

## ЭФФЕКТ МЭТЧИНГА В ДИБОРИДЕ МАГНИЯ С ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКОЙ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ

А. Н. Мороз<sup>1,2</sup>, Р. Г. Батулин<sup>2</sup>, А. Н. Максимова<sup>1</sup>, В. А. Кашурников<sup>1</sup>

*С помощью метода Монте-Карло проведен анализ вихревой системы диборида магния  $MgB_2$  с треугольной решеткой точечных дефектов. Рассчитаны кривые перемагничивания и вольт-амперные характеристики образцов с различной концентрацией центров пиннинга. В процессе перемагничивания наблюдались пики мэтчинга (пик-эффект), которые сохранялись при повышении температуры. Получены зависимости критического тока от внешнего магнитного поля при температуре 30 К, которые согласуются с литературными данными для HPCVD-пленок  $MgB_2$ .*

**Ключевые слова:**  $MgB_2$ , вихревая решетка, пиннинг, эффект мэтчинга (пик-эффект), критический ток.

*Введение.* Диборид магния ( $MgB_2$ ) является перспективным сверхпроводником благодаря низкой стоимости производства и развитию криогенных технологий, позволяющих достигать температур 15–30 К при небольших затратах. Этот материал рассматривается для использования в высокополевых магнитах (напр., для установок термоядерного синтеза и аппаратов МРТ) [1] и даже гибридных линиях электропередач [2]. Однако его широкому применению на данный момент препятствует недостаточно высокая критическая плотность тока ( $J_c$ ), особенно в сильных магнитных полях.

Попытки улучшить характеристики поликристаллических проводов  $MgB_2$  включали варьирование стехиометрии [3], допирование редкоземельными элементами ( $Nb_2O_3$ ,  $Dy_2O_3$  [4, 5]) и оптимизацию условий изготовления [6]. Современные методы производства сверхпроводящих лент на основе тонких пленок  $MgB_2$  позволяют получать более высокие критические токи. Пленки на подложке из Хастеллоя с защитным слоем SiC

<sup>1</sup> НИЯУ «МИФИ», 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31; e-mail: anmoroz@mephi.ru.

<sup>2</sup> Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Россия, Казань, Кремлёвская ул., 18.

показали  $J_c$  до  $10^7$  А/см<sup>2</sup> в собственном поле (и выше 1 МА/см<sup>2</sup> в поле до 1.1 Тл) при 5 К, причем механизм пиннинга в них зависел от толщины защитного покрытия [7]. В работе [8] методом магнетронного распыления была получена композитная лента с  $J_c = 0.5$  МА/см<sup>2</sup> при 5 К в поле 2 Тл. Перспективным считается метод гибридного физико-химического парофазного осаждения (HPCVD) пленок диборида магния, благодаря которому были получены ленты на гибких подложках, обладающие критическим током выше  $10^5$  А/см<sup>2</sup> в полях до 3 Тл при температуре до 20 К [9, 10].

Для повышения критической плотности тока в проводах и лентах из диборида магния активно исследуются различные методы создания искусственных центров пиннинга. Наиболее распространенным методом является облучение образцов высокоэнергичными ионами. Например, использование ионов олова (Sn) с энергией 2 МэВ позволило значительно улучшить  $J_c$  в магнитных полях выше 2 Тл за счет образования точечных дефектов [7]. В тонкопленочных структурах на подложках из Хастеллоя и диоксида циркония, стабилизированного оксидом иттрия (YSZ), высокий  $J_c$  также достигается благодаря пиннингу на границах зерен и наночастицах углерода, диффундирующего в пленку из защитного покрытия [9, 10].

Основываясь на данных о купратных высокотемпературных сверхпроводниках, можно предположить, что создание периодических решеток пиннинга в лентах MgB<sub>2</sub> может существенно увеличить  $J_c$  в сильных магнитных полях за счет эффекта мэтчинга или пик-эффекта. Этот эффект заключается в подстройке вихревой решетки сверхпроводника под решетку пиннинга. При этом наблюдается особенность полевой зависимости  $J_c$ : макроскопическая плотность тока растет вместо обычного монотонного уменьшения при увеличении внешнего магнитного поля, что приводит к появлению пиков на зависимости  $J_c(H)$  в больших полях. Однако для диборида магния подобные исследования практически отсутствуют, вероятно, из-за того, что MgB<sub>2</sub> чаще используется в виде более дешевых проводов, а не тонких плёнок, где эффект мэтчинга наиболее выражен.

