

Развитие макротурбулентной неустойчивости в монокристалле YBCO

И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, Л.М. Фишер

ФГУП «Всероссийский электротехнический институт», ул. Красноказарменная, 12, г. Москва, 111250, Россия

В.А. Ямпольский

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины
ул. Академика Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина
E-mail: yam@ire.kharkov.ua*

A. Bobyl and T.H. Johansen

Department of Physics, University of Oslo, P.O. Box 1048, Blindern, 0316 Oslo, Norway

Статья поступила в редакцию 29 декабря 2008 г.

Экспериментально исследована макротурбулентность в сверхпроводящем монокристалле YBCO. Изученная макротурбулентная неустойчивость возникала при изменении знака внешнего магнитного поля, в результате этого в образце появлялся фронт перемагничивания, разделяющий области, занятые вихрями с противоположными ориентациями (вихрями и антивихрями). Измерения проведены магнитооптическими методами при температуре 40 К. Обнаружено, что время развития макротурбулентности существенно зависит от величины внешнего магнитного поля H . С увеличением H макротурбулентный процесс, сопровождаемый аннигиляцией вихрей и антивихрей, ускоряется из-за усиления крипа магнитного потока.

Експериментально досліджено макротурбулентність у надпровідному монокристалі YBCO. Вивчена макротурбулентна нестійкість виникала при зміні знака зовнішнього магнітного поля, у результаті чого в зразку з'являвся фронт перемагнічування, який розділяє області, що зайняті вихорями із протилежними орієнтаціями (вихорями та антивихорями). Виміри проведено магнітооптичними методами при температурі 40 К. Виявлено, що час розвитку макротурбулентності істотно залежить від величини зовнішнього магнітного поля H . Зі збільшенням H макротурбулентний процес, який супроводжується анігіляцією вихорів та антивихорів, прискорюється через посилення крипу магнітного потоку.

PACS: 74.25.Na Магнитные свойства;
74.25.Qt Вихревые решетки, пиннинг потока, ползучесть потока;
74.25.Sv Критические токи.

Ключевые слова: макротурбулентность, границы двойникования, анизотропия течения вихрей.

1. Введение

Сверхпроводники второго рода интенсивно изучаются с 30-х годов прошлого века, начиная с оригинальных работ Л.В. Шубникова, Б.Г. Лазарева, Н.А. Алексеевского. Магнитные характеристики жестких сверхпроводников в значительной мере определяются наличием центров пиннинга абрикосовских вихрей. Были установлены и изучены основные особенности неоднородного проникновения магнитного потока в

эти системы и предложены разнообразные теоретические модели электродинамических процессов в таких сверхпроводниках. Новый всплеск активности в этой области был инициирован открытием высокотемпературных сверхпроводников. Существенной характерной чертой новых сверхпроводников является их слоистая структура, приводящая к сильной анизотропии токонесущей способности. Многие из вновь полученных результатов представлены в больших обзорах [1,2].

Использование магнитооптической техники высокого разрешения позволило провести детальное изучение динамики магнитного потока в сверхпроводниках. Одним из наиболее интересных и неожиданных эффектов, обнаруженных в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-8}$ этим методом, явилась открытая около 10 лет назад макротурбулентная неустойчивость магнитного потока на границе фронта перемагничивания, разделяющего области, в которых вихри имеют противоположные направления (вихри и антивихри) [3–5]. Если в образце имеется захваченное магнитное поле, а внешнее поле уменьшается и меняет знак, граница, разделяющая области, занятые вихрями и антивихрями, в некотором интервале магнитных полей и температур становится неустойчивой. На ней появляются возмущения, нарастающие во времени, и стационарная картина распределения поля сменяется хаотическим движением, напоминающим турбулентное течение в обычной классической гидродинамике. Этот процесс быстро развивается во времени и сопровождается появлением каналов проникновения антивихрей в область, занятую вихрями. Иными словами, фронт перемагничивания приобретает «пальцеобразную» (finger-like) форму (см. рис. 1, взятый из работы [6]). На фронте перемагничивания происходит аннигиляция вихрей и антивихрей, и во многих случаях процесс макротурбулентности завершается полным исчезновением вихрей.

