

Физическая природа макротурбулентной неустойчивости в сверхпроводниках

Л.М. Фишер,

Всероссийский электротехнический институт, 111250 Москва, Россия

Т.Н. Johansen,

Университет Осло, Физический факультет, 1048 Блиндерн, 0316 Осло, 3, Норвегия

А.Л. Рахманов,

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

В.А. Ямпольский

Институт радиопластики и электроники НАНУ, 61085 Харьков, Украина

С помощью магнитооптической техники и развитой теоретической модели исследована природа макротурбулентного поведения вихревой материи в монокристалле сверхпроводника YBCO, специально подготовленного для этой цели.

После открытия высокотемпературной сверхпроводимости сильно возрос интерес к физике вихревого состояния сверхпроводников II рода. Возможно одним из наиболее неожиданных новых явлений, наблюдаемых в таких материалах, является турбулентная неустойчивость границы раздела вихрь-антивихрь. Обнаружение этого явления оказалось возможным благодаря использованию в изучении сверхпроводников новой экспериментальной техники, а именно техники получения магнитооптических изображений. Такая техника была разработана в институте Физики твердого тела в Черноголовке и эффективно использована Власко-Власовым и Полянским. Физическая идея для получения магнитооптических изображений основана на эффекте Фарадея, и состоит во вращении плоскости поляризации света под действием магнитного поля.

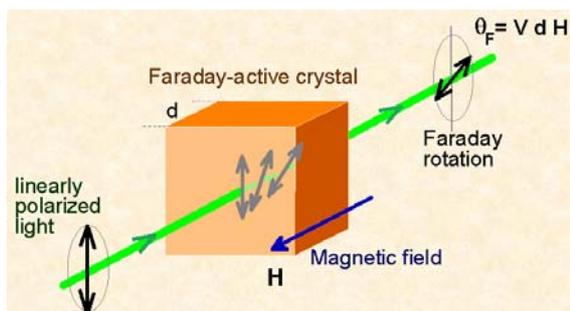


Рис. 1 Эффект Фарадея: вращение плоскости поляризации света под действием магнитного поля.

Магнитооптический индикатор помещается в поток поляризованного света между поляризатором и анализатором, повернутыми на угол 90 градусов относительно друг друга. Если имеется магнитное поле перпендикулярное пленке, нормальная компонента намагниченности пленки будет приводить к фарадеевскому вращению поляризации света. После прохождения фазоанализатора распределение интенсивности светового потока будет отражать

величину поля индикаторной пленки. В результате возможно в реальном времени наблюдать и регистрировать изменение пространственного распределения магнитного поля, разнообразные эффекты течения магнитного потока в критическом состоянии, вихревую решетку и ее плавление, движение отдельных абрикосовских вихрей (рис. 3).

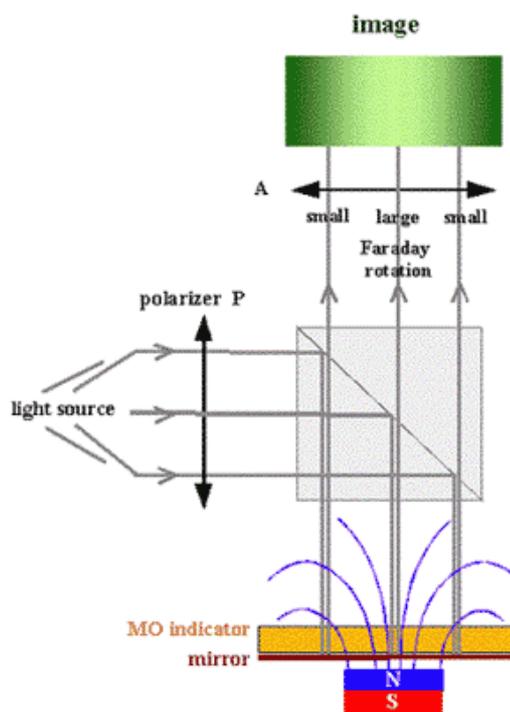


Рис. 2. Устройство для получения магнитооптических изображений.

