

Нелинейная электродинамика вихревой материи в жестких сверхпроводниках (Обзор)

И.Ф. Волошин, Л.М. Фишер

*ФГУП «Всероссийский электротехнический институт»
ул. Красноказарменная, 12, г. Москва, 111250, Россия
E-mail: fisher@vei.ru*

В.А. Ямпольский

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

Статья поступила в редакцию 22 июня 2009 г.

Обсуждаются нетривиальные электродинамические свойства вихревой материи в жестких сверхпроводниках, обусловленные специфической нелинейностью материальных уравнений. Сюда относятся коллапс транспортного тока и статической намагниченности сверхпроводников под действием внешнего ортогонального переменного магнитного поля, возникновение скачков во временной зависимости электрического поля на границе образца за счет нелинейного взаимодействия волн с разными частотами, специфическое поэтапное проникновение электромагнитного поля в анизотропные сверхпроводники. Рассмотрены также нелокальные эффекты, приводящие к существенной модификации нелинейных явлений. Специальное внимание уделено обсуждению уникального явления макротурбулентной неустойчивости в жестких сверхпроводниках, связанного с анизотропным течением абрикосовских вихрей. Большинство представленных результатов базируется на оригинальных экспериментальных и теоретических исследованиях, выполненных при участии авторов настоящего обзора.

Обговорено нетривіальні електродинамічні властивості вихрової матерії у твердих надпровідниках, які обумовлені специфічною нелінійністю матеріальних рівнянь. Сюди відносяться колапс транспортного струму та статичної намагніченості надпровідників під дією зовнішнього ортогонального змінного магнітного поля, виникнення стрибків у тимчасовій залежності електричного поля на границі зразка за рахунок нелінійної взаємодії хвиль із різними частотами, специфічне поетапне проникнення електромагнітного поля в анізотропні надпровідники. Розглянуто також нелокальні ефекти, що призводять до істотної модифікації нелінійних явищ. Спеціальну увагу приділено обговоренню унікального явища макротурбулентної нестійкості у твердих надпровідниках, яке пов'язано з анізотропним плином абрикосовських вихорів. Більшість результатів, які наведено, базуються на оригінальних експериментальних та теоретичних дослідженнях, які виконано за участю авторів дійсного огляду.

PACS: 74.25.F– Транспортные свойства;
74.25.Wx Вихревой пиннинг (включая механизмы и течение потока);
74.40.Gh Неравновесная сверхпроводимость.

Ключевые слова: абрикосовские вихри, коллапс статической намагниченности, нелокальные эффекты, макротурбулентная неустойчивость.

Содержание

1. Введение	51
2. Коллапс транспортного тока и статической намагниченности	52
2.1. Коллапс транспортного тока	52
2.2. Коллапс статической намагниченности	53
2.3. Альтернативные модели для описания многокомпонентных задач	56
2.4. Подавление релаксации намагниченности поперечным переменным магнитным полем	58
3. Особенности проникновения магнитного поля в анизотропные жесткие сверхпроводники	61
4. Взаимодействие электромагнитных волн в жестких сверхпроводниках	63
5. Нелокальные эффекты в вихревой материи жестких сверхпроводников	65
6. Макротурбулентная неустойчивость в вихревой материи в анизотропных сверхпроводниках	68
6.1. Эксперимент, доказывающий анизотропную природу макротурбулентности	69
7. Заключение	71
Список литературы	72

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. Весьма значительный вклад в теорию сверхпроводящего состояния был внесен в середине прошлого века нобелевскими лауреатами В.Л. Гинзбургом, Л.Д. Ландау и А.А. Абрикосовым. Помимо известной феноменологической теории сверхпроводимости, существенным было открытие особого типа проникновения магнитного поля в образец в виде квантованных магнитных вихрей, получивших название абрикосовских. В идеальных сверхпроводниках второго рода вихри Абрикосова формируют упорядоченную решетку, с помощью которой объясняются особенности намагниченности сверхпроводников. Однако реальные сверхпроводники второго рода (так называемые жесткие сверхпроводники), как правило, содержат различные дефекты кристаллической решетки, с которыми взаимодействуют проникшие вихри, образуя связанные состояния. Силы такого взаимодействия, получившие название сил пиннинга, приводят к формированию новых состояний вихревой материи с интересными специфическими электродинамическими свойствами. Жесткие сверхпроводники (как традиционные, так и высокотемпературные) являются сильно нелинейной средой: их вольт-амперные характеристики (ВАХ) характеризуются весьма резким возрастанием дифференциального сопротивления dE/dJ при превышении плотностью тока J некоторого характерного критического значения J_c . Здесь E — напряженность электрического поля.

Первая теоретическая модель для описания электродинамики жестких сверхпроводников, получившая название модели критического состояния, была предложена Бином [1]. Согласно этой модели, в каждой точке образца, куда проникло электромагнитное поле, плотность тока равна критической величине J_c . В изотропных сверхпроводниках направление критического тока совпадает с направлением электрического поля, вызывающего этот ток. Критическая плотность тока

определяется условием баланса сил, действующих на вихрь — силы Лоренца, пропорциональной J , и силы пиннинга. В общем случае критическая плотность тока зависит от температуры и магнитной индукции B .

На самом деле, модель критического состояния оперирует с чрезвычайно резкой (ступенчатой) ВАХ, обусловленной пиннингом вихрей. Она не учитывает множество других важных явлений в вихревой материи жестких сверхпроводников. Сюда относятся пересечение вихревых нитей (flux-line cutting) [2–13], коллективный пиннинг [14], крип магнитного потока, плавление и другие фазовые переходы в вихревой решетке. Поэтому модель Бина не пользуется популярностью среди физиков. Фундаментальные исследования по электродинамике сверхпроводников сосредоточены, в основном, на создании теоретических моделей с целью учета перечисленных явлений в вихревой решетке. Тем не менее существуют условия (температуры, не слишком близкие к критической, не слишком высокие частоты электромагнитных полей и пр.), когда пиннинг вихрей играет определяющую роль в формировании ВАХ жестких сверхпроводников. В таких случаях модель Бина не только качественно, но и количественно правильно описывает электродинамические свойства жестких сверхпроводников. В реальных условиях, когда крип магнитного потока также играет важную роль, ВАХ жестких сверхпроводников хорошо описывается степенной функцией, $E \propto (J/J_c)^\beta$, с очень большим показателем β . Такая ВАХ почти не отличается от биновской ступеньки. Поэтому модель критического состояния широко используется физиками-экспериментаторами в разнообразных приложениях.

В настоящей работе мы хотим обратить внимание на то, что электродинамическая нелинейность вихревой материи, связанная со ступенькообразностью ВАХ, весьма необычна и не встречается в других нелинейных конденсированных средах. Поэтому представляет интерес изучить следствия такой нелинейности и особенности их проявления в реальном эксперименте. Здесь мы представляем обзор нелиней-

ных явлений, изученных, в основном, в наших работах с соавторами. Следующий раздел посвящен обсуждению коллапса статической намагниченности жесткого сверхпроводника и коллапса транспортного тока под действием ортогонального переменного магнитного поля. Этот эффект своеобразной неустойчивости наблюдается в вихревой материи даже при малых амплитудах переменного поля. В третьем разделе рассматриваются особенности проникновения переменного поля в анизотропные жесткие сверхпроводники, приводящие к качественным изменениям картины коллапса статической намагниченности и возникновению нового типа пик-эффекта. В четвертом разделе обсуждается необычное явление скачков во временной зависимости электрического поля на поверхности сверхпроводника при облучении образца двумя электромагнитными волнами с разными частотами. В модели критического состояния обычно используется локальная связь между плотностью вихревой материи и магнитной индукцией в образце. В сверхпроводниках с высокой критической плотностью тока локальная связь может нарушаться, а именно, магнитная индукция в данной точке образца может определяться распределением вихрей в конечной окрестности рассматриваемой точки. Обсуждению нелокальных эффектов в электродинамике жестких сверхпроводников посвящен пятый раздел обзора. Наконец, в шестом разделе мы рассматриваем необычный эффект неустойчивости вихревой материи в анизотропных жестких сверхпроводниках. Развитие этой неустойчивости приводит к макротурбулентному течению вихрей, наблюдаемому в монокристаллах YBCO.

2. Коллапс транспортного тока и статической намагниченности

Модель критического состояния обычно используется для анализа однокомпонентной задачи, когда вектор плотности тока \mathbf{J} всюду в образце ориентирован в одном направлении. В этом разделе рассмотрена более сложная ситуация, когда в образце сосуществуют токи различных направлений. Для электродинамического описания такой геометрии эксперимента необходимо обобщение биновской модели. Простейшее обобщение состоит в записи уравнения критического состояния в векторной форме (см., например, монографию [15]):

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} J_c(B) \frac{\mathbf{E}}{E}, \quad (1)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{B} — электрическое поле и магнитная индукция, c — скорость света.

Интересующая нас здесь многокомпонентная ситуация реализуется, например, когда транспортный ток I течет вдоль оси цилиндрического сверхпроводника, помещенного во внешнее переменное магнитное поле \mathbf{H} , параллельное оси цилиндра. Было обнаружено, что действие переменного поля приводит к неожиданному эффекту, который мы называем коллапсом транс-

портного тока. Впервые этот эффект был предсказан и обнаружен в работе [16].

2.1. Коллапс транспортного тока

Рассмотрим цилиндрический образец радиуса R из ВТСП керамики, по которому вдоль его оси протекает фиксированный бездиссипативный транспортный ток I . Этот ток имеет плотность равную J_c и занимает приповерхностную область сверхпроводника, размеры которой определяются величиной I . Следует отметить, что бездиссипативное протекание транспортного тока возможно лишь в том случае, когда I не превышает некоторое критическое значение I_c . Предельная величина транспортного тока I соответствует ситуации, в которой плотность тока $J = J_c$ отлична от нуля в каждой точке поперечного сечения образца.

Поместим образец с транспортным током $I < I_c$ во внешнее переменное магнитное поле $H(t)$ вида

$$H(t) = H_m \cos(\omega t), \quad (2)$$

направленное вдоль оси z . В результате получим типичную бессильную конфигурацию, в которой внешнее магнитное поле параллельно направлению протекания транспортного тока. На первый взгляд представляется, что магнитное поле (2) не может существенным образом повлиять на характер пространственного распределения плотности тока. Однако рассмотрим данную ситуацию более внимательно. Согласно закону Фарадея, во всей области сверхпроводника, куда проникает переменное магнитное поле, возникает азимутальное электрическое поле E_φ , которое приводит к появлению тока J , экранирующего поле $H(t)$. Чрезвычайно важен тот факт, что в образце присутствует только φ -компонента электрического поля. Поле E_z равно нулю до тех пор, пока плотность транспортного тока нигде не превышает J_c . Поэтому, согласно формуле (1), во всей области, куда проникло переменное магнитное поле и где имеется поле E_φ , существует только азимутальный ток J_φ . Это означает, что часть транспортного тока, протекавшая в этой области в начальный момент, вытесняется в более глубокие слои сверхпроводника.

Сжатие области протекания транспортного тока будет продолжаться до тех пор, пока амплитуда внешнего поля H_m не достигнет порогового значения H_t , при котором плотность тока J_z на оси цилиндра становится отличной от нуля. При $H_m > H_t$ плотность транспортного тока становится выше критической и образец переходит в резистивное состояние. Возникшее при этом продольное электрическое поле E_z приводит к тому, что транспортный ток начинает течь уже по всему сечению образца.

В работе [17] было проведено экспериментальное исследование коллапса транспортного тока в цилиндрических образцах ВТСП керамики. Образец диаметром 0,5 см и длиной 4–5 см охлаждали жидким азотом.

Значения I_c и H_p , соответствующие критическому току при $H_m = 0$ и полю проникновения при $I = 0$, составляли 26 А и 50 Э. Образец помещали внутрь длинного соленоида, с помощью которого создавалось переменное магнитное поле. В эксперименте наблюдали появление разности потенциалов в ситуации, когда под действием переменного магнитного поля плотность транспортного тока становилась выше критической.

В описанном выше эксперименте фиксировалась финальная стадия коллапса, когда в результате сжатия транспортного тока образец переходил в резистивное состояние. Для того, чтобы подтвердить факт расслоения транспортного и азимутального токов, в работе [18] был поставлен эксперимент, в котором было выполнено прямое наблюдение эффекта коллапса в цилиндрических ВТСП образцах YBCO. В образце диаметром 10 мм было высверлено отверстие диаметром 0,8 мм в направлении, перпендикулярном оси. В отверстие помещался миниатюрный датчик Холла, который можно было перемещать внутри отверстия при помощи микрометрического винта. Примененное устройство позволяло измерять пространственное распределение азимутальной компоненты постоянного магнитного поля H_φ , создаваемого транспортным током. Эксперимент проводился при температуре 77 К в области частот 30–1000 Гц. Результаты измерений пространственного распределения магнитного поля транспортного тока, который устанавливался равным 10 А, при различных значениях амплитуды внешнего переменного поля H_m приведены на рис. 1. В отсутствие внешнего магнитного поля (кривая 1) и при малой

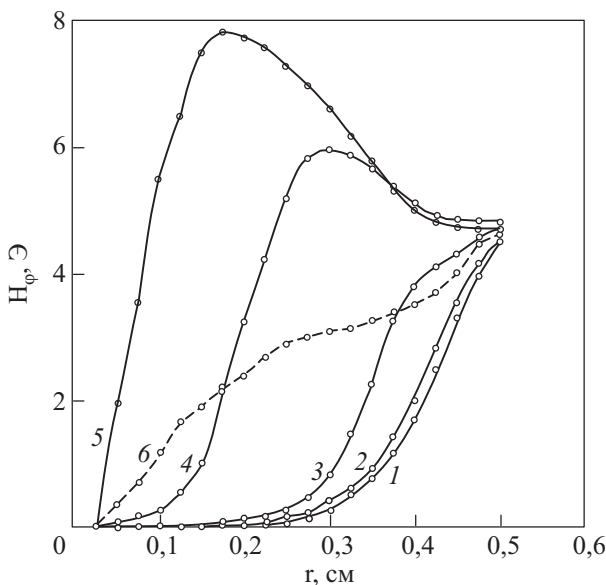


Рис. 1. Радиальное распределение собственного магнитного поля транспортного тока $I = 10$ А при различных амплитудах H_m переменного магнитного поля частотой 73 Гц: переменное поле отсутствует (1), 10,2 Э (2), 15 Э (3), 20 Э (4), 25 Э (5), штриховая кривая — 3 кЭ (6). Рисунок взят из работы [18].

амплитуде H_m (кривая 2) максимальное значение азимутального поля H_φ достигается вблизи поверхности $r = R$. В то же время, в широкой области вблизи оси поле близко к нулю. Это означает, что транспортный ток протекает в приповерхностном слое. В достаточно сильном переменном поле (кривые 4 и 5) распределение $H_\varphi(r)$ качественно меняется. На кривых появляется отчетливо выраженный максимум, который по мере увеличения амплитуды переменного поля смещается в глубь образца. В сильном внешнем переменном поле $H_m = 25$ Э (кривая 5) магнитное поле достигает оси образца. Именно при этом значении амплитуды переменного поля наблюдалось появление постоянного напряжения на образце, которое регистрировалось с помощью потенциальных контактов. Это означает, что при данном значении H_m ток достигает критического значения, образец переходит в резистивное состояние, и протекание тока сопровождается диссипацией энергии. Начиная с этой величины H_m , максимум функции $H_\varphi(r)$ начинает вырождаться (кривая 6), и по мере дальнейшего роста H_m распределение тока все более стремится к однородному.

Выше мы рассмотрели явление коллапса в условиях, когда транспортный ток I задается и поддерживается внешним источником. Представляет интерес проследить за динамикой развития коллапса с ростом амплитуды радиоволны в системах, где источник транспортного тока отсутствует. Здесь сжатие тока должно сопровождаться необратимыми релаксационными процессами. Для их анализа в работах [17,19] в качестве объекта исследования использовали сверхпроводящие кольца. В кольце иттриевой керамики с внешним диаметром 8 мм и толщиной 1,2 мм возбуждался циркулярный ток следующим образом. При температуре $T > T_c$ (T_c — критическая температура) внутрь кольца помещался соленоид с током. После этого кольцо понижением температуры переводилось в сверхпроводящее состояние, а затем ток соленоида выключали. С помощью дополнительной катушки, намотанной на образец, создавалось радиочастотное магнитное поле вида (2). Коллапс циркулярного тока с ростом амплитуды H_m изучали измерением зависимости магнитного момента M кольца от H_m . Очевидно, что для тонкого кольца с размером R , величина M пропорциональна циркулярному току. Было установлено, что переменное поле приводит к исчезновению циркулярного тока в той части образца, куда оно проникает. При не слишком больших амплитудах H_m полный ток в кольце сохранялся — менялась лишь область его протекания. Соответственно, магнитный момент кольца практически не изменялся. С ростом амплитуды, когда H_m достигала некоторого порогового значения, циркулярный ток заполнял всю центральную часть сечения образца. Дальнейший рост H_m сопровождался диссипацией циркулярного тока и, как следствие, уменьшением магнитного момента кольца. Наконец, в условиях, когда переменное магнитное по-

ле полностью проникало во все кольцо, циркулярный ток и магнитный момент исчезали. Таким образом, коллапс циркулярного тока в кольце приводил к полному подавлению статического магнитного момента.

