

Генерация спиновых токов в *n*-Si, легированном фосфором, сурьмой и висмутом и влияние на них процессов рассеяния спинов с переворотом

© А.А. Ежеский¹, Д.В. Гусейнов¹, А.В. Сухоруков¹, Е.А. Калинина¹,
А.В. Новиков², Д.В. Юрасов², Н.С. Гусев²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: ezhevski@phys.unn.ru

Поступила в Редакцию 9 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 19 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Легирование кремния висмутом приводит к дополнительному спиновому рассеянию электрона проводимости на спин-орбитальном потенциале, вносимом тяжелым донором. В работе обсуждаются вопросы, связанные с рассеянием спинов с переворотом и их влияние на процессы генерации спиновых токов в кремнии с электронным типом проводимости. На основе теории спиновой накачки и диффузионной модели рассчитаны величины спиновых токов и напряжения инверсного спинового эффекта Холла при варьировании типа донора и его концентрации и длин спиновой диффузии. Расчеты позволили найти зависимости величин эффектов от параметров слоев кремния, легированных висмутом, и объяснить отсутствие сигналов инверсного спинового эффекта Холла при легировании слоя кремния только фосфором или сурьмой с концентрацией $N_d > 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Ключевые слова: спиновые токи, спиновая релаксация, кремний, мелкие доноры, структуры ферромагнетик-кремний, ферромагнитный резонанс, спин-орбитальное взаимодействие, спиновая диффузия.

DOI: 10.21883/FTP.2021.08.51131.07

1. Введение

Для генерации спинового тока широко используется метод спиновой накачки (spin pumping) за счет возбуждения прецессии намагниченности, индуцированной микроволновым полем в ферромагнетике. В последнее время этот метод востребован не только в системах ферромагнетик/металл (F/NM) [1], но и ферромагнетик/полупроводник (F/S) [2,3], в которых инжекция спинов затруднена из-за проблемы несоответствия импедансов.

В основе явления спиновой накачки лежит динамическая связь между ферромагнитной намагниченностью и спинами электронов зоны проводимости в нормальном металле или полупроводнике на границе их раздела [1–3]. Это является следствием закона сохранения энергии и углового момента. Несмотря на единую природу этого явления, в случае систем F/NM и F/S некоторые особенности, влияющие на процессы генерации и последующей конверсии спинового тока в зарядовый ток, проявляются в них по-разному. Так, известно, что в системе F/NM генерация спинового тока затруднена, если нормальный металл обладает большими длинами спиновой диффузии и, наоборот, за счет присоединения слоя с большой спин-орбитальной связью, служащего стоком для спинов, инжектируемый спиновый ток резко увеличивается, когда толщина промежуточного слоя

меньше, чем длина спиновой диффузии слоя. При этом процессы с переворотом спина оказываются несущественными [1,4]. Как оказалось, в кремнии, в отличие от систем F/NM, процессы рассеяния с переворотом спина играют более существенную роль.

В данной работе обсуждаются вопросы, связанные с рассеянием спинов с переворотом и их влияние на процессы генерации спиновых токов в кремнии с электронным типом проводимости. На основе теории спиновой накачки и диффузионной модели [5,6] рассчитаны величины спиновых токов и напряжения инверсного спинового эффекта Холла (ИСЭХ) при варьировании типа донора и его концентрации и длин спиновой диффузии. Расчеты позволили найти зависимости величин эффектов от параметров слоев кремния, легированных висмутом, и объяснить отсутствие сигналов ИСЭХ при легировании слоя кремния только фосфором или сурьмой с концентрацией $N_d > 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

2. Результаты и обсуждение

Легирование кремния тяжелыми мелкими донорами, висмутом или сурьмой, приводит к дополнительному примесному спиновому рассеянию электрона в зоне проводимости с переворотом спина (рассеяние на потенциале центральной ячейки) [7] на фоне процессов Эллиота [8] и Яфета [9], а также с сохранением спи-

на, приводящего к спиновому эффекту Холла за счет спин-орбитального взаимодействия, вносимого тяжелым донором [10,11].

