

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

УДК 538.945

ВИХРЕВАЯ РЕШЕТКА СЛОИСТОГО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

© 2023 г. М. М. Мартыанов^а, А. Н. Максимова^а, *, А. Н. Мороз^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

*E-mail: anmaksimova@mephi.ru

Поступила в редакцию 19.07.2022 г.

После доработки 19.07.2022 г.

Принята к публикации 25.07.2022 г.

Методом Монте-Карло в рамках двумерной модели слоистого ВТСП исследована динамика вихревой решетки в присутствии неоднородного температурного поля. Получены вихревые конфигурации в сверхпроводнике с “тепловым пятном”. Показано, что характерный размер области, в которой наблюдается плавление решетки вихрей, превышает характерный размер теплового пятна. В численном расчете продемонстрирована возможность направленного перемещения вихрей с помощью градиента температуры.

Ключевые слова: ВТСП, вихревая динамика, градиент температуры, плавление решетки, моделирование Монте-Карло

DOI: 10.56304/S207956292205030X

ВВЕДЕНИЕ

Одним из факторов, определяющих магнитные и транспортные характеристики сверхпроводника второго рода, является структура вихревой решетки, ее взаимодействие с центрами пиннинга и структурными неоднородностями образца. При протекании через образец транспортного тока, величина которого превышает критический, вихри приходят в движение под действием силы Лоренца, и данный процесс сопровождается диссипацией энергии. Исследованию возможностей повышения критического тока путем закрепления вихрей на центрах пиннинга — дефектах — посвящено множество теоретических и экспериментальных работ [1–3]. Так, в работе [1] для расчета оптимальной структуры центров пиннинга и предсказания критического тока был использован подход, основанный на идее естественного отбора. Свойствами вихревой системы можно управлять также с помощью магнитного поля и температуры [4, 5]. Однако, контролируемое перемещение вихрей впервые было осуществлено в работе [6], где для перемещения вихря в монокристалле NbSe₂ использовалось магнитное поле доменной стенки.

Термомагнитные свойства сверхпроводников второго рода исследовались еще в ранних работах [7–9]. В работе [7] было показано, что движение вихрей, вызванное градиентом температуры, порождает продольное (эффект Зеебека) и поперечное (эффект Нернста) электрическое поле. Недавно было продемонстрировано, что критический тем-

пературный градиент, выше которого начинается движение вихрей, уменьшается с ростом внешнего магнитного поля. В работе [9] для исследования сверхпроводника I рода в присутствии температурного градиента было осуществлено численное решение временных уравнений Гинзбурга-Ландау. Обнаружено, что энергия попарного межвихревого взаимодействия имеет немонотонный характер, что может при некоторых условиях приводить к формированию кластеров вихрей. Показано, что взаимодействие вихрей меняется от притяжения на близких расстояниях до отталкивания на далеких.

В работе [10] впервые было осуществлено направленное перемещение отдельных вихрей с помощью нагрева отдельных областей лазером. Собственная энергия единицы длины вихревой нити, в пренебрежении малой добавкой, связанной с его нормальной сердцевинкой, равна ([11]):

$$\epsilon_0 = \frac{\Phi_0^2}{16\pi^2\lambda^2} \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right),$$

где лондоновская глубина проникновения магнитного поля λ и длина когерентности ξ зависят от температуры сверхпроводника в области, где находится вихрь. Вблизи T_c эта зависимость имеет вид $\lambda(T), \xi(T) \propto 1/\sqrt{T_c - T}$, поэтому в присутствии неоднородного температурного поля сила, действующая на вихрь, оказывается пропорциональной градиенту T . Фокусируя лазерный луч для достижения высокого градиента температу-

ры, авторам [10] удалось выстроить вихри в заданную структуру. “Тепловое пятно”, генерируемое при этом лазером, имеет размер не более нескольких микрометров. Авторы [10] описывают такой способ управления вихрями как “оптический пинцет”, который может выполнять безопасные и эффективные манипуляции с отдельными вихрями. Расстояние, на которое удастся переместить вихрь, ограничено полем зрения микроскопа. В работе реализованы различные режимы управления вихрями, от точного и быстрого позиционирования до создания плотных вихревых групп.

