

# Преобразование критического состояния жестких сверхпроводников при прохождении терромагнитных лавин (Обзор)

В.В. Чабаненко<sup>1</sup>, Е.И. Кучук<sup>1</sup>, В.Ф. Русаков<sup>2</sup>,  
I. Abaloszewa<sup>3</sup>, A. Nabiałek<sup>3</sup>, and F. Pérez-Rodríguez<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03680, Украина  
E-mail: vikchabanenko@gmail.com

<sup>2</sup>Донецкий национальный университет МОИ Украины, ул. 600-летия, 21, г. Винница, 21021, Украина

<sup>3</sup>Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warsaw, Poland

<sup>4</sup>Instituto de Física, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Apdo. Post. J-48, Puebla, Pue. 72570, México

Статья поступила в редакцию 18 января 2016 г., опубликована онлайн 24 февраля 2016 г.

Представлен обзор новых результатов экспериментальных исследований динамики магнитного потока при терромагнитных лавинах в ограниченных сверхпроводниках, полученных с применением интегральных и локальных методов измерений. Локальные методы были нацелены на выявление роли размагничивающего фактора в динамическом формировании сложной магнитной структуры критического состояния жестких сверхпроводников. Для понимания причин кардинальной перестройки структуры индукции дополнительно проанализированы литературные данные визуализации динамики потока при лавинах, полученные магнитооптическим методом. Установлены и охарактеризованы новые особенности в поведении магнитного потока во время и после лавины: два этапа в формировании структуры индукции в лавинном пятне, однородное и неоднородное его заполнение потоком, рассмотрен механизм инверсии профиля индукции, выявлены колебания скорости фронта магнитного потока, рассмотрено преобразование пояса критического состояния вблизи края образца, показана роль тепловых эффектов при диссипативной динамике потока и размагничивающего фактора в этих преобразованиях. Обобщенная информация позволила в рамках концепции Бина представить модель преобразования картины индукции критического состояния и сверхпроводящих токов ограниченного сверхпроводника в результате лавин потока для режимов экранирования и захвата потока.

Представлено огляд нових результатів експериментальних досліджень динаміки магнітного потоку при терромагнітних лавинах в обмежених надпровідниках, отриманих за допомогою застосування інтегральних та локальних методів вимірювань. Локальні методи були націлені на виявлення ролі розмагнічуючого фактора в динамічному формуванні складної магнітної структури критичного стану жорстких надпровідників. Для розуміння причин кардинальної перебудови структури індукції додатково проаналізовано літературні дані візуалізації динаміки потоку при лавинах, отримані магнитооптичним методом. Встановлено та охарактеризовано нові особливості в поведінці магнітного потоку під час і після лавини: два етапи у формуванні структури індукції в лавинній плямі, однорідне і неоднорідне її заповнення потоком, розглянуто механізм інверсії профілю індукції, виявлені коливання швидкості фронту магнітного потоку, розглянуто перетворення області критичного стану поблизу краю зразка, показано роль теплових ефектів при дисипативній динаміці потоку і розмагнічуючого фактора в цих перетвореннях. Узагальнена інформація дозволила в рамках концепції Біна представити модель перетворення картини індукції критичного стану і надпровідних струмів обмеженого надпровідника в результаті лавин потоку для режимів екранування і захоплення потоку.

PACS: 74.25.Ор Смешанные состояния, критические поля и поверхностные барьеры;  
 74.25.На Магнитные свойства;  
 74.25.N– Отклик на электромагнитные поля;  
 74.25.Wx Вихревой пиннинг (включая механизмы и течение потока).

Ключевые слова: жесткий сверхпроводник второго рода, термомагнитная неустойчивость, вихри, анти-вихри, мейсснеровские полости, неоднородный пиннинг, градиент магнитной индукции, размагничивающий фактор.

### Содержание

1. Введение .....	312
2. Эксперимент .....	314
3. Динамика критического состояния: основные процессы при термомагнитных лавинах .....	315
3.1. Анализ МО картин проникновения поля в режиме экранирования.....	315
3.1.1. Динамика фронта магнитного потока и преобразование критического состояния.....	315
3.1.2. Результаты исследований динамических процессов в ограниченном цилиндре.....	317
3.1.3. Формирование лавинного пятна и анализ внутренних процессов.....	320
3.1.4. «Однородное» заполнение области лавины магнитным потоком.....	320
3.1.5. Колебания скорости фронта магнитного потока при лавине .....	322
3.1.6. Неоднородное вхождение лавины потока: изменение контуров тока и индукции в СП диске .....	324
3.1.7. Формирование распределения индукции магнитного поля в лавинном «пятне».....	325
3.1.8. Сложные профили индукции в «пальцевидной» структуре лавин и их формирование.....	326
3.2. Особенности выхода потока при лавинах в режиме его захвата; мейсснеровские полости	327
3.3. Преобразование распределений индукции и плотности токов в ограниченном СП при лавинах потока.....	330
4. Заключение .....	332
Литература.....	333