2.2. Коллапс статической намагниченности

Очевидно, что коллапс статической намагниченности, впервые наблюдавшийся в работе [19], может происходить не только в двухсвязных сверхпроводниках (кольцах), но и в односвязных массивных сверхпроводниках. Для проверки этого предположения в работе [20] было проведено изучение подавления статической намагниченности текстурированного сверхпроводника под действием ортогонального переменного магнитного поля. Сверхпроводящая пластина размерами $8,3 \times 4 \times 0,4$ мм была вырезана из плавленной текстурированной заготовки системы Y-123. Поверхность образца совпадала с кристаллографической плоскостью **ab**. Критическая плотность тока составляла приблизительно 10^4 А/см² при $T = 77$ К в магнитном поле 10 кЭ. Петли намагничивания $M(H)$ измерялись с помощью вибрационного магнитометра с колеблющимся образцом в магнитном поле, создаваемом электромагнитом. Переменное магнитное поле $h(t) = h_0 \cos \omega t$ с амплитудой h_0 до одного килоэрстеда в частотном диапазоне 100–2000 Гц создавалось дополнительной катушкой, намотанной на образец.

Серия петель намагничивания при различных амплитудах переменного поля изображена на рис. 2. Эти кривые были получены в геометрии $\mathbf{h}(t) \perp \mathbf{H}$. При этом оба поля, и $\mathbf{h}(t)$, и \mathbf{H} , были параллельны поверхности пластины. Наибольшая петля соответствует отсутствию переменного поля, $h_0 = 0$. Видно, что площадь петли намагничивания заметно уменьшается с ростом амплитуды переменного поля. Более того, гистерезис намагниченности исчезает, а область обратимого поведения $M(H)$, соответственно, увеличивается с ростом h_0 . Простые оценки показывают, что участки обратимости кривых намагничивания соответствуют таким значениям H и h_0 , при которых переменное поле полностью проникает в объем образца. При достаточно больших амплитудах h_0 гистерезис полностью исчезает.

Такое поведение кривых намагничивания означает, что магнитные свойства жесткого сверхпроводника существенно изменяются под действием ортогонального переменного магнитного поля. Вместо обычных гистерезисных петель намагничивания мы наблюдаем полностью обратимые кривые, характерные для мягких сверхпроводников. Другая замечательная особенность магнитного момента $M(H, h_0)$ состоит в следующем. Магнитный момент после значительного его подавления переменным полем не изменяется, если уменьшать амплитуду h_0 . Иначе говоря, подавление магнитного момента оказывается необратимым. Результаты наблюдений практически не зависят от час-

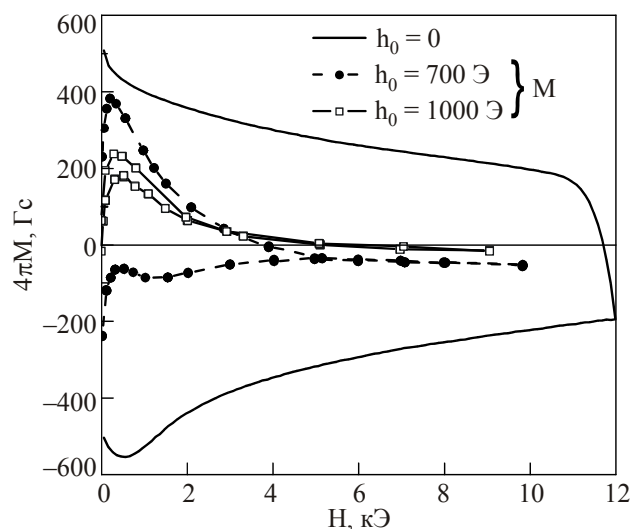


Рис. 2. Эволюция петель намагничивания $M(H)$ (правые участки, $H > 0$) с ростом амплитуды переменного поля: $h_0 = 0$ (сплошная линия), 700 Э (кружки) и 1 кЭ (квадраты). Данные для 700 Э и 1 кЭ умножены на 5. $T = 77$ К. Рисунок взят из работы [20].

тоты переменного поля $\omega/2\pi$ и ориентации вектора \mathbf{h}_0 относительно кристаллографических осей **a** и **b**.

Коллапс намагниченности может быть понят в рамках модели критического состояния. Распределение статического магнитного поля становится однородным всюду, куда проникает переменное поле. Благодаря этому нелинейному явлению площадь петель намагничивания уменьшается и, в конце концов, полностью исчезает при увеличении амплитуды переменного поля. Расчеты подавления статической намагниченности, проведенные в работе [20] в рамках модели критического состояния с учетом магнитопольевой зависимости критической плотности тока, дали хорошее согласие с результатами экспериментов.

Дополнительные аргументы в пользу предлагаемой картины стратификации токов намагничивания и переменного тока были представлены в работе [21]. Коллапс магнитного момента M в функции амплитуды переменного поля h_0 изучался для различных стартовых точек на кривой намагничивания $M(H)$, показанных на вставке к рис. 3. В этом эксперименте наблюдалось весьма интересное поведение зависимости $M(h_0)$. Для некоторых стартовых точек (см. кривые (b) и (c) на рис. 3) подавление магнитного момента оказалось немонотонным.

Такое поведение функции $M(h_0)$ можно легко понять в рамках модели критического состояния с помощью рис. 4. Каждый из рисунков на панелях (a), (б), (в) и (г) схематически иллюстрирует эволюцию пространственного распределения статической магнитной индукции при увеличении амплитуды h_0 . Толстые линии на панелях (a), (б), (в) и (г) соответствуют стартовым точкам a, b, c и d на рис. 3, т.е. случаю $h_0 = 0$. Линии (2)–(4) показывают последовательные стадии проник-

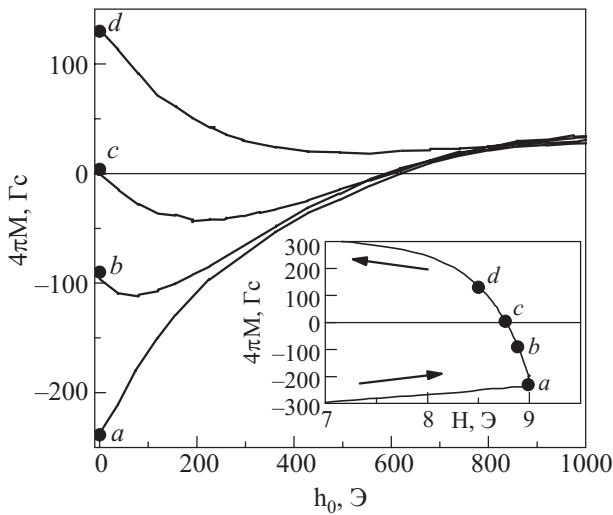


Рис. 3. Зависимость магнитного момента M от амплитуды переменного магнитного поля h_0 для четырех различных случаев магнитной предыстории при $T = 77$ К. На вставке: участок кривой намагничивания $M(H)$, включающий область с $dH/dt < 0$, со стартовыми точками a, b, c и d кривых $M(h_0)$. Рисунок взят из работы [21].

новения переменного поля в образец по мере роста амплитуды h_0 . Используя хорошо известное определение магнитного момента,

$$4\pi M = \frac{1}{d} \int_0^d [B_z(x) - H] dx, \quad (3)$$

и интегрируя распределения магнитного поля, изображенные на рис. 4, можно убедиться, что эволюция функции $M(h_0)$ должна соответствовать результатам наблюдений, показанных на рис. 3. Здесь мы полагаем, что образец занимает область $0 < x < d$.

Коллапс статической намагниченности изучали также с помощью измерения временной зависимости магнитного момента $M_z(t)$ (внешнее постоянное магнитное поле направлено вдоль оси z) в условиях, когда ортогональное переменное магнитное поле $h(t)$ циклически медленно менялось в пределах $(-h_0, h_0)$ [22] (см. также работы [23,24]). Результаты показаны на рис. 5. Данные получены для плавленого текстурированного образца системы YBCO с размерами $8,3 \times 4 \times 0,4$ мм. Кривые (а) и (б) соответствуют парамагнитному и диамагнитному стартовым состояниям сверхпроводника соответственно. Главная особенность кривых состоит в существенном подавлении статического магнитного момента под действием переменного поля $h(t)$. Поразительным оказалось то, что магнитный момент M_z при однократном повороте внешнего магнитного поля H всего лишь на три градуса уменьшается более чем в два раза. Замечательно то, что заметное подавление момента M_z происходит каждую четверть периода изменения поля $h(t)$. Наибольшее подавление наблюдается в первой четверти периода.

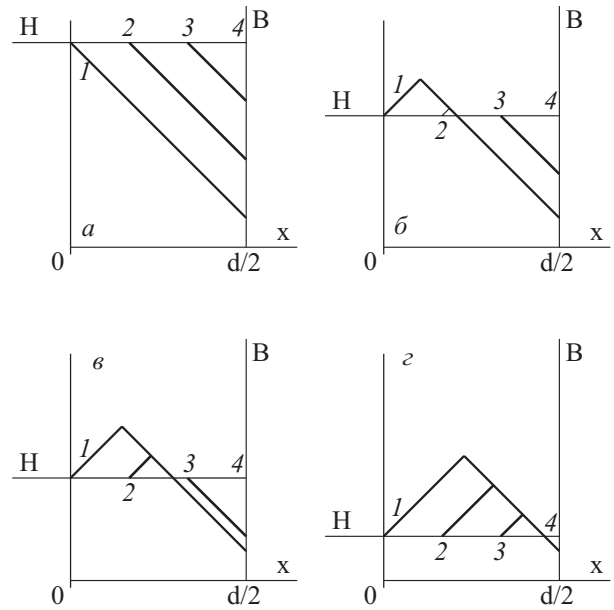


Рис. 4. Схематические изображения пространственного распределения магнитной индукции для четырех случаев, соответствующих четырем стартовым точкам на кривых $M(h_0)$, показанным на рис. 3. Толстые линии (1) соответствуют $h_0 = 0$, линии (2)–(4) изображают профили $B(x)$ при $h_0 = H_p/3, 2H_p/3$ и H_p , где $H_p = 2\pi J_c(H)d/c$ — поле проникновения. Эскизы приведены для левой части образца, $0 < x < d/2$. Рисунок взят из [21].

Мы обращаем внимание на то, что переменное поле подавляет как парамагнитный, так и диамагнитный статические моменты образца практически по одному и тому же сценарию (см. панели (а) и (б) на рис. 5). Эффект ярко проявляется не только при $h \sim H$, но

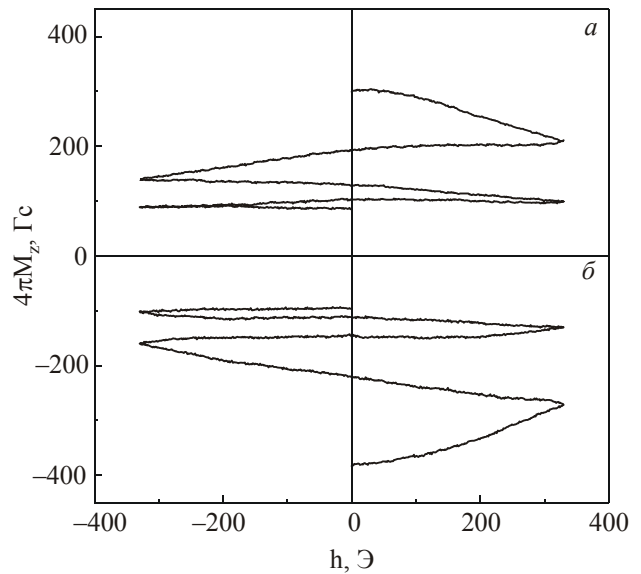


Рис. 5. Зависимость момента M_z от величины циклически меняющегося во времени ортогонального магнитного поля $h(t)$. Результаты получены для $H = 6$ кЭ, $T = 77$ К. Панели (а) и (б) соответствуют парамагнитному и диамагнитному начальным состояниям. Рисунок взят из работы [22].

даже при малых амплитудах переменного поля, $h \ll H$.

Эти особенности подавления статической намагниченности качественно согласуются с предсказаниями модели критического состояния. Действительно, статическая магнитная индукция под действием ортогонального магнитного поля становится более однородной, что приводит к коллапсу как парамагнитного, так и диамагнитного момента.

Итак, в рамках модели критического состояния наблюдаемый коллапс статического магнитного момента жесткого сверхпроводника (как и коллапс транспортного тока) происходит по следующему сценарию. В каждой точке образца, куда проникает переменное поле, критическая плотность тока оказывается направленной, согласно уравнению (1), вдоль электрического поля \mathbf{E} . Вследствие этого в этой точке полностью исчезает бездиссипативный ток намагничивания (или бездиссипативный транспортный ток), протекавший здесь до проникновения переменного поля.

2.3. Альтернативные модели для описания многокомпонентных задач

Как было показано в предыдущих разделах, модель критического состояния позволяет интерпретировать основные черты наблюдаемого подавления статической намагниченности жестких сверхпроводников под действием ортогонального переменного магнитного поля. Однако имеются некоторые особенности явления коллапса, которые не могут быть объяснены в рамках этой модели. Эксперимент показывает, что с увеличением амплитуды переменного поля происходит изменение знака магнитного момента на некоторых участках кривой намагничивания. Такое поведение момента отчетливо видно на рис. 2. Кривые, соответствующие $h_0 = 0$ и $h_0 = 700$ Э, содержат и диамагнитные, и парамагнитные участки, в то время как кривые $M(H)$ при $h_0 = 1$ кЭ демонстрируют парамагнитное поведение при $H < 4$ кЭ. Этот парамагнитный эффект наблюдается на множестве образцов и является, пожалуй, универсальным свойством жестких сверхпроводников [25].

Неудивительно, что модель критического состояния не может объяснить всех особенностей коллапса, поскольку она является феноменологической и не учитывает множество сложных процессов в вихревой материи сверхпроводников. Она учитывает пиннинг вихрей, но игнорирует такое важное явление, как пересечение вихревых нитей (flux-line cutting) [2–13].

Феноменологический учет обоих важных явлений — и пересечение вихревых нитей, и пиннинг — привело Клема и Гонзалеса к формулировке новой модели для описания электродинамики жестких сверхпроводников в многокомпонентной ситуации [26,27]. Согласно этой модели, градиент модуля магнитной индукции B , так же как и градиент угла наклона \mathcal{G} вектора \mathbf{B} по отношению к оси z , выбранной произвольно в

плоскости образца, не могут превышать некоторых критических значений. Эта, так называемая двойная модель критического состояния, для плоского сверхпроводящего образца толщины d оперирует следующей системой уравнений для пространственных распределений модуля магнитной индукции $B(x)$ и угла $\mathcal{G}(x)$:

$$\frac{\partial B}{\partial x} = -\frac{4\pi}{c} J^\perp, \quad B \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial x} = \frac{4\pi}{c} J^\parallel, \quad (4)$$

$$E^\perp \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial x} - \frac{\partial E^\parallel}{\partial x} = -\frac{1}{c} B \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E^\perp}{\partial x} + E^\parallel \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (5)$$

Здесь верхние символы \perp и \parallel обозначают компоненты векторов, направленные поперек и вдоль магнитной индукции $\mathbf{B}(x)$. Двойная модель критического состояния включает также материальные уравнения, которые могут быть записаны в форме

$$E^\perp = \begin{cases} \pm \rho^\perp [|J^\perp| - J_c^\perp(B)], & |J^\perp| > J_c^\perp, \\ 0, & 0 \leq |J^\perp| \leq J_c^\perp, \end{cases} \quad (6)$$

и

$$E^\parallel = \begin{cases} \pm \rho^\parallel [|J^\parallel| - J_c^\parallel(B)], & |J^\parallel| > J_c^\parallel, \\ 0, & 0 \leq |J^\parallel| \leq J_c^\parallel. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь J_c^\perp и J_c^\parallel — критические плотности тока поперек и вдоль вектора \mathbf{B} , соответственно, ρ^\parallel и ρ^\perp — эффективные удельные сопротивления. Знаки \pm выбираются таким образом, чтобы знаки поперечной к \mathbf{B} и продольной компонент плотности тока совпадали с соответствующими знаками компонент электрического поля: $\text{sgn } E^\perp = \text{sgn } J^\perp$ и $\text{sgn } E^\parallel = \text{sgn } J^\parallel$. Ток J_c^\perp связан с пиннингом вихрей Абрикосова, а ток J_c^\parallel связан с пороговым углом для эффекта пересечения вихревых нитей. Обе эти величины рассматриваются как независимые феноменологические параметры.