Явление макротурбулентности было обнаружено именно с помощью магнитооптической техники. Оно состоит в следующем. Когда к образцу с захваченным магнитным потоком прикладывается внешнее магнитное поле противоположной ориентации, в объеме появляется граница, разделяющая области, содержащие вихри и антивихри. В некотором интервале температур и магнитных полей такое стабильное распределение потока и антипотока де-

монстрирует неустойчивое поведение, характеризующееся иррегулярным движением границы.

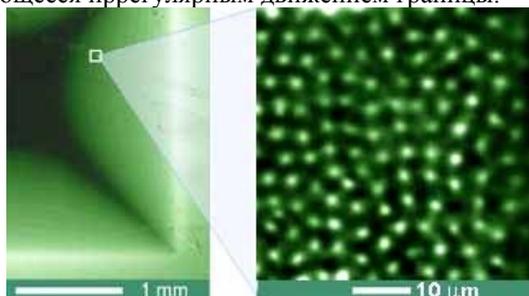


Рис. 3. Магнитооптическое изображение отдельных вихрей Абрикосова.

Такое поведение существенно отличается от стационарного и воспроизводимого проникновения магнитного потока при первичном намагничивании, когда в образце присутствует единственное направление намагниченности. Ясно, что такую неустойчивость, часто называемую макротурбулентной, нельзя объяснить в рамках модели критического состояния или обычных моделей релаксации магнитного потока, так что природа этого явления долгое время оставалась невыясненной.

Недавно было предложено объяснение, базирующееся на том факте, что изучаемая неустойчивость была обнаружена только в системе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и других 1-2-3 монокристаллах. Характерной чертой системы 1-2-3 является анизотропия структуры кристаллической структуры и электромагнитных свойств. Эта анизотропия, возникающая благодаря системе ортогональных границ двойникования в ab плоскости, приводит к преимущественному движению вихрей вдоль границ двойникования со скоростью, содержащей компоненту, нормальную вынуждающей силе Лоренца. В результате потоки вихрей и антивихрей, двигающиеся навстречу друг другу, вблизи границы раздела испытывают разрыв тангенциальных компонент скоростей потоков. Как хорошо известно из классической гидродинамики вязких жидкостей, ламинарное течение в таких условиях становится неустойчивым. Нами было показано, что в рамках чисто гидродинамического приближения для потоков вихрей и антивихрей можно понять и объяснить природу макротурбулентности.

Теоретическое рассмотрение проведено на примере бесконечной сверхпроводящей пластины толщиной $2d$, помещенной во внешнее магнитное поле H , ориентированное параллельно поверхности образца вдоль оси z . Ось x направлена перпендикулярно пластине, начало координат $x=0$ находится в центре пластины. Пусть магнитное поле H сначала увеличивается так, что магнитный поток в виде вихрей полностью заполняет образец, а затем уменьшается, проходит через нуль и принимает некоторое отрицательное значение. В таком случае

в приповерхностную область пластины с обеих сторон проникают вихри с противоположным направлением магнитного потока (антивихри). Из симметрии задачи ясно, что достаточно рассматривать только одну (например, правую, $0 < x < d$) половину образца. Геометрия задачи схематически представлена на Рис. 4.

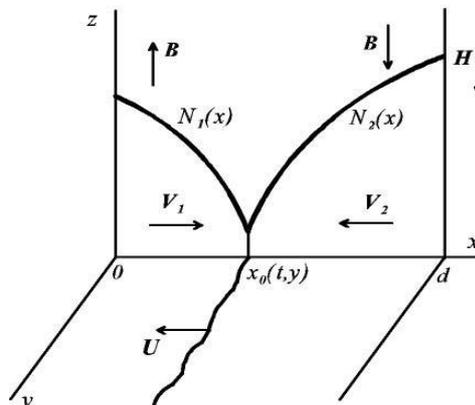


Рис. 4. Геометрия задачи.

