

Динамика вихревой решетки в токовом состоянии высокотемпературных сверхпроводников: метод Монте-Карло

М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев

*Московский государственный инженерно-физический институт (Технический университет),
Россия, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31
E-mail: rudnev@supercon.mephi.ru*

Статья поступила в редакцию 27 июля 1998 г.

Моделированием вихревой решетки методом Монте-Карло рассчитаны вольт-амперные характеристики реальных дефектных высокотемпературных слоистых сверхпроводников. Получена температурная зависимость энергии активации дефектов. Показано, что особенности поведения ВАХ в различных диапазонах температур обусловлены различием фазовых состояний системы вихрей и, в частности, наличием фазы «вращающаяся решетка» в широком диапазоне температур.

Моделюванням вихрової ґратки методом Монте-Карло розраховано вольт-амперні характеристики реальних дефектних високотемпературних шаруватих надпровідників. Одержано температурну залежність енергії активації дефектів. Показано, що особливості поведінки ВАХ в різних діапазонах температур обумовлені відмінністю фазових станів вихорів і, зокрема, присутністю фази «обертюва ґратка» в широкому діапазоні температур.

PACS: 74.60.Ge

Введение

В последнее время значительное внимание уделяется исследованиям фазовых превращений и их динамики в вихревой решетке ВТСП [1]. Широкое использование численных методов, особенно метода Монте-Карло (см. обзор [2]), позволило моделировать фазовые состояния и фазовые переходы в различных вихревых системах, в частности показать особенности динамики плавления вихревой решетки при наличии центров пиннинга [3].

Для практического использования сверхпроводящих материалов важны вопросы динамического взаимодействия вихревой решетки с центрами пиннинга в присутствии транспортного тока и вольт-амперные характеристики (ВАХ). Первые расчеты ВАХ методом Монте-Карло появились лишь в 1996 г. [4–7]. Рассчитывались ВАХ при наличии большого количества дефектов (относительно числа вихрей) с различными потенциальными энергиями [4]. Однако не исследовались дефекты с различной энергией активации и зависимости вольт-амперных характеристик от температуры.

Следует особо отметить полученные недавно при обработке ВАХ ВТСП данные о различных фазовых режимах протекания тока [7] (см. также [8–10]). Наблюдались режимы закрепленного вихревого стекла, пластического течения вихревой жидкости и движущегося вихревого стекла. Эти фазовые состояния абрикосовской решетки и переходы между ними близки к рассмотренным недавно авторами настоящей работы фазовым переходам между состояниями «вращающейся решетки» и «вихревой жидкости», только в токовом состоянии [3].

В настоящей работе мы приводим результаты расчета ВАХ модельных слоистых сверхпроводников и сопоставляем их с экспериментальной ВАХ. Будет показана модификация ВАХ при изменении температуры и увеличении числа дефектов. Цель работы также состоит в том, чтобы продемонстрировать возможности использования метода Монте-Карло для определения реальных физических характеристик ВТСП и для анализа фазовых состояний вихревой решетки.

Модель и методика расчета

Рассмотрим двумерную вихревую решетку, моделирующую сверхпроводящий слой ВТСП на периодической прямоугольной сетке в предположении слабой связи вихревых нитей в направлении, перпендикулярном плоскости ab , и при наличии центров пиннинга. Дискретность пространственной сетки выбирается такой, чтобы ее период был много меньше периода идеальной треугольной вихревой решетки.

