12,13

Магнитный эффект Керра и магнитосопротивление в многослойных системах Nb|FeNi, выращенных в геометрии эффекта Штерна–Герлаха

© Н.К. Масракова[1,2], Ф.А. Пудонин[1,¶], И.А. Шерстнев[1], А.П. Болтаев[1], Д.С. Косцов[1]

[1] Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
[2] Университет науки и технологий МИСИС, Москва, Россия

E-mail: sherstnevia@lebedev.ru

Поступила в Редакцию 12 ноября 2025 г.
В окончательной редакции 12 ноября 2025 г.
Принята к публикации 14 ноября 2025 г.

Исследовались магнитные свойства многослойных структур Nb|FeNi. В этих структурах была обнаружена магнитная анизотропия, совпадающая по ориентации с ориентацией однонаправленной оптической анизотропии. При изучении удельного сопротивления структур ρ было обнаружено, что они относятся к классу металлических структур с отрицательным значением коэффициента термосопротивления α (правило Mooij). В области перколяционного перехода для пленок FeNi было обнаружено магнитосопротивление величиной, не превышающей 1 %. Наблюдалась анизотропия магнитосопротивления, которая зависела как от ориентации внешнего магнитного поля, так и поверхностной ориентации тока при измерении магнитосопротивления.

Ключевые слова: тонкая пленка, островковая пленка, невзаимность, анизотропия, магнетизм.

DOI: 10.61011/FTT.2025.11.62147.321-25

1. Введение

Исследованиям многослойных систем „сверхпроводник — не сверхпроводящий материал“ посвящено множество как теоретических, так и экспериментальных работ [1,2]. Такой интерес обусловлен возможностью использования этих систем в качестве элементов нейросетевых и квантовых вычислений. Также в этих системах при определенных параметрах можно ожидать повышения температуры перехода в сверхпроводящее состояние, о чем свидетельствует ряд теоретических и экспериментальных исследований [3,4]. Мы полагаем, что одной из таких систем могут быть структуры типа сверхпроводник–магнетик. Одной из возможных систем подобного рода мы предложили многослойные структуры Nb|FeNi [5], выращенные в геометрии Штерна–Герлаха [6].

Ранее нами были исследованы диэлектрическая проницаемость и эффект оптической невзаимности в многослойных структурах Nb|FeNi, выращенных в неоднородном магнитном поле (геометрия эффекта Штерна–Герлаха) [5]. Была обнаружена нелинейная зависимость диэлектрической проницаемости ($\mathrm{Re}\,\varepsilon$) от расстояния между магнитными слоями FeNi, которая была связана с особенностями обменного взаимодействия между слоями FeNi. Было найдено, что для всех исследуемых структур $\mathrm{Re}\,\varepsilon < 0$, что говорит о металлическом характере их оптического отклика. Важной особенностью полученных зависимостей являлось отсутствие латеральной анизотропии $\mathrm{Re}\,\varepsilon$, т. е. при повороте образцов вокруг своей оси величина $\mathrm{Re}\,\varepsilon$ не изменялась. Также в этих структурах был обнаружен эффект оптической невзаимности, величина которого зависела как от толщины магнитных слоев FeNi, так и от расстояния между ними. Возникновение эффекта оптической невзаимности было связано с особенностями метода получения структур Nb|FeNi (высокочастотное распыление в геометрии Штерна–Герлаха). Нами будут приведены результаты исследований магнитных свойств данных структур.