Двойная модель критического состояния успешно использовалась для интерпретации ряда экспериментальных результатов, касающихся электромагнитного поведения жестких сверхпроводников в условиях многокомпонентного протекания тока [2,28–34].

В работе [22] был проведен численный анализ подавления статической намагниченности в рамках двойной модели критического состояния. Результаты показаны на рис. 6.

Видно, что парамагнитный момент убывает шаг за шагом по мере увеличения числа циклов изменения внешнего переменного поля, и затем образец переходит в диамагнитное состояние. В противоположность такому поведению диамагнитный момент не зависит от числа циклов. Этот факт, так же как и асимметрия подавления парамагнитного и диамагнитного моментов,

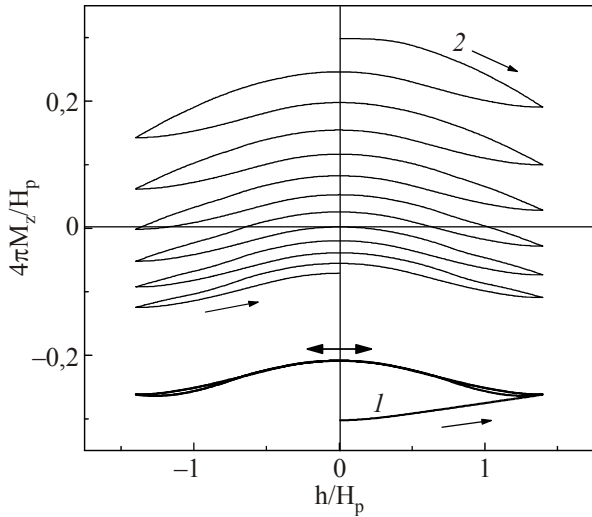


Рис. 6. Зависимость магнитного момента M_z от времени на первых циклах изменения ортогонального магнитного поля $h(t)$, рассчитанная в рамках двойной модели критического состояния для $h_0/H = 0,14$ [$H = 10H_p$, $h_0 = 1,4H_p$] [22]. Другие использованные параметры соответствуют модельному образцу с толщиной $d = 0,3$ мм. Кривые 1 и 2 получены для диамагнитного и парамагнитного начальных состояний образца. Рисунок взят из работы [22].

находятся в явном противоречии с экспериментом (сравните кривые на рис. 5 и 6).

Таким образом, двойная модель критического состояния не может даже качественно описать существенные особенности коллапса статической намагниченности. Сложилась парадоксальная ситуация: грубая феноменологическая модель критического состояния, не учитывающая явление пересечения вихревых нитей, гораздо лучше описывает коллапс намагниченности, чем существенно более продвинутая двойная модель критического состояния. Причина неспособности двойной модели критического состояния описать коллапс состоит в том, что в ней не учтено взаимное влияние различных компонент тока. Для правильного описания коллапса необходимо принять во внимание то, что пиннинг вихрей и явление пересечения вихревых нитей в существенной мере влияют друг на друга, в результате чего компоненты тока J^{\parallel} и J^{\perp} не являются независимыми параметрами.

Для учета взаимного влияния компонент тока J^{\parallel} и J^{\perp} в работах [21,22,25,35,36] была построена новая, так называемая двухскоростная гидродинамическая, теоретическая модель. В ней предполагается существование двух вихревых подсистем, А и В, которые характеризуются средними углами наклона вихрей, $\vartheta_A(x,t)$ и $\vartheta_B(x,t)$, по отношению к оси z , одинаковыми плотностями вихрей, $n_A(x,t) = n_B(x,t) = n(x,t)/2$, и скоростями течения, $V_A(x,t)$ и $V_B(x,t)$. Суммарная вихревая плотность $n(x,t)$ связана с магнитной индукцией локальным соотношением $B(x,t) = \Phi_0 n(x,t)$, где

Φ_0 — квант магнитного потока. Скорости $V_A(x,t)$ и $V_B(x,t)$ выражаются через средние гидродинамическую, $V(x,t)$, и относительную, $U(x,t)$, скорости:

$$V_A = V + \frac{U}{2}, \quad V_B = V - \frac{U}{2}. \quad (8)$$

Движение вихревой системы приводит к изменению величин $n(x,t)$ и $\vartheta = (\vartheta_A + \vartheta_B)/2$, которые подчиняются уравнениям непрерывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial(n \cdot V)}{\partial x}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial(n\vartheta)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(nV\vartheta) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{4}n|U|l\frac{\partial\vartheta}{\partial x}\right). \quad (10)$$

Длина свободного пробега вихрей l представляет собой отношение среднего межвихревого расстояния $a = n^{-1/2}(x,t)$ к вероятности p перерезания и последующего пересоединения вихревых нитей при их пересечении. Из условий силового баланса для каждой из подрешеток вихрей, А и В, вытекают электродинамические уравнения:

$$\frac{\partial B}{\partial x} = -\frac{4\pi}{c}J_c^{\perp} \operatorname{sgn} V \cdot \Theta(|V| - |U|/2),$$

$$\frac{\partial\vartheta}{\partial x} = \operatorname{sgn} U \cdot \left[\frac{4\pi J_c^{\perp} (p + 2\Theta(|U|/2 - |V|))}{clH \cos(\vartheta - \vartheta_0)} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Здесь ϑ_0 — угол между внешним магнитным полем $\mathbf{H}(t)$ и осью z , $\Theta(x)$ — функция Хэвисайда. Система уравнений (11) имеет принципиально различный вид при разных соотношениях между скоростями $V(x,t)$ и $U(x,t)$. Если $|V| > |U|/2$, то имеем

$$\frac{\partial B}{\partial x} = -\frac{4\pi}{c}J_c^{\perp} \operatorname{sgn} V,$$

$$\frac{\partial\vartheta}{\partial x} = \sqrt{\frac{\sqrt{2}\pi}{c}J_c^{\perp} \frac{p^2 n^{1/2}}{H \cos(\vartheta - \vartheta_0)}} \operatorname{sgn} U. \quad (12)$$

Очевидно, что эти уравнения, по сути, совпадают с уравнениями (4) двойной гидродинамической модели. В противоположном случае, при $|V| < |U|/2$, когда подрешетки А и В двигаются в противоположных направлениях, форма электродинамических уравнений существенно изменяется:

$$\frac{\partial B}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial\vartheta}{\partial x} = \sqrt{\frac{\sqrt{2}\pi}{c}J_c^{\perp} \frac{(2+p)pn^{1/2}}{H \cos(\vartheta - \vartheta_0)}} \operatorname{sgn} U. \quad (13)$$

Наконец, в случае $|V| = |U|/2$, когда одна из подрешеток неподвижна, система уравнений трансформируется в следующее одно уравнение:

$$\frac{\partial B}{\partial x} - \frac{\sqrt{2}H}{pn^{1/2}} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right)^2 \cos(\vartheta - \vartheta_0) \operatorname{sgn} V =$$

$$= -\frac{4\pi}{c} J_c^\perp \left(1 + \frac{p}{2} \right) \operatorname{sgn} V. \quad (14)$$

В работе [22] был проведен расчет зависимости статической намагниченности от величины циклически меняющегося ортогонального магнитного поля в рамках двухскоростной гидродинамической модели. Результаты таких расчетов приведены на рис. 7. На рисунке видно симметричное подавление диамагнитного и парамагнитного момента, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, представленными на рис. 5.

Таким образом, двухскоростная гидродинамическая модель позволяет адекватно описать основные черты подавления статического магнитного момента под действием ортогонального магнитного поля. Эта модель позволяет также интерпретировать обсужденный выше парамагнитный эффект [25].

В заключение этого раздела обратим внимание на своеобразный механизм коллапса статической намагниченности в тонких сверхпроводящих пластинах, помещенных в перпендикулярное к пластине постоянное магнитное поле и параллельное плоскости образца переменное поле. Впервые эффект коллапса в такой геометрии был обнаружен и объяснен в работах [32,37]. Однородизация пространственного распределения статической магнитной индукции в таких образцах под действием переменного магнитного поля происходит за счет передвижения так называемых качающихся

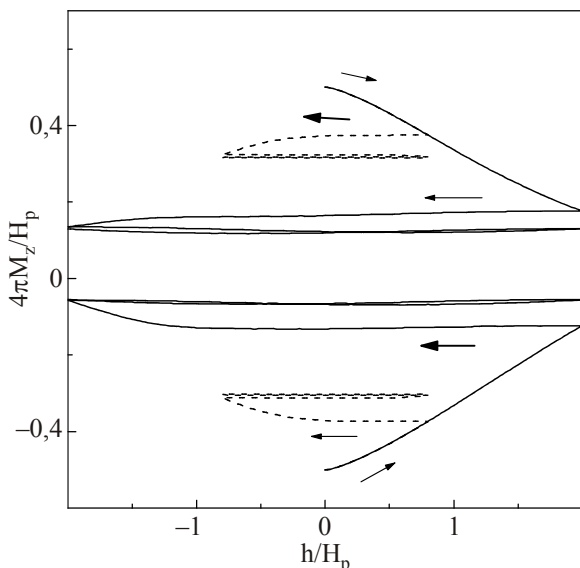


Рис. 7. Зависимость магнитного момента M_z от времени на первых циклах изменения ортогонального магнитного поля $h(t)$, рассчитанная в рамках двухскоростной гидродинамической модели для $h_0/H = 0,1$ (сплошная линия) и $h_0/H = 0,04$ (пунктирная линия). Верхняя и нижняя кривые получены для диамагнитного и парамагнитного начальных состояний образца. Рисунок взят из работы [22].

вихрей (shaking vortices). Теория коллапса в такой геометрии была построена в цикле работ Брандта, Микитика и др. [38].

2.4. Подавление релаксации намагниченности поперечным переменным магнитным полем

Известно, что неоднородное распределение магнитного потока метастабильно. Согласно классической работе [39], это распределение релаксирует к однородному состоянию, следуя логарифмическому закону. В рамках представлений о коллапсе следует ожидать значительного уменьшения скорости релаксации магнитного момента образца после воздействия на него переменного магнитного поля. В самом деле, приповерхностная область сверхпроводника с однородной индукцией (зона коллапса) должна сначала приобрести критический профиль прежде, чем вихри начнут покидать образец. Изучение релаксации статической намагниченности в сверхпроводящем образце в условиях коллапса намагниченности проведено в работах [40,41]. Было обнаружено, что релаксация магнитного момента образца действительно существенно подавляется после воздействия ортогонального переменного магнитного поля. Более того, был экспериментально установлен неожиданный эффект. Оказалось, что после воздействия переменного магнитного поля не только магнитный момент образца остается неизменным во времени, но и пространственное распределение магнитной индукции сохраняет свой вид в течение длительного времени без заметной релаксации.

Сверхпроводящие пластины системы YBCO размерами $9,3 \times 7,4 \times 1,5$ мм (образец А) и $8,3 \times 6,3 \times 1,5$ мм (образец В) с осью c , направленной по нормали к пластине, были вырезаны из однородной части текстурированной заготовки, выращенной с помощью ориентированной затравки. Характерная критическая плотность тока при температуре $T = 77$ К в собственном магнитном поле составляла 13 и 22 кА/см² для образцов А и В соответственно. Геометрия эксперимента показана на рис. 8. Образец охлаждался до температуры 77 К, затем квазистатически вводилось магнитное поле H напряженностью 12 кЭ, которое затем уменьшалось до 5 кЭ, и проводились измерения релаксации. Значения упомянутых напряженностей значительно превосходят поля проникновения (1,6 и 3,0 кЭ) в образцы. Измерения проводили в геометрии $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Для измерений локальной эволюции нормальной компоненты магнитной индукции на поверхности образца примерно в его геометрическом центре был установлен датчик Холла. Другой датчик Холла с чувствительной зоной $0,3 \times 0,3$ мм использовали для измерений пространственного распределения нормальной компоненты магнитной индукции на поверхности образца. Расстояние между поверхностью образца и чувствительной зоной датчика было около 0,2 мм. Холловские измерения выполняли после помещения образца в поле 12 кЭ и последующего его уменьшения до нулевого

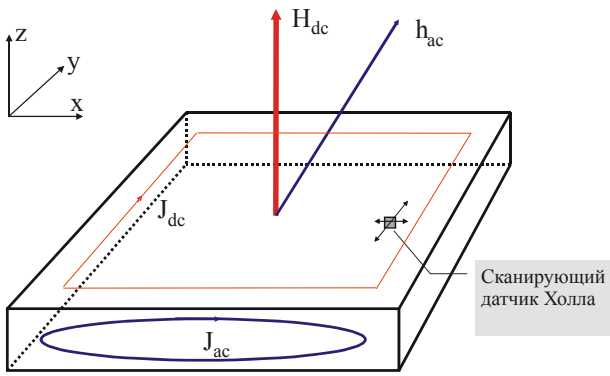


Рис. 8. Геометрия измерений магнитной релаксации в условиях коллапса. Рисунок взят из работы [41].

значения. Переменное магнитное поле $h(t)$ треугольной формы амплитудой h_0 генерировалось компьютером на частоте 140 Гц. Поле прикладывалось к образцу на определенное целое число периодов и выключалось строго в конце периода при $h = 0$. Обычно переменное магнитное поле включалось на 999 полных периодов. Большинство измерений выполняли при температуре 77 К.

Рисунок 9 иллюстрирует влияние ортогонального переменного магнитного поля на релаксацию намагниченности M в образце А. Видно, что обычная релаксация (без приложения переменного поля) хорошо описывается логарифмической функцией. Такое поведение соответствует экспоненциальной ВАХ. Включение поля $h(t)$ в момент времени $t = 20$ с, прежде всего, приводит к уменьшению магнитного момента M . Этот эффект (коллапс) тем сильнее, чем больше амплитуда поля h_0 . Наряду с уменьшением намагниченности отчетливо видно влияние поля $h(t)$ на процесс релаксации. Релаксация практически отсутствует в течение первых 100 с. Далее наблюдается сильно замедленная релаксация (логарифмическая скорость релаксации $S = dM/d\ln t$ примерно в 50 раз меньше, чем величина S до воздействия переменного магнитного поля). Три кривые на рис. 9,б соответствуют той же самой магнитной предыстории, но отличаются друг от друга амплитудой переменного магнитного поля. Верхняя кривая получена для случая, когда переменное поле вообще не включалось. Две нижние кривые демонстрируют влияние переменного поля на релаксацию магнитной индукции. Результатом его включения прежде всего является резкий скачок в сторону уменьшения индукции, обусловленный подавлением статических экранирующих токов в области, куда проникает переменное магнитное поле. Распределение статической магнитной индукции в этой области становится однородным, а ее величина соответствует значению внешнего магнитного поля H .

