

УДК 538.945

НАМАГНИЧЕННОСТЬ И КРИТИЧЕСКИЙ ТОК СЛАБОАНИЗОТРОПНОГО ВТСП С КОЛОНЧАТЫМИ ЦЕНТРАМИ ПИННИНГА

© 2024 г. А. Н. Максимова^{а, *}, В. А. Кашурников^{а, **}, И. А. Руднев^{а, ***}, А. Н. Мороз^{а, ****}

^аНациональный исследовательский ядерный университет, Москва, 115409 Россия

*E-mail: anmaksimova@mephi.ru

**E-mail: vakashurnikov@mephi.ru

***E-mail: iarudnev@mephi.ru

****E-mail: anmoroz@mephi.ru

Поступила в редакцию 22.06.2023 г.

После доработки 29.06.2023 г.

Принята к публикации 03.07.2023 г.

Методом Монте-Карло в рамках трехмерной модели слоистого ВТСП исследовано влияние колончатых центров пиннинга на вольт-амперную характеристику, критический ток и форму кривой намагниченности. Показано, что присутствие слабого собственного пиннинга не меняет качественно результатов расчета. Показано, что наличие периодической решетки центров пиннинга приводит к лавинообразному проникновению вихрей при некотором пороговом поле и существованию свободных от вихрей областей при меньшем поле. Данное различие видно на кривых намагниченности. Эти эффекты не наблюдаются при квазипериодической решетке центров пиннинга.

Ключевые слова: ВТСП, критический ток, намагниченность, пиннинг, радиационные дефекты

DOI: 10.56304/S2079562923010177

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные и транспортные свойства сверхпроводников второго рода в значительной мере обусловлены их вихревой решеткой, ее особенностями при взаимодействии с транспортным током и центрами пиннинга. Вихревая решетка в ВТСП является существенно трехмерной системой, ее свойства определяются параметром анизотропии γ – величиной, характеризующей величину межслоевой корреляции панкейков. Для исследования поведения вихревой решетки при перемагничивании, с учетом взаимодействия с центрами пиннинга, широко применяется численное моделирование [1–4]. Численное моделирование вихревой решетки выполняется еще с начала 90х. Исследуется плавление вихревой решетки, фазовые переходы в ней. При этом применяются как метод Монте-Карло (МК) [1, 2], так и молекулярной динамики [3, 4]. Обзор по применению метода МК для моделирования вихревой системы дан в работе [2].

В настоящее время для исследования вихревой системы применяется также численное решение уравнений Гинзбурга–Ландау (ГЛ). В работе [5] развит метод решения уравнений ГЛ для реальных трехмерных ВТСП. Исследовалась вихревая решетка в мезоскопическом сверхпроводнике с

центрами пиннинга. Создан алгоритм, позволяющий учитывать различную конфигурацию центров пиннинга и геометрию образца. В работе [6] вихревая решетка была исследована в присутствии постоянных магнитов, расположенных вблизи сверхпроводника, а также субмикронных отверстий. Для записи граничных условий при численном решении необходимо знать величину поля, захваченного отверстием. Было также продемонстрировано рождение вихрей у границы и их выход из образца.

Создание центров пиннинга в сверхпроводнике необходимо для повышения критического тока. Одним из надежных и проверенных методов является облучение сверхпроводника гамма-квантами, заряженными частицами и ионами высокой энергии. При таком облучении возникают радиационные дефекты. Попадающая в сверхпроводник частица излучения создает в нем “трек” – область с локально разрушенной сверхпроводимостью. Длина и радиус этого трека зависят от энергии частицы. Такие треки являются эффективными центрами пиннинга для вихрей. Повышение пиннинга при облучении продемонстрировано в работах [7–9]. Облучение тяжелыми ионами позволяет получить колончатые дефекты диаметром в несколько длин когерентности ξ . Точечные дефекты могут быть получены с помощью облучения электрона-

ми, протонами, легкими ионами или включением наночастиц.