2. Образцы

Все исследуемые в настоящей работе структуры выращивались методом высокочастотного распыления. Более подробно технология выращивания описана, например, в [5,7–9]. Было выращено 2 серии образцов Nb(d_1)-FeNi-Nb(d_2)-FeNi-Nb(d_1) на полированных керамических подложках ситалла (рутиловая фаза TiO_2 [9]). В первой серии выращивались структуры с переменной толщиной Nb(d_2) и постоянной эффективной толщиной слоя FeNi (1 nm), т. е. в этой серии изменялось расстояние d_2 между магнитными слоями FeNi. Толщина d_2 изменялась от 0.5 до 4.0 nm с шагом 0.5 nm. В структурах данной серии суммарная толщина слоев Nb была постоянной и равной 15 nm. Это значит, что при изменении расстояния между слоями FeNi (т. е. слоя Nb толщиной d_2) толщины оставшихся двух слоев Nb(d_1) также изменялись так, чтобы сохранить суммарную толщину Nb $d = 2d_1 + d_2 = 15$ nm. Во второй серии изменялась толщина слоев FeNi (от 0.8 до

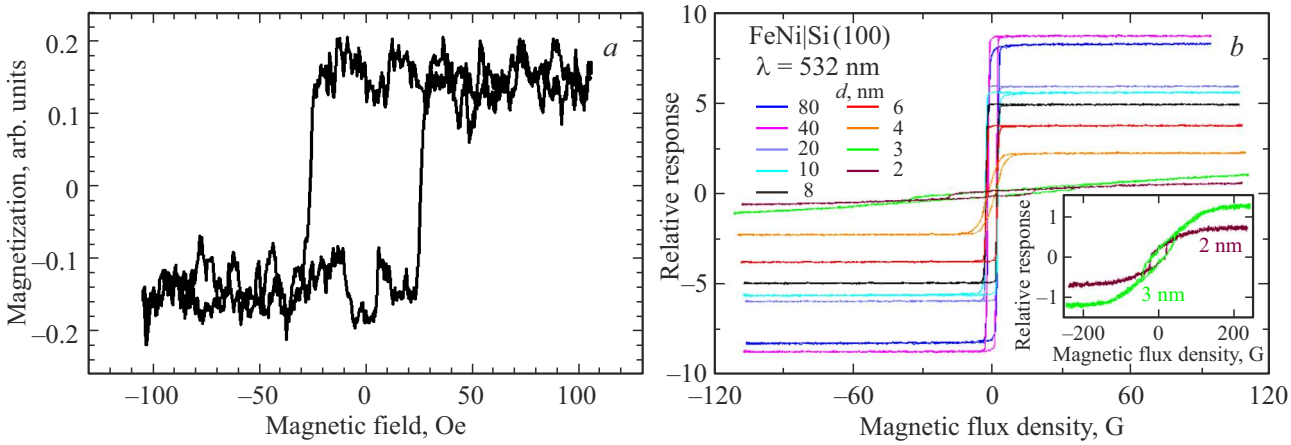


Рис. 1. *a*) Петля гистерезиса структуры первой серии с $d_2 = 0.5$ nm при ориентации образца в направлении $\varphi = 110°$. *b*) Петли гистерезиса для пленок FeNi различной толщины, полученные ранее [11].

2.2 nm с шагом 0.2 nm) при неизменном расстоянии между ними (слой Nb толщиной $d_2 \approx 1$ nm). Толщина остальных слоев Nb составляла $d_1 = 7$ nm. Толщина всех слоев в структурах являлась эффективной. Эффективная толщина слоев определялась по времени напыления при известных скоростях осаждения пленки.

3. Результаты исследований

Магнитные свойства структур Nb|FeNi|Nb|FeNi|Nb исследовались с помощью меридионального магнитооптического эффекта Керра (MOKE), когда магнитное поле ориентировано в плоскости падения света и вдоль поверхности образца. В данном случае *p*-поляризованное излучение ($\lambda = 0.633\,\mu$m) падало на образец под углом 70°. Магнитное поле создавалось двумя катушками Гельмгольца. Для исследования анизотропии магнитных свойств структуры поворачивались вокруг своей оси с шагом $\varphi = 30°$, как это имело место при исследовании эффекта оптической невзаимности данных структур [5], и для каждого угла φ измерялся эффект Керра. Начальная ориентация (положение) для всех образцов была одной и той же и совпадала с направлением оси легкого намагничивания для объёмного слоя FeNi. Важно отметить, что согласно результатам исследования эффекта оптической невзаимности [5,10], однонаправленная ось оптической анизотропии для слоев FeNi ориентирована в направлении $\varphi \approx 100°$ по отношению к начальному положению образца ($\varphi = 0°$).