Благодаря процессу термоактивации в образце происходит медленное течение магнитного потока. Аннигиляция вихрей и антивихрей, происходящая на границе $x=x_0$, разделяющей области их существования, приводит к дополнительному входу антивихрей с поверхности пластины в неизменном внешнем магнитном поле H . В результате, общее число вихрей в центральной части образца уменьшается, а граница раздела $x=x_0$ медленно движется со скоростью U в глубь образца. Потоки вихрей и антивихрей должны удовлетворять уравнению непрерывности,

$$\partial N_\alpha / \partial t + \text{div}(N_\alpha \mathbf{V}_\alpha) = 0,$$

где N_α - плотности вихрей ($\alpha=1$) и антивихрей ($\alpha=2$), V_α - их гидродинамические скорости. Второе уравнение на вихревую плотность N_α и скорость V_α находится с помощью ВАХ образца, которая записывается в виде:

$$J_X = \frac{1}{\epsilon} J_c \left(\left| \frac{E_X}{E_0} \right| \right)^{1/m} \text{sign} \left(\frac{E_X}{E_0} \right),$$

$$J_Y = J_c \left(\left| \frac{E_Y}{E_0} \right| \right)^{1/m} \text{sign} \left(\frac{E_Y}{E_0} \right).$$

Здесь J - плотность тока, E - электрическое поле, J_c - критическая плотность тока, которая определяется как значение J_Y при $E_Y=E_0$ (обычно выбирается $E_0=1$ мкВ/см), $\epsilon < 1$ - параметр анизотропии, оси X и Y соответствуют направлениям вдоль и поперек границ двойникования. Ниже принимается, что как и в эксперименте показатель степени $m \gg$

1. Плотность тока и электрическое поле связаны с \mathbf{N}_a и \mathbf{V}_a известным соотношением: $\mathbf{J} = (c/4\pi) \text{rot} \mathbf{N}_a$.

Граничные условия должны быть сформулированы на движущемся со скоростью U фронте перемещения. Первое из них состоит в том, что в системе отсчета, движущейся вместе с фронтом, нормальные к границе потоки вихрей и антивихрей равны по модулю и противоположны по знаку. Второе условие учитывает аннигиляцию вихрей и антивихрей. Считается, что, как и во многих других кинетических задачах, скорость аннигиляции пропорциональна произведению плотностей вихрей и антивихрей. Наконец, принимается, что среднее значение магнитной индукции в окрестности интерфейса равно нулю. После простых, но громоздких вычислений получено дисперсионное уравнение для возмущений вихревой плотности, которое решалось численно. Зависимость инкремента нарастания неустойчивости $\text{Re } \lambda$ от волнового числа k приведена на рис. 5. Видно, что неустойчивость ($\text{Re}(\lambda) > 0$) имеет место при $\varepsilon < \varepsilon_c = 0.43$.

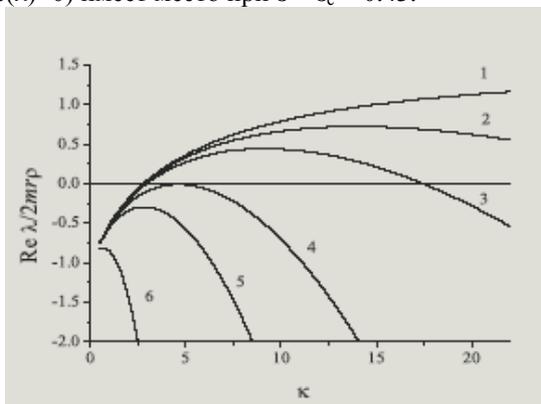


Рис. 5. Численное решение $\text{Re}(\lambda)$ дисперсионного уравнения для $m = 20$ и различных значениях параметра анизотропии ε : $\varepsilon = 0.5$ (1), $\varepsilon = 0.45$ (2), $\varepsilon = \varepsilon_c = 0.43$ (3), $\varepsilon = 0.4$ (4), $\varepsilon = 0.38$ (5), и $\varepsilon = 0.2$ (6).

