононами во внедренной в диэлектрическую среду цилиндрической нанопроволоке в присутствии внешнего электрического поля. Получены зависимости скорости потерь энергии от напряженности электрического поля, радиуса нанопроволоки и температуры электронов с учетом и без учета спин-орбитального взаимодействия. Показано, что учет спин-орбитального взаимодействия приводит к увеличению скорости потерь энергии электронами.

Ա. Գ. Ստեփանյան

Ձայնային ֆոնոնների սահմանափակվածության և սպին-որբիտալին փոխազդեցության համատեղ ազդեցությունը նանոլարում տաք էլեկտրոնների էներգիական կորուստների արագության վրա

Դեֆորմացման պոտենցիալի տեսության շրջանակներում արտաքին էլեկտրական դաշտի առկայությամբ ուսումնասիրվել է դիէլեկտրական միջավայրում տեղակայված զլանաձև նանոլարում ընդարձակումային ձայնային ֆոնոնների վրա ցրված տաք էլեկտրոնների էներգիական կորուստների արագությունը: Սպին-որբիտալին փոխազդեցության հաշվառմամբ և անտեսմամբ ստացվել են էլեկտրոնների էներգիական կորուստների արագության կախումներն էլեկտրական դաշտի լարվածությունից, նանոլարի շառավղից և էլեկտրոնային ջերմաստիճանից: Ցույց է տրված, որ սպին-որբիտալին փոխազդեցության հաշվառումը հանգեցնում է էլեկտրոնների էներգիական կորուստների արագության մեծացման:

A. G. Stepanyan

Combined Influence of Acoustic Phonon Confinement and Spin-Orbit Interaction on the Energy Loss Rate of Hot Electrons in a Nanowire

Taking into account the spin-orbit interaction and within the framework of the theory of deformation potential, the energy loss rate of hot electrons scattered by dilatational acoustic phonons in a cylindrical nanowire embedded in a dielectric medium in the presence of an external electric field has been studied. The dependences of the energy loss rate on the electric field strength, nanowire radius, and electron temperature were obtained with and without taking into account the spin-orbit interaction. It is shown that the taking spin-orbit interaction into account leads to an increase in the energy loss rate.

Литература

1. *Besteiro L. V., Cortés E., Ishii S. et al.* – J. Appl. Phys. 2021. V. 129. № 15. P. 150401-1 - 150401-3.
2. *Shah J.* Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures, Academic Press. Boston. 1992. 507 p.
3. *Ting C. S.* Physics of Hot Electron Transport in Semiconductors. Singapore. World Scientific. 1992. 314 p.
4. *Leon-Avila F., Rodriguez-Coppola H., Comas F.* – Phys. Status Solidi B. 1995. V. 189. № 1. P. 107-116.
5. *Stepanyan A., Yeranosyan M., Vardanyan L. et al.* – Physica B. Condensed Matter. 2017. V. 519. P. 102-107.
6. *Campos V. B., Das Sarma S., Stroschio M. A.* – Phys. Rev. B. 1992. V. 46. № 7. P. 3849-3853.
7. *Vartanian A., Asatryan A., Kirakosyan A.* – Physica E. Low-dimensional Systems and Nanostructures. 2005. V. 28. № 4. P. 545-551.
8. *Bennett C. R., Tanatar B.* – Phys. Rev. B. 1997. V. 55. № 11. P. 7165-7169.
9. *Svizhenko A., Bandyopadhyay S., Stroschio M. A.* – J. Phys. Condensed Matter. 1998. V. 10. № 27. P. 6091-6104.
10. *Vartanian A. L., Asatryan A. L., Kirakosyan A. A.* – Phys. Status Solidi. 2008. V. 245. № 5. P. 963-966.
11. *Sugaya T., Bird J. P., Ferry D. K. et al.* – Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. № 4. P. 727-729.
12. *Sugaya T., Bird J. P., Ferry D. K. et al.* – Phys. B. Condensed Matter. 2002. V. 314. № 1-4. P. 99-103.
13. *Zutic I., Fabian J., Sarma S. D.* – Reviews of Modern Physics. 2004. V. 76. № 2. P. 323-410.
14. *Rashba E. I.* – Fiz. Tver. Tela 2. 1960. № 6. P. 1224-1238.
15. *Dresselhaus G.* – Physical Review. 1955. V. 100. № 2. P. 580-586.
16. *Kohda M., Lechner V., Kunihashi Y. et al.* – Physical Review B. 2012. V. 86. № 8. P. 081306-1 - 081306-5.
17. *Vartanian A. L., Asatryan A. L., Stepanyan A. G. et al.* – International Journal of Modern Physics B. 2020. V. 34. № 32. P.2050322-1 - 2050322-14.
18. *Vartanian A. L., Ghukasyan T. K., Asatryan A. L. et al.* – Micro and Nanostructures. 2022. V. 168. P. 207287-1 - 207287-11.
19. *Nishiguchi N.* – Phys. Rev. B. 1995. V. 52. № 7. P. 5279-5288.
20. *Stepanyan A., Yeranosyan M., Vardanyan L. et al.* – Physica B. 2017. V. 519. P. 102-107.
21. *Nishiguchi N.* – Phys. Rev. B. 1996. V. 54. № 3. P. 1494-1497.
22. *Nishiguchi N.* – Phys. Rev. B. 1994. V. 50. № 15. P. 10970-10980.
23. *Bhat J. S., Nesargi R. A., Mulimanib B. G.* – Appl J. Phys. 2009. V. 106. № 3. P. 033701-1 - 033701-7.
24. *Winkler R.* Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems. 2003. Berlin. Springer-Verlag. P. 228.
25. *Schliemann J., Egues and D., Loss J. C.* – Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. № 14. P. 14680 -1 - S146801-4.
26. *Adachi S.* – J. Appl. Phys. 1985. V. 58. № 3. P. R1-R29.
27. *Strosico M., Dutta M.* Phonons in Nanostructures. Cambridge University Press. UK. 2001.