

## Аномальное течение магнитного потока в сверхпроводящих плёнках нитрида ниобия

М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва,  
430005 Россия, Саранск; e-mail: vasyutinm@mail.ru

*Получены вольт-амперные характеристики (ВАХ) сверхпроводящих плёнок нитрида ниобия (NbN) при температурах ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние ( $T_c$ ) в постоянном магнитном поле. В температурном интервале от  $0.7T_c$  до  $0.95T_c$  для магнитных полей напряжённостью до  $H = 80$  кОе наблюдались области линейных ВАХ с дифференциальным сопротивлением, не зависящим от магнитного поля. Резистивное состояние плёнок в этом случае не описывается обычным течением магнитного потока. Наличие таких участков ВАХ объясняется дополнительной постоянной силой, действующей на вихревую решётку. Происхождение этой силы может быть связано с коллективным пиннингом решётки на неоднородностях атомного масштаба, всегда имеющихся в нитриде ниобия, и с сильным межвихревым взаимодействием. При этом возможно движение слабо закреплённой части вихревой решётки в среде сильно запиннигованных вихрей вблизи  $T_c$  в полях до 5 кОе.*

**Ключевые слова:** нитрид ниобия, сверхпроводящие плёнки, вольт-амперные характеристики, течение магнитного потока.

Сверхпроводящие плёнки из нитрида ниобия (NbN) просты в изготовлении, химически и радиационно устойчивы, обладают большой механической прочностью и высоким вторым критическим полем. В прикладной физике они используются в качестве однофотонных детекторов, резонаторов усилителей, накопителей энергии, стандартов напряжения [1 – 4] и др. В последнее время изучаются низкоразмерные структуры на основе плёнок NbN, применяющиеся в качестве логических элементов для криогенных компьютеров [5]. Кроме этого, в нитриде ниобия был обнаружен обратный спиновый эффект Холла [6], перспективный для спинтроники.

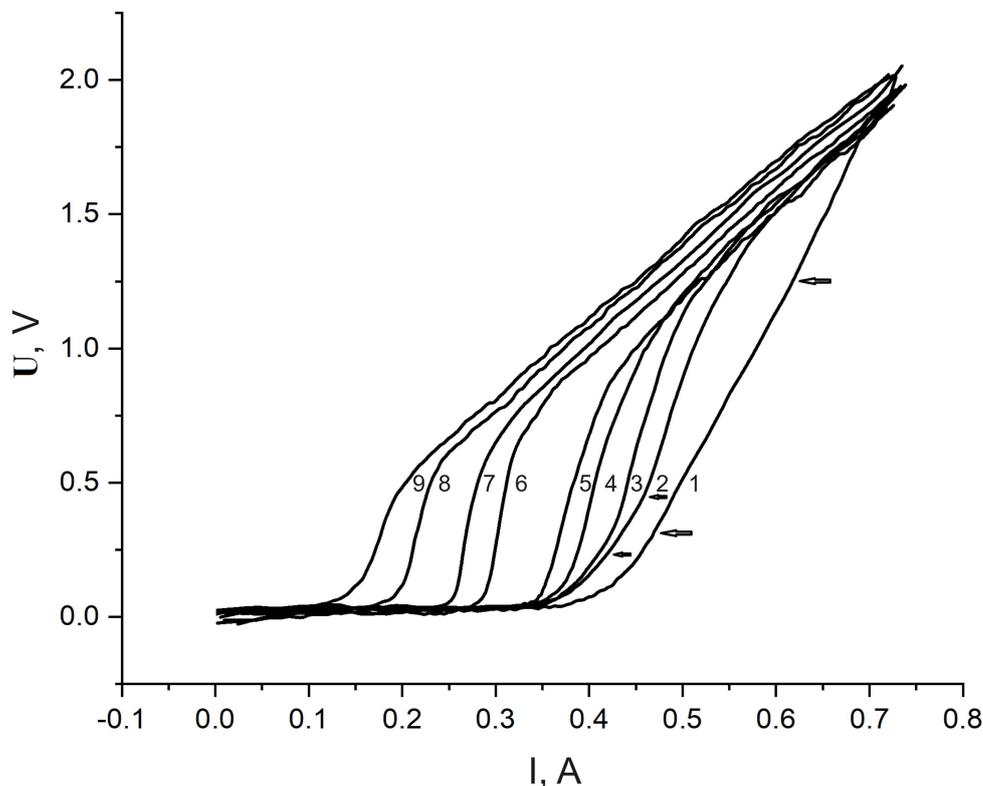
Фундаментальные исследования нитрида ниобия связаны с изучением перехода сверхпроводник-изолятор в ультратонких плёнках NbN [7], открытием моды Хиггса [8] и сосуществованием псевдощели и нульмерных флуктуаций амплитуды параметра порядка [9]. В плёнках, аналогичным исследуемым, была обнаружена сильная анизотропия намагниченности и критических токов [10].