### 1. Введение

Магнитооптические (МО) исследования распределения индукции магнитного поля, основанные на вращении плоскости поляризации света магнитоактивными веществами, позволили ответить на многие вопросы, касающиеся поведения сверхпроводников (СП) в медленно (квазистатически) изменяющемся во времени внешнем магнитном поле  $H_{ext}(t)$ . В фундаментальном обзоре [1], посвященном анализу особенностей проникновения поля в ограниченные СП объекты, систематизированы многие аспекты проблемы. Проанализированы свойства, определяющие пространственное распределение индукции магнитного поля и величину сверхпроводящих токов в образцах с различной геометрией и разнообразными физическими свойствами. Это объемные керамические материалы высокотемпературных СП, ленты, пленки, моно- и поликристаллы. В обзоре [1] также обобщены методические аспекты получения картины пространственного распределения токов  $j(x,y)$  и их величины, исходя из структуры индукции  $B_z(x,y)$  на поверхности СП и на основе инверсии закона Био–Савара. Используемый метод позволил определить, какую роль играет форма образца и внутренние дефекты (границы зерен, другие локальные неоднородности) в перераспределении экранирующих токов.

За рамками этого обзора остался вопрос о распределении индукции магнитного поля в СП объектах вслед-

ствие развития термомагнитных неустойчивостей — явления, хорошо известного с 60-х годов прошлого столетия [2,3]. В обзоре [1] очень коротко отмечено, что результаты таких исследований представлены в соответствующей литературе. Отсутствие обобщенной картины с выделением главных проблем динамики магнитного потока связано в первую очередь с тем, что процесс термомагнитной неустойчивости развивается в течение тысячных долей секунды. Он технически сложен для регистрации, сильно чувствителен к граничным и начальным условиям, к внешним параметрам и т.д. Кроме того, место зарождения лавины меняется случайным образом и не может быть предсказано заранее. Все это затрудняло выяснение определяющих механизмов зарождения и формирования результирующей картины преобразований индукции магнитного поля в образце. Дополнительные трудности связаны с тем, что явление вхождения магнитного потока при термомагнитной неустойчивости охватывает только часть СП образца, хотя при этом значительно преобразуется распределение магнитной индукции по всему объекту. Часто для понимания всей картины процессов, например в сверхпроводящем диске, только интегральных методов измерения магнитных свойств было недостаточно. Необходимо было использование локальных методов исследования для быстропротекающих процессов как внутри СП, так и в поле рассеяния. Важным вопросом остается установление роли размагничивающего фактора в ди-

намике магнитного потока и его вклад в формирование картины распределения индукции магнитного поля в критическом состоянии СП.

Выполненные нами локальные исследования с помощью датчика Холла позволили установить некоторые особенности динамики критического состояния, которые трудно было предсказать заранее. Удивительным фактом, например, было то, что локальное поле на поверхности сверхпроводника может изменять свой знак в результате лавины магнитного потока [4,5]. С помощью линейки датчиков Холла, регистрирующей распределение индукции на поверхности СП пластины до и после лавины, была обнаружена инверсия биновского профиля в результате развития термомагнитных неустойчивостей.

Для объяснения этих неожиданных свойств критического состояния были использованы МО данные, полученные с помощью скоростной кинокамеры [6,7], регистрирующей быстропротекающие процессы. Исследования, проведенные в [6,7], позволили визуализировать динамику фронта магнитного потока, распространяющегося по СП со скоростью 2–30 м/с, условия зарождения лавины и ее развития, определить форму области, занятой вошедшим магнитным потоком [8]. Как показал анализ этих результатов, динамика фронта и форма области, занятой вошедшим потоком, кардинальным образом изменяет распределение экранирующих токов в СП, приводя к инверсии локального профиля магнитной индукции [4,5].

В последние десятилетия МО исследования становятся основным методом, позволяющим в режиме реального времени исследовать динамику потока на масштабах от отдельных квантов потока [9] до глобальных распределений магнитной индукции с разрешением по времени  $\sim 100$  пс [10]. Такие возможности стимулировали немало новых экспериментальных и теоретических исследований структуры фронта потока, возникающего в процессе как плавного проникновения потока, так и высокоскоростной динамики развития неустойчивости критического состояния, например в СП пленках [11–17]. Здесь вошедший при лавине поток имеет форму дендритов, скорость распространения фронта может достигать 160 км/с, что существенно превышает скорость звука. Такое сверхбыстрое распространение потока, несмотря на наличие высказанных гипотез о причинах такого поведения [18], по-прежнему представляет собой нерешенную, сложную проблему.

