



УДК 538.945

Статья

Кластеризация вихрей Абрикосова в интертипных сверхпроводниках в присутствии центров пиннинга

В. П. Ленков^{1*}, А. Н. Максимова¹, А. Н. Мороз¹, В. А. Кашурников¹

¹ НИЯУ МИФИ, Каширское ш., 31, 115409, Москва, Россия

* e-mail: valerii.lenkov25@gmail.com

Поступила в редакцию 24.12.2024, после переработки 25.12.2024, принята к публикации 27.12.2024.

В работе были изучены процессы кластеризации и плавления вихревой решетки с интертипным потенциалом межвихревого взаимодействия. Численное моделирование выполнено в рамках модели Лоренса-Дониака методом Монте-Карло. Показано, что получающаяся в интертипном сверхпроводнике структура устойчивее к изменениям поля и температуры, чем вихревая структура сверхпроводника II рода. Показан процесс плавления кластерной решетки, в том числе в присутствии центров пиннинга. Показаны отличия в процессах плавления вихревой решетки дефектного и бездефектного сверхпроводника.

Ключевые слова: интертипная сверхпроводимость; кластеризация; плавление решетки вихрей.

DOI: 10.62539/2949-5644-2024-0-4-49-57

1. Введение

В настоящее время активно идет изучение и поиск новых сверхпроводящих материалов с необычными свойствами. Одним из перспективных направлений является исследование так называемых “интертипных” сверхпроводников [1]. В них конфликтующие процессы взаимодействия вихрей Абрикосова через экранирующие сверхпроводящие токи и через перекрывание их областей с пониженным значением параметра порядка (сердцевин вихрей) приводят к формированию эффективного потенциала взаимодействия, включающего близкоедействующее притяжение и дальноедействующее отталкивание. Таким образом, в данных соединениях в магнитном поле наблюдается образование кластеров, цепочек, полос из вихрей. В работах [2–3] показано, что подобными свойствами могут обладать MgB_2 , ZrB_{12} , LuB_{12} . Необходимо также отметить, что аналогичные процессы кластеризации наблюдались и в так называемых сверхпроводниках типа 1.5, где причиной служит сосуществование двух сверхпроводящих конденсатов, I и II рода (соответственно в одном из них длина когерентности превосходит глубину проникновения магнитного поля, в другом - нет [4–5]). Авторами работы [5] предсказано, что наличие нескольких характерных длин когерентности может приводить к нарушению симметрии обращения времени и реализации экзотических типов симметрии микроскопического сверхпроводящего параметра порядка. В работе [6] проведено моделирование системы методами молекулярной динамики. В работе [7] рассмотрен микроскопический подход к задаче. В нашей же работе система была исследована методом Монте-Карло, что позволило, с одной стороны, рассмотреть сравнительно большое (250-1200) число вихрей, и, с другой стороны, учесть возможность рождения и уничтожения вихрей, что позволяет воспроизвести процесс перемагничивания.

Кроме того, фазовая диаграмма дополнительно усложняется наличием центров пиннинга. Эффект пиннинга был систематически изучен в работах [8–9]. Вихри эффективно закрепляются на неоднородностях материала, создавая остаточную намагниченность образца, что представляет практический интерес. Как показано в нашей работе, наличие дефектов существенно усложняет поведение системы при изменении внешнего магнитного поля. Было также проведено исследование поведения системы при изменении температуры. Зависимо-

сти параметров модели от температуры выбирались таким образом, чтобы параметр Гинзбурга-Ландау оставался постоянным. При этом рассмотрение модели при температурах 1–40 К позволило зафиксировать плавление кластерной решетки. Было установлено, что особенности протекания процесса зависят как от значения внешнего поля, так и от количества центров пиннинга в системе.

2. Модель и метод расчета

Исследование выполнено в рамках модели Лоренса-Дониака [10], расчет выполнен методом Монте-Карло для вихревой системы. Подобные исследования неоднократно проводились для различных ВТСП II рода, однако к интERTипным сверхпроводникам применяются впервые.