Кроме того, в работе [41] было проведено более детальное изучение динамики подавления релаксации

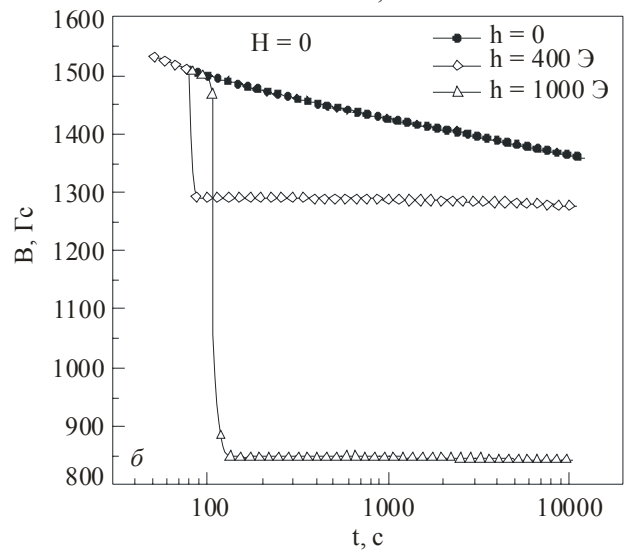
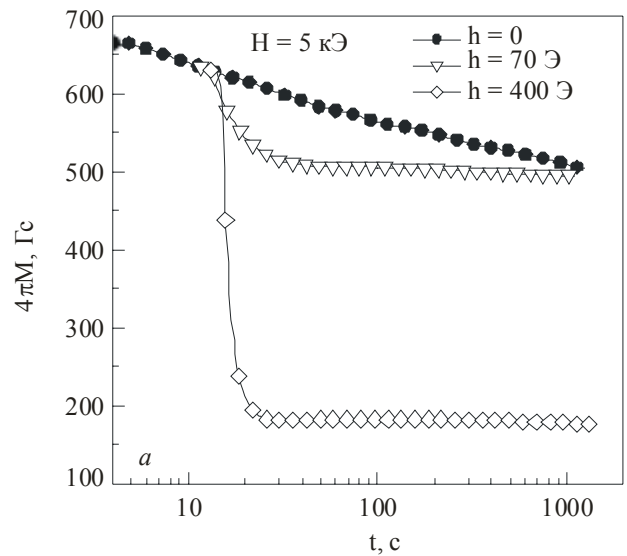


Рис. 9. Релаксация намагниченности и захваченной магнитной индукции. Измерения без (темные символы) и после действия переменного поля (светлые символы). Рисунок взят из работы [41].

намагниченности. С этой целью были выполнены измерения релаксации при разных значениях величины h в условиях, когда к охлажденному образцу прикладывалось магнитное поле напряженностью 12 кЭ, которое затем уменьшалось до нуля, после чего устанавливалось поле противоположного направления ($H = 0, 2, 4, 6$ кЭ). Согласно данным измерений (см. рис. 10), скорость релаксации уменьшается при увеличении амплитуды поля h_0 . При некоторой пороговой величине $h_0 = h_{thr}$ релаксация практически полностью подавляется. Величина порогового поля h_{thr} не зависит от величины H и для образца В составляет примерно 200 Э.

Подавление релаксации магнитного момента M и индукции B можно легко интерпретировать как результат коллапса. Действительно, вихри не могут покинуть образец, прежде чем вблизи поверхности образца вновь не установится достаточный градиент индукции. Для установления причины подавления ско-

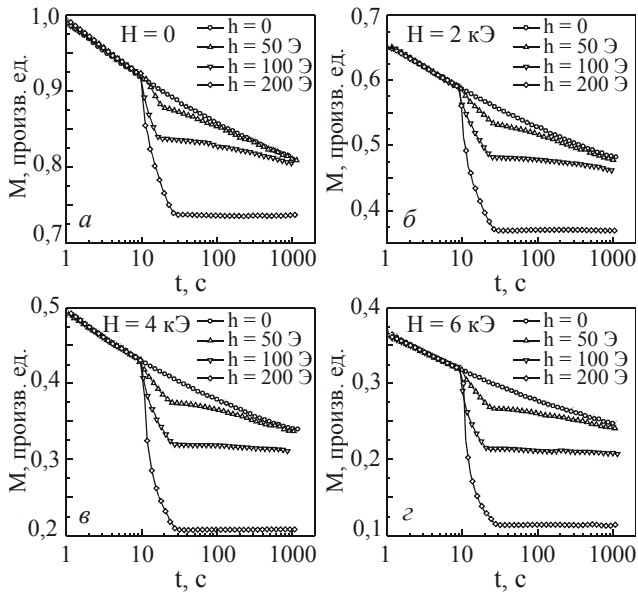


Рис. 10. Релаксация намагниченности при $h_0 = 50$ Э и различных значениях постоянного поля H . Рисунок взят из работы [41].

рости релаксации была изучена временная эволюция пространственного распределения магнитного поля в образце с помощью сканирующего датчика Холла. Распределение захваченного магнитного поля $B(x)$ поперек направления поля h при нулевом внешнем постоянном магнитном поле показано на рис. 11. Было обнаружено, что не только магнитная индукция, но и распределение ее градиента, т.е. распределение экранирующих токов, перестают релаксировать после действия переменного магнитного поля. Кривые для невозмущенного образца (сплошные символы) демонстрируют «биновское» распределение захваченного поля, которое испытывает заметную релаксацию. После действия поля h (светлые символы) релаксация заметно подавляется. Распределение индукции в центральной части образца для возмущенного и невозмущенного случаев отличается лишь вертикальным смещением, тогда как градиент B практически не меняется.

Стабилизация профиля магнитной индукции является результатом увеличения силы пиннинга, так что плотность экранирующего тока после действия переменного поля становится субкритической. Для проверки этого предположения были проведены сравнительные исследования замороженного потока как без, так и после включения поля h . Образец V охлаждался до температуры 83 К в постоянном магнитном поле 10 кЭ, затем поле выключалось. В таких условиях включалось (или не включалось) поле h . Затем образец нагревался на 3 К и выявлялось различие профилей $B(x)$ для этих двух случаев. До нагрева кривые $B(x)$ для центральной части образца имели одинаковый наклон. После нагрева плотность экранирующих токов образца в первом случае уменьшается, тогда как во втором

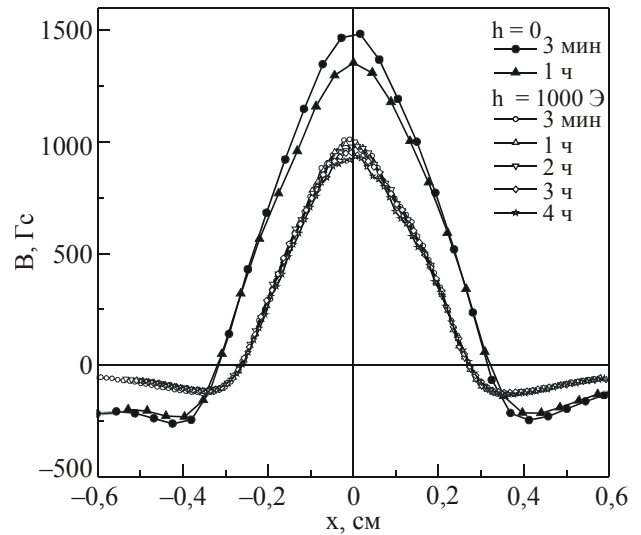


Рис. 11. Распределение магнитной индукции вдоль оси x на поверхности образца без (сплошные символы) и после (открытые символы) действия переменного магнитного поля. Рисунок взят из работы [41].

случае эта плотность из субкритической может стать критической, т.е. сохраниться по величине. Такое поведение было обнаружено экспериментально. Поскольку сканирование профиля магнитного потока датчиком Холла проводилось только при $T = 77$ К, образец в обоих случаях охлаждался до этой температуры. Понижение температуры образца в отсутствие внешнего магнитного поля не влияет на замороженный профиль магнитного потока, установившийся при повышенной температуре. Результаты измерения, приведенные на рис. 12, хорошо воспроизводились. Отчет-

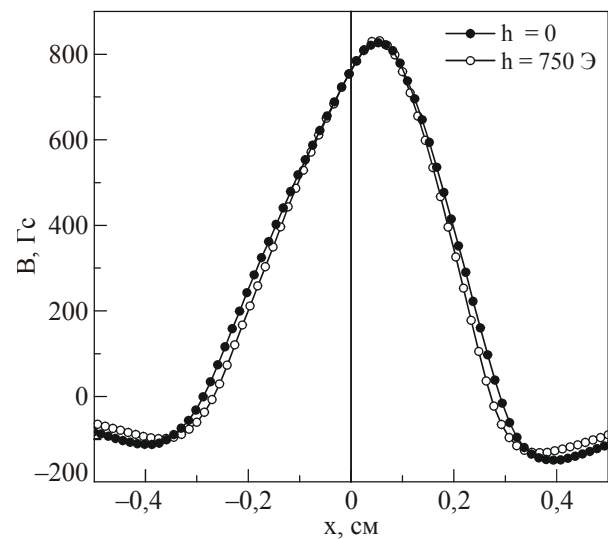


Рис. 12. Распределение захваченной магнитной индукции для образца V , полученное без (темные символы) и после (светлые символы) действия переменного магнитного поля. Магнитная и температурная предыстории описаны в тексте. Рисунок взят из работы [41].

ливо видно, что высота кривой $B(x)$ в обоих случаях имеет одинаковую величину, тогда как ширина кривой после действия поля h уже, чем без включения h . Это означает, что в результате действия переменного поля $h(t)$ критическая плотность тока возрастает. Для образца В она увеличивается примерно на 8 процентов.

Рост критической плотности тока после действия ортогонального переменного магнитного поля может быть обусловлен увеличением длины вихрей, сопровождающимся пропорциональным увеличением силы пиннинга. Удлинение же вихрей (вдоль оси y) не приводит к росту силы Лоренца. Рост J_c может быть также результатом увеличения потенциала коллективного пиннинга благодаря увеличению размеров вихревых связок в плоскости ab .

3. Особенности проникновения магнитного поля в анизотропные жесткие сверхпроводники

Существенной особенностью ВТСП является слоистая структура их кристаллографической решетки. Вследствие такой структуры ВТСП системы характеризуются ярко выраженной анизотропией практически всех физических свойств. Хорошо известно, что такие важнейшие параметры сверхпроводников, как длина когерентности ξ , лондоновская глубина проникновения λ_L , нижнее и верхнее критические поля H_{c1} и H_{c2} вдоль оси c и в ab -плоскости оказываются существенно различными. Параметры вихревой решетки, ее фазовое состояние и упругие модули весьма чувствительны к ориентации внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей образца. Все эти обстоятельства, а также наличие упорядоченных плоских и линейных дефектов приводят к сильной анизотропии токонесящей способности высокотемпературных сверхпроводников.

Токовая анизотропия играет существенную роль во всех электродинамических явлениях, в том числе и нелинейных, в высокотемпературных сверхпроводниках. Поэтому эта тематика привлекает значительный интерес (см., например, работы [14,42]). Оказалось, что анизотропия в некоторых случаях приводит к качественным изменениям в картине многих известных явлений. Например, в работе [43] при исследовании низкочастотного отклика анизотропной сверхпроводящей пластины была обнаружена необычная зависимость относительных потерь q (q — энергия, диссипируемая в образце, нормализованная на падающий поток электромагнитной энергии) от амплитуды h_0 падающей волны. Изучались текстурированные плавленые пластины с единственным направлением границ двойникования, в которых кристаллографическая ось c лежала в плоскости образца. Внешнее переменное магнитное поле было направлено параллельно пластине. Оказалось, что при некоторых ориентациях переменного поля относительно оси c функция $q(h_0)$ содержа-

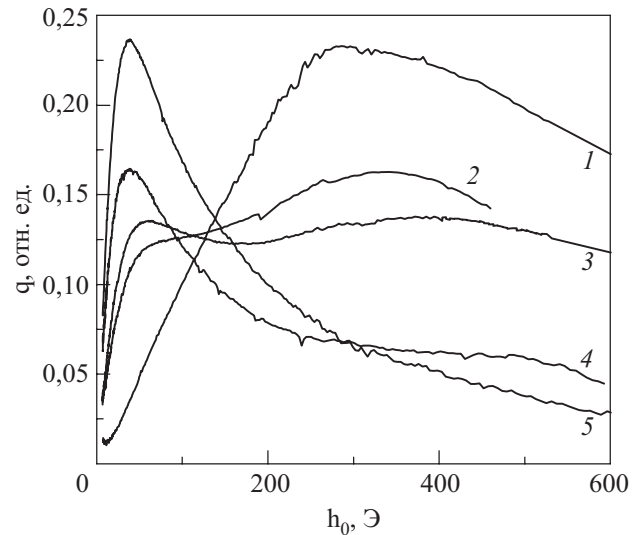


Рис. 13. Зависимость относительных потерь q в сверхпроводящем диске (диаметром 1,3 мм и толщиной 0,23 мм) при различных ориентациях переменного поля относительно оси c в постоянном магнитном поле $H = 10$ кЭ, направленном вдоль оси c . $T = 77$ К. Кривые 1–5 соответствуют углам θ между осью c и вектором h_0 , равным $0^\circ, 38^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ соответственно. Рисунок взят из работы [43].

ла два максимума, в то время как в изотропных сверхпроводниках наблюдается только один максимум. Примеры зависимостей $q(h_0)$ приведены на рис. 13.

Максимумы на кривых $q(h_0)$ возникают в жестких сверхпроводниках в условиях (см., например, работу [44]), когда глубина проникновения переменного поля оказывается сравнимой с полутолщиной пластины (так называемый размерный эффект).

Для объяснения появления двух максимумов у зависимости $q(h_0)$ в работе [43] было предложено обобщение модели критического состояния на анизотропный случай. Был рассмотрен простейший вариант одноосной анизотропии, когда в плоскости образца имеются два главных направления симметрии, y и z . Если внешнее переменное поле $h(t)$ направлено вдоль одной из главных осей, то в образце возникает единственная компонента тока, перпендикулярная $h(t)$. В этом случае в образце изменяется только модуль магнитной индукции $B(x,t)$, пространственное распределение которого задается биновским уравнением (1). В отличие от изотропного случая, в обобщенной модели предполагается, что критическая плотность тока является симметричным тензором второго ранга, J_{cik} ($i, k = y, z$) с главными компонентами J_c^y и J_c^z . Это означает, что i -я компонента плотности тока определяется сверткой тензора J_{cik} и вектора E_k .

Уравнения электродинамики в такой модели записываются в виде

$$\begin{aligned}
 -\frac{\partial B_z}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} J_c^y \cos(\phi(x)), \\
 \frac{\partial B_y}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} J_c^z \sin(\phi(x)),
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

где $\phi(x)$ — угол между вектором $\mathbf{E}(x)$ и осью y .

Согласно уравнениям (15), в образце имеются две характерные области с различным распределением тока. В первой из них переменное магнитное поле произвольной ориентации возбуждает обе компоненты экранирующих токов, J_c^y и J_c^z . На некотором расстоянии от поверхности образца одна из компонент электрического поля, E_y или E_z , исчезает вследствие полной экранировки, тогда как другая проникает глубже в образец. В первой, приповерхностной, области отличны от нуля и $\cos \phi$, и $\sin \phi$, в то время как во второй области, более удаленной от поверхности, либо $\cos \phi$, либо $\sin \phi$ обращается в нуль. С ростом амплитуды переменного поля обе области расширяются. При некоторой амплитуде h_0 одна из компонент магнитной индукции первой достигает середины пластины. Такое значение h_0 соответствует первому размерному максимуму кривой $q(h_0)$. Затем, при дальнейшем увеличении h_0 , вторая компонента магнитной индукции тоже достигает середины пластины. Такому h_0 соответствует второй максимум функции $q(h_0)$. Таким образом, в анизотропном случае при увеличении амплитуды переменного поля магнитная индукция как бы дважды проникает к середине пластины. Два максимума на кривой $q(h_0)$ отражают эту специфическую картину проникновения магнитного поля в анизотропный сверхпроводник.

Описанная картина проникновения поля подтверждается прямыми расчетами, основанными на уравнениях (15) [45]. Оказалось, что последовательное проникновение компонент магнитного поля в анизотропный сверхпроводник приводит к специфическим особенностям статических кривых намагничивания $M(H)$ [46] и коллапса намагничённости. На рис. 14 изображены результаты измерения $M(H)$, выполненные на текстурированном образце, который использовался в измерениях $q(h_0)$. Постоянное магнитное поле прикладывалось параллельно пластине. Первичная кривая намагничивания содержит дополнительные экстремумы, связанные с последовательным проникновением различных компонент магнитного поля к середине образца. Таким образом, вследствие анизотропии, в жестких сверхпроводниках может наблюдаться новый тип пик-эфекта.