Кроме того, имеется обширная литература, в которой рассматриваются различные сценарии квазистатического перераспределения индукции магнитного поля в области проникновения и фронта потока. Например, магнитная турбулентность [19,20], магнитные микролавины [21,22], грубые «шероховатости» фронта проникающего потока [23,24], извилистость интерфейса

поток–антипоток [25,26] и волнистость фронта потока [27]. Все эти исследования наряду с объяснениями наблюдаемых процессов ставят много новых вопросов, связанных с нетривиальной динамикой магнитного потока в СП.

Эксперименты последних лет свидетельствуют о том, что разнообразие новых динамических свойств вихревой материи в критическом состоянии только нарастает.

Так, в [28] обнаружена «тонкая структура» изменяющегося во времени лавинного потока  $\Phi(t)$ , выходящего в результате термомагнитной неустойчивости, из монокристаллического диска  $V_3Si$ . Было показано, что эти гигантские лавины состоят из большого количества очень коротких ( $\sim 10$  мкс) микролавины, характеризующихся определенной величиной микропотока. По мнению авторов [28], величина потока в микролавины может характеризовать количество вихрей в связках, срывающихся с центров пиннинга. Методически это может позволить определять вихревую «емкость» центров пиннинга в СП материале, т.е. определять число вихрей в связке.

Еще один интересный результат касается свойств лавин дендритной формы. Методом МО визуализации обнаружено явление преломления траектории лавинного потока в виде дендритов на границе между открытым участком NbN пленки и участком, покрытым медным слоем [29]. То есть магнитный поток на границе двух сред проявляет волновые свойства, характерные для лучевой оптики. Этот эксперимент дает прямое экспериментальное доказательство того, что электромагнитные моды, возбуждаемые в дендритных лавинах, подчиняются обычным оптическим законам преломления на границах раздела различных сред.

В данной статье представлены результаты экспериментальных исследований динамических термомагнитных процессов, включая установление роли размагничивающего фактора в формировании преобразования критического состояния жестких СП в режимах экранирования и захвата магнитного поля. На основе детального анализа ранее опубликованных данных магнитооптических исследований лавинных процессов в ограниченных образцах обобщены наблюдаемые факты. В результате проведенного анализа удалось:

- *объяснить* инверсию профиля магнитной индукции для двух режимов критического состояния и образование вершин и впадин в распределении индукции магнитного поля в результате лавинного вхождения и выхода магнитного потока;

- *обнаружить* колебания скорости фронта магнитного потока в процессе развития термомагнитной неустойчивости;

- *установить* причины других сложных процессов преобразования индукции и токовых линий в ограни-

ченных СП в случае неоднородного вхождения лавин потока;

– *построить* модели преобразования критического состояния СП для режимов экранирования и захвата потока.

## 2. Эксперимент

С помощью датчика Холла мы изучали динамику катастрофических лавин магнитного потока в сверхпроводящей Nb пластине в процессе медленной развертки (свипирования) внешнего магнитного поля. Датчик был помещен в центре образца (рис. 1(а)) и измерял локальную индукцию на его поверхности  $\mathbf{V}_{loc\ surf} = \mu_0 \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{M}$ , где  $\mathbf{H}_{ext}$  — напряженность внешнего магнитного поля,  $\mathbf{M}$  — намагниченность, обусловленная замкнутыми сверхпроводящими токами и  $\mu_0$  — магнитная постоянная. Внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_{ext}$  измерялось вторым датчиком Холла. В экспериментах по экранированию магнитного поля был использован режим охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC). Режим захвата магнитного потока осуществлялся увеличением внешнего магнитного поля выше второго критического магнитного поля  $H_{c2}$  при температуре эксперимента с последующим

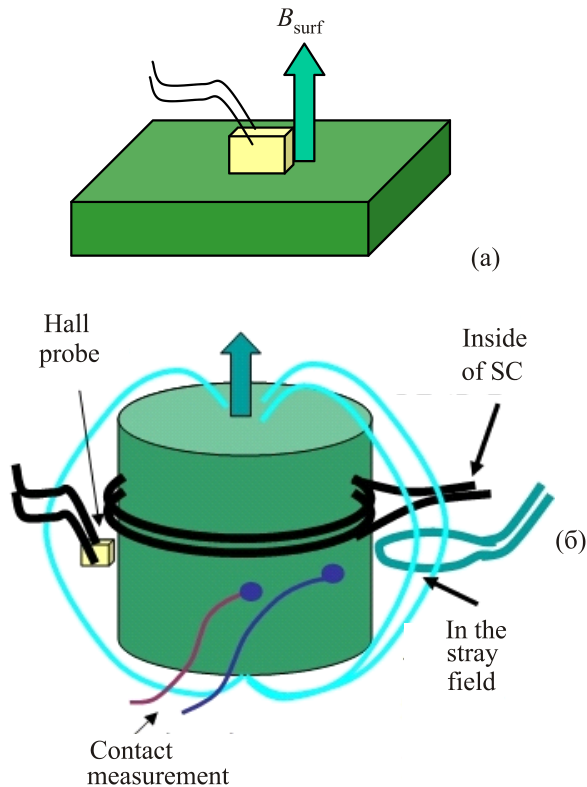


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Геометрия эксперимента на пластине Nb (а) и в ограниченном NbTi цилиндре (б); схема расположения датчиков Холла и катушек для измерения изменений магнитного потока внутри ограниченного цилиндра, в поле рассеяния и при контактных измерениях на поверхности образца.