В работе [12] были исследованы задачи, связанные с локальным нагревом сверхпроводника при попадании на его поверхность электронов и фотонов и, как следствие, потерей сверхпроводимости в этой области. В рамках развитой ими модели (т.н. модели горячего пятна) авторы указанной работы предположили, что в определенном интервале времен динамика системы может быть описана с помощью локально равновесной функции распределения электронов. Данный метод, как отмечают авторы, показал высокую эффективность при решении широкого круга задач, связанных с фотоиндуцированной генерацией локальных неравновесных состояний в сверхпроводящих системах. Явления, возникающие при попадании в сверхпроводник заряженной частицы, используются также при создании детекторов [13, 14].

Вихревая решетка в слоистом высокотемпературном сверхпроводнике (ВТСП) является сложной системой, демонстрирующей большое разнообразие конфигураций в магнитном поле и в присутствии различных конфигураций центров пиннинга. Задача о системе взаимодействующих вихрей в общем случае не допускает аналитического решения, и важное значение приобретают численные методы. Уравнения Гинзбурга-Ландау позволяют получить точное вихревое решение для произвольной системы дефектов и при любой температуре. Однако численное решение уравнений Гинзбурга-Ландау является достаточно трудоемким и, кроме того, эффективно только для размеров системы не более нескольких λ (так что в системе может быть только порядка 10 вихрей). Альтернативой может являться метод Монте-Карло, показавший высокую эффективность для расчета намагниченности, вольт-амперных характеристик и критического тока ВТСП с произвольным потенциалом пиннинга [15, 16]. Поэтому целью нашей работы было применить метод Монте-Карло для моделирования вихревой решетки в неоднородном температурном поле, воспроизвести в численном расчете возможность направленного перемещения вихрей с помощью градиента температуры, исследовать влияние параметров теплового пятна на динамику вихревой решетки.

МОДЕЛЬ И МЕТОД РАСЧЕТА

Для расчетов нами была использована двумерная модель слоистого ВТСП [17, 18]. В рамках данной модели двумерные слоевые вихри — панкейки — представляют собой систему модельных классических частиц с дальнедействующим потенциалом. В общем случае энергия G такой системы имеет вид:

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

где $\varepsilon = d\varepsilon_0(\ln[\lambda(T)/\xi(T)] + 0.52)$ — собственная энергия вихря, $\lambda(0)$, $\xi(0)$ — глубина проникновения и длина когерентности при $T = 0$; N_z — число панкейков в плоскости z . Второй член описывает парное взаимодействие панкейков, третий — взаимодействие вихрей с центрами пиннинга, четвертый — взаимодействие вихрей с поверхностью и меисснеровским 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, r_{ij} — расстояние между вихрями i и j в плоскости ВТСП-слоя. В двумерной модели принимается справедливое предположение о малости межплоскостного взаимодействия, и последнее слагаемое отсутствует. Поскольку в рамках выбранной модели средние отклонения панкейков от оси вихревой нити при рассматриваемых магнитных полях менее 1000 Гс много меньше среднего межвихревого расстояния, вихревые нити можно приближенно считать прямыми. Тогда внутрислоевое взаимодействие панкейков имеет вид:

$$U_{\text{in-plane}} = \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2\lambda(T)^2} K_0 \left(\frac{r_{ij}}{\lambda(T)} \right),$$

где K_0 — функция Макдональда.

В нашей работе в расчет Монте-Карло введено неоднородное распределение температуры в плоскости ВТСП-слоя. Формы теплового пятна, рассмотренные в настоящей работе, представлены на рис. 1.

Неоднородное поле температуры вводится в расчет через зависимость от температуры длины когерентности и лондоновской глубины проникновения магнитного поля. Также температура входит в формулы для вероятности подпроцессов алгоритма:

1. $W_c = \frac{1}{n+1} e^{-\frac{\Delta E}{T}}$ для рождения вихря,
2. $W_a = n e^{-\frac{\Delta E}{T}}$ для уничтожения,