Отметим, что работы, связанные с численным моделированием, рассматривают сверхпроводник размером не более нескольких микрометров. Сверхпроводящие мостики, в том числе микронного размера, могут использоваться как элементы токоограничителей [10–12]. Для создания токоограничителей могут применяться как ВТСП на основе иттрия, так и висмута. Токоограничитель из ВТСП могут работать, в отличие от низкотемпературных, при температурах 77 К. В работе [10] исследовались свойства образцов, важные для их применения в качестве ограничителей. Из измерений вольт-амперной характеристики (ВАХ) был определен критический ток и показатель n (крутизна ВАХ). Также необходимо исследовать поведение образца при воздействии импульсного тока. Следует отметить, что при срабатывании ограничитель переходит в нормальное состояние, и еще одной важной характеристикой является т.н. время восстановления (recovery time). В нашей работе мы изучим первый из важных параметров – величину критического тока сверхпроводника в присутствии колончатых дефектов и субмикронных отверстий.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Расчеты выполнены методом Монте-Карло в рамках трехмерной модели слоистого ВТСП [13]. В рамках данной модели энергия трехмерной системы вихревых нитей, представляющих собой стопки плоских слоевых вихрей – панкейков, – имеет вид:

$$G = \sum_z \left(N_z \varepsilon + \sum_{i < j} U_{\text{in-plane}}(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_p(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_{\text{surf}}(r_{ij}^{(im)}) + \sum_i U_{\text{inter-plane}}(r_i^{z,z+1}) \right),$$

где $\varepsilon = d\varepsilon_0(\lg(\lambda(T)/\xi(T)) + 0.52)$ – собственная энергия вихря, $\lambda(0)$, $\xi(0)$ – глубина проникновения и длина когерентности при $T = 0$; N_z – число панкейков в плоскости z , z нумерует ВТСП-слои; второе слагаемое описывает попарное взаимодействие панкейков, третий – взаимодействие вихрей с центрами пиннинга, четвертый – взаимодействие вихрей с границей сверхпроводника и мейсснеровским и транспортным током, последний – межплоскостное взаимодействие панкейков; $\varepsilon_0 = \Phi_0^2/(4\pi\lambda)^2$, $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ – квант магнитного потока. Энергия взаимодействия панкейка с мейсснеровским и транспортным током равна работе силы Лоренца при перемещении панкейка от области вблизи границы в данную точку образца. Внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно ВТСП-слоям (параллельно оси анизотропии c), транспортный и мейсснеровский ток

течет в плоскости слоя. Подробнее описание модели см. в [14, 15] и ссылки в них.

Энергия межплоскостного взаимодействия панкейков может быть записана в форме, полученной в работах [16, 17]:

$$U_{\text{inter-plane}}(r_i^{z,z+1}) = U_{\text{em}}(r_i^{z,z+1}) + U_{\text{jos}}(r_i^{z,z+1}),$$

где U_{em} – электромагнитное, U_{jos} – джозефсоновское взаимодействия панкейков, расположенных в соседних слоях. Данные слагаемые имеют вид:

$$U_{\text{em}}(r_i^{z,z+1}) = 2d\varepsilon_0 \left(C + \lg(r_i^{z,z+1}/2\lambda) + K_0(r_i^{z,z+1}/\lambda) \right),$$

$$U_{\text{jos}}(r_i^{z,z+1}) = d\varepsilon_0(1 + \lg(\lambda/d)) \times \begin{cases} 0.25 \left(\frac{r_i^{z,z+1}}{r_g} \right)^2 \lg \left(\frac{9r_g}{r_i^{z,z+1}} \right), & r_i^{z,z+1} \leq 2r_g \\ \left(\frac{r_i^{z,z+1}}{r_g} - 0.5 \right), & r_i^{z,z+1} > 2r_g \end{cases},$$

где $r_g = \gamma d$ – характерное расстояние джозефсоновского взаимодействия, d – межплоскостное расстояние, $r_i^{z,z+1}$ – величина проекции расстояния между панкейками, находящимися в слоях z и $z + 1$ и принадлежащими одной вихревой нити, на плоскость ab , $C = 0.5772$ – постоянная Эйлера.

Энергия взаимодействия панкейка с центром пиннинга имеет вид:

$$U_{\text{pn}} = -\alpha \frac{1}{1 + r_{ij}/\xi} \exp \left(-\frac{r_{ij}}{2\xi} \right), \quad (1)$$

где α – параметр, характеризующий глубину потенциальной ямы, r_{ij} – расстояние между вихрем i и дефектом j .