Для первой серии структур (с переменным расстоянием между слоями FeNi) заметный эффект Керра наблюдался лишь для одной структуры с наименьшим расстоянием между слоями FeNi — 0.5 nm (рис. 1, *a*). Отсутствие намагниченности для остальных структур первой серии связано, по-видимому, с ослаблением обменного взаимодействия между слоями FeNi и их малой толщиной (1 nm). Наблюдение эффекта Керра для структуры с $d_2 \approx 0.5$ nm обусловлено сильным обменным взаимодействием между слоями FeNi. Отметим, что ранее [11] заметный эффект Керра наблюдался для пленок FeNi, начиная с толщины 2 nm (рис. 1, *b*).

Отметим, что максимальная величина намагничивания (высота петли гистерезиса) наблюдалась при ориентации образца в направлении однонаправленной оптической анизотропии (рис. 1, *a* — $\varphi = 100°$). В этом случае однонаправленная магнитная анизотропия незначительна, т. е. имеет место лишь одноосная магнитная анизотропия. Тем не менее, одноосная магнитная анизотропия и оптическая однонаправленная анизотропия в данном образце имели одинаковую ориентацию. При некоторых ориентациях образца по отношению к ориентации магнитного поля (направление 0 и 150°) намагниченность в данной структуре практически отсутствовала.

Для образцов из 2-й серии, когда изменялась толщина слоев FeNi при неизменных толщинах слоев Nb, эффект Керра наблюдался для всех структур, у которых толщина слоев FeNi $d > 1.2$ nm. На рис. 2 для примера приведены зависимости величины эффекта Керра для образца № 1 ($d \approx 1.2$ nm).

На рис. 3, *a* представлена зависимость высоты петли гистерезиса (величины намагниченности) от толщины слоев FeNi. Можно видеть, что намагниченность структур растет с увеличением толщины слоев FeNi. На рис. 3, *b* для примера представлена типичная зависимость намагниченности структуры с толщиной слоев FeNi $d \approx 1.8$ nm от угла поворота образца от начального положения $\varphi = 0°$. Видно наличие одноосной магнитной анизотропии при ориентации образца $\varphi \approx 100°$. Аналогичное поведение зависимости намагниченности от угла поворота наблюдается и для остальных структур с различными толщинами слоев FeNi. Т. е. однонаправленная магнитная анизотропия выражена слабо для всех структур с различными толщинами FeNi-слоев. Однако одноосная магнитная анизотропия для данных структур проявляется сильно.