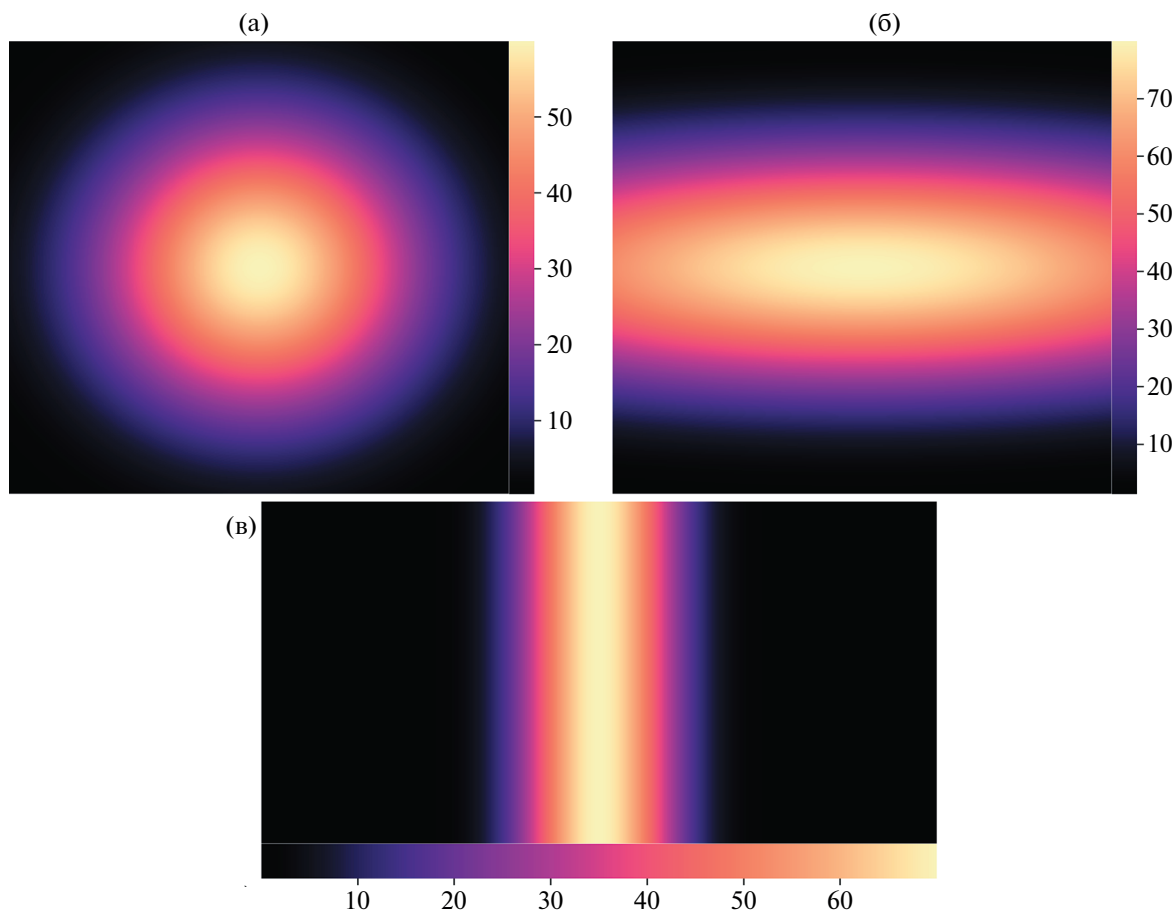


Рис. 1. Рассмотренные формы теплового пятна: (а) радиально-симметричное пятно, распределение температуры имеет гауссову форму, (б) вытянутое вдоль горизонтальной оси пятно, вдоль вертикальной и горизонтальной прямой гауссов закон сохраняется, (в) одномерное распределение температуры.

3. и $W_d = e^{-\frac{\Delta E}{T}}$ для движения.

Здесь n — число вихрей в системе, ΔE — приращение энергии при реализации подпроцесса.

Геометрия системы соответствует модели, описанной в работах [15, 16, 18]. Образец имеет периодические граничные условия вдоль оси y , в направлении оси x вихри входят в сверхпроводник. Рождение и уничтожение вихрей возможно только в малой области ширины $\sim \lambda$ вблизи границы. В направлении оси x в образце течет мейснеровский ток. При наличии градиента температуры (для определенности только в направлении оси x) магнитное поле в образце описывается уравнением Лондонов вида:

$$\frac{d^2 H}{dx^2} - \lambda^{-2}(T(x))H = 0. \quad (1)$$

Температурные зависимости λ и ξ от T , согласно [15, 16, 18 и ссылок в них], имеют вид:

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^{3.3}}}, \quad \xi(T) = \frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^{3.3}}}.$$

Пример решения уравнения (1) для градиента температуры вдоль оси x вида (в) из рис. 1, полученного методом установления, показано на рис. 2. Для сравнения показана зависимость магнитного поля от координаты для постоянной температуры $T = 1$ К.