При расчетах использованы следующие значения характерных параметров ВТСП: $\lambda(T = 0) = 180$ нм, $\xi(T = 0) = 2$ нм, $T_c = 84$ К, расстояние между ВТСП-слоями $d = 2.7$ нм. Данный выбор позволяет сравнивать результаты расчетов с тестовыми расчетами и результатами, полученными нами ранее. Размер образца в плоскости ab составляет 5×3 мкм. Параметр анизотропии выберем равным $\gamma = 10$. В расчетах примем, что в образце, помимо радиационных, присутствует слабый собственный пиннинг. Концентрацию собственных центров пиннинга выберем $\sim 10^{10}$ см $^{-2}$, что примерно соответствует 3600 дефектов на образец. Параметр α для собственных дефектов выберем случайной величиной, с равной вероятностью принимающей значения от 0 до 0.05 эВ на 2.7 нм вихревой нити. Данная величина примерно на порядок меньше характерных энергий панкейков. Радиационные дефекты введем в расчет также в виде потенциальной ямы с параметром $\alpha = 3$ эВ. От-

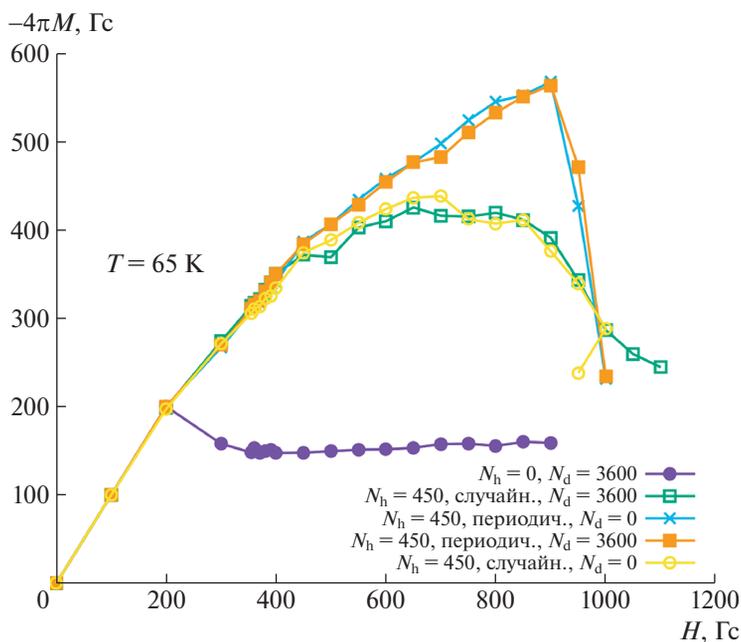


Рис. 1. Кривые намагниченности образцов с колончатыми радиационными дефектами.

верстия введем в виде областей радиусом 100 нм, в которые вихрь не может зайти. По краю отверстия введем потенциальную яму вида (1). Таким образом, вихри могут закрепляться на краях отверстия.

При протекании через образец транспортного тока на границах образца рождаются вихри противоположного знака. В резистивном состоянии наблюдается течение вихревой решетки от границ к центру сверхпроводника с аннигиляцией в центре пар вихрь-антивихрь. С достаточной точностью можно принять, что после каждой аннигиляции на противоположных границах рождаются новые вихрь и антивихрь. Тогда энергия, выделяющаяся при аннигиляции, равна работе силы Лоренца при перемещении вихря от края к центру. С другой стороны, эта энергия совпадает с выделяющимся на образце джоулевым теплом. Таким образом, подсчитывая число аннигилировавших пар, мы можем определить напряженность электрического поля в сверхпроводнике и рассчитать вольт-амперную характеристику. Критический ток определяется по критерию 1 мкВ/см.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследуем сначала влияние на критический ток и намагниченность колончатых радиационных дефектов. Введем в расчет 450 колончатых дефектов. Рассмотрим две ситуации: колончатые дефекты образуют строго периодическую и квазипериодическую решетку. Периодичности решетки можно добиться в эксперименте, облучая образец через маску. Кроме того, сделаем расчет с учетом