В работе была рассмотрена двумерная модель, такое приближение может быть применено, например, в случае слоистых ВТСП с высоким параметром анизотропии, когда наблюдается 3D–2D фазовый переход в вихревой решетке. Также модель применима в противоположном случае низкой анизотропии, когда взаимные отклонения панкейков, составляющих вихревую нить, много меньше глубины проникновения магнитного поля [11]. Для пластины с периодическими граничными условиями свободная энергия Гиббса может быть записана следующим образом:

$$G = \sum_i \left(\frac{1}{2} \sum_{j \neq i} U_{ij} + \varepsilon + U_h + U_p \right), \quad (1)$$

Первое слагаемое отвечает за энергию попарного взаимодействия вихрей (многочастичные взаимодействия в работе не учитывались, данное приближение имеет место в некоторых интERTипных сверхпроводниках [12]), при этом сам потенциал взаимодействия эффективно моделировал систему и был подобран таким образом, чтобы на расстояниях, много больших $\lambda(T)$, энергия межвихревого взаимодействия приближенно совпадала с такой энергией в ВТСП II рода:

$$U(r) = (-q) \left(\ln \frac{r}{r + \lambda(T)} + \exp \left(-\frac{r}{\xi(T)} \right) \right), \quad (2)$$

$\lambda(T)$ - лондоновская глубина проникновения при температуре T , $\xi(T)$ - длина когерентности сверхпроводника при температуре T , k, q - модельные параметры. График функции $U(r)$ в сравнении с потенциалом межвихревого взаимодействия $\sim K_0(r/\lambda)$, характерном для сверхпроводника второго рода, представлен на рис. 1.

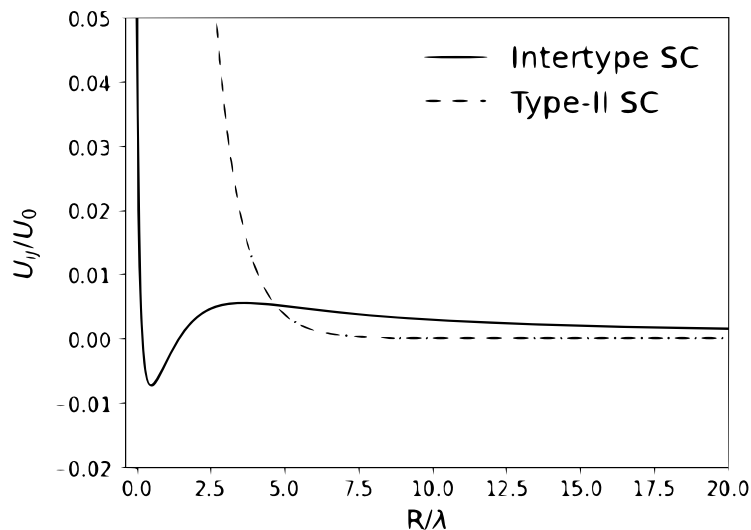


Рис. 1. Сравнение интERTипного и обычного потенциалов взаимодействия.

Собственная энергия вихря принята равной

$$\varepsilon = \delta \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda(T)} \right)^2 \ln \left(\frac{\lambda(T)}{\xi(T)} + 0.52 \right), \quad (3)$$

энергия взаимодействия с внешним магнитным полем может быть записана в виде

$$U_h = -\frac{\Phi_0 H}{4\pi} \delta. \quad (4)$$

Четвертое слагаемое соответствует энергии взаимодействия вихря с дефектом — центром пиннинга. В образце предполагается периодическая решетка искусственных дефектов (такие дефекты могут быть получены в результате облучения сверхпроводника ионами высокой энергии), обеспечивающих эффективный пиннинг. Энергия взаимодействия вихря с центром пиннинга выбрана в виде:

$$U_p = -\alpha |U_0(T)| \frac{1}{\frac{r}{\xi(T)} + 1} e^{-\frac{r}{2\xi(T)}}. \quad (5)$$

подобная зависимость была также рассмотрена в работах [13]. При этом δ — толщина пластины, Φ_0 — квант магнитного потока, α — безразмерный параметр, отвечающий за глубину дефектов,

$$U_0 = \frac{(\vec{\Phi}_0)_1 (\vec{\Phi}_0)_2}{8\pi^2 \lambda^2(T)} \delta. \quad (6)$$

Зависимости ξ и λ от температуры были выбраны следующим образом:

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3.3} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (7)$$

$$\xi(T) = \xi(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3.3} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (8)$$

При этом необходимо уточнить, что степень 3.3, использованная, например, в работе [14], является приближенной для предела слабой связи в теории БКШ. Однако, следует отметить, что в нашей работе получены первые результаты, носящие качественный характер, который не изменится при использовании иных значений показателя степени. Отметим также, что величина показателя степени от 2 до 4 характерна также для ВТСП-купратов (какими являются ReBCO, [15]). ВТСП являются сверхпроводниками с сильной связью [16].