Процессы Яфета в многодолинных полупроводниках не учитывают рассеяние спина с перебросом между долинами (f -процессы [12,13]), поэтому они характерны для низких температур. При приближении к комнатным температурам, междолинные f -процессы становятся более существенными [12,13]. Поэтому при комнатных температурах в кремнии скорости спиновой релаксации оказываются выше, чем предсказывают механизмы Эллиота–Яфета, и описываются более сильной зависимостью от температуры $1/\tau_s \sim T^3$ по сравнению с зависимостью, полученной в работе [8]. Тогда в общем виде скорости процессов с переворотом спина можно записать как

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_{ph}} + \frac{1}{\tau_{imp}}, \quad (1)$$

где T_{ph} описывает все процессы с участием фононов, а T_{imp} — рассеяние на примеси без участия фононов и без учета спина примеси. Будем считать, что процессы Эллиота малы из-за слабой решеточной спин-орбитальной связи для электронов проводимости в кремнии. Скорость рассеяния на примеси, так же как и процессы Эллиота–Яфета, пропорциональна концентрации донора и квадрату величины спин-орбитального взаимодействия [7]:

$$\frac{1}{\tau_{imp}} = CN_{imp}m_e\sqrt{2m_e}a_B^6\Delta_{so}^2. \quad (2)$$

Чисто примесное спиновое рассеяние не просто выделить на фоне других процессов, однако оно не обладает такой сильной температурной зависимостью, как процессы с участием фононов. Спиновое примесное рассеяние тем больше, чем больше заряд ядра донора, и в ряду Li, P, As, Sb, Bi не существенно для Li и P [14–16], а уже для мышьяка начинает проявляться при концентрациях $> 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в температурном интервале 77–300 К [7].

Процессы спинового рассеяния без переворота, приводящие к спиновому эффекту Холла, обусловлены асимметричным рассеянием (skew-scattering) [17] и процессами бокового скачка (side jump) [17]. Как и процессы с переворотом спина, они также зависят от концентрации рассеивающих центров и величины спин-орбитального взаимодействия. Величину вклада таких процессов принято оценивать по углу спинового эффекта Холла θ , определяемого по отношению спин-холловской проводимости σ_{xy}^s и зарядовой проводимости σ_{xx} :

$$\theta = \frac{\sigma_{xy}^s}{\sigma_{xx}}. \quad (3)$$

Как следует из золотого правила Ферми, зарядовая проводимость (вклад Друде) обратно пропорциональна концентрации примесей N_{imp} . Следовательно, отношение спин-холловской и зарядовой проводимостей не должно зависеть от концентрации примеси [4]. Однако, если в

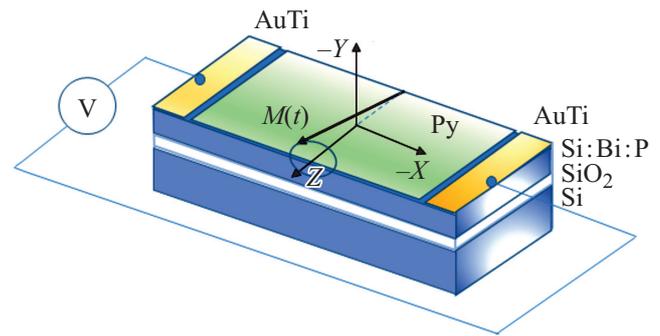


Рис. 1. Схематическое изображение структуры Py/n-Si:Bi(Sb)/SOI для изучения процессов генерации спиновых токов и их детектирования с помощью ИСЭХ.

исходно сильно легированный полупроводник n -типа дополнительно вводить тяжелый донор, меняя его концентрацию, то в этом случае угол спинового эффекта Холла будет изменяться с концентрацией тяжелого донора.

При изучении ИСЭХ в n -Si в работе [3] слой кремния в структуре Py/Si:Bi:P/SOI (рис. 1) легировался фосфором с концентрацией $N_P = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для получения вырожденного полупроводника n -типа проводимости, а также висмутом с концентрацией $N_{Bi} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. (Структуры были получены по методике, более подробно описанной ранее в работе [3]). В этом случае примесный вклад в спиновое рассеяние с переворотом можно представить как

$$\frac{1}{\tau_s} = N_{Bi} \frac{1}{\tau_{Bi}} N_P \frac{1}{\tau_P}, \quad (4)$$

где $1/\tau_i$ — вклад в релаксацию от одного центра. С учетом разницы в константах спин-орбитальной связи Δ_{so} для фосфора и висмута ($\Delta_{so} = 0.03$ и 1 мэВ соответственно) и их концентраций, при 300 К вклады от этих доноров оказываются близкими.