Тем не менее, с развитием методов изготовления гибких лент интерес к периодическому пиннингу в MgB<sub>2</sub> может возрасти. Учитывая высокую стоимость экспериментов по реализации периодических центров пиннинга, целесообразно предварительно провести серию численных расчетов для оценки свойств диборида магния с различными структурами дефектов. Для этих целей удобен метод Монте-Карло [11], позволяющий моделировать вихревую систему в сверхпроводнике с произвольным расположением дефектов. В настоящей работе представлены результаты расчета вольт-амперных ха-

рактических и кривых перемагничивания дигборида магния с треугольной решеткой точечного пиннинга.

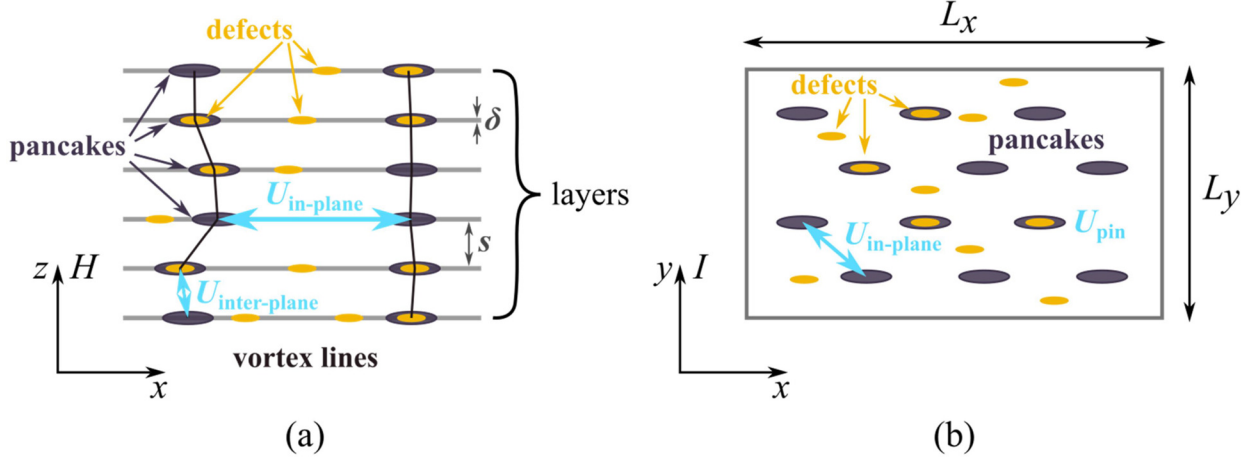


Рис. 1: (a) вихревые нити в слоистом сверхпроводнике, вид вдоль оси  $y$  (горизонтальные сплошные линии обозначают сверхпроводящие слои); (b) сверхпроводящая плоскость, вид сверху.

*Методика расчетов.* На рис. 1 представлена геометрия проведенных расчетов. Учитывая, что  $MgB_2$  является слоистым материалом, для анализа вихревой системы в нем можно представить образец в виде набора взаимодействующих плоскостей, пронизываемых вихревыми нитями. Подробное описание расчетной модели представлено в [11–13]. Вихревая нить обладает собственной энергией  $\varepsilon$ . Проекция вихрей на сверхпроводящие плоскости (панкейки) взаимодействуют в пределах одного слоя друг с другом ( $U_{in-layer}$ ), с центрами пиннинга ( $U_{pin}$ ), с границами образца ( $U_{bdr}$ ), с внешним магнитным полем и транспортным током ( $U_{mag}$  и  $U_{cur}$ , соответственно), а также между плоскостями в пределах одной вихревой нити ( $U_{inter-plane}$ ). В совокупности систему из  $N$  вихрей можно описать потенциалом, представленным в формуле (1):

$$G = N\varepsilon + \sum_{i < j} U_{in-plane}(r_{ij}) + \sum_{i < j} U_{inter-plane}(r_{ij}) + \sum_i (U_{mag}(x_i) + U_{cur}(x_i)) + \sum_{i,j} U_{bdr}(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_{pin}(r_{ij}). \quad (1)$$