Алгоритм Монте-Карло включает подпроцессы рождения, уничтожения и перемещения вихря. Рождение и уничтожение вихря возможно в любой точке образца. Таким образом, модель описывает вихревую решетку в объемном сверхпроводнике вдали от его границ. Система имеет периодические граничные условия вдоль осей x и y , также периодическая граница предполагается вдоль оси z . В рамках данной модели исследовано плавление вихревой решетки в системе с интертипным потенциалом взаимодействия, для бездефектного сверхпроводника и сверхпроводника, содержащего периодическую решетку искусственных центров пиннинга.

3. Результаты

При одинаковых параметрах Гинзбурга-Ландау (интертипность учитывалась нами исключительно в потенциале взаимодействия) были смоделированы кривые намагниченности образца без дефектов (рис. 2). Расчет показывает, что первое критическое поле одинаковое у обоих образцов и составляет приблизительно 250 Гс, при этом по его достижении график интер-

типного сверхпроводника идёт выше и более полого, что указывает на большую жесткость кластерной решетки вихрей по сравнению с гексагональной. Сформировавшаяся конфигурация кластеров создает дополнительный энергетический барьер для рождения в образце новых вихрей при повышении магнитного поля.

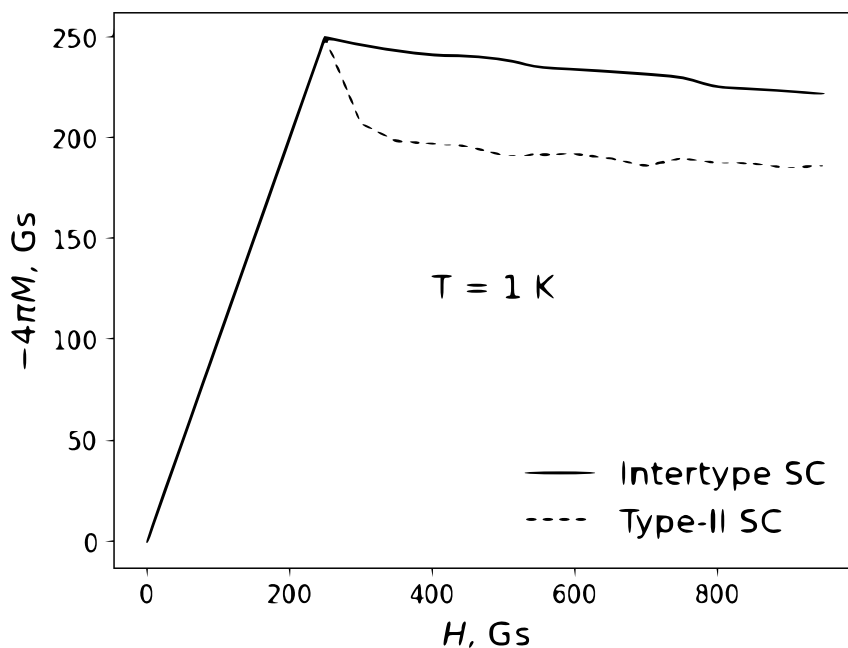


Рис. 2. Кривые намагниченности обычного и интертипного сверхпроводников, $T = 1$ К.

Далее в процессе расчета были проанализированы вихревые конфигурации, возникающие в процессе перемагничивания. Для расчета было выбрано значение магнитного поля $H = 400$ Гс. Данное значение было выбрано, поскольку обеспечивает, с одной стороны, достаточное количество вихрей для наблюдения эффектов кластеризации, с другой стороны, число вихрей не слишком велико и расчет занимает приемлемое время. На рис. 3 показаны вихревые конфигурации, соответствующие выбранному значению магнитного поля при различной температуре образца. Цветом на рисунке показано значение локального магнитного поля в данной точке образца. Расчет показывает, что при $T < 5$ К вихри формируют кластеры, кластеры в свою очередь формируют гексагональную решетку. При этом средние тепловые отклонения вихрей от среднего положения оказываются много меньше среднего расстояния между вихрями в кластере. При увеличении температуры до 10 К наблюдается плавление вихревой системы внутри кластеров, при этом положения самих кластеров остаются неизменными. При дальнейшем увеличении температуры происходит плавление решетки кластеров. Для более точного исследования была рассчитана температурная зависимость теплоемкости образца (рис. 4). Расчет теплоемкости показывает наличие фазового перехода второго рода в окрестности 33 К. Данный фазовый переход соответствует плавлению решетки кластеров. Необходимо также отметить возможность наличия фазового перехода вблизи 5–9 К; структура вихревой решетки вблизи данной температуры требует дальнейшего исследования.