В пренебрежении взаимодействием вихрей с внешним полем эффективный гамильтониан такой системы будет иметь вид [11]

$$H = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N H(r_i, r_j) n_i n_j + \sum_{i=1}^N U_p(r_i) n_i, \quad (1)$$

где

$$H(r_i, r_j) = \frac{\Phi_0^2 d}{2\pi\lambda^2(T) \mu_0} K_0 \left(\frac{|r_i - r_j|}{\lambda(T)} \right) = U_0(T) K_0 \left(\frac{|r_i - r_j|}{\lambda(T)} \right). \quad (2)$$

Здесь $U_p(r_i)$ — энергия взаимодействия вихря с дефектом на узле i ; n_i — числа заполнения вихрей (0 или 1) на i -м узле пространственной сетки с полным числом узлов N ; $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока; K_0 — функция Бесселя мнимого аргумента; d — толщина сверхпроводящего слоя; $\lambda(T) = \lambda_0 [1 - (T/T_c)^3]^{-1/2}$ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Для моделирования выбран реальный высокотемпературный сверхпроводник $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ со следующими параметрами: $d = 2,7$ Å; $\lambda(T=0) = 1800$ Å; $T_c = 84$ К [9]; внешнее поле $B = 0,1$ Тл. При этих же параметрах были получены экспериментальные ВАХ.

Основные расчеты проводили на плоской пространственной сетке 200×200 ячеек с периодическими граничными условиями стандартным методом Монте-Карло с использованием алгоритма Метрополиса. Дискретность пространственной сетки в 200×200 ячеек означает, что при количестве вихрей в системе $N_v = 150$ на каждый вихрь приходится около 260 ячеек. Такая дискретность достаточна для того, чтобы выстроилась почти идеальная треугольная решетка при нулевой температуре в отсутствие тока.

Реальная концентрация вихрей, соответствующая данному полю B , достигалась изменением

цены деления пространственной ячейки таким образом, чтобы период треугольной решетки вихрей a_v удовлетворял соотношению

$$a_v = \left(\frac{2\Phi_0}{\sqrt{3}B} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Для исследования поведения системы с дефектами вводили центры пиннинга с различной концентрацией. При этом энергия взаимодействия с центром пиннинга выбиралась в виде

$$U_p(T) = -\alpha U_0(T), \quad (4)$$

что соответствует, например, $U_p(T=2\text{K}) = -3,5$ мэВ при $\alpha = 0,1$.

Выбранные значения глубины потенциальной ямы для центра пиннинга близки к реально наблюдаемым в ВТСП [11,12]. Расчеты проводили для случая сильного пиннинга, значения потенциальной ямы $U_p(T=2\text{K}) = -100$ мэВ. Исследовали различные виды дефектов (одно- и двумерных), но основные расчеты производили для точечных дефектов, когда дефект занимал одну ячейку пространственной сетки, что соответствует размеру дефекта $\sim \xi$ (размер кода вихря равен 20 Å), т.е. на таком дефекте мог закрепиться лишь один вихрь. Диапазон исследуемых двумерных концентраций дефектов составлял $10^{12} - 3 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$ (от 1 до 100 дефектов на 150 вихрей в рассматриваемой системе).

Для исследования динамических процессов в систему вводился транспортный ток. В этом случае в гамильтониан, описывающий поведение всей системы, добавлялось слагаемое, обусловленное действием силы Лоренца на каждый вихрь. При элементарном движении вихря слагаемое $\delta U = \Phi_0 J \Delta x$ вычиталось из общей энергии, если направление движения вихря совпадало с действующей на него силой Лоренца, или добавлялось, если вихрь двигался в противоположном направлении Лоренца. Транспортный ток протекал вдоль координаты y . При ненулевом токе вихревые линии могли перемещаться на любое расстояние в пределах размеров системы случайным образом (т.е. в соответствии с распределением Гиббса выбиралось и Δx). Возникающее на границах системы напряжение вычислялось из соотношения $V = B v_{dr}$, где B — внешнее поле; $v_{dr} = X_{cm}/\tau$ — дрейфовая скорость вихря, т.е. смещение центра масс X_{cm} вихревой линии за единичное время τ . Условно за единицу времени выбирается один элементарный шаг в методе Монте-Карло, т.е. неопределенность отражается в произвольности выбора масштаба шкалы напря-