В изучаемых плёнках центры пиннинга существуют в виде границ столбчатых гранул и внутригранулярных дефектов. Область границ трёх соседних столбиков может сильнее закреплять вихри Абрикосова по сравнению с протяжёнными границами двух соседних столбиков или внутригранулярными дефектами. Если считать столбики цилиндрами средним диаметром  $d \approx 70$  nm, то цилиндр, вписанный между ними, будет иметь диаметр  $b \approx 10$  nm, а расстояние между этими вписанными цилиндрами (центрами сильного пиннинга)  $a \approx 40$  nm. Тогда для максимального закрепления решётки вихрей, необходимо магнитное поле, создающее индукцию ( $B = \Phi_0/a^2$ )  $B \approx 13$  kOe. Длина когерентности для  $T = 15.4$  K ( $\xi = (\Phi_0/(2\pi H_{c2}))^{1/2}$ )  $\xi \approx 8$  nm, что близко к диаметру вписанных цилиндров  $b$ .

Если учесть наличие достаточно тонкой (1–2 nm) диэлектрической прослойки между гранулами [11], то можно предположить, что в магнитных полях, создающих керны вихрей Абрикосова размерами, в несколько раз превышающими толщину прослойки, в образцах NbN с высокой плотностью вакансий может реализовываться и механизм коллективного пиннинга.

Плётки NbN толщиной  $d = 400 - 700$  nm, шириной  $w = 5$  mm, длиной  $a = 9$  mm были получены методом геттерного реактивного катодного распыления ниобиевой мишени в тлеющем разряде (на постоянном токе) в атмосфере аргона и азота на подложках из полированного плавленого кварца [12, 13] с температурой  $t_s = 700$  °C. Предельный вакуум в установке  $P = 1.4 \cdot 10^{-4}$  Pa, рабочее давление в процессе распыления  $p = 4 - 8$  Pa. Средний ток разряда  $I_r = 150$  mA. Образцы имели структуру столбчатых гранулированных образований, перпендикулярных подложке, с диаметром столбиков  $\sim 50-100$  nm [10, 11]. Величина  $T_c$  образцов менялась в пределах 16.2 – 16.5 K. Ширина перехода в сверхпроводящее состояние  $\approx 0.1$  K. Удельное сопротивление в нормальном состоянии вблизи перехода  $\sim 1$  m $\Omega$ ·cm. Погрешность измерения температуры  $\Delta T = 0.01$  K. Исследования проводились четырёхконтактным методом с добавочным сопротивлением [14] при пропускании через образец импульсного тока  $I \approx 0.7$  A за время 0.25 ms. Магнитное поле прилагалось перпендикулярно поверхности плёнок. Критический ток определялся по достижению напряжения  $U \approx 0.1$  V. Техника измерений подробно изложена в работах [15–17].

На рис. 1 изображены ВАХ образца NbN с  $T_c = 16.3$  К в различных магнитных полях при температуре 15.4 К. На кривых 1, 2, 3 видны характерные параллельные области линейного увеличения  $U(I)$ , уменьшающиеся с увеличением магнитного поля (стрелочки у кривых 1 и 2). Похожие зависимости наблюдались и для других температур в области от 0.7 до  $0.95T_c$ .



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики образца NbN с  $T_c = 16.3$  К при температуре 15.4 К в магнитных полях напряжённостью: 1 – 0.5 кОе, 2 – 2.5 кОе, 3 – 3.75 кОе, 4 – 5 кОе, 5 – 6.25 кОе, 6 – 8.75 кОе, 7 – 10 кОе, 8 – 12.5 кОе, 9 – 15 кОе. Погрешность измерения напряжения  $\pm 0.05$  В, тока –  $\pm 5$  мА.