Расчеты выполнены для характерных параметров ВТСП на основе висмута $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$: $\lambda(T=0) = 180$ нм, $\xi(T=0) = 2$ нм, $T_c = 84$ К, толщина сверхпроводящего слоя принята равной $d = 2.7$ нм.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для проверки работы алгоритма нами был сначала воспроизведен процесс направленного перемещения вихрей. Образец в этом случае имел форму квадрата со стороной 5 мкм. Количество вихрей в этом расчете было для простоты взято постоянным и равным 60. Вихри добавляются в

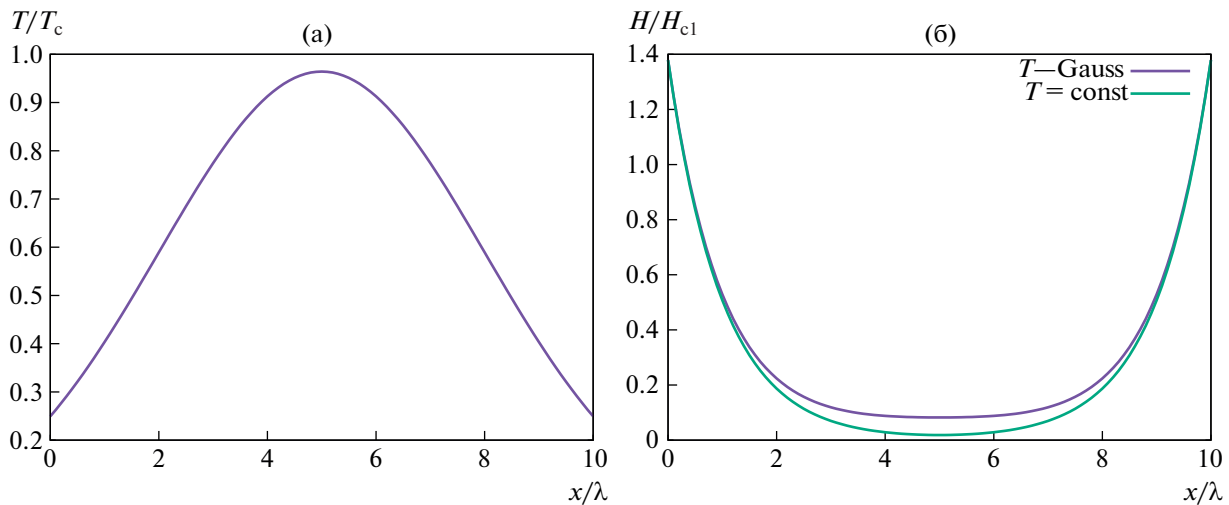


Рис. 2. (а) Зависимость температуры от координаты для модельного сверхпроводника шириной 10λ (градиент температуры вдоль оси x), (б) соответствующая зависимость магнитного поля в сверхпроводнике от координаты.