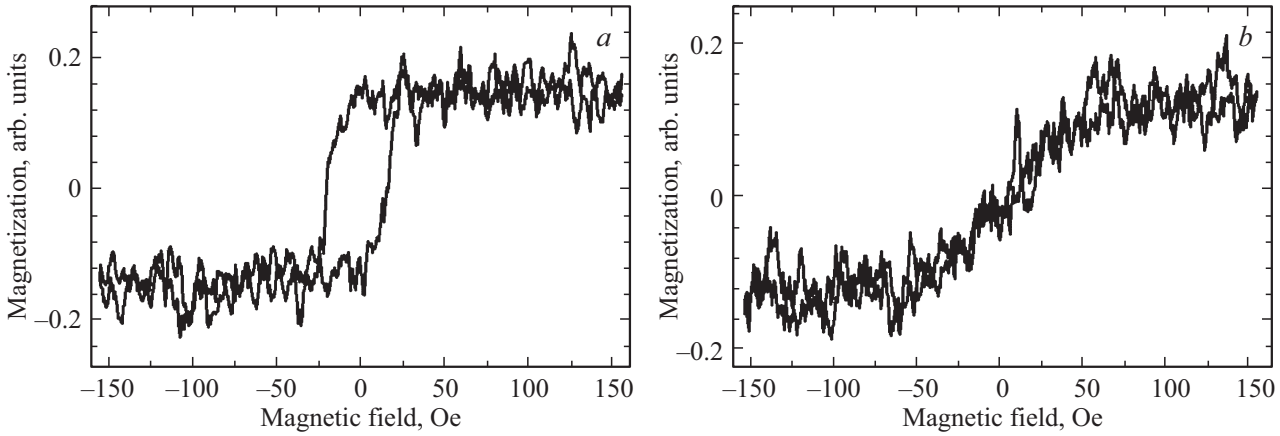


Рис. 2. Петли гистерезиса структуры второй серии с $d = 1.2$ nm в двух перпендикулярных направлениях при ориентации магнитного поля *a*) вдоль и *b*) перпендикулярно оси оптической анизотропии.

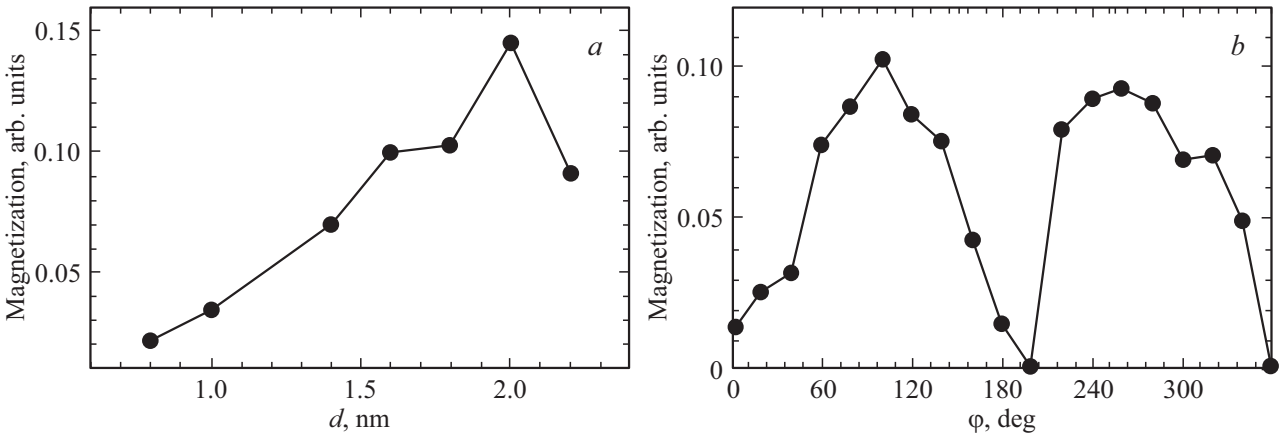


Рис. 3. *a*) Зависимость величины максимальной намагниченности образцов второй серии от толщины слоев FeNi. *b*) Зависимость величины намагниченности образца № 6 второй серии от направления магнитного поля.

Для изучения магнитосопротивления данных структур предварительно было исследовано их удельное сопротивление ρ, включая зависимость ρ от температуры (диапазон 77–300 K). Обнаружено, что удельное сопротивление всех структур было одного порядка ($\rho \approx 100$–$200\,\mu\Omega \cdot$ cm) и не зависело от направления протекания тока, т. е. не была обнаружена анизотропия ρ. При понижении температуры сопротивление всех структур монотонно возрастало (диэлектрический характер проводимости), т. е. коэффициент термосопротивления α имел отрицательный знак в уравнении $\rho(T) = \rho_0 \cdot [(1 + \alpha(T - T_0)]$ (рис. 4). Отметим, что ранее [5] было показано, что для данных структур $\mathrm{Re}\,\varepsilon < 0$, что свидетельствует об их металлическом характере проводимости. Однако для металлических структур с таким значением ρ существует правило Mooij [8], которое гласит, что существует некоторое удельное сопротивление $\rho \geq 150\,\mu\Omega \cdot$ cm, которое разделяет положительное и отрицательное значение α. Таким образом, все исследуемые в работе структуры относятся к классу металлических структур с отрицательным термосопротивлением α. Причины возникновения отрицательного α могут быть разные (см. например, [12,13]), и требуются отдельные дополнительные исследования этих причин.