Если линейная зависимость связана с движением вихревой решетки как единого целого, то удельное сопротивление течения потока  $\rho_f$  в магнитном поле с индукцией  $B$  и коэффициентом вязкости  $\eta$  определяется формулой [18]:  $\rho_f = \Phi_0 B / (c^2 \eta)$ . Здесь  $\Phi_0$  – квант магнитного потока,  $c$  – скорость света.

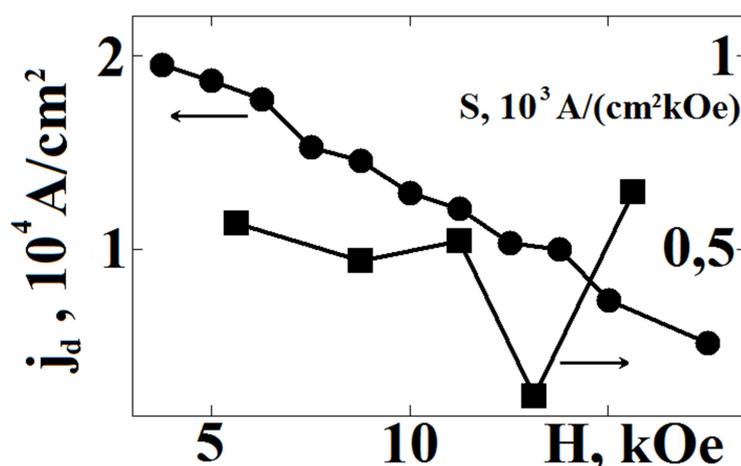
Скачкообразное увеличение напряжения, наблюдаемое после линейного участка ВАХ при переходе образца в нормальное состояние, связано с проявлением неустойчивости Ларкина-Овчинникова [19].

Линейную часть ВАХ изучаемых образцов можно объяснить моделью течения потока (линейная зависимость  $U$  от  $I$  на рис. 1 на кривых 1, 2, 3). При этом в отличие от обычного течения потока в линейной части ВАХ дифференциальное сопротивление плёнок от 0.5 кОе до 2.5 кОе не меняется, а область линейной ВАХ уменьшается (кривые 1 и 2 на рис. 1).

Уменьшение линейной части ВАХ можно объяснить увеличением числа вихрей в образце с ростом поля. При приближении напряженности поля к значению  $\approx 13$  кОе, когда число вихрей становится равным числу центров сильного пиннинга, сдвиг всей вихревой решётки как целого требует большей силы. А это вызывает более быстрое наступление неустойчивости Ларкина-Овчинникова. Независимость угла наклона линейных частей ВАХ на рис. 1 (кривые 1 и 2) можно объяснить тем, что кроме обычного сильного пиннинга, связанного с закреплением вихрей на столбчатых неоднородностях между тремя соседними гранулами, действует слабый коллективный пиннинг на неоднородностях атомного размера (вакансиях) и на границах соседних соприкасающихся гранул. Кроме этого, возможно сильное взаимодействие вихрей между собой. Всё это может привести к движению слабозакрепленной части вихревой решётки относительно сильно запиннигованных вихрей.

Течение потока, определяемое линейной зависимостью  $U(I)$  на кривой 1 рисунка 1, захватывает почти весь переход, что можно объяснить нехваткой носителей тока ([18], с. 96). В этом случае неустойчивость Ларкина-Овчинникова отсутствует.

На рис. 2 показана зависимость плотности критического тока депиннинга от приложенного магнитного поля  $j_d(H)$  при температуре  $T = 15.4$  К. Здесь же показана и численно найденная усреднённая производная  $j_d$  по  $H$  ( $S = -(dj_d/dH)$ ). Точки производной находились по участкам, включающим несколько соседних точек  $j_d(H)$ . По наклону отрезка, соединяющего первую и последнюю точки каждого участка, определялась производная для поля, соответствующего середине участка.