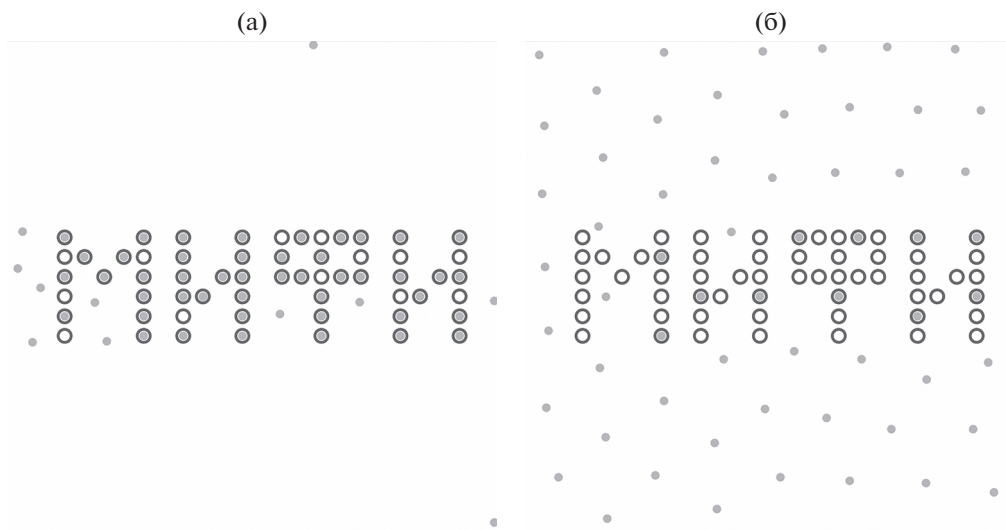


Рис. 3. (а) Положения вихрей (серые кружки) в присутствии градиента температуры, (б) та же конфигурация дефектов, но температура постоянна и равна 1 К. Центры пиннинга показаны серыми выколотыми кругами.

области вблизи края образца, далее на систему накладывается тепловое пятно. После перемещения, достигнутого воздействием градиента температуры, вихрь занимает новое положение, где закрепляется на центре пиннинга. В нашем расчете центры пиннинга образуют надпись “МИФИ”. Тепловое пятно имеет вид рис. 16. Как показали предварительные расчеты, такой вид пятна наиболее эффективен для поставленной задачи. На рис. 3а показан результат перемещения вихрей: почти все вихри закреплены на центрах пиннинга. Для сравнения на рис. 2б показана вихревая конфигурация при том же распределении центров

пиннинга, но в однородном температурном поле ($T = 1$ К). Несмотря на наличие дефектов, вихри из-за взаимного отталкивания приблизительно образуют гексагональную решетку. Данный результат остается справедливым и при увеличении глубины потенциальной ямы дефектов. Заметим, что в наших расчетах мы приняли форму теплового пятна не зависящей от времени, что соответствует нулевой теплопроводности.

Далее нами была проанализирована структура вихревой решетки в присутствии теплового пятна. Для анализа выберем форму пятна вида рис. 2в. На рис. 4 показаны вихревые configura-