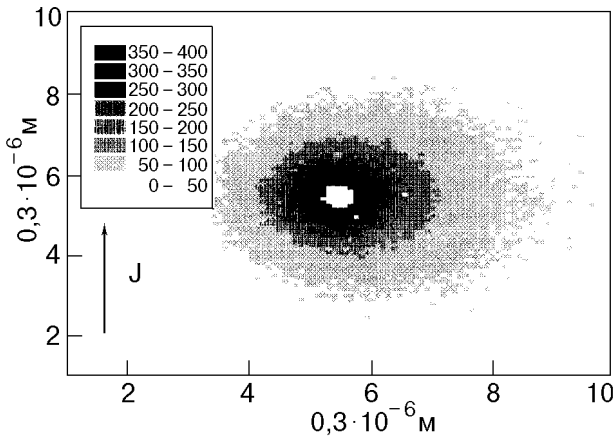


Рис. 1. Распределение дрейфовых скоростей при $T = 70$ К и $J/J_p = 5$. Интенсивность указана в числе прыжков вихрей за 20 000 МК-шагов.

жений. Эту неопределенность можно убрать нормировкой на реальную ВАХ.

Для правильности учета граничных условий требуется, чтобы в результате единичного случайного смещения под действием тока вихревая линия не достигала края системы. Это условие фактически определяло максимально возможный для расчета ток и всегда проверялось. Так, на рис. 1 показано типичное распределение смещений вихревой нити относительно центра масс (фактически, распределение дрейфовых скоростей) при $T = 70$ К и $J/J_p = 5$ ($J_p = 5 \cdot 10^{10}$ А/м²). Усреднение проведено по всем вихревым линиям и по 60 000 МК-шагов. Хорошо прослеживается как эллипсоидальная форма распределения, вытянутая перпендикулярно направлению тока, так и то, что распределение не достигает границ системы.

Результаты расчета и обсуждение

Рассчитывались вольт-амперные характеристики для систем, содержащих от 1 до 100 дефектов, при температурах 10, 20, 30, 40 К и т. д. (до 83 К). Вблизи критической температуры характеристики определяли с интервалом в 1 К вплоть до критической области. Типичные ВАХ представлены на рис. 2 для $T = 20$ К и различной концентрации дефектов.

Эти данные были сопоставлены с экспериментальными ВАХ (при малых токах) для пленок $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, облученных ионами с высокой энергией [12]. Именно из сопоставления экспериментальных и теоретических ВАХ удается определить реальную шкалу напряженности электрического поля (т.е. величину E_p). Так, в нашем случае имеем $E_p = 5 \cdot 10^{-2}$ В/м, что действительно соответствует реально наблюдаемым значениям.

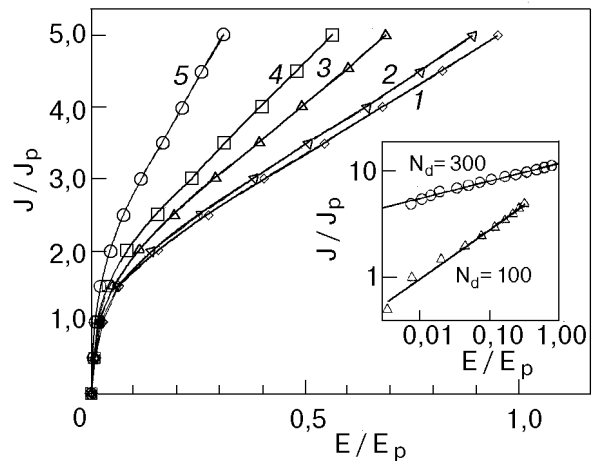


Рис. 2. Типичные ВАХ при $T = 20$ К и различном числе дефектов N_d : 1 (1); 10 (2); 40 (3); 60 (4); 100 (5). Вставка – ВАХ при $N_d = 100$ и 300 в двойном логарифмическом масштабе.