**Рис. 2.** Экспериментальные зависимости плотности критического тока депиннинга  $j_d$  образца NbN с  $T_c = 16.3$  К от магнитного поля  $H$  при температуре  $T = 15.4$  К (круги). Производная  $j_d$  по  $H$  ( $S = -(dj_d/dH)$ , квадраты). Ошибка измерения  $j_d$  равна диаметру круга.

Видно, что в поле напряжённостью 12 – 14 кОе  $j_d(H)$  меняется слабее, по сравнению с другими участками, что можно объяснить совпадением расстояний между ближайшими

центрами пиннинга (модельными областями между соприкасающимися тремя соседними цилиндрическими гранулами-столбиками) с расстояниями между кернами вихрей Абрикосова при данном магнитном поле.

Максимальную силу отталкивания вихря  $f$  (на единицу длины) от линии, проходящей через центры двух сильно запиннигованных таких же вихрей, можно оценить по формуле [18]:

$$f = \Phi_0^2 / (4\pi^2 \lambda^2 w),$$

где  $\lambda$  – глубина проникновения магнитного поля,  $w$  – расстояние между закреплёнными вихрями.

Тогда минимальная плотность тока, необходимая для движения свободного вихря, будет определяться формулой:

$$j = \Phi_0 c / (4\pi^2 \lambda^2 w).$$

Учитывая зависимость  $\lambda$  от температуры и полагая, что в поле  $B$  расстояние между вихрями обратно пропорционально квадратному корню из  $B$ , получим минимальную плотность тока  $j = 0.74 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup>. Считая линейную часть ВАХ при  $T = 15.4$  К от 0.45 А до 0.65 А, получим плотность тока  $j = 2.2$ – $3.7 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup>. Поэтому движение слабо закреплённых вихрей в этом случае вполне возможно.

При увеличении поля от 2.5 кОе до 3.75 кОе (кривые 2 и 3 на рис. 1) наклон линейной части ВАХ увеличивается, т.е. дифференциальное сопротивление увеличивается с ростом поля, что объясняется переходом к течению потока вихревой решётки как целого.

Оценивая вязкость среды, в которой движутся вихри, получим:  $\eta = \Phi_0 B / (c^2 \rho_f)$ . Для  $B = 2.5$  кГ (кривая 2 на рис. 1) и удельного сопротивления  $\rho_f \approx 400$  мОм·см получим  $\eta \approx 1.3 \cdot 10^{-9}$  Г<sup>2</sup>·с.

По началу движения вихревой решётки можно определить силу пиннинга вихрей при определённых температурах. На рис. 1 для кривой 1 ток, соответствующий началу линейного участка,  $I \approx 0.5$  А. Тогда плотность тока  $j \approx 2.5 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup>. Среднюю силу пиннинга, приходящуюся на единицу длины вихря, найдём по формуле:  $f = (1/c)j\Phi_0$ . Для данной плотности тока получим  $f \approx 5.2 \cdot 10^{-4}$  дин/см.

Таким образом, магнитополевые зависимости перехода в нормальное состояние плёнок NbN, исследованные в данной работе, определяются пиннингом и вязким течением вихрей Абрикосова. При этом в магнитных полях напряжённостью от 0.5 до 15 кОе были выявлены области линейных ВАХ, объясняемые течением потока при наличии дополнительной

постоянной силы. В работе определены характерные размеры центров пиннинга и расстояния между ними. При совпадении расстояний между ближайшими центрами сильного пиннинга и размера решётки кернов вихрей Абрикосова наблюдался минимум изменения плотности тока депиннинга при  $H \approx 13$  кОе, связанный с более сильным закреплением решётки вихрей. Получены значения коэффициента вязкости и силы пиннинга. Найденные параметры могут быть полезны при создании накопителей энергии [3], где используются плёнки, близкие по толщине к исследованным. Подобные плёнки могут применяться и в магнитометрах [20].