Следует отметить, что характерные времена развития макротурбулентной неустойчивости составляют секунды и более. В монокристаллах, размеры которых меньше характерных пространственных масштабов

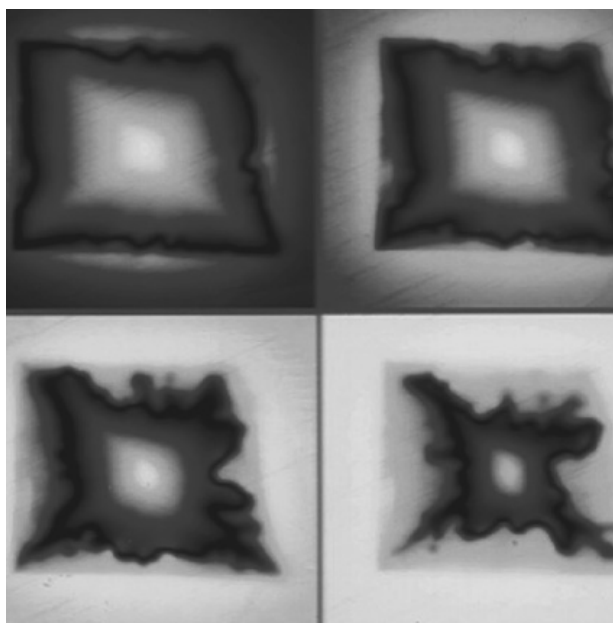


Рис. 1. Магнитооптическое изображение типичного развития макротурбулентной неустойчивости в монокристалле системы 1–2–3 [6].

макротурбулентной структуры, неустойчивость проявляется в виде сравнительно медленного продвижения фронта перемагничивания в глубь образца, сопровождающегося аннигиляцией вихрей и антивихрей [7]. Обычно в экспериментах по наблюдению макротурбулентности используются плоские монокристаллы, помещенные в поперечное магнитное поле, а магнитооптическое изображение дает информацию о распределении нормальной компоненты магнитной индукции.

Ключ к выяснению природы макротурбулентности можно найти, если обратить внимание на то, что макротурбулентность наблюдается только в монокристаллах системы 1–2–3, помещенных в магнитное поле, параллельное кристаллографической оси c , так что вектор скоростидвигающихся вихревых нитей лежит в ab -плоскости кристалла. Как известно, такие монокристаллы характеризуются ярко выраженной анизотропией токнесущей способности в плоскости ab . Анизотропия связана с наличием границ двойникования, обычно ориентированных под углом 45° к границам монокристалла (см., например, [8]). Изучение процесса течения вихрей и антивихрей побудило авторов работ [6,9–11] связать явление макротурбулентной неустойчивости с анизотропией движения вихрей в ab -плоскости. Они предположили, что физическая природа макротурбулентности подобна некоторым видам турбулентного течения в гидродинамике обычных жидкостей [12]. Согласно классической работе Гельмгольца, течение жидкости становится неустойчивым и приобретает турбулентный характер вблизи границы, где имеется разрыв тангенциальных компонент скорости потоков жидкости. Такой разрыв тангенциальных скоростей присутствует на границе между областями вихрей и антивихрей в сверхпроводниках с границами двойникования, если они наклонены на угол, отличный от нуля и 90° по отношению к направлению силы Лоренца. Действительно, анизотропия приводит к движению вихрей с компонентой скорости, перпендикулярной силе Лоренца (так называемый *guiding effect* [8,13,14]). В результате вихри и антивихри вынуждены двигаться навстречу друг другу так, что тангенциальная компонента скорости вихревого потока на поверхности раздела претерпевает разрыв.