В формуле (1) потенциалы взаимодействия представлены в следующем виде:

$$\varepsilon = U_0(\log(\lambda/\xi) + 0.52),$$

$$\begin{aligned}
U_{\text{in-plane}}(r_{ij}) &= 2U_0 K_0(r_{ij}/\lambda), \\
U_{\text{bdr}}(r_{ij}) &= -U_0 K_0\left(\frac{r_{ij}^{\text{img}}}{\lambda}\right), \\
U_{\text{mag}}(x_i) &= \lambda\sqrt{U_0\delta}H(-1 + \cosh(x_i/\lambda)/\cosh(L_x/2\lambda)), \\
U_{\text{cur}}(x_i) &= \lambda\sqrt{U_0\delta}H_I(\mp 1 - \sinh(x_i/\lambda)/\sinh(L_x/2\lambda)).
\end{aligned} \tag{2}$$

Здесь  $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$  Гс·см<sup>2</sup> – квант магнитного потока,  $K_0$  – функция Макдональда,  $\delta$  – толщина слоя,  $r_{ij}^{\text{img}}$  – расстояние от вихря до его зеркального отражения относительно границы,  $\lambda$  – глубина проникновения магнитного поля,  $\xi$  – длина когерентности,  $U_0 = \delta(\Phi_0/(4\pi\lambda))^2$ ,  $H_I = 2\pi I/c$  – магнитное поле тока  $I$ ,  $c$  – скорость света в вакууме.

Потенциал пиннинга был выбран в виде (3). Он описывает локальную потенциальную яму ширины  $w$  и глубины  $\alpha$ .

$$U_{\text{pin}}(r_{ij}) = -\alpha \frac{\exp(-r_{ij}/2w)}{1 + r_{ij}/w}. \tag{3}$$

Ввиду относительно низкой анизотропии MgB<sub>2</sub> (около 1.6–2.0 для тонких плёнок и для многожильных проводов [14, 15]) и достаточно высокой температуры расчёта (15 и 30 К) межплоскостным взаимодействием панкейков можно пренебречь и свести задачу к двумерной. Иными словами, можно считать результат для одного слоя усредненным откликом всего образца.

Слои имели форму прямоугольных пластин размером с  $L_x = 5$  мкм,  $L_y = 3$  мкм, с жесткими границами по оси  $x$  и периодическими по  $y$ , что моделирует длинные ленты. При расчёте перемангничивания транспортный ток отсутствовал, а намагниченность определялась по формуле (4):

$$-4\pi M = H - (N_{\text{vort}} - N_{\text{anti}}) \frac{\Phi_0}{L_x L_y}. \tag{4}$$

Здесь  $N_{\text{vort}}$  и  $N_{\text{anti}}$  – количество вихрей и антивихрей в образце. При расчёте вольт-амперных характеристик (ВАХ) подсчитывалось количество аннигиляций пар “вихрь-антивихрь” и результирующие потери энергии преобразовывались в напряженность электрического поля  $E$  на образце (подробности см. в [13]). Критический ток определялся по стандартному критерию 1 мкВ/см.

Параметры MgB<sub>2</sub> были приняты следующими:  $\lambda = 50$  нм,  $\xi = 10$  нм,  $T_c = 39$  К [16], образцы содержали искусственный пиннинг (а) в виде треугольной решетки точечных

дефектов, а также слабый собственный (случайный) пиннинг (i). Все дефекты имели вид потенциальных ям (3) с  $w = \xi(0)$ , для которых  $\alpha_i$  принимала случайное значение от 0 до 25 мэВ, а для искусственного – имела фиксированное значение в  $\alpha_a = 50$  мэВ. Количество дефектов  $N_a$  принимало значения 500 и 1000 ( $3.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  и  $6.7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ), а  $N_i$  было фиксировано и равнялось 500.