его уменьшением. Внешнее магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образца. Данные, представленные в этом исследовании, получены на поликристаллической Nb пластине, которая имела размер  $11 \times 11 \times 2$  мм.

Нами проведено исследование изменения магнитного потока при термомагнитной лавине как внутри ограниченного NbTi цилиндра, так и в поле рассеяния. Геометрия эксперимента и система индукционных датчиков показана на рис. 1(б). Датчик Холла регистрировал изменение поля рассеяния вблизи поверхности ограниченного цилиндра при его перемагничивании с фиксацией скачков магнитного потока, связанных с термомагнитными лавинами. Многоканальная регистрация сигналов напряжения с датчиков позволяла наряду с сигналами индукционных датчиков одновременно контролировать динамику токов на поверхности сверхпроводника контактным образом. Такие контактные измерения в сверхпроводнике при термомагнитных лавинах представляют особый интерес при их сопоставлении с данными индуктивных и холловских датчиков.

Индукционный датчик представляет собой внешнюю катушку, содержащую 6–10 витков медного провода, намотанного на цилиндрический образец (диаметр 14 мм, высота 20 мм) и подключенного к плате сбора данных (DAQ) на компьютере. Если некоторый магнитный поток  $\Phi(t)$  входит в катушку, в ней индуцируется импульс напряжения  $U(t)$ . Зависимость от времени напряжения на катушке  $U(t) \sim d\Phi/dt$  в процессе последующих скачков потока регистрировалась с временным разрешением порядка  $10^{-7}$  с. Площадь под кривой  $U(t)$  может быть непосредственно пересчитана в величину магнитного потока.

Одним из способов изучения распределения магнитного поля на поверхности сверхпроводящего образца, как уже отмечалось, является метод МО визуализации. Измерение поля основано на эффекте Фарадея. Таким способом измеряется только компонента магнитного поля, перпендикулярная поверхности сверхпроводящего образца.

Для съемки быстропротекающих процессов с целью изучения динамики магнитного потока в жестких сверхпроводниках II рода, как указано выше, авторы [6] использовали высокоскоростную камеру, позволяющую регистрировать все этапы лавинной динамики (с частотой  $\sim 10^4$  кадр/с). С помощью этой техники авторам удалось измерить скорости фронта и пространственные конфигурации лавин потока.

Магнитооптические изображения распределения магнитной индукции, выбранные для нашего анализа из публикаций других авторов, были получены на ниобиевых и ниобий-циркониевых дисках, представляющих собой жесткие сверхпроводники второго рода с различной величиной пиннинга. Увеличение критиче-

ского тока достигалось путем механической обработки (холодная прокатка ниобия), а также увеличения степени науглероживания («carburing» в течение 48 часов при температуре 195°C) [8]. Дополнительная информация об образцах приводится ниже вместе с результатами исследований.

### 3. Динамика критического состояния: основные процессы при термомагнитных лавинах

#### 3.1. Анализ МО картин проникновения поля в режиме экранирования

##### 3.1.1. Динамика фронта магнитного потока и преобразование критического состояния

Рассмотрим процесс зарождения лавин и их распространение в сверхпроводящем ниобиевом диске. На рис. 2(a) показаны оригинальные фотографии из работы [7], полученные кино съемкой с частотой  $10^4$  кадров в секунду. Образец охлаждался до температуры ниже критической в режиме ZFC. После выхода камеры на стационарный скоростной режим к образцу прикладывалось магнитное поле, которое возрастало со скоростью  $\sim 0,2$  Тл/с. Нами проведен анализ распределения (структуры) индукции магнитного поля в образце для каждого момента времени  $t$  при изменении внешнего поля от 0,08 Тл (фото 1) до 0,132 Тл (фото 6). Белый пояс экранирующих токов у поверхности на первой фотографии рис. 2(a) представляет критическое состояние диска в магнитном поле. В левом нижнем углу отчетливо видно уширение пояса, связанное с зарождением термомагнитной лавины. Внутренняя черная область есть мейсснеровское состояние сверхпроводника (диамагнитная область). Внутри этой области просматривается светлое пятно — область смешанного состояния, обусловленная проникшими вихрями Абрикосова. Фотографии 2–4 характеризуют различные этапы эволюции двух лавин магнитного потока, близких по времени. На снимках 5 и 6 видно, как зарождается и заполняет мейсснеровское состояние третья лавина магнитного потока. На рис. 2(b) для каждой фотографии построено распределение (структура) индукции магнитного поля в направлениях, указанных стрелкой. Представляет интерес анализ перераспределения индукции по всей поверхности диска во времени. Отдельного внимания требует рассмотрение событий, происходящих на фронте распространяющейся лавины и в области критического состояния (белого пояса) с противоположной стороны от лавины. Данные получены по результатам анализа оттенков серого цвета, поскольку яркость области, занятой лавиной, пропорциональна нормальной составляющей индукции магнитного поля в ней.