Для подтверждения предложенной в работах [6,9–11] гипотезы об анизотропной природе макротурбулентности были выполнены магнитооптические исследования поведения границы раздела между областями вихрей и антивихрей в монокристалле, вырезанном таким образом, чтобы анизотропия играла существенную роль лишь вблизи некоторых границ образца и отсутствовала вблизи других [7]. Для этой цели был использован монокристалл в форме, близкой

к прямоугольному треугольнику с единственным направлением границ двойникового. Границы двойникового в образце были параллельны гипотенузе. В этом случае проникновение магнитного потока в образец вблизи гипотенузы не сопровождается скачком тангенциальной компоненты скорости магнитного потока, тогда как в окрестности катетов анизотропия течения потока приводит к разрыву тангенциальной компоненты. В соответствии с предсказаниями теории [6,9–11] макротурбулентность должна наблюдаться в окрестности катетов треугольника, тогда как фронт должен оставаться стабильным в окрестности гипотенузы. Именно такая картина наблюдалась в эксперименте.

После установления природы макротурбулентной неустойчивости оставался невыясненным вопрос о воздействии внешних условий на динамику развития неустойчивости. В настоящей работе экспериментально изучено развитие макротурбулентности при различных значениях внешнего магнитного поля H . Обнаружено, что увеличение поля H приводит к росту скорости развития неустойчивости. Этот результат находит объяснение в рамках существующих представлений о природе макротурбулентности. Сокращение времени развития макротурбулентности связано с усилением крипа магнитного потока с ростом внешнего магнитного поля.

2. Эксперимент и обсуждение результатов

Исследования были выполнены на монокристалле $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ треугольной формы, который использовали в работе [7]. Методика его приготовления подробно описана в [15]. Монокристалл синтезировали из смеси компонентов CuO , Y_2O_3 , и $BaCO_3$ с соотношением металлов 73:24,5:1,5. После перемешивания смесь отжигали в потоке кислорода при температуре 1130 К в течение четырех суток. Монокристалл выра-

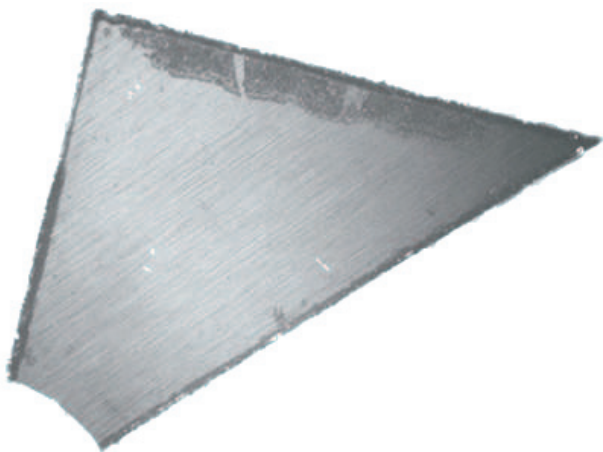


Рис. 2. Изображение образца в поляризованном свете.

щивали в золотом тигле в температурном интервале 1130–1250 К при температурном градиенте 2–4 К/см со скоростью уменьшения температуры около 4 К/ч. Этот метод позволяет получать кристаллы размерами 5×5 мм в плоскости ab и 10–20 мкм вдоль оси c . Кристаллы насыщались кислородом при температуре 700 К в течение 4 суток. Затем выбирался один из кристаллов, в котором имелся большой участок с однонаправленными границами двойникового. Из этого участка с помощью лазерной резки вырезался образец в форме, близкой к прямоугольному треугольнику, так, чтобы границы двойникового были параллельны гипотенузе треугольника. Фотография образца, полученная в микроскопе в поляризованном свете, изображена на рис. 2. Размеры образца вдоль гипотенузы были около 1 мм. Расстояние между границами двойникового составляло примерно 2 мкм. Плоскость ab совпадала с плоскостью образца. Критическая температура сверхпроводящего перехода составила 91 К, а ширина перехода около 0,3 К.