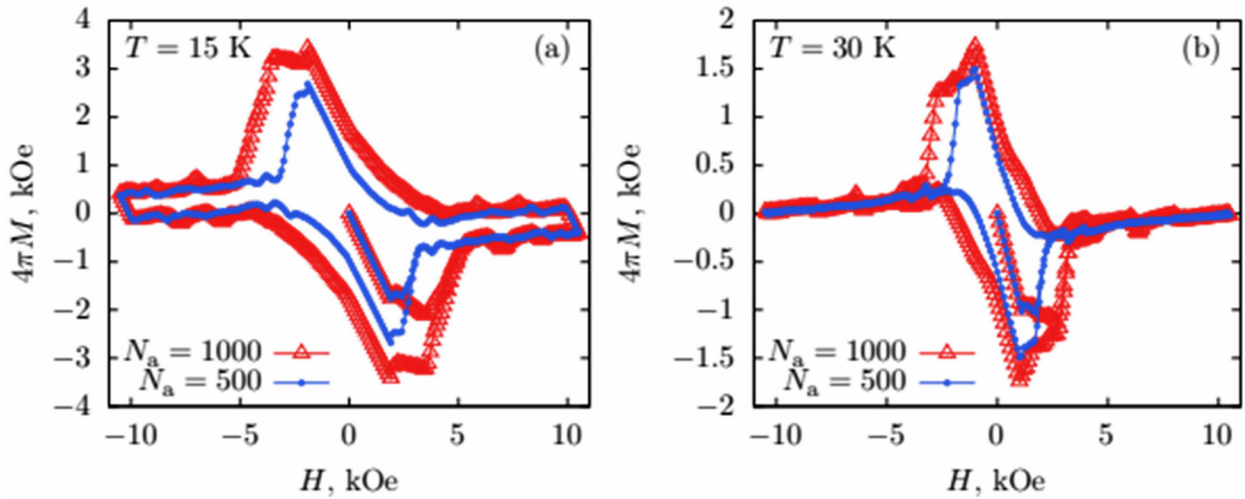


Рис. 2: Кривые перемagnetизации образцов  $\text{MgB}_2$  для двух значений количества дефектов в треугольной решетке  $N_a = 500, 1000$  при температурах 15 К (а) и 30 К (б).

*Результаты и их обсуждение.* На рис. 2 приведены результаты моделирования перемagnetизации двух образцов диборида магния при разных температурах. На обеих частях рисунка красными треугольниками обозначены данные для образца с 1000 дефектами в треугольной решетке, а синими точками – для образца с 500 дефектами. Можно заметить, что оба образца демонстрируют особенности: при температуре 15 К, начиная с величины магнитного поля  $H = 3$  кЭ для  $N_a = 500$  и с  $H = 5$  кЭ для  $N_a = 1000$ , на кривых перемagnetизации появляются пики – как на прямой, так и на обратной ветви. Многочисленные расчеты, проведенные ранее для купратных высокотемпературных сверхпроводников (см. [13] и ссылки в ней), позволяют утверждать, что данные пики связаны с явлением мэтчинга. Каждый пик соответствует такой плотности магнитного потока, при которой вихри образуют устойчивую конфигурацию вокруг решетки дефектов, что приводит к приостановке движения вихрей и повышению  $J_c$ . По нашим оценкам, при 15 К такой прирост составляет около 15–20%. Отметим, что при данной температуре поле необратимости не было достигнуто ни для одного из расчетных образцов, а оценка минимальной критической плотности тока в наибольшем

магнитном поле (1 Тл) для обоих случаев дает порядок величины  $1 \text{ MA}/\text{cm}^2$ , что согласуется с данными для лент, полученных методом HPCVD в работах [9, 10].

При температуре 30 К (b) в образце с 500 дефектами при  $H \sim 2 \text{ кЭ}$  достигнуто поле необратимости: петля намагниченности схлопнулась и критический ток обратился в ноль. Однако сразу после этого наблюдается пик мэтчинга и около 3 кЭ у петли появляется небольшой размах, который затем снова схлопывается. Отметим также, что в этом случае положение первого пика мэтчинга сдвинулось на 1 кЭ влево по сравнению с  $T = 15 \text{ К}$ , а его амплитуда существенно уменьшилась. Тем не менее, пик не исчез даже при такой температуре, близкой к критической. У образца с  $N_a = 1000$  заметно снизилось поле полного проникновения, однако на рассчитанной кривой пиков мэтчинга не наблюдается. Вероятно, первый пик должен был проявиться несколько позже – при  $H$  около 5 кЭ.