собственного пиннинга и без него. На рис. 1 показаны рассчитанные кривые намагниченности. На рисунке N_d — количество собственных центров пиннинга, N_h — количество радиационных дефектов. Кривая намагниченности образца, содержащего только собственные дефекты, после поля, близкого к H_{c1} , идет почти параллельно горизонтальной оси. Таким образом, уже при слабом поле вихри полностью заполняют образец, что указывает на малую величину критического тока. Кривые намагниченности в случае периодической решетки искусственных дефектов идут вверх до полей порядка 900 Гс, после данного значения поля резко уходят вниз. Возрастание намагниченности с ростом поля указывает на эффективное закрепление вихрей вблизи границы и на существование значительных областей внутри сверхпроводника, свободных от вихрей. Резкое падение намагниченности при определенном поле указывает на преодоление вихрями потенциального барьера, созданного вихрями вблизи границы, и на лавинообразное проникновение магнитного потока внутрь образца. При квазипериодическом расположении искусственных дефектов кривая намагниченности идет ниже, чем при периодических дефектах, но существенно выше, чем кривая образца только с собственным пиннингом. На ней отсутствуют резко растущие участки и скачки вниз. Это указывает на заполнение всей пластины вихрями с градиентом их концентрации вдоль направления входа вихрей и отсутствие вихревых лавин. Еще одной особенностью полученных кривых является то, что кривые с учетом и без учета