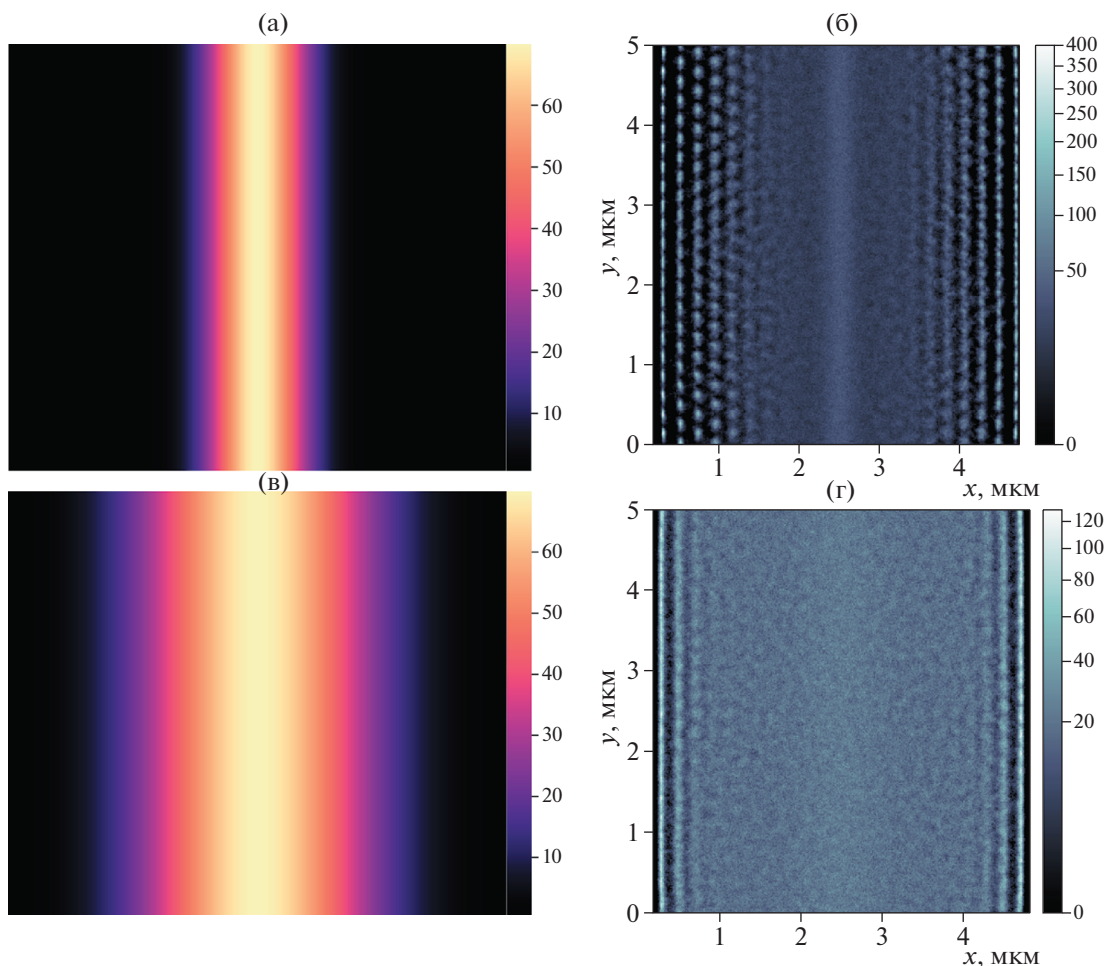


Рис. 4. Вихревые конфигурации (в, г), соответствующие градиентам температуры (а, в). Светлыми точками показана величина магнитного поля в данной области пространства, полученная с помощью усреднения вихревой конфигурации по шагам Монте-Карло.

ции при различной ширине теплового пятна и фиксированной температуре в его центре. Центры пиннинга в данном расчете отсутствуют. Намагничивающее поле во всех случаях 600 Гс. Показанная на рисунках средняя величина локального магнитного поля получена усреднением положений вихрей по шагам Монте-Карло с последующим умножением этой величины на поле в центре вихря. Видно, что в областях, где температура менее 10 К, вихри локализованы в узлах гексагональной решетки, в центре пятна вихревая решетка полностью разупорядочена. Определим размер пятна как расстояние до центра, на котором температура уменьшается в e раз.

Из приведенных вихревых конфигураций легко видеть, что область образца, где наблюдается разупорядоченная вихревая решетка, значительно превосходит характерный размер теплового пятна (на нижней панели рис. 4б практи-

чески в два раза). Для объяснения данного результата требуются дополнительные исследования. В дополнение к вихревым конфигурациям приведем на рис. 5 зависимости средней плотности вихрей. Рисунок 5а соответствует вихревой конфигурации, показанной на рис. 4 вверху, рис. 5б — конфигурации в нижней части рисунка. Четко видны области упорядоченной и разупорядоченной (вблизи центра теплового пятна) вихревой решетки. Красная линия соответствует линейному усреднению по всем точкам графика. Немонотонный характер зависимости вблизи центра пятна требует дальнейших расчетов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В двумерную модель слоистого высокотемпературного сверхпроводника введена возможность

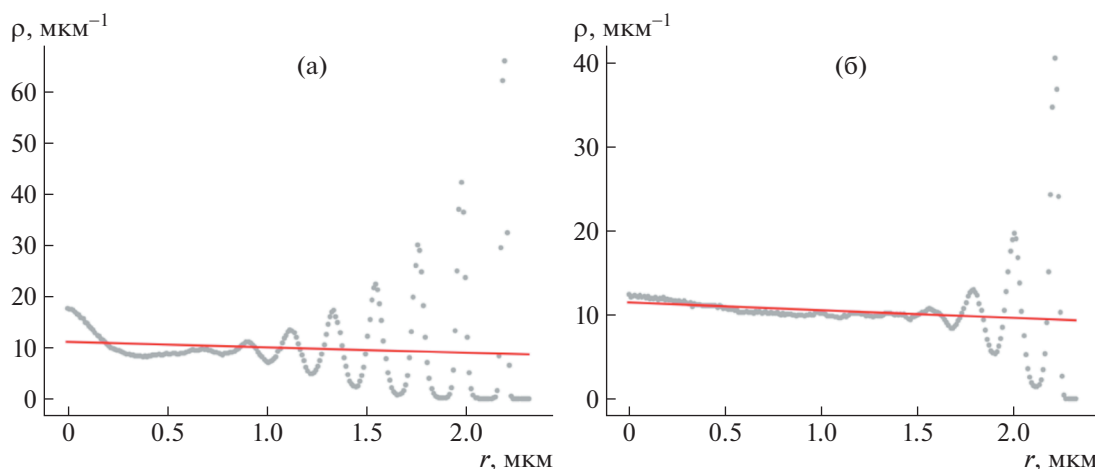


Рис. 5. Зависимости средней плотности вихрей от расстояния до центра пятна: (а) соответствует конфигурации вихря, показанной на рис. 4а, 4б; (б) соответствует конфигурации на рис. 4в, 4г.