В работе [47] были проведены исследования коллапса статической намагничённости текстурированной пластины YBCO размерами $3,4 \times 2,2 \times 0,46$ мм с осью c , лежащей в плоскости образца. Некоторые результаты измерений $M(H, h_0)$ приведены на рис. 15. Внешние кривые на панелях (а) и (б) соответствуют случаю отсутствия переменного магнитного поля. Ширины внешних петель, полученных для различных ориента-

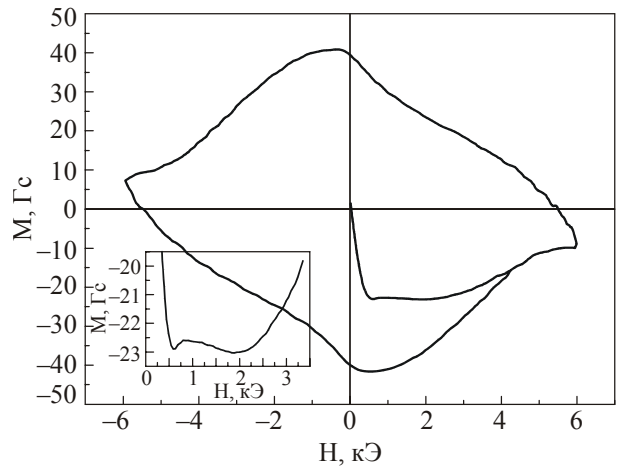


Рис. 14. Кривая намагничивания сверхпроводящего диска диаметром 1,3 мм и толщиной 0,23 мм в магнитном поле, направленном под углом 65° к оси c . На вставке показан фрагмент первичной кривой намагничивания с двумя минимумами в увеличенном масштабе. Рисунок взят из работы [46].

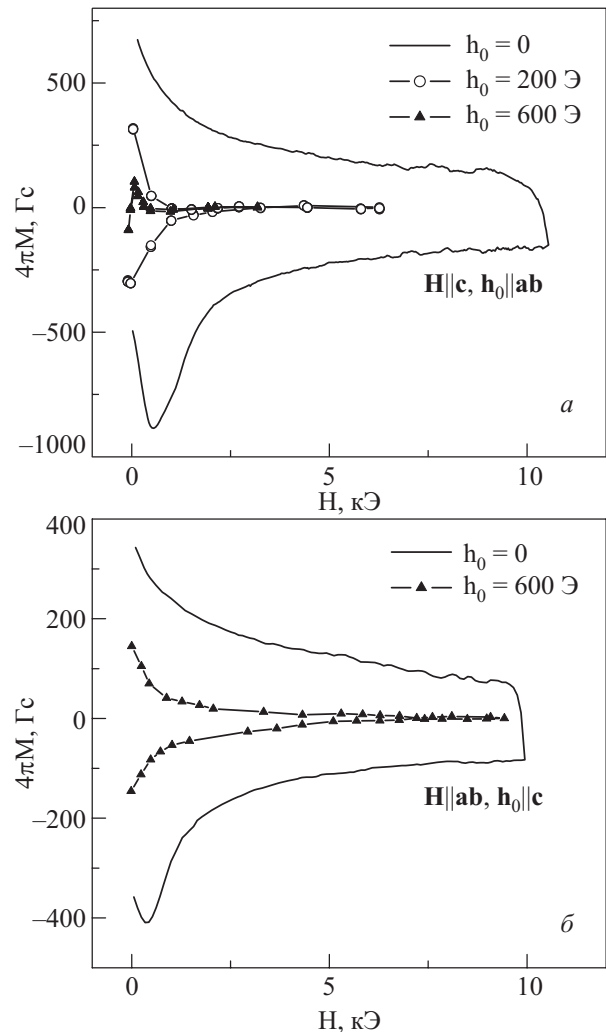


Рис. 15. Петли намагничивания при различных амплитудах переменного поля и для разных ориентаций постоянно магнитного поля по отношению к оси c : $\theta = 0^\circ$ (а) и $\theta = 90^\circ$ (б). $T = 77$ К. Рисунок взят из работы [47].

ций \mathbf{H} , заметно отличаются друг от друга вследствие различия токнесущей способности образца вдоль оси \mathbf{c} и в \mathbf{ab} -плоскости. Воздействие переменного магнитного поля ортогонального вектору \mathbf{H} иллюстрируется другими кривыми на рисунке. В обеих геометриях (при векторе \mathbf{H} параллельном и ортогональном оси \mathbf{c}) переменное поле приводит к уменьшению намагниченности и появлению обратимых участков на петлях намагничивания. Полное подавление намагниченности в геометрии $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (рис. 15,а) наблюдается при намного меньших амплитудах переменного поля, чем при $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (рис. 15,б). Неожиданным здесь оказалось то, что существенно больший магнитный момент подавляется намного более слабым переменным полем. Причина этого эффекта состоит в том, что в условиях $\mathbf{h}(t) \perp \mathbf{c}$ (при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) переменное поле экранируется токами с малой плотностью $J_c^{(c)}$. Поэтому оно проникает глубже в образец и эффективно подавляет статическую намагниченность.

4. Взаимодействие электромагнитных волн в жестких сверхпроводниках

Хорошо известно, что нелинейность ВАХ приводит к нарушению принципа суперпозиции и, следовательно, к взаимодействию электромагнитных волн в проводнике. Специфические черты нелинейности проявляются в особенностях этого взаимодействия. Представляет интерес изучить, как своеобразная нелинейность ВАХ жестких сверхпроводников отражается на характере взаимодействия волн. В этом разделе обзора мы показываем, что в результате нелинейности появляются скачки на временной зависимости электрического поля на поверхности образца [48,49].

Изучение этого явления может быть проведено в рамках биновской модели критического состояния. Рассмотрим бесконечную сверхпроводящую пластину толщиной d , помещенную во внешнее переменное магнитное поле

$$H(t) = H_1 \cos(\omega_1 t) + H_2 \cos(\omega_2 t + \alpha), \quad (16)$$

ориентированное параллельно поверхности образца. Уравнение, определяющее пространственное распределение магнитной индукции, имеет вид

$$\frac{dB}{dx} = \frac{4\pi}{c} J_c \operatorname{sgn} E. \quad (17)$$

Ось x направлена по нормали к пластине, магнитная индукция \mathbf{B} ориентирована вдоль оси z . Напомним, что это уравнение применимо только в той области сверхпроводника, где электрическое поле отличается от нуля. В других частях пластины распределение индукции $B(x)$ остается замороженным и имеет тот вид, какой оно имело в последний момент предыстории, когда электрическое поле E было отлично от нуля.

Проследим эволюцию распределения $B(x)$ в пластине во внешнем поле (16). Для простоты будем счи-

тать, что частота первой волны много меньше, чем второй, $\omega_1 \ll \omega_2$. В некоторый момент времени $t = t_0$ магнитное поле на поверхности образца достигает абсолютно максимального значения $H_{\max}^{(0)}$. В этот мо-

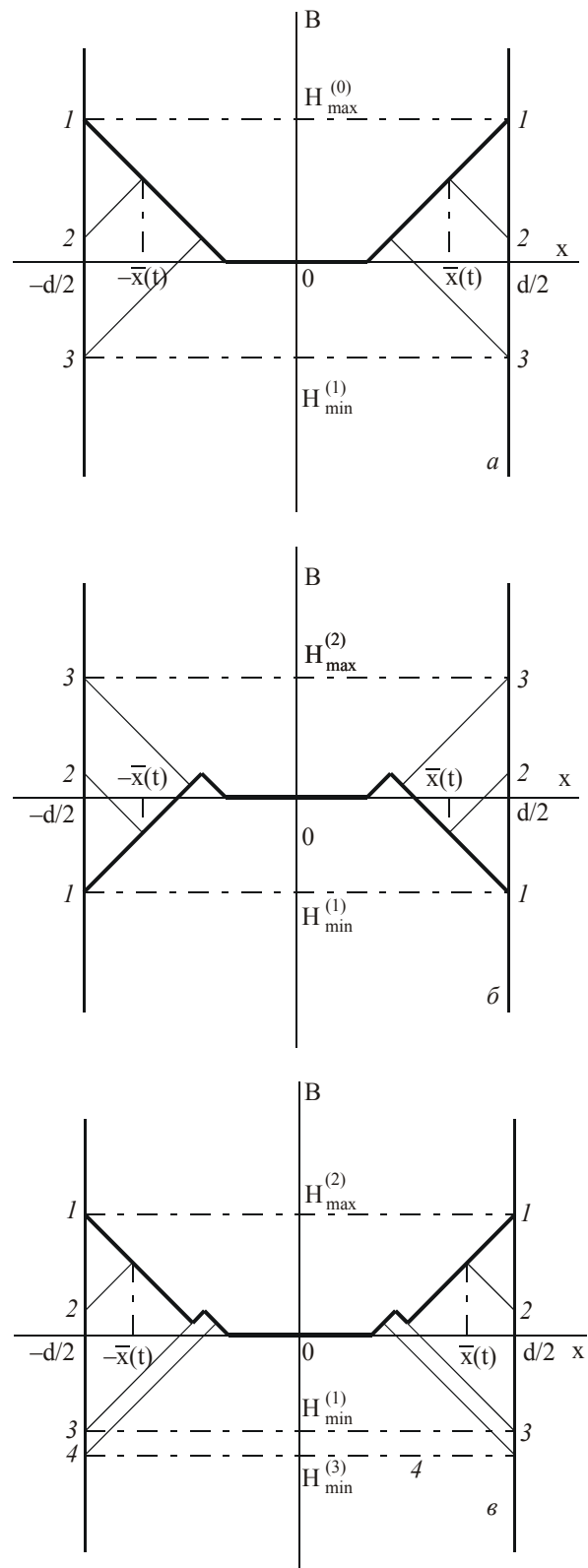


Рис. 16. Эволюция пространственного распределения магнитной индукции $B(x)$ в различные временные интервалы: $t_0 \leq t \leq t_1$ (а), $t_1 \leq t \leq t_2$ (б) и $t_2 \leq t \leq t_3$ (в). Рисунок взят из работы [49].

мент, согласно модели критического состояния, электрическое поле обращается в нуль всюду в объеме сверхпроводника. Распределение магнитной индукции принимает при этом вид, схематически изображенный на рис. 16,а толстой сплошной линией. С течением времени магнитное поле $H(t)$ на поверхности пластины уменьшается и электрическое поле начинает проникать в образец. В результате пластина оказывается разделенной на три области. Электрическое поле отлично от нуля в областях $\bar{x} < |x| < d/2$. Здесь происходит изменение знака производной dB/dx по отношению к тому, который был в начальный момент $t = t_0$. В области $|x| < \bar{x}$ электрическое поле остается равным нулю, и распределение $B(x)$ сохраняет тот же вид, который был при $t = t_0$. Графики, демонстрирующие эволюцию распределения $B(x)$ с течением времени, схематически изображены ломаными линиями 1–3 на рис. 16,а.

В некоторый момент $t = t_1$ поле $H(t)$ на поверхности образца достигает минимального значения $H_{\min}^{(1)}$. Электрическое поле обращается в нуль всюду внутри пластины, и распределение $B(x)$ принимает вид, изображенный ломаной линией 3 на рис. 16,а. Во временном интервале $t_1 \leq t \leq t_2$ распределение $B(x)$ изменяется так, как изображено на рис. 16,б. В момент $t = t_2$ поле $H(t)$ на поверхности образца достигает нового максимума $H_{\max}^{(2)}$, величина которого меньше, чем исходный абсолютный максимум $H_{\max}^{(0)}$.

Следующий интервал $t_2 \leq t \leq t_3$ монотонного изменения внешнего поля $H(t)$ представляет наибольший интерес в нашем анализе. В течение этого временного интервала распределение $B(x)$ меняется последовательно, как показано на графиках 1–4 на рис. 16,в. Интерес представляет случай, когда новый минимум $H_{\min}^{(3)}$ оказывается более глубоким, чем $H_{\min}^{(1)}$. В таких условиях должно наблюдаться скачкообразное поведение производной магнитного потока по времени в момент, когда поле $H(t)$ проходит через значение $H_{\min}^{(1)}$. График 3 на рис. 16,в соответствует моменту скачка. Положения плоскостей $|x| = \bar{x}$, разделяющих области, где $\partial B / \partial t = 0$ и $\partial B / \partial t \neq 0$, меняются скачком в этот момент времени. Это означает, что в данной ситуации должен наблюдаться скачок электрического поля $E(t)$ на поверхности пластины.

Теоретический анализ, проведенный в рамках модели критического состояния, дает следующий результат для электрического поля $E(t)$ на поверхности пластины [48,49]:

$$E(t) = \frac{1}{4\pi J_c} \left| \frac{dH(t)}{dt} \right| [\bar{B}(t) - H(t)]. \quad (18)$$

Здесь $\bar{B}(t)$ представляет собой магнитную индукцию B в точках $|x| = \bar{x}(t)$. Соответственно, величина скачка поля $E(t)$ может быть выражена через скачок $\Delta \bar{B}$ поля $\bar{B}(t)$,

$$\Delta E = \frac{1}{4\pi J_c} \left| \frac{dH(t)}{dt} \right| \Delta \bar{B}. \quad (19)$$

Результаты (18) и (19), как и схематические распределения магнитной индукции $B(x)$, представлены для случая отсутствия зависимости критической плотности тока от магнитной индукции, $J_c(B) = \text{const}$. Однако природа скачков $E(t)$ не связана с этим условием. Подобные результаты были получены не только для пластин, но и для цилиндрических образцов [48,49]. Для иллюстрации на рис. 17 представлена зависимость безразмерного электрического поля $F(\omega_1 t)$, рассчитанного для цилиндра с $J_c = \text{const}$ при $H_1 / H_p = 0,19$, $H_2 / H_p = 0,27$, $\omega_2 / \omega_1 = 2$, $\alpha = 3,9$. Величина $F(\omega_1 t)$ связана с электрическим полем соотношением

$$E(t) = \frac{\omega_1 H_1^2}{4\pi J_c} F \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}, \frac{H_1}{H_p}, \frac{H_2}{H_p}, \alpha, \omega_1 t \right), \quad (20)$$

где $H_p = 2\pi J_c d / c$ — поле проникновения.

Экспериментальное изучение взаимодействия волн проводилось в работах [48,49] на образцах иттриевой керамики. Цилиндрические образцы имели диаметр 5 мм и длину около 1 см. Критическая плотность тока составляла приблизительно 100 А/см², что соответствовало полю проникновения $H_p = 28$ Э. Резкие скачки электрического поля наблюдались в широком диапазоне параметров внешнего поля (16). Пример экспериментальной зависимости $E(t)$, полученный при $\omega_1 / 2\pi = 160$ Гц, $\omega_2 / 2\pi = 320$ Гц, $H_1 = 5,3$ Э, $H_2 = 7,54$ Э, $\alpha = 3,9$ приведен на рис. 17,б. На кривой отчетливо виден скачок электрического поля при $\omega_1 t = 0,5$. Сравнение теоретической и экспериментальной кривых показывает их хорошее согласие.

Обратим внимание на то, что взаимодействие волн может приводить и к другим нетривиальным эффектам в электродинамике жестких сверхпроводников. На-

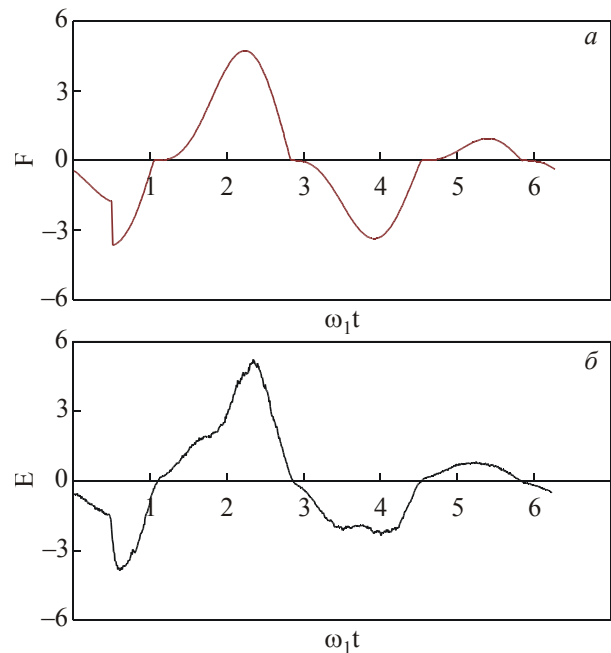


Рис. 17. Рассчитанная зависимость безразмерного электрического поля F от $\omega_1 t$ (а); измеренная зависимость $E(t)$ при $T = 77$ К (б). Рисунок взят из работы [49].

пример, в работах [50,51] было показано, что взаимодействие волн, облучающих сверхпроводящую пластину с противоположных ее сторон, взаимно способствуют просвечиванию образца — так называемый эффект стимулированной прозрачности жестких сверхпроводников.