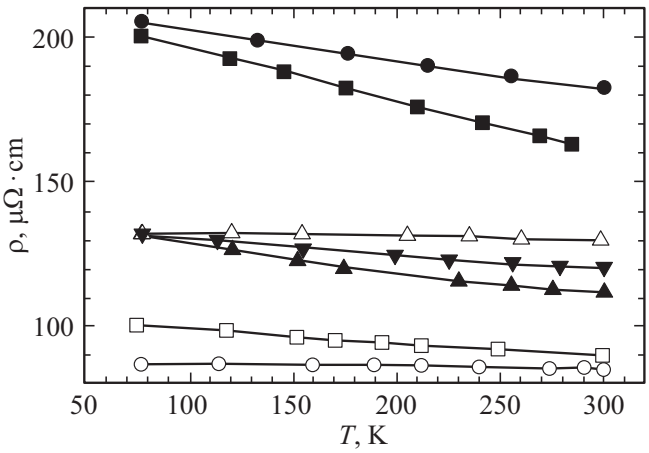


Рис. 4. Удельное сопротивление образцов первой серии.

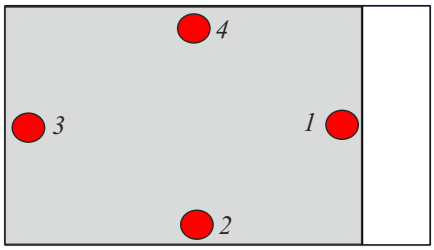


Рис. 5. Схематическое изображение образца с электрическими контактами.

Заметим, что ранее подобное поведение температурной зависимости ρ с отрицательным значением α наблюдалось нами также и для тонких пленок Ta [9] и многослойных структур Ta|FeNi [14].

Исследования магнитосопротивления $R_H = 100\,\% \times (R(H) - R(H=0))/R(H=0)$ было проведено только для второй серии образцов, в которых изменялась толщина слоев FeNi при неизменной толщине разделительного слоя Nb. Образцы первой серии слабо реагируют на магнитное поле, как указано выше, поэтому было принято решение не исследовать в них магнитосопротивление.

Для измерения магнитосопротивления R_H структур на верхнем слое многослойных систем Nb|FeNi создавались омические контакты путем нанесения слоя индия на поверхность. Было сформировано две пары контактов, ориентированных перпендикулярно друг другу (рис. 5). Магнитное поле прикладывалось как перпендикулярно к поверхности структур ($H_\perp$), так и в плоскости структур, которое ориентировалось в двух перпендикулярных направлениях вдоль контактов *1* и *3* ($H_{1,3}$) и *2* и *4* ($H_{2,4}$). Отметим, что контакты *1* и *3* располагались параллельно оси магнитной анизотропии структуры, а контакты *2* и *4* — перпендикулярно этой оси. Измерение магнитосопротивления проводились при комнатной температуре 300 K в постоянном магнитном поле $H \approx 2.5$ kOe. При этом к паре контактов, например, *1* и *3*, прикладывалось постоянное напряжение $U \approx 1$ V и измерялось магнитосопротивление R_H для трех различных ориентаций магнитного поля ($H_\perp$, $H_{1,3}$ и $H_{2,4}$). Важным являлся тот факт, что первоначально магнитосопротивление во всех структурах было пренебрежимо мало. Однако магнитосопротивление R_H возрастало после слабого термического отжига структур без магнитного поля в течение 5 min при $T \approx 280\,^\circ$C. Отметим, что, как было показано ранее [6], такой слабый отжиг не приводит ни к исчезновению анизотропии, ни к изменению эффекта невзаимности. Более того, такой отжиг улучшает магнитные свойства многослойных магнитных структур [7]. Однако магнитосопротивление было обнаружено только у структур, в которых толщина слоев FeNi лежала в области перколяционного перехода для FeNi — $d \approx 1.8$ nm, а именно в диапазоне 1.6–2.2 nm.