учета неоднородного поля температуры. Методом Монте-Карло детально исследована динамика вихревой решетки. В алгоритм градиент температуры вводится через формулы для расчета вероятностей подпроцессов и через формулы для характерных длин в сверхпроводнике — лондоновской глубины проникновения магнитного поля и длины когерентности (в результате указанные величины зависят от координаты). В численном расчете продемонстрирована возможность направленного перемещения отдельных вихрей градиентом температуры. В частности, удалось выстроить вихри на центрах пиннинга в надпись, причем надпись находилась в центре теплового пятна. В отсутствие теплового пятна вихри выстроить в надпись не удастся. Для исследования влияния на скорость и траекторию движения вихрей параметров центров пиннинга и характера координатной зависимости температуры требуются дополнительные расчеты, которые будут выполнены в последующей работе. Данные исследования могут быть полезны при планировании экспериментов, когда требуется подобрать рабочую мощность лазерного пучка.

В условиях градиента температуры вдоль оси x получены зависимости средней плотности вихрей от расстояния до центра пятна. Показано, что размер области разупорядоченной вихревой решетки превосходит характерный размер теплового пятна.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при поддержке программы НИЯУ МИФИ “Приоритет-2030”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Sadovskyy I.A. et al.* // Proc. Natl. Acad. Sci. 2019. V. 116 (21). P. 10291.
2. *Singh S.J. et al.* // Phys. Rev. Mater. 2018. V. 2 (7). P. 074802.
3. *Algarni R. et al.* // J. Alloys Compd. 2021. V. 852. P. 157019.
4. *Hug H.J. et al.* // Physica C. 1994. V. 235. P. 2695.
5. *Straver E.W. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93 (17). P. 172514.
6. *Goa P.E. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82 (1). P. 79.
7. *Huebener R.P., Seher A.* // Phys. Rev. 1969. V. 181 (2). P. 701.
8. *Huebener R.P.* // Supercond. Sci. Technol. 1995. V. 8 (4). P. 189.
9. *de Toledo L.V. et al.* // Phys. Lett. A. 2021. V. 406. P. 127449.
10. *Veshchunov I.S. et al.* // Nat. Commun. 2016. V. 7 (1). P. 1.
11. *Шмидт В.В.* // Введение в физику сверхпроводников. 2000. Москва: МЦНМО.
12. *Vadimov V.L. et al.* // JETP Lett. 2018. V. 108 (4). P. 270.
13. *Najafi F. et al.* // Nat. Commun. 2015. V. 6 (1). P. 1.
14. *Polakovic T. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip. 2020. V. 959. P. 163543.
15. *Rudnev I.A., Odintsov D.S., Kashurnikov V.A.* // Phys. Lett. A. 2008. V. 372. P. 3934.
16. *Kashurnikov V.A., Maksimova A.N., Rudnev I.A.* // Phys. Solid State. 2014. V. 56 (5). P. 894.
17. *Lawrence W.E., Doniach S.* // Proc. LT' 12. Kyoto. 1971. P. 361.
18. *Kashurnikov V.A. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1238 (1). P. 012016.

Vortex Lattice of a Layered High-Temperature Superconductor in a Nonuniform Temperature Field

M. M. Mart'yanov¹, A. N. Maksimova^{1, *}, and A. N. Moroz¹

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

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

Received July 19, 2022; revised July 19, 2022; accepted July 25, 2022

Abstract—The Monte Carlo method was used in a 2D model of layered HTSC to explore the dynamics of a vortex lattice in the presence of a nonuniform temperature field. Vortex configurations in a superconductor with a “thermal spot” have been found. The characteristic size of the region in which melting of the vortex lattice is observed is shown to exceed the characteristic size of the thermal spot. The possibility of directional movement of vortices by means of a temperature gradient is demonstrated in a numerical calculation.

Keywords: HTSC, vortex dynamics, temperature gradient, melting of lattice, Monte Carlo simulation