Также было смоделировано плавление вихревой решетки в присутствии центров пиннинга. Сама форма решетки, а также процесс её плавления существенно зависят от внешнего поля, а также от количества дефектов: при количестве дефектов, не превышающем число вихрей в системе, кластеры практически “не чувствовали” дефекты, то есть пиннинг был достаточно слабым. При сильных полях и низком количестве дефектов формировались вихревые структуры аналогичные тем, что мы наблюдали в образце без центров пиннинга. При низких полях (400–500 Гс) и большом количестве дефектов (400 при числе вихрей в системе порядка 250–320) форма кластера менялась: большая часть вихрей внутри кластера была запиннигована. При этом при повышении температуры сначала плавилась внутренняя структура кластера,

вихри срывались с дефектов, а затем происходило плавление решетки кластеров.

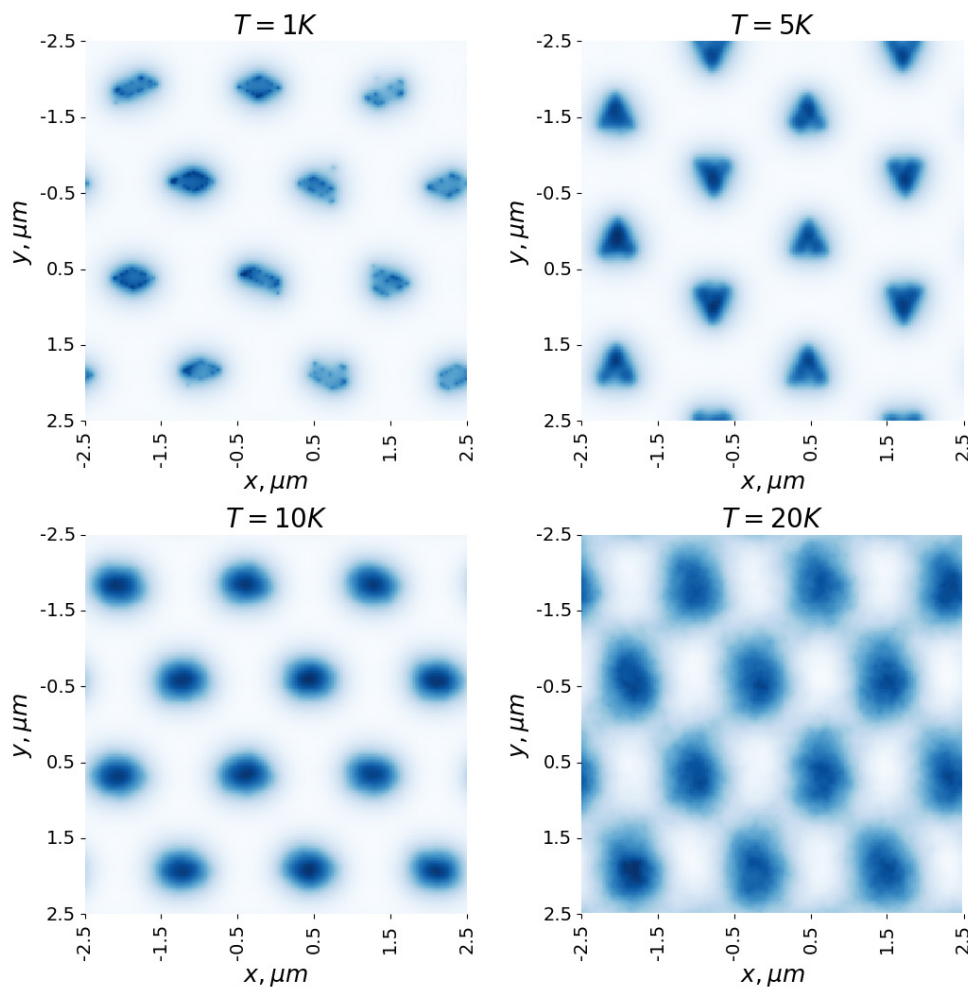


Рис. 3. Вихревые конфигурации при повышении температуры, $H = 400$ Гс, На рисунке яркость точек соответствует величине локального магнитного поля.