Была обнаружена зависимость магнитосопротивления R_H от ориентации магнитного поля по отношению к исследуемым структурам. Причем были найдены существенные различия R_H в случае измерения сопротивления вдоль контактов *1* и *3* (вдоль оси анизотропии) и *2* и *4* (перпендикулярно оси анизотропии) для различных ориентаций магнитного поля $H_\perp$, $H_{1,3}$ или $H_{2,4}$ (рис. 6).

В случае, когда магнитосопротивление измеряется вдоль оси магнитной анизотропии (контакты *1* и *3*), магнитосопротивление R_H возникает при ориентации магнитного поля в направлении $H_{1,3}$ и практически отсутствует при ориентации магнитного поля в направлении $H_{2,4}$. Такое поведение характерно при анизотропном магнитном эффекте ($R_H \propto \cos^2\varphi$, где φ — угол между направлениями протекания тока и ориентации намагниченности образца). Когда же R_H измеряется перпендикулярно оси магнитной анизотропии (контакты *2* и *4*), то, наоборот, R_H максимально при ориентации магнитного поля перпендикулярно протекающему току ($H_{1,3}$) и минимально, когда магнитное поле параллельно

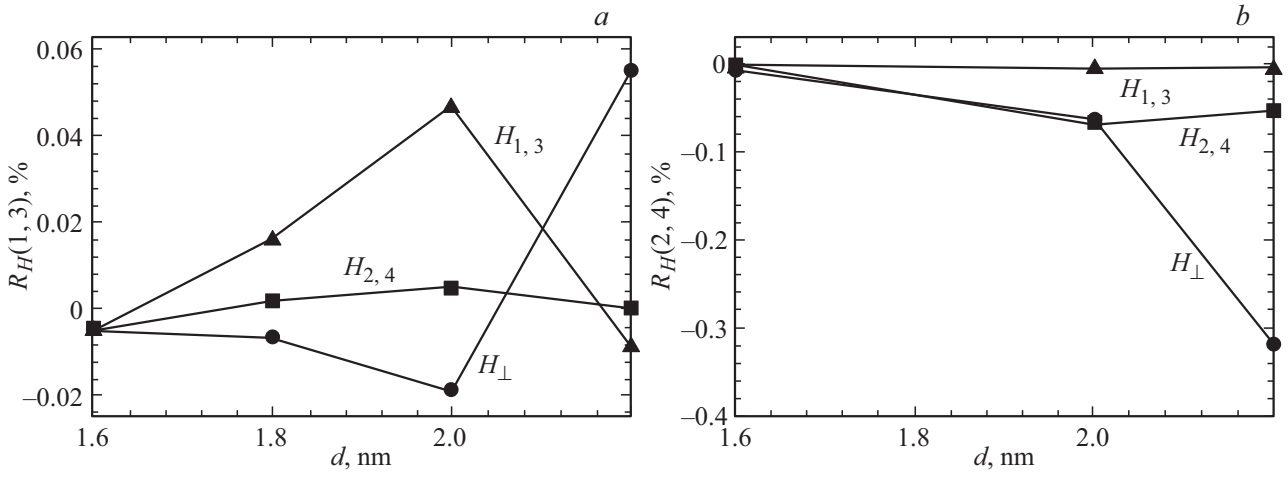


Рис. 6. Зависимость величины магнитосопротивления образцов второй серии от толщины слоя FeNi для разных направлений протекания тока и разных направлений магнитного поля.

току ($H_{2,4}$), т. е. $R_H \propto \sin\varphi$, причем магнитосопротивление имеет отрицательный знак. Таким образом, была обнаружена анизотропия магнитосопротивления в исследуемых структурах. Отметим, что величина магнитосопротивления в структурах была менее 1 %. Максимальное магнитосопротивление для любой ориентации измерительных контактов (*1* и *3* и *2* и *4*) наблюдается, когда магнитное поле $H_\perp$ направлено перпендикулярно поверхности образца и обусловлено силой Лоренца.