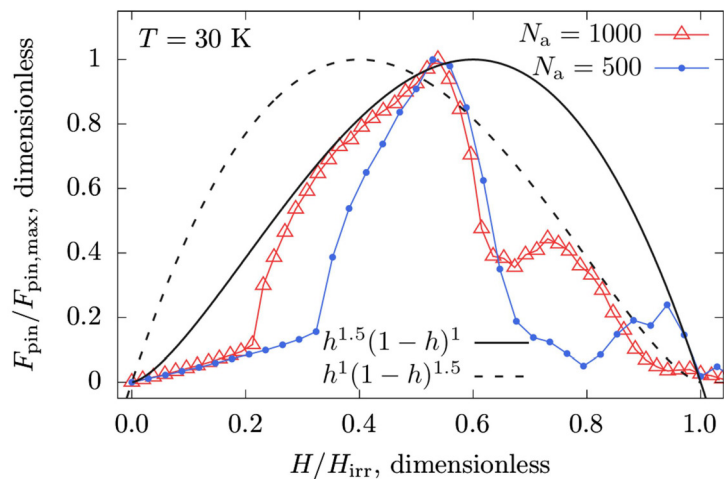


Рис. 3: Нормированные зависимости силы пиннинга в образцах дигборида магния с разным количеством дефектов, извлеченные из кривых перемагничивания при температуре 30 К. Приведены две кривые из модели Крамера [17, 18], наилучшим образом описывающие левый и правый склоны зависимостей.

Также для данной температуры нами был проведен анализ зависимости нормированной силы пиннинга от внешнего магнитного поля, нормированного на поле необратимости, по модели Крамера [17]. Полученные кривые, а также подобранные к ним зависимости вида  $h^n(1-h)^p$  (где  $h$  – нормированное магнитное поле, а  $n$  и  $p$  – некоторые коэффициенты), приведены на рис. 3 для обеих рассмотренных концентраций дефектов. Из рис. 3 видно, что сила пиннинга имеет отчетливые пики, соответствующие

щие проявлению эффекта мэтчинга, а также то, что полученные кривые невозможно описать одной зависимостью: левый и правый склоны имеют разный наклон. В работе [9] для изготовленных пленок диборида магния левый склон в среднем наилучшим образом описывался выражением  $h^{0.5}(1-h)^2$ , а правый – выражением  $h^1(1-h)^2$ , и пик приходился на  $h = 0.2 - 0.3$ . Авторы, ссылаясь на работу [18], связали это с тем, что в их образцах основным источником пиннинга являлись границы зерен (объемный пиннинг), а в сильных полях проявлялся точечный пиннинг на дефектах решетки диборида магния. В нашем же случае левый склон оказался гораздо более пологим, и пик приходится на  $h = 0.5 - 0.6$ , однако правый склон имеет примерно такую же форму, как в работе [9]. Согласно работе [18], второе и третье обстоятельство вполне соответствуют точечному пиннингу, который и рассмотрен в нашей работе. Левый же склон согласно [18] скорее напоминает поверхностный пиннинг, что также вполне ожидаемо, поскольку рассматриваемые нами образцы имеют малые размеры, и влияние границы в них остается достаточно высоким.

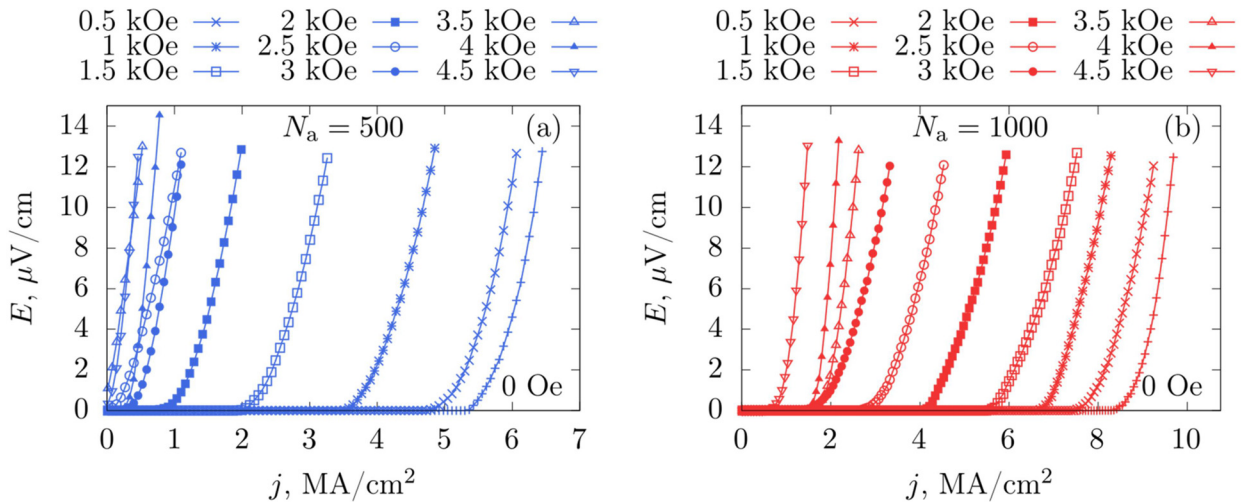


Рис. 4: Вольт-амперные характеристики образцов  $MgB_2$  для двух значений количества дефектов в треугольной решетке  $N_a = 500$  (a),  $1000$  (b) в зависимости от внешнего магнитного поля в интервале от 0 до 4.5 кЭ при температуре 30 К.