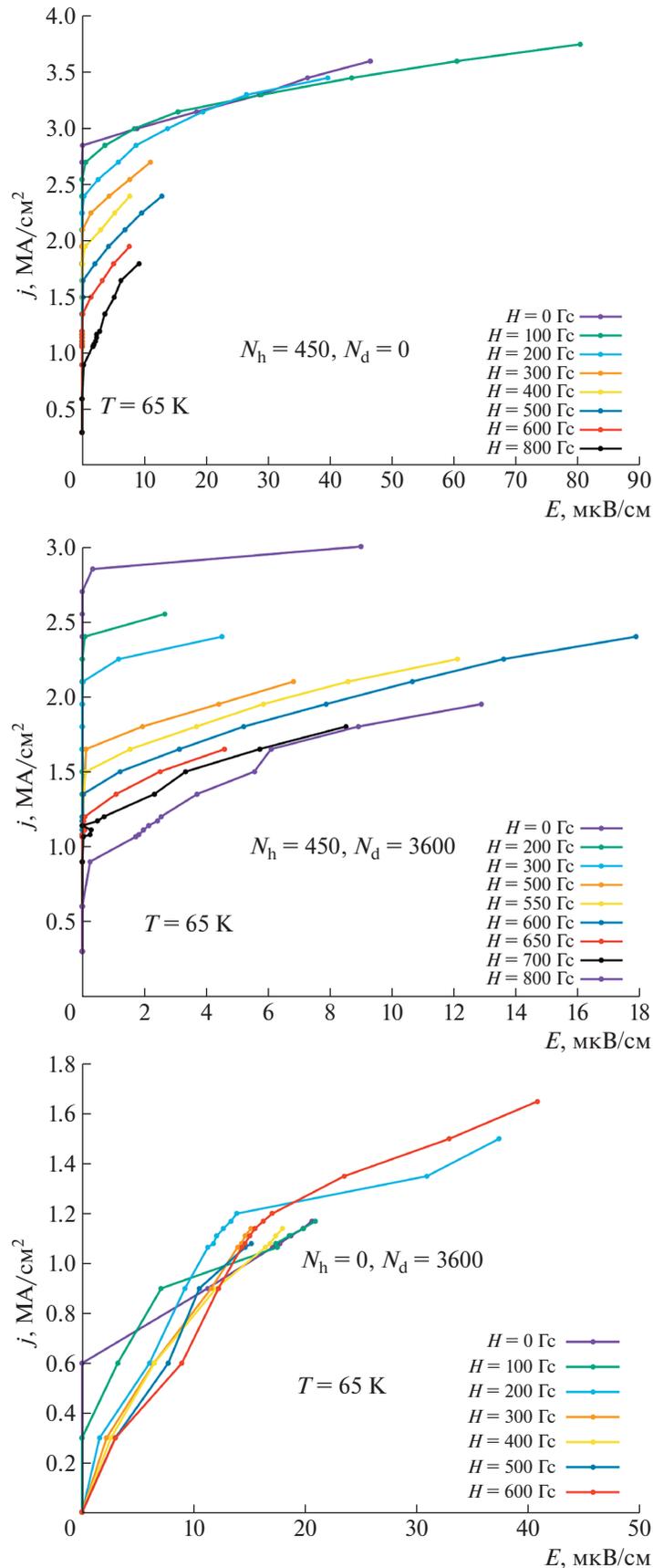


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики образца с периодической решеткой радиационных дефектов (period) и только с собственным пиннингом.

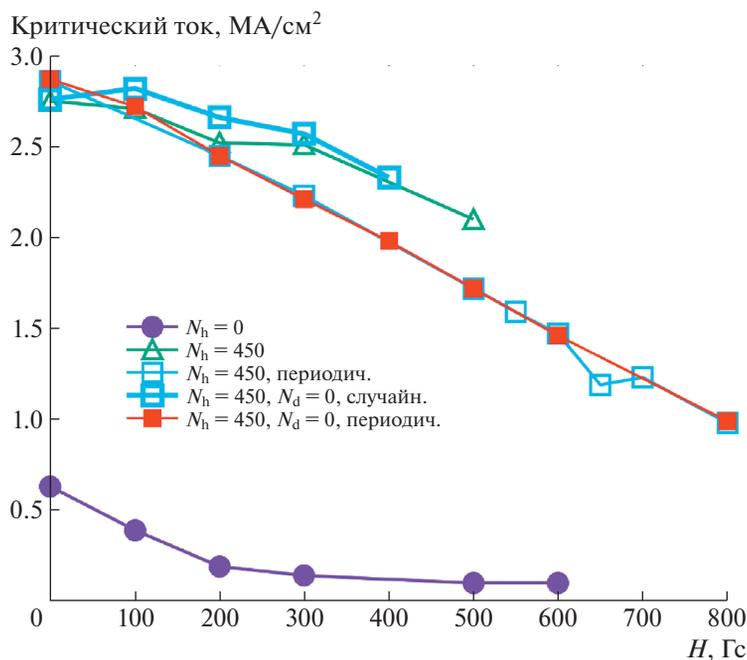


Рис. 3. Зависимости критического тока от магнитного поля.

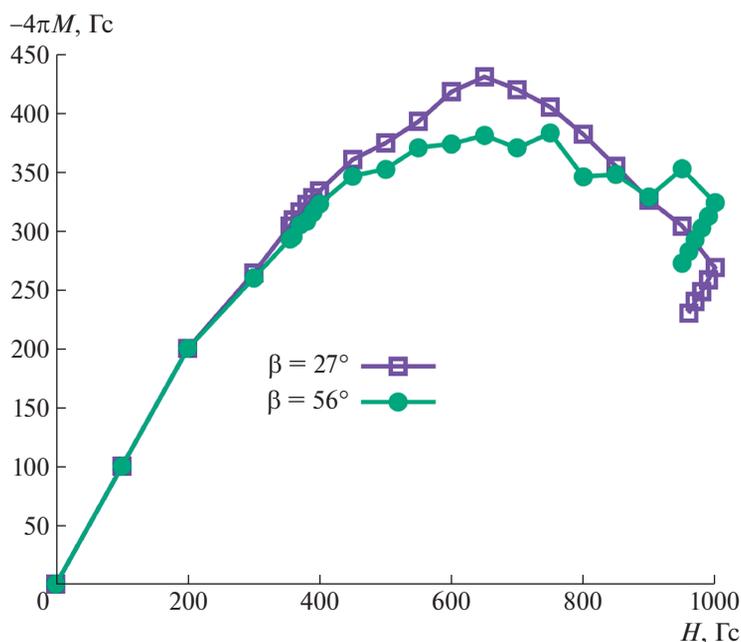


Рис. 4. Кривые намагниченности в присутствии наклонных колончатых дефектов. $T = 65$ К.