Более того, зная магнитное поле, можно оценить время релаксации вихрей τ . В наших расчетах оно равно $\tau \approx 10^{-12}$ с, что также вполне соответствует физическим оценкам [1].

И еще одно совпадение. По нашим оценкам, характерные величины критических токов, полученные при расчете, отличаются от реальных токов в ВТСП примерно в пять раз. Но именно этот численный множитель отражает примерную долю сверхпроводящих слоев (толщиной 2,7 Å) в общем объеме элементарной ячейки соединения $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$.

Проанализируем расчетные данные. Так, заметно, что при уменьшении концентрации дефектов ВАХ «выпрямляются», все более демонстрируя простое омическое поведение системы при больших токах. Это происходит также и при приближении температуры к критической (рис. 3). Анализ начальной части ВАХ (при малых токах) приводит к следующему результату: вольт-амперная зависимость в двойном логарифмическом масштабе по току и напряжению (рис. 2, вставка) строго линейна, что подтверждает наличие в этом режиме крипа магнитного потока.

На рис. 3 приведены ВАХ системы при фиксированной концентрации дефектов, но при различных температурах. По условному порогу $J/J_p = 0,5$ (выбираемому как критический ток) из этих данных мы можем получить такую важную физическую характеристику точечных дефектов, как энергию активации U (как функцию температуры), воспользовавшись соотношением

$$U = kT \ln \left. \left(\frac{\partial(E/E_p)}{\partial(J/J_p)} \right) \right|_{E \rightarrow 0} \quad (5)$$

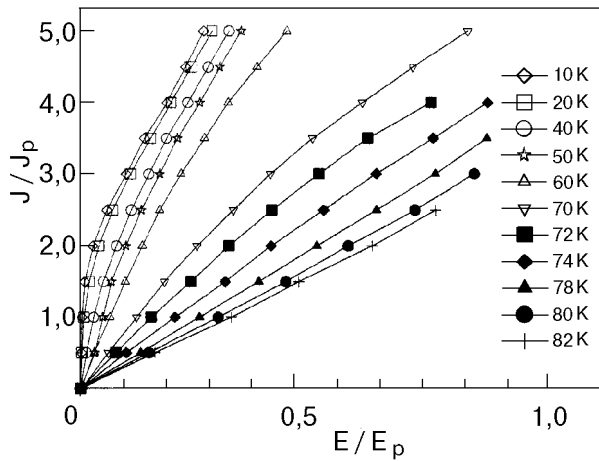


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики при различных температурах и $N_d = 100$.

Результаты представлены на рис. 4. Эти данные согласуются с известными экспериментальными зависимостями [9].

В заключение отметим следующее. В недавней работе авторов [3] было показано, что плавление вихревой решетки происходит через промежуточную фазу, при этом возникает деформация решетки и нарушение ее дальнего порядка вдали от дефектов, а треугольная решетка разбивается на островки, сцепленные с центрами пиннинга (фаза вращающейся решетки). По-видимому, эту фазу можно отождествить с наблюдаемой фазой закрепленного вихревого стекла [7].

Наши расчетные данные по движению вихревой системы в поле дефектов в присутствии тока демонстрируют различное поведение ВАХ в зависимости от фазового состояния системы. Так, на рис. 3 мы видим две группы зависимостей, условно разделенных температурной границей $T_{m2} \cong 70$ К (температура перехода «вращающаяся решетка» — «вихревая жидкость», по терминологии работы [3]). Визуальный анализ плотности распределения вихрей показывает, что при $T < T_{m2}$ реализуется «вращающаяся решетка», а при $T > T_{m2}$ — «вихревое стекло». В фазе «вращающаяся решетка» ВАХ слабо меняются при увеличении температуры, что объясняется все еще сильным взаимодействием с центрами пиннинга. Напротив, при $T > T_{m2}$ обнаруживаем сильное влияние температуры (практически эквидистантное увеличение напряжения при возрастании температуры всего лишь на два градуса) вплоть до критической области. Таким образом, наблюдаемые различия температурного поведения ВАХ реального ВТСП можно объяснить разными фазовыми состояниями вихревой системы (в полном соответствии с результатами [3]).