На рис. 3 представлены данные о распределении индукции магнитного поля в разные моменты времени. Из

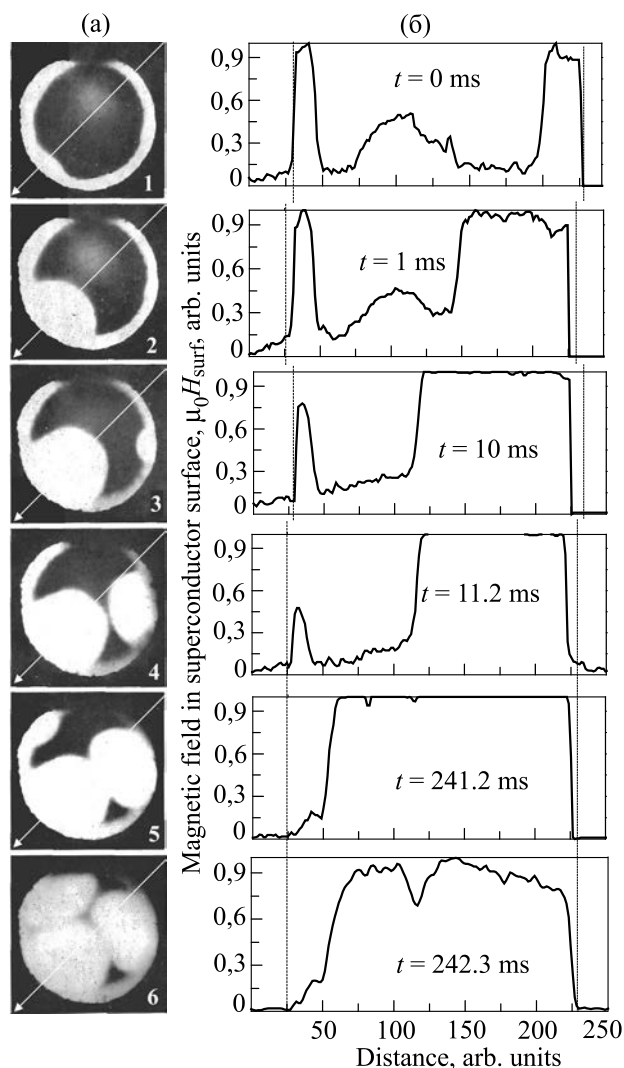


Рис. 2. (а) Магнитооптические изображения магнитной индукции в ниобиевом диске (диаметр диска 13 мм, толщина 1,87 мм) при температуре  $T = 1,86$  К, взятые из работы [7]. Магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности образца и возрастало от 0,08 Тл (первая фотография) до 0,132 Тл (шестая фотография); (б) — профили магнитной индукции в направлении, показанном стрелкой на левой части рисунка.  $t$  — временной интервал между снимками.

них можно сделать два важных вывода. Движущийся фронт имеет линейно спадающую зависимость индукции от координаты (глубины проникновения лавины). Такие предположения делались ранее в теоретической работе [30]. Наклон этой линии (производная индукции  $dB/dx$ ) в процессе проникновения лавины с точностью 15% остается постоянным. Величина  $J_{c\ dyn} = -dB/dx$  по сути характеризует критический ток на фронте движущейся лавины. Это дает возможность утверждать, что при распространении лавины динамический критический ток  $J_{c\ dyn}$  на ее фронте не изменяется. Относительно большая погрешность определения градиента индукции из рис. 2(б) связана с недостаточной четкостью фотографий. Из сравнения наклонов линий индукции на

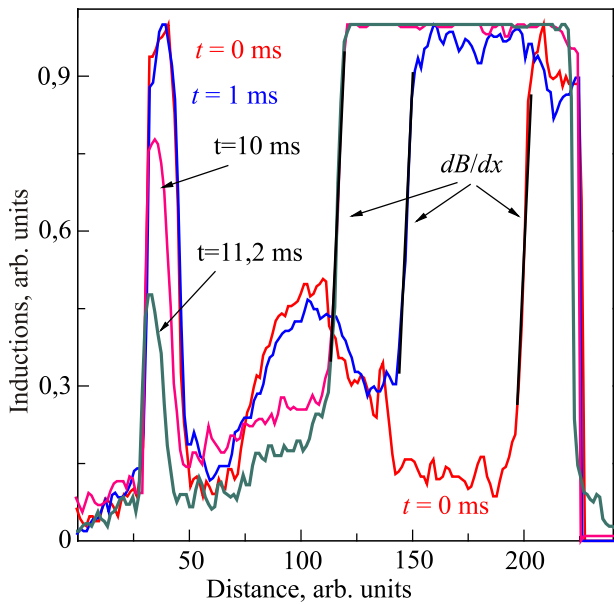


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Профили магнитной индукции из рис. 2(б) для различных моментов времени  $t$ ; При распространении лавины величина локального тока на фронте остается постоянной  $J_{c \text{ dyn}} = -dB/dx = \text{const}$ .