В работе [3] мы исследовали возможность генерации спиновых токов методом спиновой накачки и их детектирования с помощью ИСЭХ в кремнии, легированном висмутом. Линии ферромагнитного резонанса (ФМР) в слое пермаллоя (Py) возбуждались с помощью спектрометра электронного парамагнитного резонанса Bruker_EMX-plus-10/12, работающего на микроволновой (MW) частоте 9.4 ГГц. Измерения проводились при комнатной температуре. Подробно изучены угловые зависимости сигнала инверсного спинового эффекта Холла с учетом анизотропного магниторезистивного (AMR) эффекта.

В структуре Py/Si:Bi:P/SOI ($N_{Bi} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_P = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $d = 0.4 \text{ мкм}$) мы наблюдали [3] сигнал инверсного спинового эффекта Холла до 200 нВ, индуцированного ферромагнитным резонансом. Однако в структурах Py/Si:Sb/SOI ($N_{Sb} = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $d = 1 \text{ мкм}$), полученных в рамках данной работы, сигнал ИСЭХ не наблюдался. Чтобы понять наблюдаемое различие в

поведении структур Ru/Si/SOI при легировании слоев кремния висмутом или сурьмой, а также найти оптимальные параметры слоев для получения большего сигнала ИСЭХ относительно нежелательного сигнала АМР эффекта [3], а также шумов, были рассчитаны напряжения ИСЭХ при варьировании типа донора и его концентрации. Также рассчитывались длины спиновой диффузии, спиновые токи и спиновые углы Холла. Расчеты проводились на основе теории спиновой накачки и диффузионной модели [5,6], с использованием данных теоретических расчетов для примесного спинового эффекта Холла [10].

Как и в работе [3], напряжение ИСЭХ можно записать в следующем виде:

$$V_{\text{ISHE}} = \frac{\theta_{\text{SH}} \cdot w_f \cdot \lambda_n \cdot \tanh(d_n/2\lambda_n)}{d_n \sigma_n + d_f \sigma_f} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) j_s^0. \quad (5)$$

Здесь w_f — ширина слоя Ru, d_n и λ_n — толщина и длина спиновой диффузии немагнитного слоя, σ_f и σ_n — электропроводность слоев Ru и $n\text{-Si:Bi(Sb)}$ соответственно. Будем считать, что σ_n определяется концентрацией фосфора и не зависит от концентрации тяжёлого донора. В этом случае постоянная составляющая спинового тока, генерируемого на границе Ru/ $n\text{-Si:Bi}$ ($y = 0$), выражается как

$$j_s^0 = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow} \gamma^2 \hbar (4\pi \cdot M_s \gamma + \sqrt{(4\pi \cdot M_s)^2 \gamma^2 + 4\omega^2})}{8\pi a^2 ((4\pi \cdot M_s)^2 \gamma^2 + 4\omega^2)}, \quad (6)$$

где $g_r^{\uparrow\downarrow}$ — действительная часть кондактанса интерфейса Ru/ $n\text{-Si}$ [18], γ — гиромангнитное отношение Ru, h — величина магнитной составляющей микроволнового поля, M_s — намагниченность насыщения Ru. Спиновый ток, инжектируемый в слой Si, затухает в направлении y (рис. 1) из-за спиновой релаксации. Его можно выразить как [5]

$$j_{s(y)} = \frac{\sinh\left(\frac{d_n - y}{\lambda_n}\right)}{\sinh(d_n/\lambda_n)} j_s^0. \quad (7)$$

Результаты расчетов ИСЭХ в зависимости от толщины слоя кремния для разных концентраций висмута и сурьмы приведены на рис. 2. Все расчеты сделаны для температуры 300 К. В качестве исходных параметров для Bi мы взяли данные работы [3]: $N_{\text{P}} = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Bi}} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, спиновый угол Холла $\theta = 0.0001$, $\tau_s = 1 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, проводимость слоя пермаллоя $\sigma_f = 1.49 \cdot 10^2 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$, проводимость слоя кремния $\sigma_n = 5 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$. Для слоя кремния, легированного сурьмой, спиновый угол Холла и время спиновой релаксации выбирались с учетом значения параметра спин-орбитальной связи $\Delta_{\text{so}}(\text{Sb}) = 0.3 \text{ мэВ}$, существенно меньшего по сравнению с висмутом $\Delta_{\text{so}}(\text{Bi}) = 1 \text{ мэВ}$ [7]. В процессе расчетов с изменением концентрации доноров учитывались изменения спинового угла Холла и времени спиновой релаксации.