В эксперименте изучали влияние величины внешнего магнитного поля на скорость развития макротурбулентной неустойчивости. Для этого образец охлаждался во внешнем магнитном поле H , создаваемом сверхпроводящим соленоидом, при температуре 40 К. Затем инвертировали направление H путем изменения знака тока в соленоиде. Время переключения составляло по порядку величины несколько десятков миллисекунд. Величина H , при которой проводили измерения, принимала значения 170, 340 и 680 Э. Магнитооптическое изображение распределения нормальной компоненты магнитной индукции в образце регистрировали с помощью кинокамеры, которая включалась одновременно с переключением тока в соленоиде. Скорость съемки составляла 10 и 20 кадров в секунду.

Результаты изучения развития макротурбулентной неустойчивости представлены магнитооптическими изображениями на рис. 3–5. Более светлые области на рисунках соответствуют большим значениям магнитной индукции. Первые фотографии в каждой серии изображений относятся к моменту времени, когда критическое состояние вихревой системы в образце уже установилось. Действительно, характерные времена установления критического состояния составляют $\sim 10^{-4}$ с (см., например, [16,17]), тогда как первые фотографии на рис. 3–5 получены спустя 0,1 с после инвертирования внешнего магнитного поля. Дальнейшие изменения в распределении магнитного потока в образце связаны именно с развитием макротурбулентной неустойчивости. Из простого рассмотрения рисунков видно, что с течением времени происходит движение в глубь образца фронта переманчивания (темная полоса), разделяющего центральную часть образца, занятую вихрями, и периферийную часть с

антивихрями. Именно в этом движении проявляется макротурбулентность в нашем относительно малом по размерам монокристалле.

Рассмотрим первую серию изображений, полученную в поле 170 Э (см. рис. 3). Первое изображение в этой серии демонстрирует исходное пространственное распределение магнитной индукции, которое соответствует критическому состоянию вихревой системы. Второе и третье изображения показывают продвижение фронта перемангничивания внутрь образца. Последнее (четвертое) изображение, полученное через относительно большой промежуток времени (0,8 с) после предыдущего, практически не отличается от него. Это означает, что движение фронта перемангничивания в основном и завершается к моменту времени $t \approx 3,1$ с, т.е. время развития макротурбулентности приблизительно равно 3,1 с. Рассматривая подобным образом рис. 4, 5, где представлены изображения, полученные в магнитном поле $H = 340$ и 680 Э, можно оценить зависимость времени развития неустойчивости от величины внешнего магнитного поля. Соответствующий график H приведен на рис. 6. Несмотря на ограниченность количества данных, использованных при построении этого графика, видна неплохая убывающая линейная зависимость $t(H)$.

Как уже упоминалось, начальная стадия развития макротурбулентной неустойчивости теоретически исследована в работах [6,9–11]. В момент возникновения неустойчивости важную роль играют термоактивированное движение (крип) магнитного потока и анизотропия течения вихрей. Для описания более поздней стадии развития макротурбулентности необходимо учитывать дополнительные факторы. В частности, с течением времени происходит значительное уменьшение градиента магнитной индукции в образце, профиль распределения индукции становится субкритическим. Именно это в конечном счете приводит к остановке продвижения фронта перемангничивания в глубь образца. Это изменение пространственного распределения магнитной индукции не рассматривалось в теоретической модели [6,9–11]. Поэтому неправомерно проводить непосредственное сопоставление инкремента макротурбулентной неустойчивости, найденного в [6,9–11], с полным временем развития турбулентности, полученным в нашем эксперименте. Однако основной результат измерений — уменьшение времени развития турбулентности с ростом магнитного поля — можно понять, исходя из простых физических рассуждений. Действительно, ключевую роль в турбулентном процессе играет крип магнитного потока, без него этот процесс не может даже начаться. Хорошо известно, что крип значительно усиливается с ростом магнит-

ного поля, что и приводит к наблюдаемой существенной активизации макротурбулентности.