фронте лавины и на пояске критического состояния (слева на рис. 3) можно сказать, что *плотность критического тока на фронте лавины несколько выше, чем на пояске критического состояния*. Эти факты важны для постановки и проведения расчетов, связанных с динамикой магнитного потока [30].

Вместе с тем следует помнить, что в эксперименте регистрируется, а следовательно, и анализируется только нормальная к поверхности образца компонента индукции магнитного поля.

Значительные изменения индукции в пояске критического состояния диска на противоположной от зародившейся лавины стороне являются вторым выводом, следующим из данных на рис. 3. На начальном этапе проникновения (момент времени  $t_1 = 1$  мс) лавина оказывает очень слабое влияние и на кольцо критического состояния у поверхности диска, и на «горку» вихрей в центре диска. В последующий момент  $t_2 = 10$  мс, по мере достижения лавиной центра диска, значительные изменения распределения индукции наблюдаются как в области смешанного состояния в центре, так и в области пояски критического состояния. Большие изменения в картине распределения индукции происходят вследствие второй лавины потока ( $t_2 = 11,2$  мс, фото 4 на рис. 2(а)).

Изменения в картине распределения индукции магнитного поля в диске в процессе лавинной динамики магнитного потока определяются изменениями экранирующего тока  $J_{\text{scm}}$ . В первую очередь они включают генерацию нормальной (несверхпроводящей) компоненты тока. Вследствие диссипативности процесса важ-

ную роль играют изменения температурного поля СП, определяющие снижение величин локальных токов. В ограниченных СП к этому добавляются изменения величины эффективного поля на внешней границе диска  $\Delta B_{\text{eff dmg}} = B_{\text{eff dmg}} - \mu_0 H_{\text{ext}}$ , связанные с эффектом размагничивания.

Одной из первых работ, в которой отмечена важность роли размагничивающего фактора в динамике критического состояния сверхпроводящего диска, была работа Goodman и др. [7]. Поскольку трудно точно учесть эффект размагничивания для образца в форме диска, в работе была предпринята попытка оценить размагничивающий фактор  $n$  для идеальной диамагнитной зоны (черный цвет на рис. 2(а)) непосредственно перед каждым скачком потока, грубо рассматривая ее как эллипсоид. Авторы работы [7] пришли к выводу, что найденное таким образом эффективное поле на экваторе диамагнитной зоны, непосредственно перед скачком потока  $H_{\text{eff dmg}} \sim H_{\text{ext}}/(1 - n)$ , является примерно одним и тем же в каждом из трех случаев лавин (фото 1, 3, 5 на рис. 2(а)), несмотря на различие в величине изменяющегося внешнего поля  $H_{\text{ext}}$  в процессе киносъемки.

Численное моделирование скачков магнитного потока в данный момент проведено лишь в двумерном случае [17,18,31] для лавин в виде дендритов. В работе [15] осуществлена попытка учета влияния размагничивающего фактора образца на динамику скачка магнитного потока.

Влияние величины эффекта размагничивания  $\Delta B_{\text{eff dmg}}$  для двумерной геометрии продемонстрировано при анализе явления проникновения поля в ограниченный цилиндр [32–35]. Из расчетов Brandt [33] в квазистатическом пределе для сверхпроводящего диска с соотношением  $b/a = 0,25$ , где  $b$  — высота диска,  $a$  — его радиус, распределение силовых линий и положение фронта потока в возрастающем внешнем поле изображено на рис. 4. Видно, что уже в достаточно слабых полях  $H_{\text{ext}}/H_p \ll 1$ ,  $H_p$  — поле полного проникновения, фронт потока сильно изогнут вдоль осевой координаты  $y$  и даже в грубом приближении не может рассматриваться как прямолинейный, т.е. не зависящий от координаты  $y$ . На рис. 4(а) также видно, что даже вблизи поля полного проникновения ( $H_{\text{ext}}/H_p = 0,8$ ) вихревые нити в сверхпроводящем диске все еще остаются в достаточной степени искривленными. Кроме того, присутствуют силовые линии, которые лишь частично расположены в сверхпроводнике (рис. 4(а)). Они пересекают углы у основания диска, но не находятся в области, ограниченной образующими диска и плоскостью  $y = 0$  ( $y = 0$  соответствует половине высоты диска); иными словами, часть силовой линии локализована в вакууме вблизи боковой поверхности образца.