Величина критического параметра анизотропии ε_c существенно зависит от показателя степени m . Зависимость $\varepsilon_c(m)$ приведена на следующем рисунке. Этот график иллюстрирует сепаратрису, разделяющую фазовую плоскость ($m; \varepsilon$) на две части, соответствующие стабильности (левая часть) и неустойчивости (правая часть) вихревой системы.

Для проверки и подтверждения справедливости развитой теории и определения природы макротурбулентности в вихревой материи сверхпроводника системы YBCO выполнены магнитооптические измерения процесса развития неустойчивости в монокристаллах EBCO.

Основная идея работы состояла в изучении поведения границы раздела между вихрями и антивихрями, так чтобы эффекты анизотропии были бы

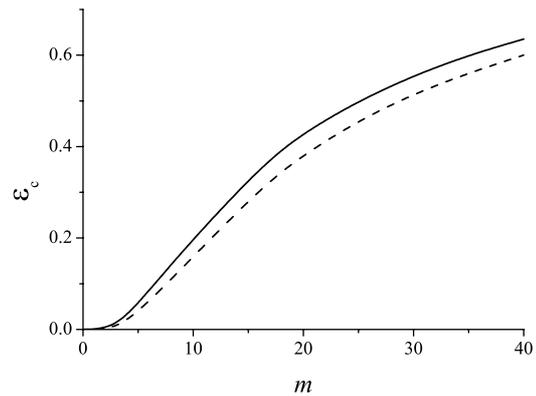


Рис. 6.

существенны вблизи одних сторон кристалла и отсутствовали бы у других [3]. Для реализации этой идеи из большого монокристалла был вырезан образец треугольной формы, так что одна из его сторон (гипотенуза) была параллельна границам двойникования. Следовательно, в рамках развитой модели можно ожидать, что макротурбулентность не будет развиваться вблизи гипотенузы, тогда как будет существовать у других сторон образца. Вид образца, полученный в поляризованном свете с помощью оптического микроскопа, показан на рис. 7. Размер образца вдоль гипотенузы равен 1,1 мм, кристаллографическая плоскость ab совпадает с плоскостью образца.

Изучение проникновения магнитного потока и макротурбулентная неустойчивость проводилось традиционным магнитооптическим методом. Изображение на Рис. 8 демонстрирует распределение магнитного потока после охлаждения образца до 30 К во внешнем перпендикулярном магнитном поле $H = 1$ кЭ. Более светлые области соответствуют большей величине магнитной индукции.

Анизотропия полевого распределения отчетливо видна. Вдоль границ двойникования магнитное поле проникает глубже, чем в поперечном направлении. Таким образом, выбранный образец подходит для проверки природы макротурбулентности.

Для изучения макротурбулентности образец вначале охлаждался в поперечном магнитном поле H . Затем поле скачком уменьшалось до некоторой отрицательной величины, и магнитооптические изображения записывались и анализировались.

Наиболее отчетливое неустойчивое поведение наблюдалось при $H = 1$ кЭ и $T = 30$ К. Серия магнитооптических изображений представлена на Рис. 9. Изображения (a)-(d), полученные соответственно через 0,1, 0,2, 0,3, и 10 секунд после смены направления магнитного поля, демонстрируют последовательные стадии развития неустойчивости.



Рис. 7. Изображение образца в поляризованном свете.

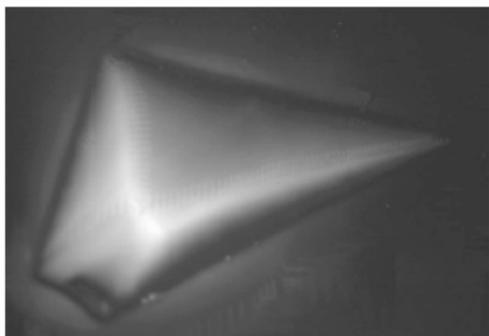


Рис. 8. Магнитооптическое изображение захваченного магнитного потока. $H = 1 \text{ кЭ}$, $T = 30 \text{ К}$

Ключевой результат здесь – различное движение границ раздела областей с вихрями и антивихрями во времени в зависимости от их геометрического положения относительно краев образца. Прежде всего, граница раздела параллельная гипотенузе остается практически неподвижной, тогда как наблюдается существенное движение всех других границ раздела. Так граница раздела вблизи верхнего катета движется со скоростью около 3 мм/с.