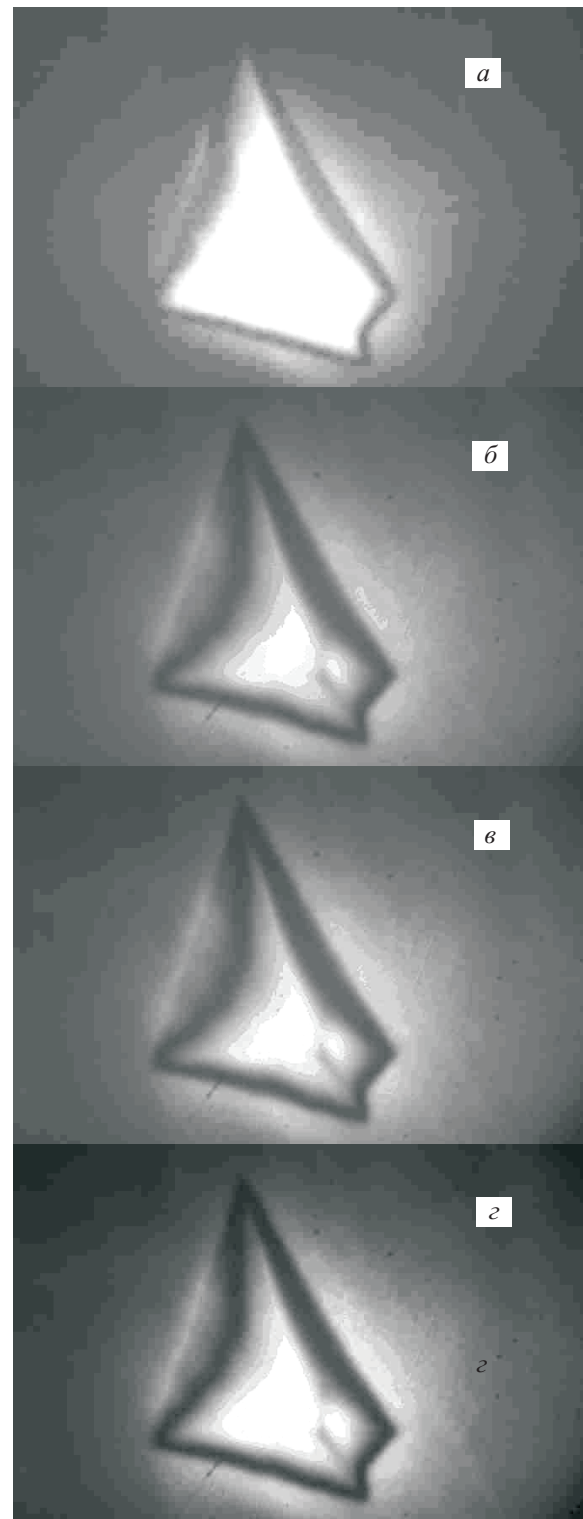


Рис. 3. Магнитооптические изображения, иллюстрирующие проникновение магнитного поля напряженностью 170 Э в сверхпроводящий образец. Разные изображения получены после инвертирования внешнего магнитного поля спустя различные интервалы времени, с: 0,1 (а), 1,1 (б) 3,1 (в), 3,9 (г). Скорость съемки — 10 кадров/с.