5. Нелокальные эффекты в вихревой материи жестких сверхпроводников

Поскольку в традиционной модели критического состояния используется единственный феноменологический параметр — критическая плотность тока J_c , данная модель является довольно грубым приближением. В частности, она оказывается непригодной для описания целой группы явлений в системах, характерные размеры которых соизмеримы с лондоновской глубиной проникновения поля λ . Приведем пример одного из таких явлений.

Хорошо известно, что поверхностное сопротивление \mathcal{R} сверхпроводящей пластины имеет максимум в условиях, когда глубина проникновения переменного магнитного поля δ оказывается порядка толщины образца d (см., например, работу [44]). Согласно модели критического состояния, высота этого максимума, нормированная на величину поверхностного реактанса образца в нормальном состоянии, $X_n = 2\pi\omega d / c^2$, не зависит от каких-либо физических параметров,

$$R'_{\max} = \mathcal{R}_{\max} / X_n = 3 / 4\pi. \quad (21)$$

Результат (21) не зависит от способа изменения глубины проникновения переменного поля — импеданс можно исследовать как функцию постоянного поля, температуры, амплитуды переменного поля и др. В работах [52,53] было обращено внимание на то, что в некоторых случаях R'_{\max} оказывается заметно меньше, чем $3/4\pi$. В качестве примера на рис. 18 приведены температурные зависимости безразмерного поверхностного сопротивления $R' = \mathcal{R} / X_n$ для разных значений амплитуды переменного поля. Исследовался образец текстурированной YBCO керамики толщиной 1,4 мм. Импеданс измерялся при частоте 130 Гц с использованием стандартного индуктивного метода. Все графики содержат обсуждаемые максимумы, высота которых при низких температурах согласуется с предсказаниями модели критического состояния. Однако при приближении температуры к критической высота максимума уменьшается. Было высказано предположение, что такое поведение импеданса связано с увеличением глубины проникновения λ , которая может оказаться сравнимой с характерными геометрическими размерами системы (например, с характерной толщиной кристаллитов, составляющих образец).

Для объяснения природы наблюдаемого эффекта необходимо построение новой модели, учитывающей изменения полей на пространственных масштабах порядка λ . Мы будем рассматривать здесь случай доста-

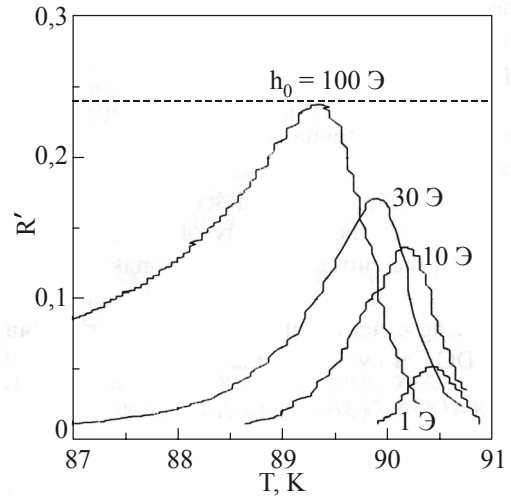


Рис. 18. Температурные зависимости поверхностного сопротивления R' при различных значениях амплитуды переменного поля h_0 для пластины текстурированной YBCO керамики толщиной 1,4 мм, нормаль к пластине параллельна кристаллографической оси c , $\omega / 2\pi = 130$ Гц. Штриховой горизонтальной линией показана предельная высота максимума $3 / 4\pi$, соответствующая традиционной модели критического состояния. Рисунок взят из работы [53].

точно сильного магнитного поля $H_{c1} \ll h \ll H_{c2}$, когда характерное расстояние a между абрикосовскими вихрями много меньше λ . Введем функции $B(x)$ и $n(x)$, представляющие собой результат усреднения микроскопического магнитного поля и плотности абрикосовских вихрей по масштабу, много большему a , но малому по сравнению с λ . Магнитное поле $B(x)$ является суммой двух слагаемых, одно из которых — мейсснеровское поле, а второе — вклад вихрей. В случае пластины, занимающей область $-d/2 < x < d/2$, во внешнем поле H имеем

$$B(x) = H \operatorname{ch}(x / \lambda) / \operatorname{ch}(d / 2\lambda) + B_v(x). \quad (22)$$

Усредненное поле вихрей B_v удовлетворяет уравнению

$$B_v - \lambda^2 \frac{\partial^2 B_v}{\partial x^2} = n\Phi_0 \quad (23)$$

с граничным условием $B_v = 0$ при $x = \pm d/2$.

Второе уравнение модели, необходимое для определения функций $B(x)$ и $n(x)$, полученное из условия силового баланса, имеет вид

$$\partial B / \partial x = 4\pi f / \Phi_0, \quad (24)$$

где f — сила взаимодействия вихря с центром пиннинга, Φ_0 — квант магнитного потока. При выводе этого уравнения кроме пиннинга нами были учтены взаимодействия вихрей друг с другом, с мейсснеровским полем и с антивихрями. По форме уравнение (24) похоже на обычное уравнение традиционной модели критического состояния. Однако в данном случае сила пиннинга может принимать не только экстремальные

значения $f = \pm F$, где $F = \Phi_0 J_c / c$, а любые значения в интервале $-F < f < +F$.

В сверхпроводниках с не очень сильным пиннингом, в которых магнитная индукция меняется на расстояниях, больших λ , уравнение (23) дает известное локальное соотношение $B_v = n\Phi_0$. Именно такое соотношение используется в традиционной модели критического состояния. В тех же системах, где критическая плотность тока достаточно велика, необходимо использовать более общее уравнение (23). В отличие от традиционной модели, состояние сверхпроводника описывается двумя уравнениями для двух неизвестных функций $B(x)$ и $n(x)$. Отметим, что дифференциальное соотношение (23) между этими функциями может быть переписано в интегральной форме, в которой явно выражена нелокальность связи вихревой плотности и магнитной индукции:

$$B_v(x) = (\Phi_0 / 2\lambda) \int_0^\infty dx' n(x') \times \\ \times \{ \exp[-|x - x'| / \lambda] - \exp[-(x + x') / \lambda] \}. \quad (25)$$

Нелокальность приводит к необычным особенностям поведения $B(x)$ и $n(x)$ в пластине при изменении внешнего магнитного поля.

Прежде всего обратим внимание на то, что всегда, при любом пространственном распределении плотности вихрей, существует интервал ΔH изменения внешнего магнитного поля, при котором функция $n(x)$ всюду в образце остается неизменной. В самом деле, пока сила, действующая на вихревую систему со стороны магнитного поля, меняется в пределах от $-F$ до F и не превышает максимальную силу пиннинга, вихревая система в образце оказывается замороженной. Магнитное поле $B(x)$, однако, меняется благодаря мейсснеровской компоненте в (22). Величину ΔH можно легко определить, используя соотношения (22) и (24) с $f = F = \pm \Phi_0 J_c / c$:

$$\Delta H = (8\pi / c) J_c \lambda \operatorname{cth}(d / 2\lambda). \quad (26)$$

Это означает, что в системе существует барьер, препятствующий изменениям $n(x)$, величина которого пропорциональна J_c .

При изменении внешнего поля в более широкой области, чем (26), в некоторой приповерхностной области $x_0 < |x| < d/2$ сила пиннинга и, соответственно, плотность тока достигают своего максимального значения. Вихри проникают в эту область или покидают ее. Здесь поле $B(x)$ можно найти с помощью уравнения (24) с $f = \pm \Phi_0 J_c / c$, а плотность вихрей вычисляется по найденному $B(x)$ с помощью (23). Из уравнений (23) и (24) видно, что всегда в той области, где происходит изменение $n(x)$, в силу условия $J = J_c = \text{const}$ существует однозначная связь между $n(x)$ и $B(x)$:

$$B(x) = n(x)\Phi_0. \quad (27)$$

В остальной части пластины, $|x| < x_0$, плотность вихрей $n(x)$ по-прежнему остается замороженной. Поле в этой области определяется из уравнения (23) с известной функцией $n(x)$, а плотность тока, которая здесь меньше критической, находится с помощью уравнения Максвелла. Соотношение $B = n\Phi_0$ в этой области не выполняется. Для завершения процедуры определения функций $B(x)$ и $n(x)$ необходимо сшить полученные решения в точке x_0 , используя условия непрерывности $B(x)$ и $\partial B / \partial x$. Эти условия следуют из анализа уравнения (23).

Обратим особое внимание на то, что в отличие от $B(x)$ плотность вихрей $n(x)$ терпит разрывы в точках $|x| = x_0$. Происхождение скачков обусловлено следующей причиной. Как упоминалось, плотность вихрей и поле связаны соотношением (27) в областях $x_0 < |x| < d/2$, так как здесь функция $n(x)$ меняется. Напротив, по другую сторону от x_0 функция $n(x)$ заморожена и связана тем же соотношением (27) с другим полем, а именно с $B(x)$, при котором плотность вихрей в этой области сформировалась. Высота обсуждаемых скачков пропорциональна величине барьера $\Delta H : \Delta n = \Delta H / \Phi_0$. Появление в нелокальной модели разрывов означает, что вихревая плотность вблизи точек x_0 меняется на расстояниях, много меньших λ . Отметим, что аналогичный эффект известен для мягких сверхпроводников [54]: в отличие от магнитной индукции $B(x)$ плотность вихрей при приближении к границе образца спадает не на расстояниях λ , а на масштабе a .

Из нелокальной модели критического состояния следует, что при любом значении внешнего магнитного поля в центре пластины всегда существует область, где плотность вихрей $n = 0$. Это связано со взаимным отталкиванием абрикосовских вихрей в центре пластины. Размер l_0 этой области определяется следующим неявным соотношением:

$$\delta(H) = (d - l_0) / 2 + \lambda \operatorname{cth}(l_0 / 2\lambda), \quad (28)$$

где $\delta(H) = cH / 4\pi J_c$. Данный вывод качественно расходится с предсказаниями традиционной модели критического состояния, в которой область с $n = 0$ существует только в поле, меньшем поля проникновения $H_p = (2\pi / c) J_c d$.

На рис. 19 схематически представлены профили $B(x)$ и $n(x)$ в пластине при периодическом изменении внешнего поля в интервале $H_{\min} \leq H \leq H_{\max}$. Отметим, что величина скачка плотности вихрей Δn , барьер ΔH , а также размер области с $n = 0$ при $H > H_p$ пропорциональны λ и исчезают при переходе к локальному пределу $\lambda \rightarrow 0$.

Для интерпретации экспериментальных результатов, представленных на рис. 18, в работе [52] было вычислено поверхностное сопротивление пластины в переменном внешнем поле $H(t) = H_0 + h_0 \cos(\omega t)$ в рамках нелокальной модели. Результат может быть представлен в следующем виде:

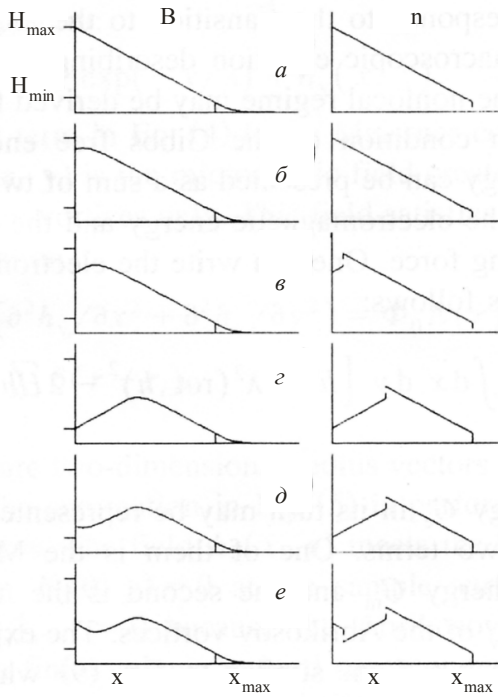


Рис. 19. Эволюция (а)–(е) пространственных распределений магнитного поля (левая колонка) и вихревой плотности (правая колонка) при периодическом изменении внешнего магнитного поля. Рисунок взят из работы [53].

$$R' = \frac{4}{3\pi} \left[\frac{l}{\delta(h_0)} \right]^2 \frac{3\delta(h_0) - 2l}{d}, \quad (29)$$

$$l = \frac{d - l_0(h_0)}{2}.$$

Величина R' как функция δ имеет максимум, а его высота R'_{\max} зависит от отношения d/λ . Рисунок 20 показывает, что высота R'_{\max} при $\lambda > d$ значительно меньше, чем $3/4\pi$.

Проанализируем полученные экспериментальные и теоретические результаты. Согласно кривой на рис. 20, наблюдаемое в эксперименте относительное уменьшение высоты максимума R' , полученного, например, при $h_0 = 1$ Э и $T_c - T \sim 0,5$ К (рис. 18), может происходить при $d/\lambda \sim 2$. Глубина проникновения λ для YBCO при данной температуре составляет несколько микрон, толщина же образца превышает 1 мм. Это означает, что в изучаемой системе должен существовать другой характерный масштаб порядка 10 мкм, который и проявляется в наблюдаемом размерном эффекте. Известно, что плавленные ВТСП образцы имеют структуру типа кирпичной кладки с характерной толщиной кристаллитов именно около 10 мкм. В использованном в работе [52] образце, как показал микроструктурный анализ, типичная толщина кристаллитов d составляла 8–10 мкм. Таким образом, роль параметра d нело-

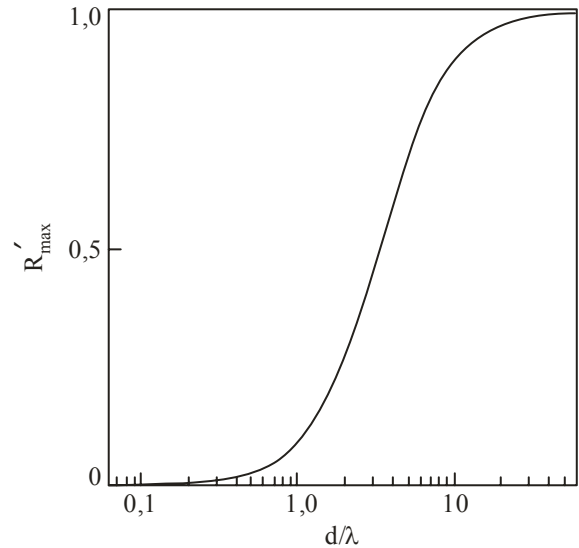


Рис. 20. Рассчитанная зависимость высоты максимума R'_{\max} поверхностного импеданса от параметра d/λ . Рисунок взят из работы [52].

кальной теории в эксперименте играла толщина кристаллитов.

Нелокальные эффекты играют важную роль и во многих других электромагнитных свойствах жестких сверхпроводников. Например, в работе [55] были обнаружены, изучены и интерпретированы в терминах нелокальной модели существенные отклонения в поведении динамической магнитной восприимчивости YBCO текстурированных образцов от предсказаний традиционной модели критического состояния. В частности, наблюдалось заметное проникновение переменного поля (т.е. существенное отклонение от идеального диамагнетизма) даже при очень малых его амплитудах, особенно в случае ориентации магнитного поля вдоль кристаллографической оси c .

В заключение этого раздела обратим внимание на другого рода нелокальные эффекты, связанные с особенностями выхода и входа вихрей Абрикосова в жесткий сверхпроводник при повороте внешнего магнитного поля. Как было показано в работах [56,57], проникновение вихрей происходит только после превышения углом поворота магнитного поля некоторого порогового значения. Было установлено существенное отклонение ориентации входящих вихрей от направления внешнего магнитного поля. Теоретический анализ был проведен в рамках микроскопической нелокальной модели с учетом баланса сил, действующих на каждый вихревой ряд. В уравнениях силового баланса были приняты во внимание силы объемного и поверхностного пиннинга, а также магнитные силы взаимодействия входящего ряда с ранее вошедшими вихрями, мейсснеровским током и изображениями вихрей.

6. Макротурбулентная неустойчивость в вихревой материи в анизотропных сверхпроводниках

Использование магнитооптической техники высокого разрешения позволило провести детальное изучение динамики магнитного потока в сверхпроводниках. Один из важнейших эффектов, обнаруженных этим методом, является фрактальная или турбулентная структура термически активированного течения магнитного потока. Одним из наиболее драматичных явлений такого рода является макротурбулентная неустойчивость магнитного потока на границе фронта перемангничивания, разделяющего области, в которых вихри имеют противоположные направления (вихри и антивихри) [58–61]. Отметим, что макротурбулентность обнаружена только в монокристаллических образцах системы 1–2–3.