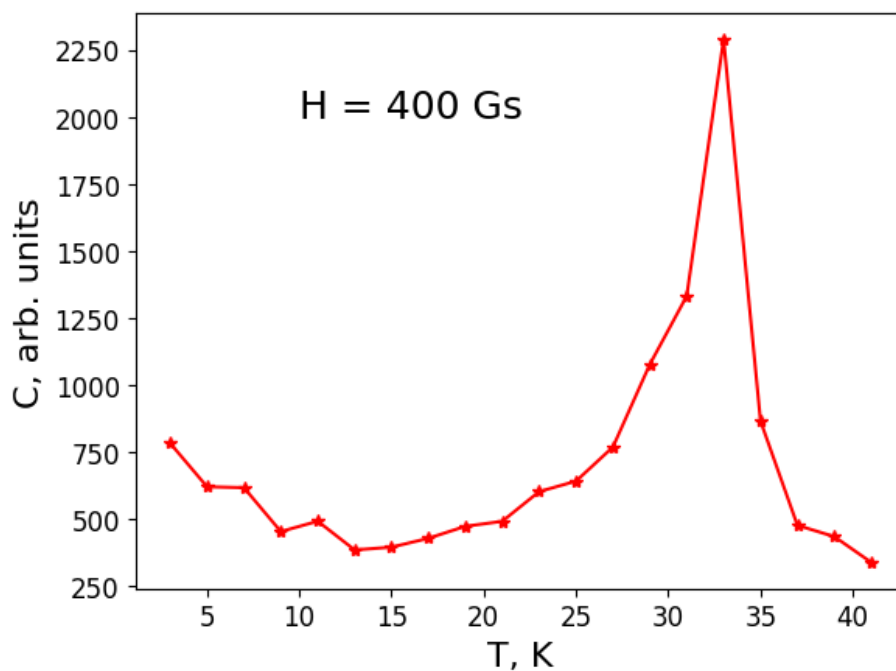


Рис. 4. Теплоёмкость вихревой системы при изменении температуры.