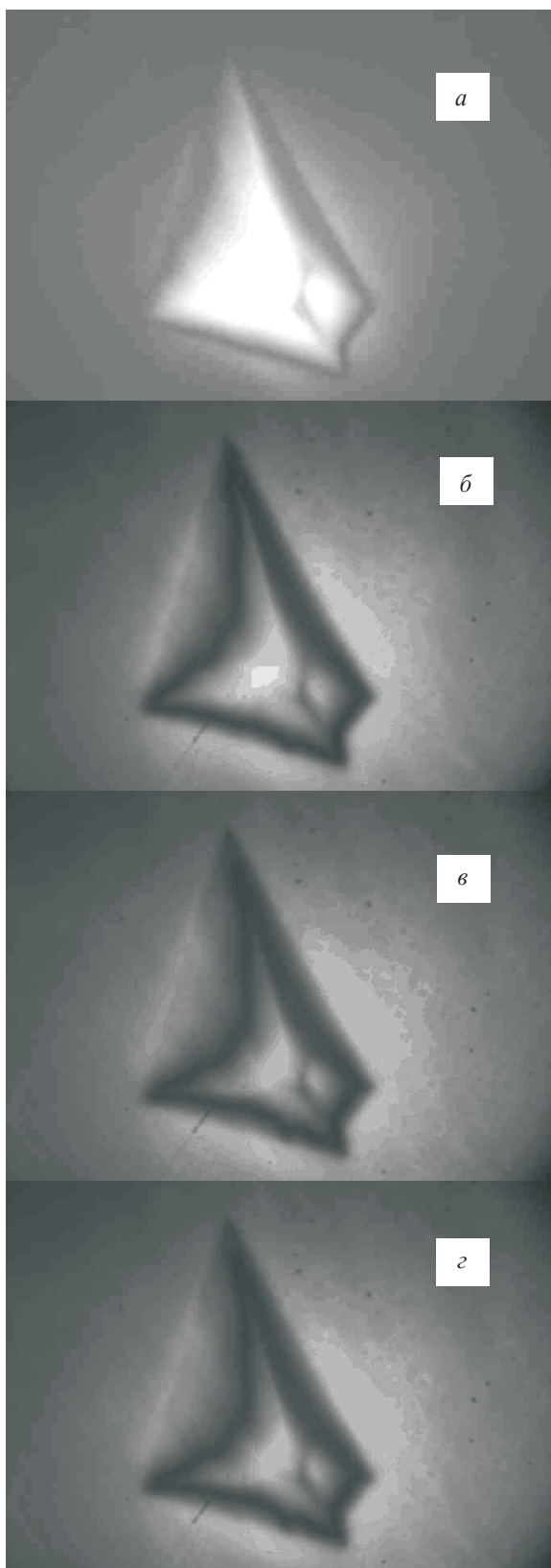


Рис. 4. Магнитооптические изображения, иллюстрирующие проникновение магнитного поля напряженностью 340 Э спустя различные интервалы времени, с: 0,1 (а), 0,8 (б), 2,4 (в), 5,1 (г). Скорость съемки — 10 кадров/с.