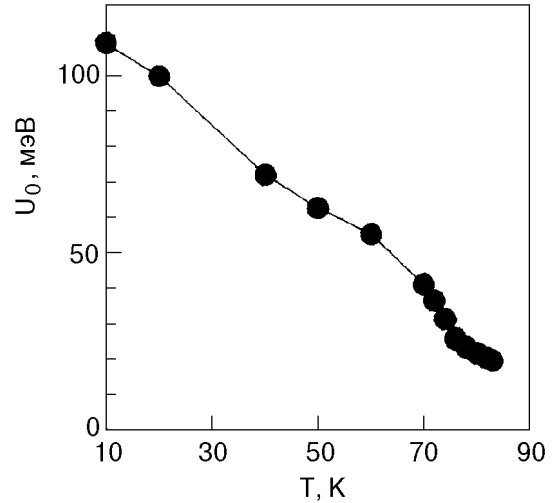


Рис. 4. Зависимость расчетной энергии активации от температуры.

Выводы

В настоящей работе мы представили результаты моделирования реальных вольт-амперных характеристик слоистых дефектных ВТСП. Методика позволяет получить реальные характеристики дефектов (энергию активации), данные о динамике движения вихревых нитей — распределение их дрейфовых скоростей, времена релаксации и т. п. Гибкость подхода позволяет проанализировать ВАХ при произвольном заданном поле дефектов, моделируя технологические, радиационные и другие дефекты в высокотемпературных сверхпроводниках.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГНТП «Актуальные проблемы физики конденсированного состояния», подпрограмма «Сверхпроводимость», проекты № 95019 и 96026.

1. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
2. М. Е. Грачева, М. В. Катаргин, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, *ФНТ* **23**, 1151 (1997).
3. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 269 (1997); М. Е. Gracheva, V. A. Kashurnikov, and I. A. Rudnev, *Phys. Low-Dimens. Structures* **8/9**, 125 (1997).
4. E. Bonabeau and P. Lederer, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5122 (1996).
5. R. Sugano, T. Onogi, and Y. Murayama, *Physica* **C263**, 17 (1996).
6. K. Moon, R. T. Scalettar, and G. T. Zimanyi, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2778 (1996).
7. S. Ryu, M. Hellerqvist, S. Doniach, A. Kapitulnik, and D. Stroud, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5114 (1996).
8. A. N. Lykov, C. Attanasio, L. Maritato, and S. L. Prischepa, *Supercond. Sci. Technol.* **10**, 119 (1997).
9. B. Khaykovich, M. Konczykowski, E. Zeldov, R. A. Doyle, D. Majer, P. H. Kes, and T. W. Li, *Phys. Rev.* **B56**, R517 (1997).

10. C. Goupil, A. Ruyter, V. Hardy, and Ch. Simon, *Physica C* **278**, 23 (1997).
11. V. M. Vinokur, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, *Phys Rev. Lett.* **65**, 259 (1990).
12. В. Ф. Елесин, И. А. Есин, И. А. Руднев, Б. Л. Кривц, Е. П. Лимитовский, *СФХТ* **6**, 807 (1993).

Dynamics of vortex lattice under the current influence in high temperature superconductors: Monte-Carlo method

M. E. Gracheva, V. A. Kashurnikov, and I. A. Rudnev

The current voltage curves (CVC) of real defective high temperature layered superconductors were calculated by modelling the vortex lattice by means of the Monte-Carlo method. The temperature dependence of the defect activation energy was obtained. It is shown that the CVC singularities in different ranges of temperature are due to the change in the phase conditions of vortex systems and, in particular, to the existence of the «rotating lattice» phase in a broad region of temperatures.