собственного пиннинга практически совпадают. Таким образом, слабый собственный пиннинг не искажает эффекты, вносимые искусственными дефектами.

Поскольку время, требуемое на расчет кривой намагниченности, не позволяет определить критический ток в магнитном поле из ширины пет-

ли, величина критического тока была определена нами из вольт-амперной характеристики по критерию $1 \text{ мкВ}/\text{см}$. На рис. 2 показаны серии вольт-амперных характеристик в магнитном поле для образца с периодической решеткой дефектов и для образца без искусственных дефектов. Видно, что для образца с искусственным пиннингом

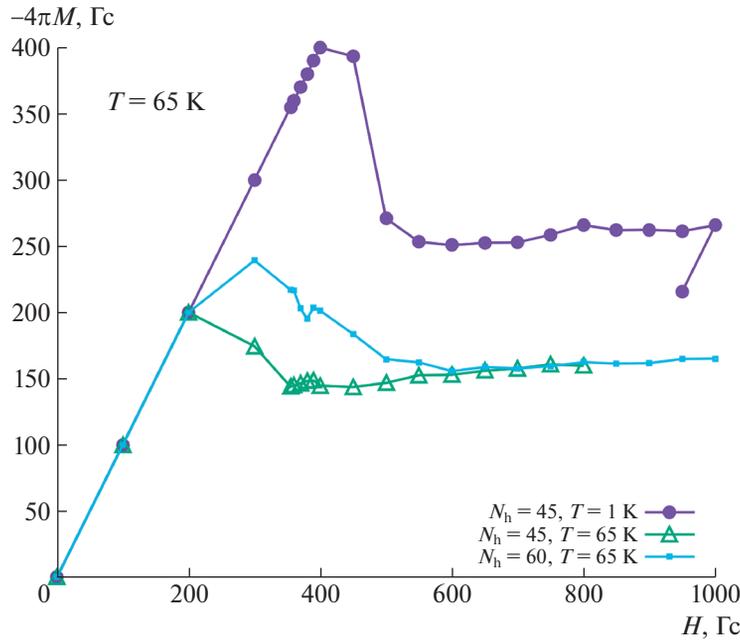


Рис. 5. Кривые намагниченности в случае субмикронных отверстий.

ВАХ идет тем ниже, чем выше магнитное поле. Это указывает на монотонное убывание критического тока. ВАХ образца только с собственным пиннингом пересекаются, имеют участки с разным наклоном. Однако, указанные особенности наблюдаются при токе выше критического, определенного по выбранному критерию. Зависимость критического тока от поля также является убывающей (рис. 3). Отметим еще одну особенность. Из вида кривых намагниченности (рис. 1) можно ожидать более высоких критических токов для периодического расположения дефектов. Однако, согласно рис. 3, этого не наблюдается.

Проанализируем также более сложные конфигурации дефектов: колончатые, наклонные и дефекты в виде субмикронных отверстий. На рис. 4 показаны кривые намагниченности при двух разных углах наклона дефекта к оси анизотропии. В плоскости ВТСП-слоя дефекты образуют квазипериодическую решетку. Кривая намагниченности при большем наклоне дефектов идет ниже — как кривой при меньшем наклоне, так и кривой с ненаклонными дефектами (рис. 1). Кроме того, на кривой при $\beta = 56^\circ$ наблюдаются небольшие нерегулярные пики. Это может быть связано с существованием упорядоченных вихревых конфигураций. Данный вопрос требует дополнительного исследования. На рис. 5 показаны кривые намагниченности образца с периодической решеткой отверстий. Одна из подобных кривых была также рассчитана и для $T = 1 \text{ K}$. Кривая намагниченности при низкой температуре идет существенно выше, однако имеет горизонтальный участок, указыва-