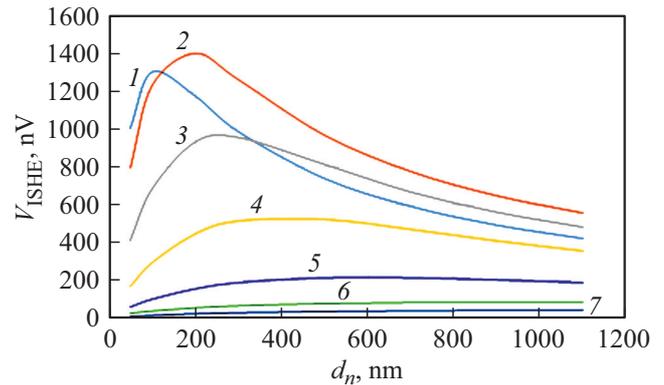


Рис. 2. Величина ИСЭХ в зависимости от толщины слоя кремния d_n , легированного Bi для разных концентраций висмута, N_{Bi} , см^{-3} : 1 — 10^{18} , 2 — $3 \cdot 10^{17}$, 3 — 10^{17} , 4 — $3 \cdot 10^{16}$, 5 — 10^{16} , 6 — $3 \cdot 10^{15}$, 7 — 10^{15} . (Значения $N_{\text{Bi}} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $d_n = 400 \text{ нм}$, $d_f = 10 \text{ нм}$ соответствуют условиям эксперимента, представленного в работе [3]).

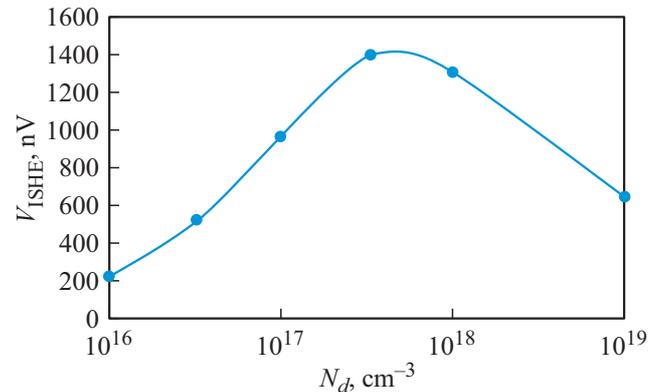


Рис. 3. Зависимость напряжения ИСЭХ в максимуме зависимостей, представленных на рис. 2, от концентрации висмута.

Как видно из рис. 2, рассчитанные зависимости напряжения инверсного спинового эффекта Холла от толщины слоя кремния с висмутом имеют выраженный характер с максимумом, который с ростом концентрации висмута сдвигается в область меньших толщин. Очевидно, что в области максимума значительная часть спинового тока конвертируется в электрический. Проходя через максимум, напряжение ИСЭХ падает при увеличении концентрации висмута вследствие увеличения вклада процессов примесного рассеяния с переворотом спина. С противоположной стороны от максимума, при уменьшении концентрации висмута, напряжение ИСЭХ уменьшается вследствие уменьшения угла спинового эффекта Холла. При этом, если проследить за напряжением ИСЭХ в максимумах рис. 3 в зависимости от концентрации висмута, то можно видеть (рис. 4), что эта зависимость также обладает максимумом при значении концентрации висмута на порядок большей, чем для измеренного образца в работе [3]. В структурах с кремнием, легированным сурьмой, характер зависимо-