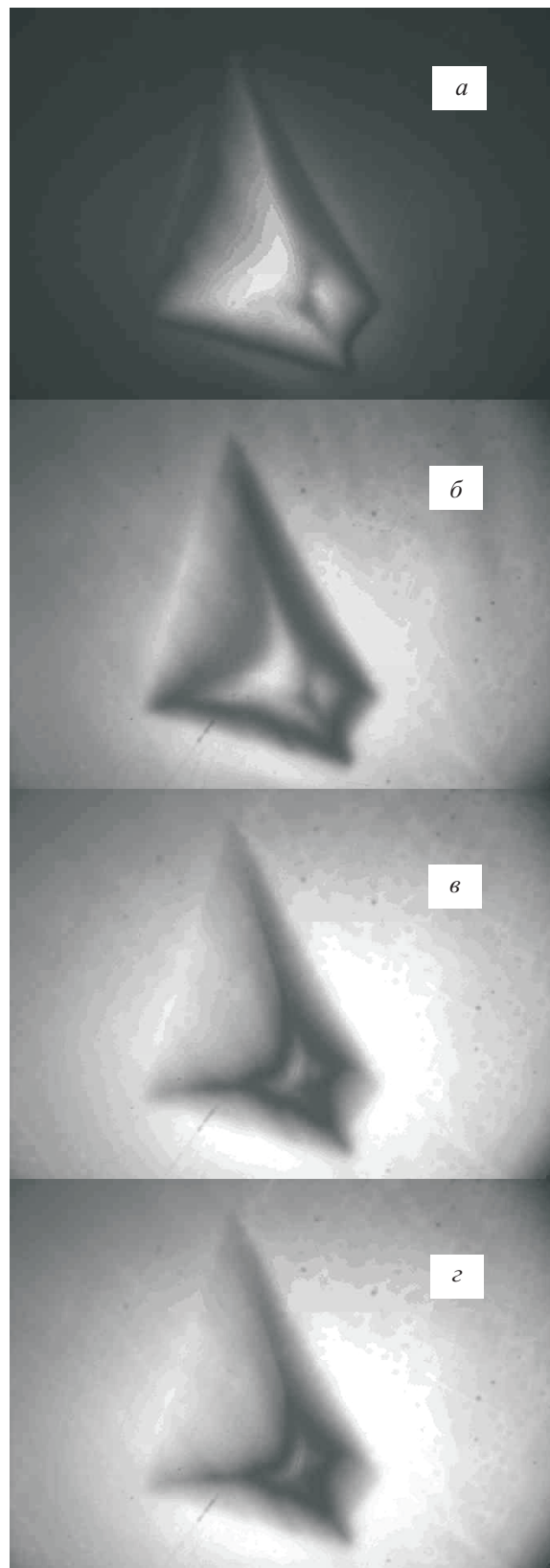


Рис. 5. Магнитооптические изображения, иллюстрирующие проникновение магнитного поля напряженностью 340 Э спустя различные интервалы времени, с: 0,1 (а), 0,9 (б), 1,2 (в), 2,0 (г). Скорость съемки — 20 кадров/с.

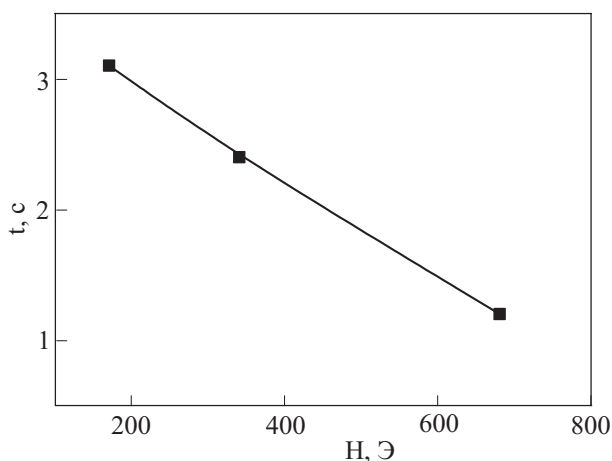


Рис. 6. Зависимость времени развития макротурбулентной неустойчивости в монокристалле YBCO от напряженности внешнего магнитного поля.

3. Заключение

Проведенные исследования позволили извлечь новую важную информацию о влиянии внешних условий на развитие макротурбулентной неустойчивости. В нашем эксперименте турбулентность проявлялась как движение фронта перемагничивания в глубь образца. Характерная продолжительность процесса составляла несколько секунд. Обнаружено, что с ростом внешнего магнитного поля это время заметно сокращается. Причина такого поведения обусловлена активизацией крипа магнитного потока при увеличении магнитного поля. Для сопоставления результатов эксперимента с теорией необходимо построение новой модели (более детальной по сравнению с существующей) для описания макротурбулентности на всех ее стадиях, где необходимо учесть изменение градиента распределения магнитного потока вихрей по мере продвижения фронта перемагничивания в образец. Кроме того, желательно выполнить экспериментальные исследования по изучению влияния других внешних факторов, таких как температура, геометрия и размеры образца, скорости инвертирования внешнего магнитного поля, на развитие макротурбулентности.