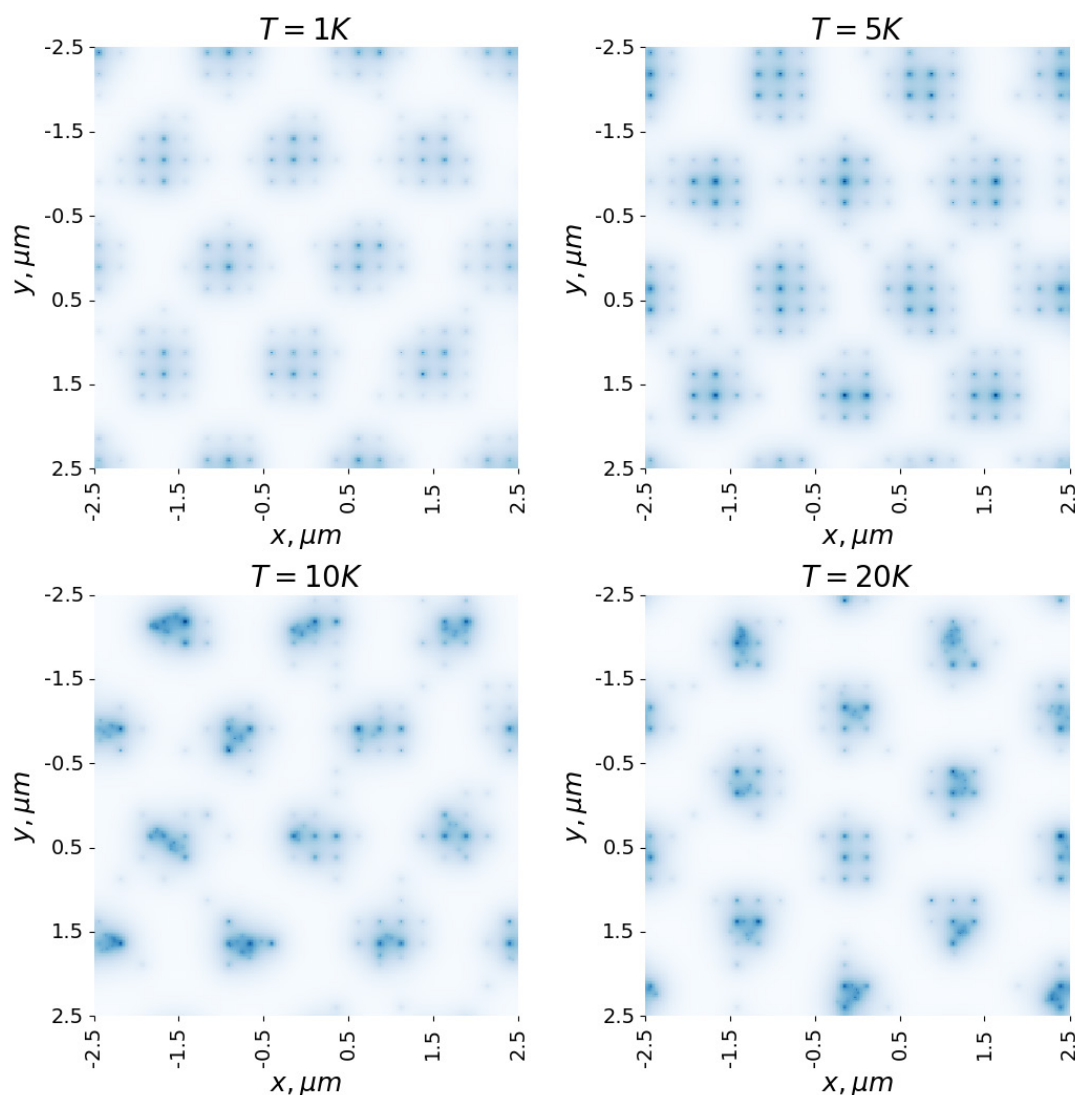


Рис. 5. Вихревые конфигурации при повышении температуры, $H = 400$ Гс, число дефектов в системе - 400, число вихрей - 280-320.

4. Выводы

В работе был систематически изучен процесс плавления сверхпроводников с модельным потенциалом взаимодействия, описывающим эффективно взаимодействие вихрей в интертном сверхпроводнике. В заключение можно сказать, что интертные сверхпроводники представляют большой интерес для дальнейших исследований, поскольку образующиеся в них вихревые структуры — кластеры — в некоторых ситуациях обладают лучшими магнитными характеристиками, чем обычные сверхпроводники. Кроме того, их особые свойства сохраняются при повышении поля, добавлении центров пиннинга и повышении температуры вплоть до 31–35 К. При этом внутренняя структура кластеров существенно зависит от внешнего поля и наличия центров пиннинга. В большинстве случаев кластеры имеют форму ромбов или треугольников, однако, когда число дефектов в системе превышает число вихрей, вихри внутри кластеров эффективно пиннинуются. В бездефектном сверхпроводнике плавление решетки кластеров происходит путем фазового перехода второго рода.

Благодарности

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект FSWU-2022-0013) при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ. Возможность выполнения высокопро-

изводительных вычислений предоставлена в рамках проекта государственного задания № FSWU-2023-0031.