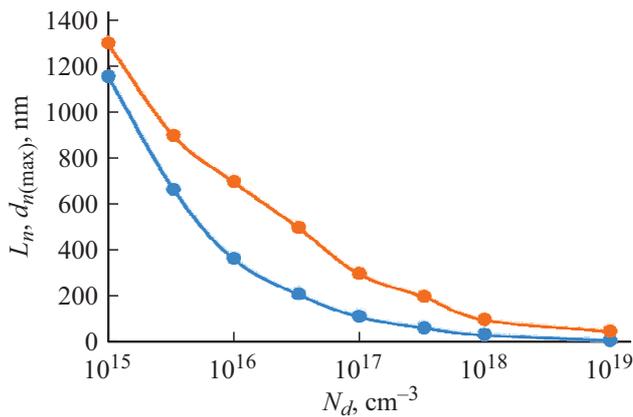


Рис. 4. Изменение длины спиновой диффузии (нижняя кривая) и толщины слоя, при котором достигается максимум напряжения ИСЭХ (верхняя кривая) с ростом концентрации висмута.

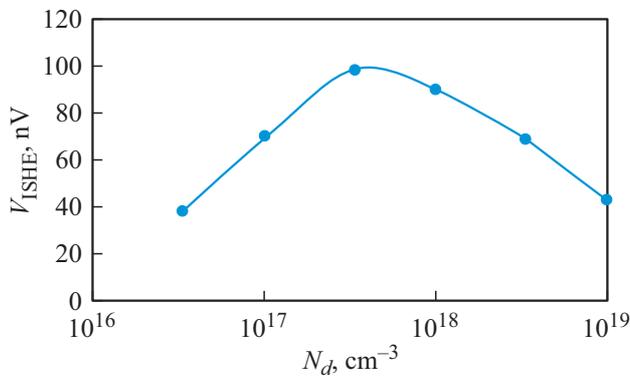


Рис. 5. Зависимость максимального напряжения ИСЭХ от концентрации сурьмы.

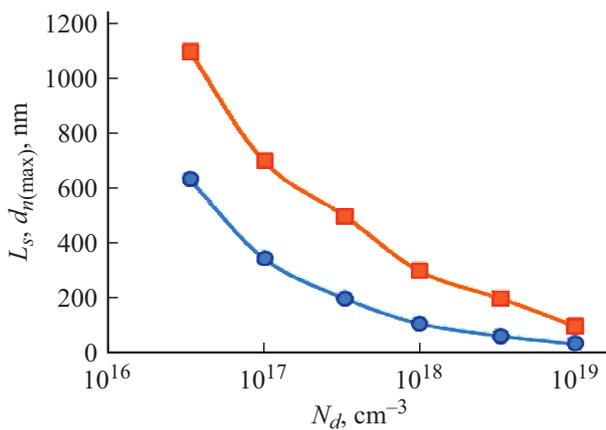


Рис. 6. Изменение длины спиновой диффузии (нижняя кривая) и толщины слоя, при котором достигается максимум напряжения ИСЭХ (верхняя кривая) с ростом концентрации сурьмы.

стей такой же, как и для висмута (рис. 5, 6), однако напряжения ИСЭХ значительно меньше.

Таким образом, как видно из рис. 2 и 3, с ростом концентрации V_i можно достичь значительно больших

значений ИСЭХ, но при этом уменьшая толщину слоя (рис. 2–4).

В случае легирования сурьмой сигнал ИСЭХ не наблюдался на фоне шумов, что согласуется с меньшим спин-орбитальным вкладом в рассеяние и малым спиновым углом Холла для сурьмы по сравнению с висмутом.

На рис. 4 и 6 приведены графики зависимостей толщины слоя, при котором достигается максимум напряжения, и длин спиновой диффузии от концентрации для сурьмы и висмута. Видно, что и толщина слоя, и длина спиновой диффузии растут с уменьшением концентрации, однако толщина в зависимости от концентрации ведет себя менее монотонно, что, по-видимому, связано с тем, что конкурируют разные механизмы рассеяния, влияющие на максимум напряжения ИСЭХ.