ющий на полное заполнение вихрями пластины. Выраженных пиков на рассчитанных кривых не наблюдается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом Монте-Карло в рамках трехмерной модели слоистого ВТСП исследовались магнитные и транспортные свойства сверхпроводника с радиационными центрами пиннинга и субмикронными отверстиями. Рассчитаны кривые намагниченности и вольт-амперные характеристики. Показано, что введение колончатых радиационных дефектов заметно меняет форму кривой намагниченности по сравнению с исходным необлученным образцом. При этом различный эффект дает периодическая и квазипериодическая решетка дефектов. Наличие слабого собственного пиннинга не искажает возможные эффекты от искусственных дефектов (отверстий). Для исследованных конфигураций особенностей на кривой намагниченности, ВАХ и критическом токе получить не удалось. Таким образом, для их получения требуется создавать специальные сложные конфигурации. Расположение искусственных центров пиннинга в виде периодической решетки приводит при низких полях к формированию внутри образца областей, свободных от вихрей, и лавинообразному проникновению вихрей при достижении некоторого порогового поля. При квазипериодическом расположении дефектов подобных особенностей не наблюдается.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект FSWU-2022-0013) при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Ryu S., Doniach S., Deutscher G., Kapitulnik A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 68. P. 710.
2. *Gracheva M., Katargin M., Kashurnikov V., Rudnev I.* // *Low Temp. Phys.* 1997. V. 23. P. 863.
3. *Olson C., Zimanyi G., Kolton A., Gronbech-Jensen N.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 5416.
4. *Fily Y., Olive E., Di Scala N., Soret J.* // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 82. P. 134519.
5. *Sadovskyy I., Koshelev A., Phillips C.L., Karpeyev D.A., Glatz A.* // *J. Comput. Phys.* 2015. V. 294. P. 639.
6. *Lara A., Gonz'alez-Ruano C., Aliev F.G.* // *Low Temp. Phys.* 2020. V. 46. P. 316.
7. *Fischer D.X., Prokopec R., Emhofer J., Eisterer M.* // *Supercond. Sci. Technol.* 2018. V. 31. P. 044006.
8. *Aichner B., Müller B.M., Karrer M., et al.* // *ACS Appl. Nano Mater.* 2019. V. 2. P. 5108.
9. *Jia Y., LeRoux M., Miller D., et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 122601.
10. *Lamas J.S., Baldan C.A., Shigue C.Y., Silhanek A., Moshchalkov V.* // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2011. V. 21. P. 3398.
11. *Song W., Pei X., Alafnan H., Xi J., Zeng X., Yazdani-Asrami M., Xiang B., Liu Z.* // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2021. V. 31. P. 1.
12. *Kalsi S.S., Malozemoff A.* // *Proc. IEEE Power Engineering Society General Meeting.* P. 1426–1430.
13. *Lawrence W., Doniach S.* // *Proc. 12th International Conference on Low Temperature Physics.* P. 361.
14. *Kashurnikov V., Maksimova A., Rudnev I., Odintsov D.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1238. P. 012016.
15. *Maksimova A.N., Kashurnikov V.A., Moroz A.N., Rudnev I.* // *Phys. Solid State.* 2021. V. 63. P. 64.
16. *Tyagi S., Goldschmidt Y.Y.* // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 70. P. 024501.
17. *Goldschmidt Y.Y., Tyagi S.* // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71. P. 014503.

Magnetization and Critical Current of a Weakly Anisotropic HTS with Columnar Pinning Centers

A. N. Maksimova^{1, *}, V. A. Kashurnikov^{1, **}, I. A. Rudnev^{1, ***}, and A. N. Moroz^{1, ****}

¹*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**E-mail: anmaksimova@mephi.ru*

***E-mail: vakashurnikov@mephi.ru*

****E-mail: iarudnev@mephi.ru*

*****E-mail: anmoroz@mephi.ru*

Received June 22, 2023; revised June 29, 2023; accepted July 3, 2023

Abstract—The effect of columnar pinning centers on the current-voltage characteristic, the critical current, and the shape of the magnetization curve has been studied by the Monte Carlo method in the framework of a three-dimensional model of a layered HTS. It has been shown that the presence of a weak intrinsic pinning does not qualitatively change the calculation results. It has been shown that the presence of a periodic lattice of pinning centers leads to an avalanche-like penetration of vortices at a certain threshold field and the existence of vortex-free regions at a lower field. This difference has been demonstrated on the magnetization curves. These effects have not been observed for a quasi-periodic lattice of pinning centers.

Keywords: HTS, critical current, magnetization, pinning, radiation defects