4. Заключение

В многослойных структурах Nb-FeNi была обнаружена одноосная магнитная анизотропия, ориентация которой совпадала с ориентацией однонаправленной оптической анизотропией. При этом однонаправленная магнитная анизотропия была выражено слабо. Магнитными свойствами обладали лишь структуры с переменной толщиной слоев FeNi. При исследовании удельного сопротивления ρ было обнаружено, что все структуры имеют отрицательное значение коэффициента термосопротивления α (диэлектрический характер температурной зависимости проводимости), хотя для этих же структур $\mathrm{Re}\,\varepsilon < 0$, что свидетельствует о „металлическом“ характере оптического отклика. Таким образом, все исследуемые в работе структуры относятся к классу металлических структур с отрицательным термосопротивлением α и подпадают под правило Mooij. Также не было обнаружено анизотропии ρ. В структурах Nb|FeNi с толщиной слоев FeNi в области перколяционного перехода (для пленок FeNi) было зафиксировано магнитосопротивление R_H величиной, не превышающей 1 %. Это магнитосопротивление обладало заметной анизотропией, которая зависела как от ориентации внешнего магнитного поля, так и от ориентации контактов при измерении магнитосопротивления.

Финансирование работы

Работа была поддержана грантом РНФ № 25-12-00314, https://rscf.ru/project/25-12-00314/.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.I. Buzdin. Rev. Mod. Phys. **77**, *3*, 935 (2005).
[2] K.B. Efetov, I.A. Garifullin, A.F. Volkov, K. Westerholt. In: Springer Tracts in Modern Physics **227** / Eds H. Zabel, S.D. Bader. Springer, N.Y. (2007). P. 252.
[3] М.С. Хайкин, И.Н. Хлюстиков. Письма в ЖЭТФ **33**, *3*, 167 (1981). [M.S. Khaikin, I.N. Khlyustikov. JETP Lett. **33**, *3*, 158 (1981).]
[4] И.М. Суслов. ФТТ **30**, *5*, 1523 (1988).
[5] Н.К. Масракова, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев, А.П. Болтаев, Д.С. Косцов. ФТТ **67**, *6*, 1040 (2025).
[6] F. Pudonin, I. Sherstnev, D. Kostzov. Appl. Phys. Lett. **125**, *24*, 241904 (2024).
[7] А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев. ФТТ **53**, *5*, 892 (2011). [A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev. Phys. Solid State **53**, *5*, 950 (2011).]
[8] J.H. Mooij. Phys. Status Solidi A **17**, *2*, 521 (1973).
[9] N.N. Kovaleva, D. Chvostova, A.V. Bagdinov, M.G. Petrova, E.I. Demikhov, F.A. Pudonin, A. Dejneka. Appl. Phys. Lett. **106**, *5*, 051907 (2015).
[10] A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, D.A. Egorov. J. Phys.: Condens. Matter **30**, *29*, 295804 (2018).
[11] J.M. Talmadge, J. Gao, M.P. Riley, R.J. Roth, S.-O. Kim, J.G. Eden, F.A. Pudonin, I.V. Mel'nikov. Appl. Phys. Lett. **84**, *21*, 4197 (2004).
[12] В.Ф. Гантмахер. Письма в ЖЭТФ **94**, *8*, 668 (2011). [V.F. Gantmakher. JETP Lett. **94**, *8*, 626 (2011).
[13] S. Ciuchi, D. Di Sante, V. Dobrosavljević, S. Fratini. npj Quant Mater **3**, *1*, 44 (2018).
[14] N.N. Kovaleva, F.V. Kusmartsev, A.B. Mekhiya, I.N. Trunkin, D. Chvostova, A.B. Davydov, L.N. Oveshnikov, O. Pacherova, I.A. Sherstnev, A. Kusmartseva, K.I. Kugel, A. Dejneka, F.A. Pudonin, Y. Luo, B.A. Aronzon. Sci. Rep. **10**, *1*, 21172 (2020).

Редактор Е.В. Толстякова