Таким образом, обнаружено, что макротурбулентная неустойчивость развивается только вдоль краев образца, ориентированных под некоторым углом, отличным от 0 и π по отношению к границам двойникования, т.е. там, где guiding эффект приводит к тангенциальному разрыву гидродинамической скорости вихрей. Обнаружено, что неустойчивость в исследованном образце существует в температурном окне $15 < T < 45 \text{ К}$. Результаты хорошо воспроизводятся после нескольких циклирования магнитного поля и температуры.

Выполненное исследование можно рассматривать как убедительное выяснение природы макро-

турбулентной неустойчивости. Специфическая анизотропия YBCO сверхпроводников приводит к существованию guiding эффекта в вихревом движении. В результате, возникает разрыв тангенциальной компоненты скоростей вихревых потоков. Это приводит к развитию турбулентности аналогично случаю классической динамике вязких жидкостей.

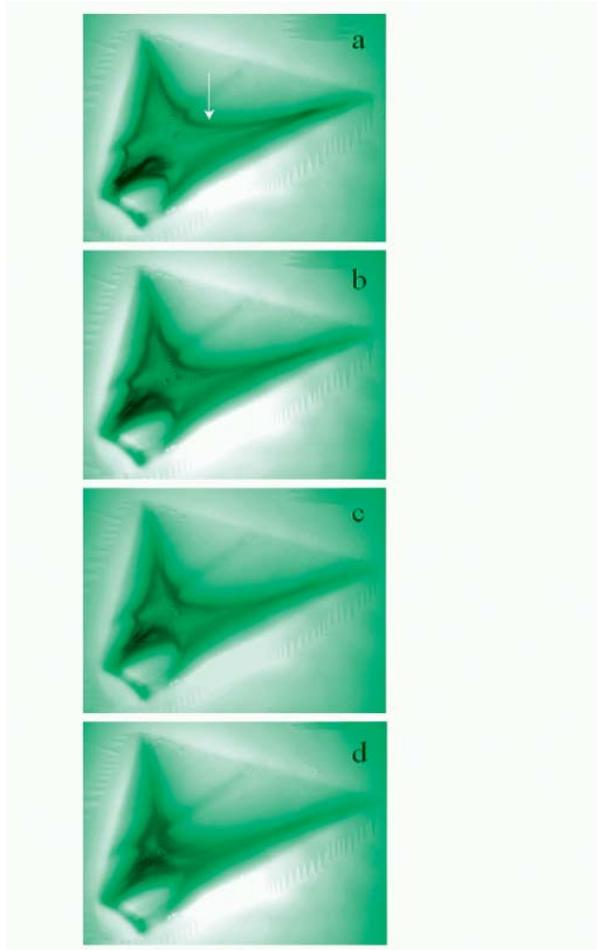


Рис.9. Эволюция распределения магнитного потока в условиях развития неустойчивости. Изображения (a)–(d) получены через 0.1, 0.2, 0.3, 10 сек. после реверса внешнего магнитного поля.

1. V. K. Vlasko-Vlasov, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskiy, et al., *Physica (Amsterdam)* **222C**, 361 (1994).
2. M.V. Indenbom, Th. Schuster, M. R. Koblishka, et al., *Physica (Amsterdam)* **209C**, 259 (1993).
3. L.M. Fisher, A. Bobyl, T.H. Johansen, et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037002-1 (2004).

Работа поддерживалась Российским фондом фундаментальных исследований (грант 03-02-17169), Российской программой по сверхпроводимости (контракт 40.012.1.1.11.46) и грантом НАТО.