## Литература

- [1] R. Yin, H. Wang, L. Zhang, X. Wang, L. Ma, Y. Guan, Z. Yang, Q. Chen, X. Tu, Q. Zhao, X. Jia, J. Chen, L. Kang and P. Wu. Saturating quantum efficiency of SNSPDs with disorder manipulation of NbN films, *Supercond. Sci. Technol.* Vol.36, No.10, p.105016 (2023). DOI: 10.1088/1361-6668/acf5aa
- [2] S. Zhao, S. Withington and C. N. Thomas. Nonlinear characteristics of Ti, Nb, and NbN superconducting resonators for parametric amplifiers, *Supercond. Sci. Technol.* Vol.36, No.10, p.105010 (2023). DOI: 10.1088/1361-6668/acf0f1
- [3] Y. Suzuki, N. Iguchi, K. Adachi, A. Ichiki, T. Hioki, C.-W. Hsu, R. Sato, S. Kumagai, M. Sasaki, J.-H. Noh, Y. Sakurahara, K. Okabe, O. Takai, H. Honma, H. Watanabe, H. Sakoda, H. Sasagawa, H. Doy, S. Zhou, H. Hori, S. Nishikawa, T. Nozaki, N. Sugimoto, T. Motohiro. Complete fabrication of a traversable 3  $\mu\text{m}$  thick NbN film superconducting coil with Cu plated layer of 42 m in length in a spiral three-storied trench engraved in a Si wafer of 76.2 mm in diameter formed by MEMS technology for a compact SMES with high energy storage volume density, *J. Phys.: Conf. Series* Vol.897, Conf.1, p.012019 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/897/1/012019
- [4] S. Solve, R. Chayramy, M. Maruyama, C. Urano, N.-H. Kaneko and A. Rüfenacht. Direct DC 10 V comparison between two programmable Josephson voltage standards made of niobium nitride (NbN)-based and niobium (Nb)-based Josephson junctions, *Metrologia* Vol.55, No.2, pp.302–313 (2018). DOI: 10.1088/1681-7575/aaac44
- [5] Б.А. Гурович, К.Е. Приходько, Л.В. Кутузов, Б.В. Гончаров, Д.А. Комаров, Е.М. Малиева, Г.Ю. Голубев. Физ. твердого тела Т.65, №7, с.1118–1122 (2023). [B.A. Gurovich, K.E. Prikhodko, L.V. Kutuzov, B.V. Goncharov, D.A. Komarov, E.M. Malieva, G.Yu. Golubev. Influence of ion irradiation on the properties of thin superconducting NbN films, *Fiz. Tverd. Tela* Vol.65, No.7, pp.1071-1075 (2023).] DOI: 10.21883/FTT.2023.07.55831.24H
- [6] T. Wakamura, H. Akaike, Y. Omori, Y. Niimi, S. Takahashi, A. Fujimaki, S. Maekawa & Y. Otani. Quasiparticle-mediated spin Hall effect in a superconductor, *Nature Mater.* Vol.14, No.7, pp.675–678 (2015). DOI: 10.1038/nmat4276