Распределение осевой компоненты магнитного поля на середине высоты диска (пунктирная линия) и на его основании (сплошная линия) в зависимости от рас-

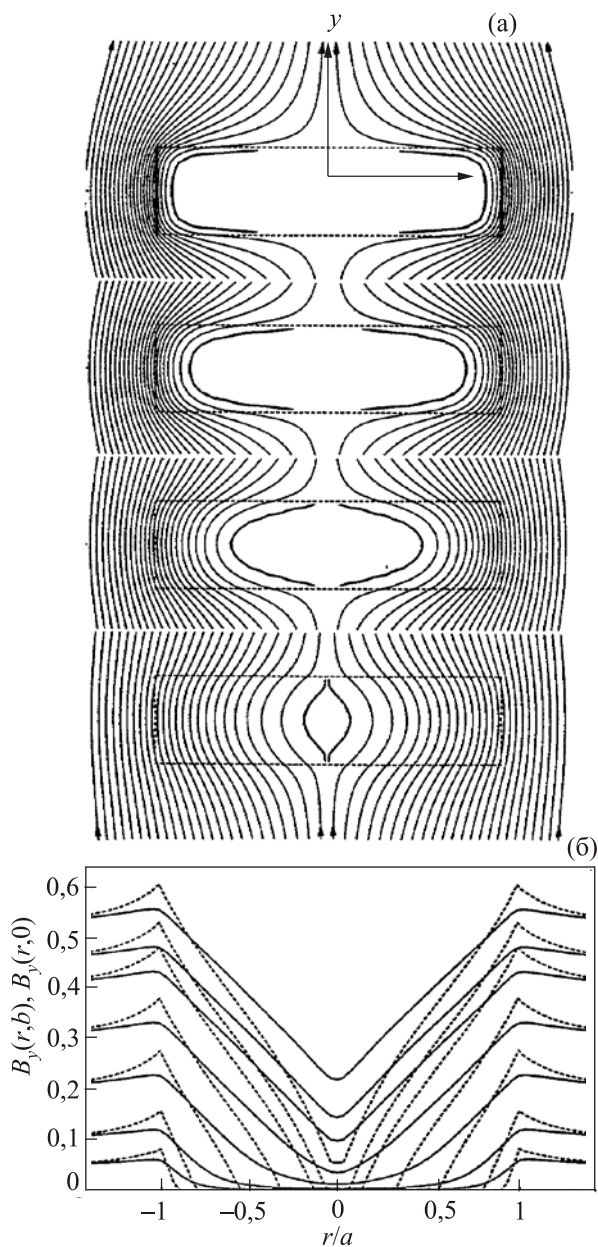


Рис. 4. Магнитные силовые линии во время проникновения потока в диске при различных отношениях величин внешнего поля и поля полного проникновения,  $H_{ext}/H_p = 0,1; 0,2; 0,4; 0,8$  (а). Профили нормальной компоненты индукции  $B_y(r,b)$  на поверхности цилиндра (сплошные линии) и в среднем сечении  $B_y(r,0)$  (пунктир) в увеличивающемся поле. Показаны результаты для цилиндра с отношением полувисоты к радиусу  $b/a = 0,25$  (б) [34].

стояния до его оси для различных величин внешнего магнитного поля изображено на рис. 4(б). Для наглядности по данным работы Brandt [34] нами построена зависимость величины  $\Delta B_{eff\,dmg}$  от величины внешнего магнитного поля (рис. 5). Превышение величины индукции на боковой поверхности образца по сравнению с внешним полем достигает в слабом поле значительной величины  $\Delta B_{eff\,dmg}/(\mu_0 H_{ext}) \approx 60\%$  [35], а при поле,

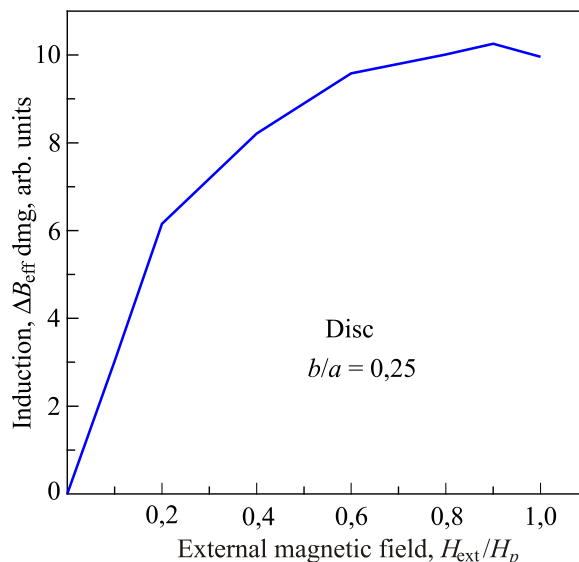


Рис. 5. Зависимость величины  $\Delta B_{eff\,dmg}$  от величины магнитного поля, построенная по результатам работы Brandt [34].