На рис. 4 представлены рассчитанные вольт-амперные характеристики для тех же образцов при температуре 30 К в том же диапазоне магнитных полей, для которого были получены кривые намагничивания. Из правого рисунка видно, что с повышением магнитного поля ВАХ образца с 1000 дефектами последовательно смещаются влево и нулевого критического тока не достигают. На левом же рисунке для образца с 500

дефектами ВАХ сгущаются вблизи начала координат и можно заметить, что, например, кривая для  $H = 4$  кЭ оказалась правее, чем кривая для  $H = 3.5$  кЭ.

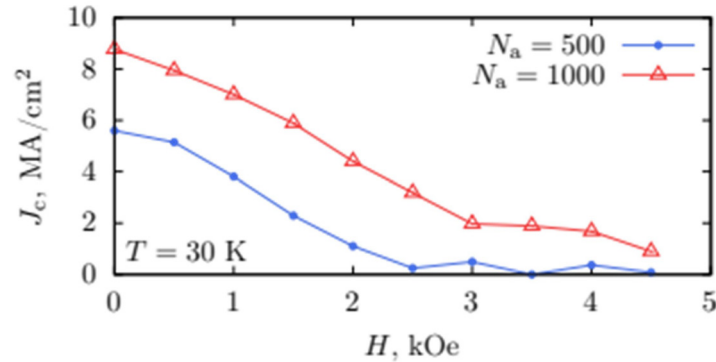


Рис. 5: Зависимость критического тока образцов  $MgB_2$  от внешнего магнитного поля, полученная из вольт-амперных характеристик, для двух значений количества дефектов в треугольной решетке  $N_a = 500, 1000$  при температуре 30 К.

На рис. 5 представлены зависимости  $J_c(H)$ , полученные на основе данных из рис. 4 (синяя и красная кривые), а также воспроизведены зависимости, полученные в работах [9, 10] для НРСVD-пленок диборида магния (черная и зеленая кривые, соответственно). Кривая, обозначенная синим цветом, показывает значительное снижение критической плотности тока при  $H = 2.5$  кЭ, после чего наблюдается ее небольшое возрастание и последующее снижение до нуля при 4.5 кЭ. Следует отметить, что данные зависимости были получены в результате транспортных расчетов и демонстрируют хорошее соответствие с данными, полученными при анализе кривых перемагничивания (рис. 2(b)). Даже небольшой излом зависимости  $J_c(H)$  для образца с 1000 дефектами в полях выше 3 кЭ подтверждает это соответствие. Это позволяет сделать вывод о том, что колебания критического тока вблизи нуля для кривой  $N_a = 500$  не является случайной погрешностью, а воспроизводит узкие пики мэтчинга из рис. 2, причем практически в тех же магнитных полях.

Отличия полученных нами кривых от экспериментальных из работ [9, 10] можно объяснить следующими факторами. Во-первых, нами рассмотрена другая конфигурация пиннинга – периодическая решетка из мелких точечных дефектов – тогда как в работах [9, 10] дефекты в  $MgB_2$ -лентах были случайными и основной механизм пиннинга был сосредоточен на границах зерен. Кроме того, в нашей работе рассматривалась несколько иная температура (30 К против 20 К в указанных работах) и моделировался “чистый” сверхпроводник без подложки и буферных слоев, которые также могут

влиять на итоговый потенциал пиннинга в ленте. Тем не менее, можно заметить, что полученные нами значения хорошо совпадают с экспериментальными по порядку величины, особенно в области сильных полей, что говорит о возможности применения нашей модели для расчета критических токов в дибориде магния.

Полученная нами зависимость, однако, требует проведения более детальных расчетов с меньшим шагом по магнитному полю. В дальнейшем планируется провести анализ вихревых конфигураций вблизи пиков мэтчинга, а также изучить влияние типа решетки пиннинга на проявление мэтчинга.