Литература

- [1] W. Y. Cordoba-Camacho, R. M. da Silva, A. Vagov, A. A. Shanenko, J. A. Aguiar, *Phys. Rev. B* **94**, 054511 (2016). DOI:10.1103/PhysRevB.94.054511
- [2] S. Datta, S. Howlader, Arushi, R. P. Singh, G. Sheet, *Phys. Rev. B* **105**, 094504 (2022). DOI:10.1103/PhysRevB.105.094504
- [3] Y. Wang, R. Lortz, Yu. Paderno, V. Filippov, S. Abe, U. Tutsch, A. Junod, *Physical Review B* **72**, 024548 (2005). DOI:10.1103/physrevb.72.024548
- [4] V. Moshchalkov, M. Menghini, T. Nishio, Q.H. Chen, A.V. Silhanek, V.H. Dao, L.F. Chibotaru, N.D. Zhigadlo, J. Karpinski, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 117001 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.117001
- [5] E. Babaev, *Physica C: Superconductivity and its Applications* **533**, 20 (2017). DOI:10.1016/j.physc.2016.08.003
- [6] A. Baks, A. Al-Falou, A. Vagov, P. B'oni and S. M'uhlbauer, *Phys. Rev. B* **107**, 174527 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevB.107.174527.
- [7] V. D. Neverov, A. E. Lukyanov, A. V. Krasavin, A. A. Shanenko, M. D. Croitoru, A. Vagov, *Phys. Rev. B* **110**, 054502 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevB.110.054502
- [8] A.N. Moroz, V.A. Kashurnikov, I.A. Rudnev, A.N. Maksimova, *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 145902 (2021). DOI: 10.1088/1361-648X/abdce7
- [9] A.N. Maksimova, V.A. Kashurnikov, A.N. Moroz, I.A. Rudnev, *Phys. Solid State* **63**, 64 (2021). DOI: 10.1134/S1063783421010145
- [10] W. Lawrence, S. Doniach, *Theory of layer structure superconductors // Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics. Kyoto, 1971 — Kyoto: Academic Press of Japan (1971), p. 361.*
- [11] A.N. Maksimova, V.A. Kashurnikov, A.N. Moroz, D.M. Gokhfeld, *J Supercond Nov Magn* **35**, 283 (2022). DOI: 10.1007/s10948-021-06067-7
- [12] X.B. Xu, H. Fangohr, S.Y. Ding, F. Zhou, X.N. Xu, Z.H. Wang, M. Gu, D.Q. Shi, S.X. Dou, *Phys. Rev. B* **83**, 014501 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.83.014501
- [13] A.N. Maksimova, A.N. Moroz, I.A. Rudnev, S.V. Pokrovskii, V.A. Kashurnikov, *Phys. Scr.* **99**, 105938 (2024). DOI: 10.1088/1402-4896/ad729e
- [14] V. A. Kashurnikov, A. N. Maksimova, I. A. Rudnev, A. N. Moroz, *Phys. Metals Metallogr.* **122**, 434 (2021). DOI: 10.1134/S0031918X21050057
- [15] N. Pompeo, E. Silva, M. Ausloos, R. Cloots, *Journal of Applied Physics* **103**, 103912 (2008). DOI: 10.1063/1.2930895
- [16] Ю.А. Изюмов, Э.З. Курмаев, *Успехи физических наук.* **118**, 53 (1976). DOI: 10.3367/UFNr.0118.197601b.0053

Clustering of Abrikosov vortices in intertype superconductors in the presence of pinning centers

V. P. Lenkov^{1,*}, A. N. Maksimova¹, A. N. Moroz¹, V. A. Kashurnikov¹

¹ National research nuclear university, Kashirskoye Highway, 31, 115409, Moscow, Russia

* e-mail: valerii.lenkov25@gmail.com

In this work, the processes of clusterization and melting of a vortex lattice with an intertype potential of intervortex interaction were studied. Numerical modeling was performed within the framework of the Lawrence-Doniak model using the Monte Carlo method. It was shown that the structure obtained in the intertype superconductor is more stable to field and temperature changes than the vortex structure of a type II superconductor. The process of melting of the cluster lattice is shown, including in the presence of pinning centers. Differences in the processes of melting of the vortex lattice of a defective and defect-free superconductor are shown.

Keywords: intertype superconductivity; clustering; melting of the vortex lattice.



Валерий Павлович Ленков — студент кафедры физики твердого тела и наносистем (№70) института лазерных и плазменных технологий НИЯУ МИФИ

Valery P. Lenkov — Student, Department of Solid-State Physics and Nanosystems, National research nuclear university «МЕРФИ»



Анастасия Николаевна Максимова — к. ф.-м. н, доцент кафедры Общей физики института общей профессиональной подготовки НИЯУ МИФИ

Dr. Anastasia N. Maximova — Associate Professor, Department of General Physics, National research nuclear university «МЕРФИ»



Анна Николаевна Мороз — к.ф.-м.н, доцент кафедры физики твердого тела и наносистем (№70) института лазерных и плазменных технологий НИЯУ МИФИ

Dr. Anna N. Moroz — Associate Professor, Department of Solid-State Physics and Nanosystems, National research nuclear university «МЕРФИ»



Владимир Анатольевич Кашурников — д. ф.-м. н, профессор, профессор кафедры физики твердого тела и наносистем (№70) института лазерных и плазменных технологий НИЯУ МИФИ

Dr. Vladimir A. Kashurnikov —Prof., Department of Solid-State Physics and Nanosystems, National research nuclear university «МЕРНИ»