Сущность явления макротурбулентности состоит в следующем. Если к сверхпроводнику с захваченным магнитным потоком приложить внешнее магнитное поле противоположного знака, то в образце появляется граница, разделяющая области, занятые вихрями и антивихрями. Здесь и далее, для определенности, мы называем «антивихрями» те вихри, направление которых совпадает с направлением внешнего магнитного поля, а «вихрями» — те, которые присутствовали в образце изначально, до включения магнитного поля с отрицательным знаком. В некотором интервале магнитных полей и температур стационарная плоская граница раздела вихрей и антивихрей становится неустойчивой. На фронте перемангничивания возникает неупорядоченное движение магнитного потока, напоминающее турбулентное течение жидкости. Этот процесс быстро развивается во времени и сопровождается появлением каналов проникновения антивихрей в область, занятую вихрями. Иными словами, фронт перемангничивания приобретает «палеобразную» (finger-like) форму. На фронте происходит аннигиляция вихрей и антивихрей, и процесс макротурбулентности обычно завершается полным исчезновением вихрей. Такая картина проникновения магнитного потока качественно отличается от стационарного медленного движения фронта намагниченности при начальном включении магнитного поля, когда в образце присутствуют вихри только одного направления. Следует отметить, что характерные времена развития неустойчивости составляют секунды и более, а возникающие пространственные структуры являются макроскопическими, т.е. содержат большое количество отдельных вихрей.

Обычно в экспериментах по наблюдению макротурбулентности используют плоские монокристаллы, помещенные в поперечное магнитное поле, а магнитооптическое изображение дает информацию о распределении нормальной компоненты магнитной индукции. Проникновение электромагнитного поля в сверхпроводник в такой геометрии представляет самостоятельный интерес и изучено во многих работах (см.,

например, [62,63]). Однако турбулентное поведение магнитного потока не является геометрическим эффектом. Оно наблюдалось не только в тонких пластинах в поперечном поле, но и в монокристаллах с небольшим размагничивающим фактором. В работе [60] сообщалось о магнитооптической визуализации развитой макротурбулентности вихревой материи в кристалле Nd-123 размерами $3,1 \times 2,5 \times 1,3$ мм. В магнитном поле этот образец разделялся на три магнитно-несвязанные области (каждая, соответственно, с меньшими поперечными размерами), в которых независимо развивалась турбулентность. Следует также учитывать, что неустойчивость часто наблюдается в условиях полного проникновения магнитного потока в образец, когда, как показано Брандтом [63], отличие в распределении индукции в продольной и поперечной геометриях оказывается не столь существенным.

Очевидно, что макротурбулентность не может быть понята ни в рамках общепринятых моделей критического состояния [1], ни в существующих моделях релаксации магнитного потока в жестких сверхпроводниках [64]. В то же время это явление имеет очевидную аналогию с турбулентностью в гидродинамике, и поэтому его интерпретация представляет общефизический интерес.

В области гелиевых температур, где теплоемкость сверхпроводников мала, а плотность критического тока велика, к образованию макроскопических нестационарных и неоднородных структур могут приводить неустойчивости, в которых существенную роль играют тепловые эффекты (см., например, [15]). Поэтому в работе [65] была предпринята попытка связать природу макротурбулентности с тепловой волной, которая генерируется на фронте перемангничивания за счет выделения энергии в процессе аннигиляции вихрей и антивихрей. Как отмечалось в работах [66,67], маловероятно, что этот механизм может быть ответственен за макротурбулентность. Соображения о другой возможной причине возникновения макротурбулентности высказывались в работе [68]. Авторы этой работы обратили внимание на то, что процесс аннигиляции пары вихрь–антивихрь может сопровождаться образованием пространственных областей, свободных от вихрей (так называемых мейсснеровских дыр), и предположили, что наличие таких областей может служить причиной неустойчивости. Однако физическая картина неустойчивости в этой работе не рассматривалась.

В работах [66,67] обращено внимание на то, что макротурбулентность наблюдается только в монокристаллах семейства 1–2–3. Эти образцы, в отличие от других сверхпроводников, характеризуются ярко выраженной анизотропией токонесущей способности в плоскости **ab**. Анизотропия в этих материалах связана с наличием двух систем взаимно ортогональных границ двойникования, обычно ориентированных под углом 45° к границам монокристалла (см., например, [69]). Именно здесь содержится ключ к разгадке при-

роды макротурбулентности. Благодаря границам двойникования движение вихрей и антивихрей под действием силы Лоренца происходит навстречу друг другу преимущественно вдоль этих «направляющих» границ (так называемый *guiding effect* [70,71]). В результате на границе, разделяющей области вихрей и антивихрей, происходит разрыв тангенциальной составляющей скорости вихрей. Как известно из классической гидродинамики [72], наличие тангенциальных разрывов скорости приводит к неустойчивости течения жидкости. Такой подход позволил объяснить основные особенности макротурбулентности, наблюдающиеся в эксперименте.

Гидродинамическое приближение с учетом анизотропии вязкого течения вихрей, как было показано в [66,67], дало основу для понимания макротурбулентности. Однако в этих работах рассмотрение проводилось в простейшем приближении линейной связи между силой Лоренца, действующей на вихри, и вихревой скоростью. Такое приближение соответствует линейной ВАХ образца, которая существует в сверхпроводниках только в области сильных токов. В результате оказалось, что неустойчивость возникает только при невероятно сильной анизотропии коэффициента вязкости. Ясно, что для более адекватного описания неустойчивости необходимо использовать более реалистичную модель вязкого течения вихрей, основанную на нелинейной ВАХ. Такое рассмотрение было проведено в работах [73,74]. Использовались степенные ВАХ вида

$$J_X = \frac{1}{\varepsilon} J_c \left(\left| \frac{E_X}{E_0} \right| \right)^{1/m} \operatorname{sgn} \left(\frac{E_X}{E_0} \right),$$

$$J_Y = J_c \left(\left| \frac{E_Y}{E_0} \right| \right)^{1/m} \operatorname{sgn} \left(\frac{E_Y}{E_0} \right). \quad (30)$$

Здесь $\varepsilon < 1$ — параметр анизотропии, оси X и Y соответствуют направлениям вдоль и поперек границ двойникования. Исследование показало, что в случае $m \gg 1$ неустойчивость возникает даже при сравнительно слабой анизотропии токонесущей способности сверхпроводника.

6.1. Эксперимент, демонстрирующий анизотропную природу макротурбулентности

Магнитооптические наблюдения макротурбулентности проводились в работе [67] на оптимально допированном монокристалле YBCO, содержащем значительное количество границ двойникования (см. рис. 21). Кристалл имел прямоугольную форму в плоскости **ab**, его максимальный размер составлял примерно 1 мм.

Магнитооптическая картина распределения нормальной компоненты магнитного потока в образце во внешнем магнитном поле $H = 1$ кЭ показана на рис. 22. Монокристалл был предварительно охлажден в нулевом магнитном поле до температуры $T = 45$ К. Более светлые участки изображения соответствуют большей величине B_n . Внешнее магнитное поле $H = 1000$ Э, $T = 45$ К. Рисунок взят из работы [67].

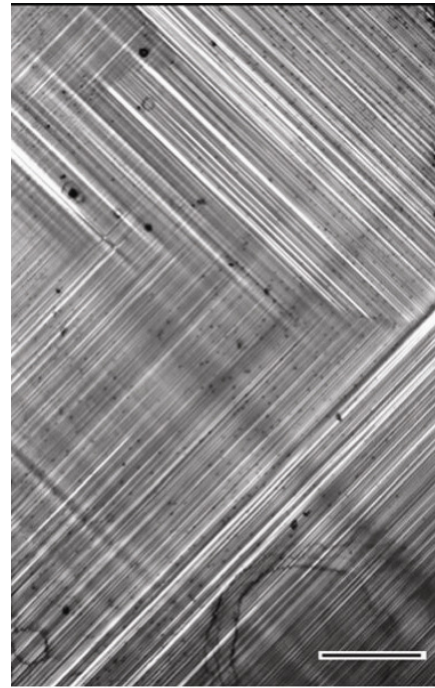


Рис. 21. Изображение в поляризованном свете участка поверхности монокристаллического образца. Отчетливо видны домены со взаимно ортогональными направлениями границ двойникования. Изображенный масштаб соответствует 50 мкм. Рисунок взят из работы [67].

лые участки соответствуют большим значениям магнитной индукции. На рисунке видно, что проникновение магнитного потока анизотропно в **ab**-плоскости. Ось анизотропии преимущественно совпадает с направлением больших границ двойникования, состав-

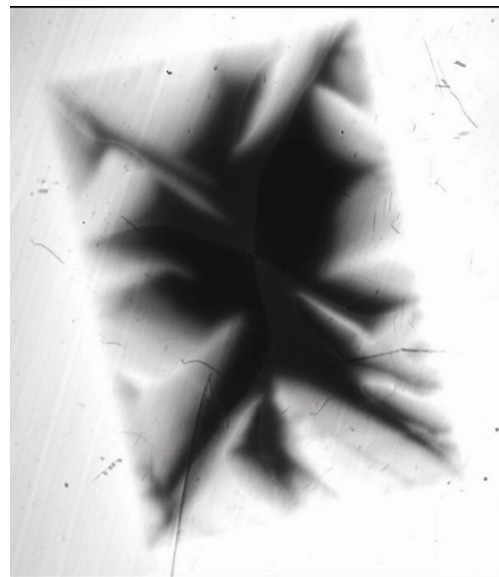


Рис. 22. Магнитооптическое изображение распределения нормальной компоненты магнитной индукции B_n на поверхности монокристалла. Более светлые участки изображения соответствуют большей величине B_n . Внешнее магнитное поле $H = 1000$ Э, $T = 45$ К. Рисунок взят из работы [67].

ляющих угол примерно 45° по отношению к границам образца. Темные участки в средней части изображения — это области, куда поле не проникает из-за экранировки сверхпроводящими токами. Следует отметить, что такая картина распределения магнитной индукции является квазиравновесной и хорошо воспроизводимой.

Далее в эксперименте температура образца повышалась до 67 К. Изменение температуры приводило к более глубокому проникновению магнитного потока вплоть до середины образца. Затем внешнее магнитное поле выключалось. В результате в образце оставался замороженный магнитный поток. Картина его распределения изображена на рис. 23. Силовые линии замороженного магнитного потока должны замыкаться. Поэтому в окрестности границы образца возникает область, в которой нормальная компонента магнитной индукции имеет направление, противоположное захваченному потоку. Ей соответствует светлая «аура» вокруг образца на рис. 23. Как видно на рисунке, область с отрицательным направлением магнитного потока (антивихрями) существует и в образце вблизи его краев. Таким образом, в данной геометрии для появления фронта перемангничивания не требуется присутствия внешнего магнитного поля противоположного знака.

На рис. 23 отчетливо видна темная линия, проходящая вдоль границы образца. Эта линия, разделяющая два противоположно ориентированных магнитных домена (с вихрями и антивихрями), представляет собой зону аннигиляции. Начало развития макротурбулентности проявляется в виде появления меандра на фронте перемангничивания. Появление меандра сопровождается возникновением вблизи фронта перемангничивания участков с повышенной плотностью магнитного потока. Такие участки отчетливо видны в правой части рисунка, которая представляет увеличенное изображение области, отмеченной прямоугольным контуром.

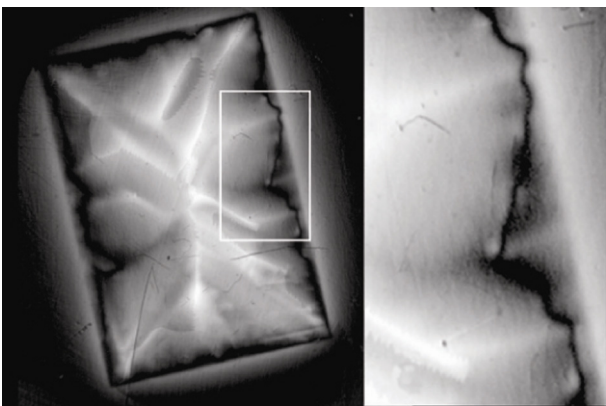


Рис. 23. То же, что на рис. 22 после повышения температуры до 67 К и последующего выключения внешнего магнитного поля. Справа изображен увеличенный участок фрагмента, выделенного светлым прямоугольным контуром [67].

вают, что форма фронта перемангничивания быстро меняется, что сопровождается резкими перераспределениями магнитного потока. Включение внешнего магнитного поля с противоположным по отношению к замороженному магнитному потоку направлением приводит к продвижению фронта перемангничивания в глубину образца. При этом динамическая картина макротурбулентности становится еще более впечатляющей.

Макротурбулентное поведение магнитного потока в изученном кристалле наблюдается в широком температурном интервале 25–75 К. Повышение температуры способствует более быстрому развитию турбулентности. Однако выше 75 К макротурбулентность исчезает.

Выполненные экспериментальные исследования позволяют прийти к выводу о том, что увеличение плотности границ двойникования приводит к расширению температурного окна, в котором наблюдается нестабильность [66]. Эти данные, хотя и свидетельствуют в пользу предположения об анизотропной природе макротурбулентности, не могут служить надежным доказательством этому. Поэтому в работе [75] было проведено экспериментальное исследование макротурбулентности на образцах специальной формы. Основная идея эксперимента состояла в таком выборе образца, чтобы эффекты анизотропии течения вихрей присутствовали у некоторых его границ и отсутствовали у других. С этой целью были приготовлены треугольные монокристаллические образцы с единственным направлением двойниковых границ. Прямоугольные треугольники вырезали таким образом, чтобы гипотенуза была параллельна направлению границ двойникования. Это отчетливо видно в микроскопическом изображении образца, выполненном в поляризованном свете (см. рис. 24).

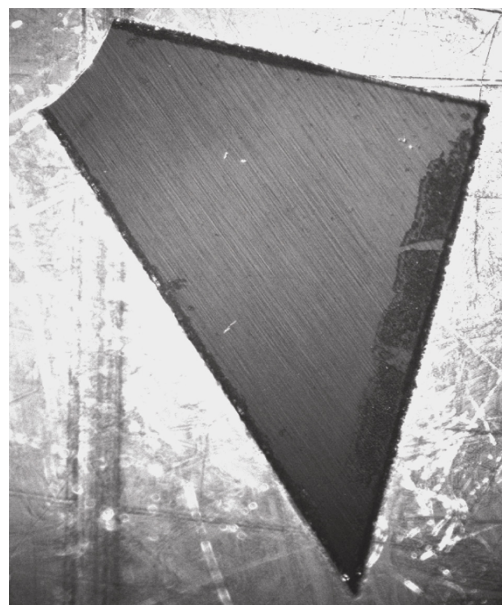


Рис. 24. Изображение образца в поляризованном свете. Рисунок взят из работы [75].

Длина гипотенузы была около 1 мм, расстояние между границами двойникования составляло примерно 2 мкм. Плоскость **ab** совпадала с плоскостью образца. Следовало ожидать, что guiding-эффект, разрыв тангенциальной компоненты вихревой скорости и, как следствие, развитие макротурбулентности могут наблюдаться только вблизи катетов треугольника, тогда как вблизи гипотенузы всегда должно наблюдаться «биновское» распределение магнитной индукции.

Образец сначала охлаждался во внешнем магнитном поле H , создаваемом сверхпроводящим соленоидом, при температуре 30 К. Затем направление H инвертировалось путем изменения знака тока в соленоиде. Время переключения составляло по порядку величины несколько десятков миллисекунд. Величина H , при которой проводились измерения, принимала значения 170, 340 и 680 Э. Магнитооптическое изображение распределения нормальной компоненты магнитной индукции в образце регистрировалось с помощью кинокамеры, которая включалась одновременно с переключением тока в соленоиде. Скорость съемки составляла 10 и 20 кадров в секунду.

Магнитооптические изображения (a)–(e) на рис. 25 демонстрируют последовательные стадии развития нестабильности. Ключевым здесь является наблюдение существенных изменений в геометрии интерфейса и его движении от границ образца с течением времени. Во-первых, всюду, кроме гипотенузы, интерфейс отчетливо выражен, что характерно для макротурбулентности. Во-вторых, вблизи гипотенузы интерфейс остается неподвижным, тогда как в других местах наблюдается его быстрое движение, например, вблизи верхнего катета. Здесь скорость интерфейса на начальной стадии развития нестабильности оценивается в 3 мм/с.

В работе [76] было 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 активизации крипа магнитного потока.