*Заключение.* В рамках данной работы было выполнено численное моделирование вихревых структур в сверхпроводнике  $MgB_2$  с периодической треугольной решеткой искусственных дефектов. При температуре 15 К и значении внешнего магнитного поля до 1 Тл критическая плотность тока рассмотренных образцов превысила 1 МА/см<sup>2</sup>. Это соответствует характеристикам пленок диборида магния, полученных гибридным методом физико-химического осаждения из паровой фазы (HPCVD).

Продемонстрирован пик-эффект (эффект мэтчинга) при намагничивании  $MgB_2$ . Установлено, что пики мэтчинга не исчезают при повышении температуры вплоть до 30 К, а сдвигаются в сторону меньших полей и размываются по амплитуде. При температуре 15 К наблюдаются множественные пики, приводящие к повышению критического тока на 15–20%.

Проявление пиков мэтчинга в схожих магнитных полях отмечено также на вольт-амперных характеристиках. Это говорит о хорошем соответствии магнитных и транспортных расчетов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10088-П, <https://rscf.ru/project/22-72-10088-П/>.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] D. Patel, A. Matsumoto, H. Kumakura, et al., *Scr. Mater.* **204**, 114156 (2021). DOI: 10.1016/j.scriptamat.2021.114156.
- [2] A. A. Nosov, L. V. Potanina, K. S. Marinin, et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28**(4), 6200205 (2018). DOI: 10.1109/TASC.2018.2797532.
- [3] J. J. Qin, Y. Yang, L. Wang, et al., *J. Supercond. Novel Magn.* **35**, 514 (2022). DOI: 10.1007/s10948-021-06096-2.

- [4] J. S. Hansdah, P. M. Sarun, J. Appl. Phys. **117**(11), 113903 (2015). DOI: 10.1063/1.4915348.
- [5] Y. Yang, M. D. Sumption, M. Rindfleisch, et al., Supercond. Sci. Technol. **34**(2), 025010 (2021). DOI: 10.1088/1361-6668/abc73c.
- [6] M. Muralidhar, M. Higuchi, P. Diko, et al., J. Phys. Conf. Ser. **871**(1), 012056 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/871/1/012056.
- [7] T. Le, H. H. Pham, N. T. Nghia, et al., Ceram. Int. **49**(2), 2715 (2023). DOI: 10.1016/j.ceramint.2022.09.252.
- [8] I. Yanilkin, A. Gumarov, I. Rudnev, et al., Supercond. Sci. Technol. **37**(8), 085015 (2024). DOI: 10.1088/1361-6668/ad5c09.
- [9] R. P. Putra, J. Y. Oh, S. G. Jung, et al., ACS Omega **8**(12), 11607 (2023). DOI: 10.1021/acsomega.3c00809.
- [10] M. Ranot, S. Oh, K. C. Chung, W. N. Kang, Cur. Appl. Phys. **13**(8), 1808 (2013). DOI: 10.1016/j.cap.2013.07.015.
- [11] W. E. Lawrence, S. Doniach, in *Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics*, Kyoto, 1970, edited by E. Kanda (Keigaku, Tokyo, 1970).
- [12] A. Moroz, I. Rudnev, V. Kashurnikov, et al., J. Supercond. Nov. Magn. **36**(5), 1335 (2023). DOI: 10.1007/s10948-023-06588-3.
- [13] A. Moroz, I. Rudnev, A. Stepanenko, et al., J. Supercond. Nov. Magn. **37**(2), 339 (2024). DOI: 10.1007/s10948-024-06693-x.
- [14] Р. Г. Батулин, И. А. Руднев, С. А. Хохорин и др., Кабели и провода **3**(407), 5 (2024). DOI: 10.62994/2072-215x.2024.50.13.001 [in Russian].
- [15] И. А. Руднев, Р. Г. Батулин, С. А. Хохорин, С. В. Веселова, Электричество **6**, 14 (2023). DOI: 10.24160/0013-5380-2023-6-14-22 [in Russian].
- [16] I. Pallecchi, M. Tropeano, G. Lamura, et al., Physica C **482**, 68 (2021). DOI: 10.1016/j.physc.2012.05.015.
- [17] E. J. Kramer, Journal of Applied Physics **44**(3), 1360 (1973). DOI: 10.1063/1.1662353.
- [18] D. Dew-Hughes, Philosophical Magazine **30**(2), 293 (1974). DOI: 10.1080/14786439808206556.

Поступила в редакцию 30 сентября 2025 г.

После доработки 29 октября 2025 г.

Принята к публикации 30 октября 2025 г.