Мы благодарим проф. М.А. Оболенского и сотрудников кафедры низких температур Харьковского национального университета за предоставление образца, на котором проведены измерения. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 06-02-16774 а).

1. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
2. E.H. Brandt, *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995).
3. V.K. Vlasko-Vlasov, V.I. Nikitenko, A.A. Polyanskii, G.W. Grabtree, U. Welp, and B.W. Veal, *Physica C* **222**, 361 (1994).
4. M.V. Indenbom, Th. Schuster, M.R. Koblischka, A. Forkl, H. Kronmüller, L.A. Dorosinskii, V.K. Vlasko-Vlasov, A.A. Polyanskii, R.L. Prozorov, and V.I. Nikitenko, *Physica C* **209**, 259 (1993).
5. T. Frello, M. Baziljevich, T.H. Johansen, N.H. Andersen, Th. Wolf, and M.R. Koblischka, *Phys. Rev.* **B59**, R6639 (1999).
6. L.M. Fisher, T.H. Johansen, A.L. Rakhmanov, A.A. Levchenko, and V.A. Yampol'skii, *Physica C* **403**, 219 (2004).
7. L.M. Fisher, A. Bobyl, T.H. Johansen, A.L. Rakhmanov, V.A. Yampol'skii, A.V. Bondarenko, and M.A. Obolenskii, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037002 (2004).
8. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, К.И. Кугель, А.Л. Рахманов, Л.М. Фишер, *ЖЭТФ* **111**, 2158 (1997).
9. L.M. Fisher, P. E. Goa, M. Baziljevich, T. H. Johansen, A.L. Rakhmanov, and V.A. Yampol'skii, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 247005 (2001).
10. А.Л. Рахманов, Л.М. Фишер, А.А. Левченко, В.А. Ямпольский, М. Baziljevich, T.H. Johansen, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 349 (2002).
11. А.Л. Рахманов, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, М. Baziljevich, T.H. Johansen, *ЖЭТФ* **122**, 886 (2002).
12. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1976).
13. A.K. Niessen and C.H. Weijnsfeld, *J. Appl. Phys.* **40**, 384 (1969).
14. H. Pastoriza, S. Candia, and G. Nieva, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1026 (1999).
15. М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, В.И. Белецкий, В.Н. Моргун, В.П. Попов, Н.Н. Чеботаев, А.С. Панфилов, А.А. Смирнов, О.А. Миронов, С.В. Чистяков, И.Ю. Скрылев, *ФНТ* **16**, 1103 (1990) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **16**, 639 (1990)].
16. L.M. Fisher, N.V. Il'in, I.F. Voloshin, N.M. Makarov, V.A. Yampol'skii, F. Perez Rodriguez, and R.L. Snyder, *Physica C* **206**, 195 (1993).
17. L.M. Fisher, J. Mirkovic, I.F. Voloshin, N.M. Makarov, V.A. Yampol'skii, F. Perez Rodriguez, and R.L. Snyder, *Appl. Supercond.* **2**, 685 (1994).

Development of macro-turbulent instability in a YBCO single crystal

I.F. Voloshin, A.V. Kalinov, L.M. Fisher, V.A. Yampol'skii, A. Bobyl, and T.H. Johansen

The macro-turbulence in a superconducting YBCO single crystal is studied experimentally. The macro-turbulence arises with changing the sign of external magnetic field which results in the appearance of a magnetization reversal front dividing the spatial

regions occupied by vortices with opposite orientations (vortices and antivortices). The measurements were carried out at temperature 40 K by using the magneto-optic-imaging technique. It is found that the time of macroturbulence development depends strongly on the value of external magnetic field H . As H is increased, the macroturbulent process accompanied by the vortex-antivortex annihilation, is intensified due to an increase of the flux creep.

PACS: 74.25.Ha Magnetic properties;
74.25.Qt Vortex lattices, flux pinning,
flux creep;
74.25.Sv Critical currents.

Keywords: macroturbulence, twin boundaries, anisotropic flux flow.