7. Заключение

Как показано в этом обзоре, физика нелинейных явлений в вихревой материи жестких сверхпроводников является предметом интенсивных исследований большого числа ученых во всем мире. Интерес к подобным исследованиям обусловлен необходимостью глубокого понимания физики сверхпроводящего состояния. С новой остротой работы в этой области были интенсифицированы после открытия высокотемпературных сверхпроводников. В отличие от традиционных (холодных) сверхпроводников, новые материалы характеризуются сильной анизотропией, которая в существенной мере влияет на протекание известных электромагнитных процессов и обуславливает новые явления

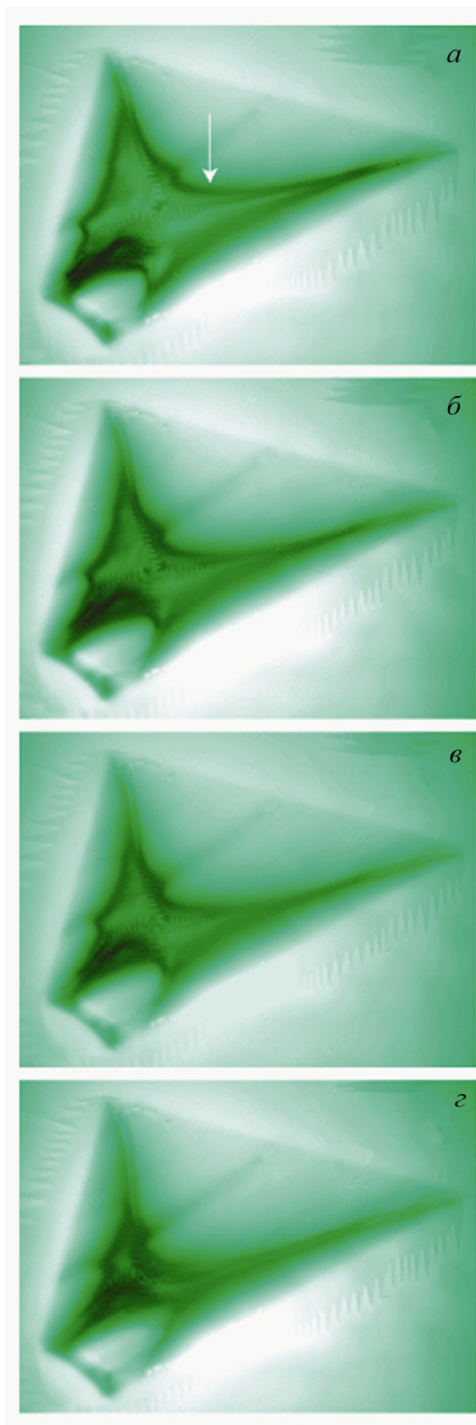


Рис. 25. Эволюция распределения магнитного потока в образце в условиях развития нестабильности. Изображения были получены спустя 0,1, 0,2, 0,3 и 10 секунд после переключения направления магнитного поля при $T = 30$ К, $H = 1$ кЭ. Белая стрелка указывает на интерфейс, разделяющий области, занятые вихрями и антивихрями. Рисунок взят из работы [75].

в вихревой материи. Дополнительный стимул к изучению нелинейных свойств сверхпроводников связан с надеждами на широкое применение этих материалов для создания нового электротехнического, электроэнергетического оборудования и различного вида электронных устройств.

Одно из самых любопытных явлений в вихревой материи, связанных с нелинейностью жестких сверхпроводников, является коллапс транспортного тока и статической намагниченности под действием ортогонального переменного магнитного поля. Здесь следует подчеркнуть нетривиальный характер этого класса явлений, происходящих в бессилловой конфигурации, когда, казалось бы, переменное магнитное поле никак не должно влиять на протекание параллельного ему тока. Подавление релаксации намагниченности в условиях коллапса уже сейчас может найти практическое применение при создании систем с замороженным магнитным полем, в которых требуется долговременное поддержание заданной напряженности поля. Такие системы применяются в магнитной томографии и других устройствах. Как оказалось, для интерпретации явления коллапса необходим учет таких существенно квантовых эффектов как пересечение и пересоединение вихрей Абрикосова (flux-line cutting). Этот эффект до сих пор остается предметом теоретического изучения: если эту проблему для одной пары пересекающихся вихрей можно считать решенной, то подобная задача для пересечения скрещенных вихревых решеток еще нуждается в специальных исследованиях.

В обзоре мы уделили много внимания, пожалуй, наиболее загадочному эффекту — макротурбулентной неустойчивости вихревой материи в анизотропных сверхпроводниках. Здесь также остается ряд невыясненных вопросов, касающихся условий возникновения неустойчивости и описания развитой макротурбулентности. Имеющиеся до сих пор работы, включая обсужденные в шестом разделе обзора, касаются лишь вопроса о причинах возникновения неустойчивости и нахождения инкрементов нарастания на стадии ее зарождения. Нерешенные проблемы требуют новых экспериментальных и теоретических исследований.

1. C.P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
2. D.G. Walmsley, *J. Phys.* **F2**, 510 (1972).
3. A.M. Campbell and J.E. Evetts, *Adv. Phys.* **21**, 199 (1972).
4. J.R. Clem and S. Yeh, *J. Low Temp. Phys.* **39**, 173 (1980).
5. E.H. Brandt, *Phys. Lett.* **A79**, 207 (1980).
6. E.H. Brandt, *J. Low Temp. Phys.* **39**, 41 (1980).
7. E.H. Brandt, J.R. Clem, and D.G. Walmsley *J. Low Temp. Phys.* **37**, 43 (1979).
8. E.H. Brandt, *J. Low Temp. Phys.* **42**, 557 (1981).
9. E.H. Brandt, *J. Low Temp. Phys.* **44**, 33 (1981).
10. E.H. Brandt, *J. Low Temp. Phys.* **44**, 59 (1981).
11. J.R. Clem, *Phys. Lett.* **A54**, 452 (1975).
12. J.R. Clem, *Phys. Lett.* **A59**, 401 (1976).
13. J.R. Clem, *J. Low Temp. Phys.* **38**, 353 (1980).
14. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
15. А.Вл. Гуревич, Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов, *Физика ком-
позитных сверхпроводников*, Наука, Москва (1987).
16. I.V. Baltaga, L.M. Fisher, N.V. Il'in, N.M. Makarov, I.F. Voloshin, and V. A. Yampol'skii, *Phys. Lett.* **A148**, 213 (1990).
17. I.V. Baltaga, L.M. Fisher, N.M. Makarov, I.F. Voloshin, and V.A. Yampol'skii, *ФНТ* **21**, 411 (1995) [*Low Temp. Phys.* **21**, 320 (1995)].
18. И.Ф. Волошин, Н.В. Ильин, Н.М. Макаров, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, *Письма в ЖЭТФ* **53**, 109 (1991).
19. I.V. Baltaga, V.V. Borisovskii, L.M. Fisher, N.V. Il'in, N.M. Makarov, I.F. Voloshin, and V.A. Yampol'skii, *AIP Conference Proceedings, Superconductivity and its Applications*, Buffalo, NY (1991), p. 153.
20. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, I.F. Voloshin, I.V. Baltaga, K.V. Il'enko, and V.A. Yampol'skii, *Solid State Commun.* **97**, 833 (1996).
21. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, S.E. Savel'ev, I.F. Voloshin, V.A. Yampol'skii, M.A.R. LeBlanc, and S. Hirschler, *Physica* **C278**, 169 (1997).
22. L.M. Fisher, K.V. Il'enko, A.V. Kalinov, M.A.R. LeBlanc, F. Pérez-Rodríguez, S.E. Savel'ev, I.F. Voloshin, V.A. Yampol'skii, *Phys. Rev.* **B61**, 15382 (2000).
23. S.J. Park, J.S. Kouvel, H.B. Radousky, and J.Z. Liu, *Phys. Rev.* **B48**, 13998 (1993).
24. S.K. Hasanain, Shaista Shahazada, and A. Mumtaz, *Physica* **C296**, 240 (1998).
25. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, S.E. Savel'ev, I.F. Voloshin, and V.A. Yampol'skii, *Solid State Commun.* **103**, 313 (1997).
26. J.R. Clem, *Phys. Rev.* **B26**, 2463 (1982).
27. J.R. Clem and A. Pérez-González, *Phys. Rev.* **B30**, 5041 (1984).
28. J.R. Cave, J.E. Evetts, and A.M. Campbell, *J. Phys. (Paris)* **39**, C6-614 (1978).
29. J.R. Clem and S. Yeh, *J. Low Temp. Phys.* **39**, 173 (1980).
30. G. Fillion, R. Gauthier, and M.A.R. LeBlanc, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 86 (1979).
31. D.G. Walmsley and W.E. Timms, *J. Phys.* **F7**, 2373 (1977).
32. K. Yamafuji and T. Matsushita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **47**, 1069 (1979).
33. R. Boyer and M.A.R. LeBlanc, *Solid State Commun.* **24**, 261 (1977).
34. R. Boyer, G. Fillion, and M.A.R. LeBlanc, *J. Appl. Phys.* **51**, 1692 (1980).
35. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, С.Е. Савельев, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, Ф. Перес Родригес, *ЖЭТФ* **111**, 1071 (1997).
36. С.Е. Савельев, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, *ЖЭТФ* **112**, 936 (1997).
37. K. Funaki and K. Yamafuji, *Jpn. J. Appl. Phys.* **21**, Part 1, 299 (1982); K. Funaki, M. Noda, and K. Yamafuji, *Jpn. J. Appl. Phys.* **21**, Part 1, 1580 (1982).
38. E.H. Brandt and G.P. Mikitik, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 027002 (2002); I.M. Babich, G.P. Mikitik, and E.H. Brandt, *Phys. Rev.* **B66**, 014520 (2002); G.P. Mikitik and E.H. Brandt, *Phys. Rev.* **B67**, 104511 (2003).
39. P.A. Anderson and Y.B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964).
40. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, I.F. Voloshin, and V.A. Yampol'skii, *Phys. Rev.* **B71**, R140503 (2005).
41. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, *ЖЭТФ* **132**, 314 (2007).
42. L.F. Cohen and H.J. Jensen, *Rep. Prog. Phys.* **60**, 1581 (1997).
43. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, S.E. Savel'ev, I.F. Voloshin, and V.A. Yampol'skii, *Physica* **C350**, 152 (2000).

44. L.M. Fisher, V.S. Gorbachev, N.V. Il'in, N.M. Makarov, I.F. Voloshin, V.A. Yampol'skii, R.L. Snyder, S.T. Misture, M.A. Rodríguez, D.P. Matheis, V.R.W. Amarakoon, J.G. Fagan, J.A.T. Taylor, and A.M.M. Barus, *Phys. Rev.* **B46**, 10986 (1992).
45. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, Л.М. Фишер, А.В. Аксенов, В.А. Ямпольский, *ЖЭТФ* **120**, 1273 (2001).
46. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, Л.М. Фишер, С.А. Деревянко, В.А. Ямпольский, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 324 (2001).
47. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, Л.М. Фишер, А.А. Левченко, В.А. Ямпольский, *ЖЭТФ* **124**, 161 (2003).
48. I.V. Baltaga, K.V. Il'enko, N.M. Makarov, V.A. Yampol'skii, L.M. Fisher, A.V. Kalinov, I.F. Voloshin, and M. Pinsky, *Sol. State Commun.* **93**, 697 (1995).
49. F. Pérez-Rodríguez, I.V. Baltaga, K.V. Il'enko, N.M. Makarov, V.A. Yampol'skii, L.M. Fisher, A.V. Kalinov, and I.F. Voloshin, *Physica* **C251**, 50 (1995).
50. S.A. Derev'anko, I.O. Lyubimov, V.A. Yampol'skii, and F. Pérez-Rodríguez, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 953 (1997).
51. S.A. Derev'anko, V.A. Yampol'skii, O.I. Lyubimov, and F. Pérez-Rodríguez, *Physica* **C35**, 38 (2001).
52. И.Ф. Волошин, В.С. Горбачев, С.Е. Савельев, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 55 (1994).
53. L.M. Fisher, I.F. Voloshin, V.S. Gorbachev, S.E. Savel'ev, and V.A. Yampol'skii, *Physica* **C245**, 231 (1995).
54. В.В. Шмидт, Г.С. Мкртчян, *УФН* **112**, 459 (1974).
55. V.V. Aleksandrov, L.M. Fisher, A.V. Kalinov, I.F. Voloshin, G. Fuchs, G. Krabbes, and V.A. Yampol'skii, *J. Appl. Phys.* **93**, 1677 (2003).
56. С.Е. Савельев, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, *ЖЭТФ* **114**, 1804 (1998).
57. L.M. Fisher, S.E. Savel'ev, and V.A. Yampol'skii, *Physica* **C336**, 85 (2000).
58. V.K. Vlasko-Vlasov, V.I. Nikitenko, A.A. Polyanskii, G.W. Grabtree, U. Welp, and B.W. Veal, *Physica* **C222**, 361 (1994).
59. M.V. Indenbom, Th. Schuster, M.R. Koblishka, A. Forkl, H. Kronmüller, L.A. Dorosinskii, V.K. Vlasko-Vlasov, A.A. Polyanskii, R.L. Prozorov, and V.I. Nikitenko, *Physica* **C209**, 259 (1993).
60. T. Frello, M. Baziljevich, T.H. Johansen, N.H. Andersen, Th. Wolf, and M.R. Koblishka, *Phys. Rev.* **B59**, R6639 (1999).
61. T.H. Johansen, M. Baziljevich, D.V. Shantsev, P.E. Goa, Y.M. Galperin, W.N. Kang, H.J. Kim, E. M. Choi, M.S. Kim, and S.I. Lee, *Europhys. Lett.* **59**, 599 (2002).
62. A.V. Gurevich, *Int. J. Mod. Phys.* **B9**, 1045 (1995).
63. E.H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4030 (1996).
64. Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, and A. Shaulov, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996).
65. F. Bass, B.Ya. Shapiro, I. Shapiro, and M. Shvartser, *Phys. Rev.* **B58**, 2878 (1998).
66. L.M. Fisher, P.E. Goa, M. Baziljevich, T.H. Johansen, A.L. Rakhmanov, and V.A. Yampol'skii, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 247005-1 (2001).
67. А.Л. Рахманов, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, М. Вазилевич, Т.Н. Johansen, *ЖЭТФ* **122**, 886 (2002).
68. V.K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, G.W. Crabtree, D. Gunter, V. Kabanov, and V.I. Shvartser, *Phys. Rev.* **B56**, 5622 (1997).
69. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, К.И. Кугель, А.Л. Рахманов, Л.М. Фишер, *ЖЭТФ* **111**, 2158 (1997).
70. A.K. Niessen and C.H. Weijssenfeld, *J. Appl. Phys.* **40**, 384 (1969).
71. H. Pastoriza, S. Candia, and G. Nieva, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1026 (1999).
72. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1976).
73. А.Л. Рахманов, Л.М. Фишер, А.А. Левченко, В.А. Ямпольский, М. Baziljevich, Т.Н. Johansen, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 349 (2002).
74. L.M. Fisher, T.H. Johansen, A.L. Rakhmanov, A.A. Levchenko, and V.A. Yampol'skii, *Physica* **C403**, 219 (2004).
75. 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).
76. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, А. Bobyl, Т.Н. Johansen, *ФНТ* **35**, 798 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 627 (2009)].

Nonlinear electrodynamic of the vortex matter
in hard superconductors
(Review Article)

I.F. Voloshin, L.M. Fisher, and V.A. Yampol'skii

We discuss nontrivial properties of the vortex matter in hard superconductors caused by a specific nonlinearity of the material equations. The collapse of the transport current and static magnetization of superconductors under the action of an external orthogonal ac magnetic field, appearance of jumps in a temporal dependence of the electric field at a sample surface due to the nonlinear interaction of electromagnetic waves with different frequencies, a specific stepwise penetration of the electromagnetic field into anisotropic superconductors are considered in this review. Nonlocal effects resulting in essential modification of the nonlinear phenomena are also a subject of the review. We paid a special attention to a unique phenomenon of the macroturbulent instability in hard superconductors, related to an anisotropic flow of the Abrikosov vortices. The majority of results reviewed are based on original experimental and theoretical studies performed with the participation of the authors.

PACS: 74.25.F– Transport properties;

74.25.Wx Vortex pinning (includes mechanisms and flux creep);

74.40.Gh Nonequilibrium superconductivity.

Keywords: Abrikosov vortices, collapse of static magnetization, nonlocal effects, macroturbulent instability.