3. Заключение

Таким образом, расчеты на основе теории спиновой накачки и диффузионной модели позволили найти зависимости величины ИСЭХ от параметров слоев кремния, легированных висмутом, и объяснить отсутствие сигналов ИСЭХ при легировании слоя кремния только фосфором или сурьмой с концентрацией $N_d > 10^{19}$ см⁻³. При генерации спиновых токов в кремнии методом спиновой накачки процессы рассеяния спинов с переворотом приводят к немонотонной зависимости напряжения ИСЭХ от концентрации тяжелого донора с большой спин-орбитальной связью. Показано, что с ростом концентрации V_i можно достичь значительно большей вероятности рассеяния и, соответственно, значений ИСЭХ, но при этом уменьшая толщину легированного слоя кремния, из-за уменьшения длины спиновой диффузии с ростом N_{Vi} . В случае легирования сурьмой сигнал ИСЭХ не наблюдался на фоне шумов, что согласуется с меньшим спин-орбитальным вкладом в рассеяние и малым спиновым углом Холла для сурьмы по сравнению с висмутом.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Е.А. Караштину (ИФМ РАН) за интерес к работе и ценные замечания.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara. Appl. Phys. Lett., **88**, 182509 (2006).
- [2] K. Ando, E. Saitoh. Nature Commun., **3**, 629 (2012).
- [3] A.A. Ezhevskii, D.V. Guseinov, A.V. Soukhorukov, A.V. Novikov, D.V. Yurasov, N.S. Gusev. Phys. Rev. B, **101**, 195202 (2020).

- [4] M. Gradhand, D.V. Fedorov, P. Zahn, I. Mertig. Phys. Rev. Lett., **104**, 186403 (2010).
- [5] K. Harii, Z. Qiu, T. Iwashita, Y. Kajiwara, K. Uchida, K. Ando, T. An, Y. Fujikawa, E. Saitoh. Key Eng. Mater., **508**, 266 (2012).
- [6] T. Valet, A. Fert. Phys. Rev. B, **48**, 7099 (1993).
- [7] Y. Song, O. Chalaev, H. Dery. Phys. Rev. Lett., **113**, 167201 (2014).
- [8] R.J. Elliott. Phys. Rev. **96**, 266 (1954).
- [9] Y. Yafet. *Solid State Physics*, ed. by F. Seitz, D. Turnbull (N. Y., Academic Press, 1963) v. 14, p. 1–98.
- [10] H. Tetlow, M. Gradhand. Phys. Rev. B, **87**, 075206 (2013).
- [11] F. Rortais S. Lee, R. Ohshima, S. Dushenko, Y. Ando, M. Shiraishi. Appl. Phys. Lett., **113**, 122408 (2018).
- [12] J.L. Cheng, M.W. Wu, J. Fabian. Phys. Rev. Lett., **104**, 016601 (2010).
- [13] Y. Song, H. Dery. Phys. Rev. B, **86**, 085201 (2012).
- [14] A.A. Ezhevskii, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, S.A. Popkov, A.V. Gusev, V.A. Gavva. AIP Conf. Proc., **1399**, 743 (2011).
- [15] A.A. Konakov, A.A. Ezhevskii, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, S.A. Popkov, V.A. Burdov. AIP Conf. Proc., **1566**, 321 (2013).
- [16] A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, A.V. Kudrin, S.A. Popkov, A.P. Detochenko, A.V. Koroleva, A.A. Ezhevskii, A.A. Konakov, N.V. Abrosimov, H. Riemann. Solid State Phenomena, **242**, 327 (2016).
- [17] E.M. Hankiewiczand, G. Vignale. J. Phys.: Condens. Matter, **21**, 253202 (2009).
- [18] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, E. Saitoh. Phys. Rev. Lett., **101**, 036601 (2008).

Редактор А.Н. Смирнов

Generation of spin currents in *n*-Si doped with phosphorus, antimony, and bismuth and the influence of spin scattering processes

A.A. Ezhevskii¹, D.V. Guseinov¹,
A.V. Soukhorukov¹, E.A. Kalinina¹,
A.V. Novikov², D.V. Yurasov², N.S. Gusev²

¹Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

²Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Afonino, Nizhny Novgorod region, Russia

Abstract Doping of silicon with bismuth leads to additional spin scattering of the conduction electron by the spin-orbit potential introduced by a heavy donor. In this paper, we discuss spin flip scattering influence on the generation of spin currents in silicon with electronic conductivity. Based on the theory of spin pumping and the diffusion model, the values of spin currents and voltages of the inverse spin Hall effect (ISHE) are calculated with varying the type of donor and its concentration and the spin diffusion lengths. Calculations made it possible to find the dependences of the magnitudes of the effects on the parameters of silicon layers doped with bismuth, and to explain the absence of ISHE signals when the silicon layer is doped only with phosphorus or antimony with a concentration of $N_d > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.