- [7] J. Yong and T.R. Lemberger, L. Benfatto, K. Ilin and M. Siegel. Robustness of the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless transition in ultrathin NbN films near the superconductor-insulator transition, *Phys. Rev. B* Vol.87, p.184505 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.184505
- [8] D. Sherman, U.S. Pracht, B. Gorshunov, S. Poran, J. Jesudasan, M. Chand, P. Raychaudhuri, M. Swanson, N. Trivedi, A. Auerbach, M. Scheffler, A. Frydman and M. Dressel. The Higgs mode in disordered superconductors close to a quantum phase transition, *Nat. Phys.* Vol.11, p.188 (2015). DOI: 10.1038/nphys3227
- [9] C. Carbillet, S. Caprara, M. Grilli, C. Brun, T. Cren, F. Debontridder, B. Vignolle, W. Tabis, D. Demaille, L. Largeau, K. Ilin, M. Siegel, D. Roditchev, and B. Leridon. Confinement of superconducting fluctuations due to emergent electronic inhomogeneities, *Phys. Rev. B* Vol.93, p.144509 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevB.93.144509
- [10] Д.М. Гохфельд, Н.Е. Савицкая, С.И. Попков, Н.Д. Кузьмичев, М.А. Васютин, Д.А. Балаев. ЖЭТФ Т.161, №6, с.833–839 (2022). DOI: 10.31857/S0044451022060062 [Gokhfeld, D.M., Savitskaya, N.E., Popkov, S.I., Kuzmichev, N.D., Vasyutin, M.A., & Balaev, D.A.: Anisotropic Magnetization of an NbN film, *J. Exp. Theor. Phys.* Vol.134, No.6, pp.707–712 (2022). DOI: 10.1134/S1063776122060097]
- [11] Е.А. Антонова, В.А. Сухов. О связи между структурой и электрофизическими свойствами пленок нитрида ниобия, *Физ. низк. темп.* Т.7, №8, с.1002–1009 (1981). [E. A. Antonova and V. A. Sukhov, On the relationship between the structure and electrical properties of niobium nitride films, *Fiz. Nizk. Temp.* Vol.7, No.8, pp.1002–1009 (1981).]
- [12] Н.Д. Кузьмичев, Г.П. Мотулевич. Определение электронных характеристик нитрида ниобия оптическим методом, *ЖЭТФ* Т.84, №6, с.2316–2322 (1983). [N.D. Kuz'michev and G.P. Motulevich. Determination of electronic characteristics of niobium nitride by an optical method, *Sov. Phys. JETP* Vol.57, No.6, pp.1351-1355 (1983).]
- [13] Д.Р. Джураев, Г.П. Мотулевич. Оптические свойства и электронные характеристики пленок нитрида ниобия со структурой B1, *Физ. твердого тела* Т.27, №9, с.2640–2646 (1985). [D.R. Dzhuraev and G.P. Motulevich. Optical properties and electronic characteristics of niobium nitride films with the B1 structure, *Fiz. Tverd. Tela* Vol.27, No.9, pp.2640–2646 (1985).]
- [14] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин. Письма в ЖТФ **48**, 14, 34 (2022). [M.A. Vasyutin, N.D. Kuz'michev & D.A. Shilkin. Experimental method for controlling the overheating of superconducting films under the action of a pulsed current. *Tech. Phys. Lett.*, Vol.48, No.7, pp.73-75 (2022).] DOI: 10.21883/PJTF.2022.14.52868.19131
- [15] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин. Верхнее критическое поле тонких плёнок нитрида ниобия, *Физ. Твердого тела* Т.58, №2, с.231–234 (2016). [M.A.Vasyutin, N.D. Kuz'michev & D.A. Shilkin. Upper critical field of niobium nitride thin films. *Phys. Solid State* Vol.58, No.2, pp.236–239 (2016).] DOI: 10.1134/S1063783416020311
- [16] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин. Критический ток фазового перехода в тонких плёнках нитрида ниобия, *Физ. Тверд. тела* Т.60, №11, с.2247–2250 (2018). [M.A. Vasyutin, N.D.

- Kuz'michev & D.A. Shilkin. Critical phase-transition current in niobium nitride thin films, Phys. Solid State Vol.60, pp.2287–2290 (2018).] DOI: 10.1134/S1063783418110343
- [17] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин. Физ. металл. и металлург. Т.121, №10, с.1045–1051 (2020). [M.A. Vasyutin, N.D. Kuz'michev & D.A. Shilkin. Specificities of current–voltage characteristics of NbN superconducting films in a magnetic field, Phys. Metals Metallogr. Vol.121, pp.955–960 (2020). DOI: 10.1134/S0031918X20090094
- [18] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. Изд. 2-е, испр. и доп. МЦНМО, М. (2000). XIV + 402 с. [V.V. Shmidt. Introduction to Physics of Superconductors. MTsNMO, Moscow (2000).]
- [19] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. Нелинейная проводимость сверхпроводников в смешанном состоянии, ЖЭТФ Т.68, №5, с.1915–1927 (1975). [A.I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov. Nonlinear conductivity of superconductors in the mixed state, JETP. Vol.41, No.5, pp.960-965 (1975).]
- [20] Н.Д. Кузьмичев, М.А. Васютин, Д.А. Шилкин. Оценка чувствительности датчика магнитного поля на основе наногранулированного нитрида ниобия, Прикладная физика №4, с.92–96 (2020). N.D., [N.D. Kuzmichev, M.A. Vasyutin and D.A. Shilkin. Evaluation of the sensitivity of a magnetic field sensor based on nanogranulated niobium nitride, Prikl. Fiz. No/4, p.92–96 (2020).]

Поступила в редакцию 17 октября 2025 г.

После доработки 11 декабря 2025 г.

Принята к публикации 11 декабря 2025 г.