равном полю полного проникновения, уменьшается до 10%. Аналогичное превышение поля на границе сверхпроводника по сравнению с внешним полем подтверждается экспериментальными исследованиями [36,37]. Такое сложное преобразование распределения поля в квазистатике как внутри, так и вне образца, должно отражаться и на виде зависимостей измеряемых величин при термомагнитной лавине. Тем более что фронт лавинного проникновения поля в диск или цилиндр не является аксиально-симметричным.

Экспериментально выявить роль поля размагничивания в динамике помогают наши исследования термомагнитных лавин, представленные в следующем разделе.

### 3.1.2. Результаты исследований динамических процессов в ограниченном цилиндре

Мы провели исследование изменения магнитного потока как внутри ограниченного цилиндра (в центральном сечении), так и в поле рассеяния при термомагнитной лавине (см. геометрию эксперимента и систему датчиков на рис. 1(б)). Многоканальная система регистрации позволяла наряду с сигналами индукционных датчиков одновременно контролировать динамику наведенных токов на поверхности сверхпроводника контактным образом, как это делалось, например, в [38]. Такие контактные измерения в сверхпроводнике при термомагнитных лавинах представляют особый интерес в сопоставлении этих результатов с другими данными, например индуктивных или холловских датчиков. На рис. 6(а) показана петля гистерезиса  $M_{stray\,field}(H_{ext})$ , регистрируемая датчиком Холла, расположенным возле боковой поверхности СП цилиндра. Эта зависимость

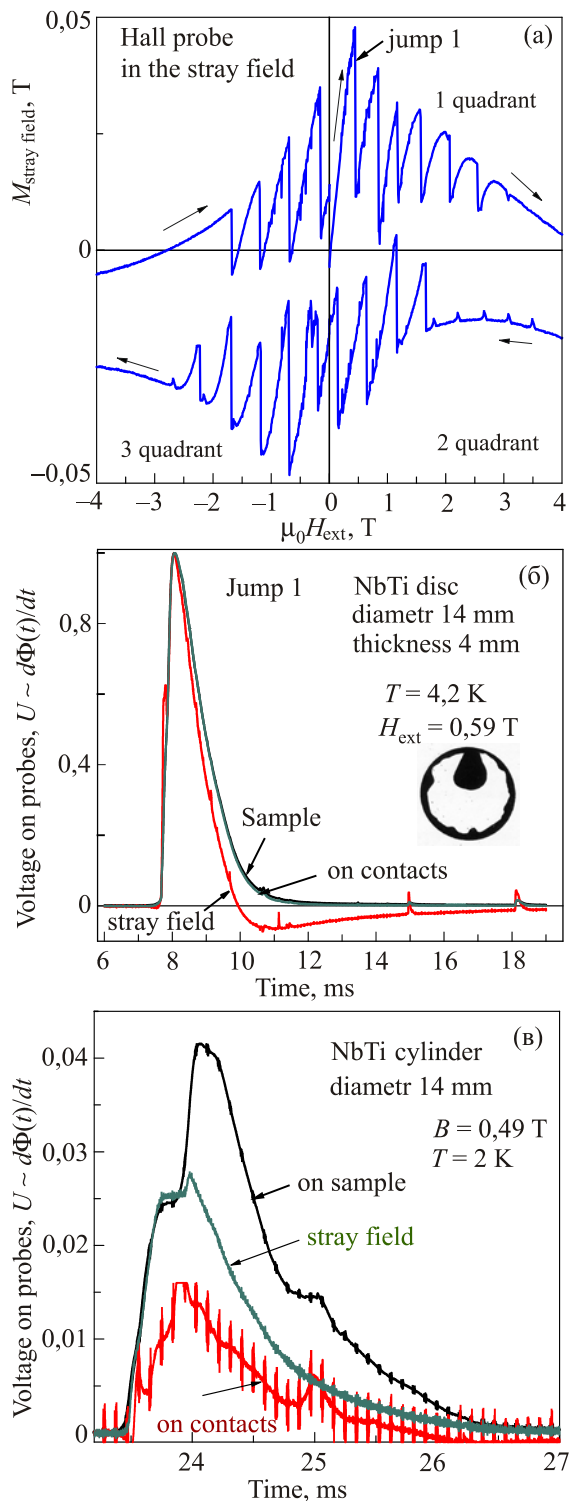


Рис. 6. (Онлайн в цвете) (а) — гистерезис  $M_{\text{stray field}}(H_{\text{ext}})$ , записанный с помощью датчика Холла, расположенного вблизи внешней поверхности ограниченного NbTi цилиндра (рис. 1(б))  $T = 4,2$  К; напряжение  $U$  на индукционных датчиках для регистрации динамики потока внутри СП цилиндра (катушка на образце), в поле рассеяния и между точечными контактами; (б) — во время первой лавины потока ( $T = 4,2$  К,  $H_{\text{ext}} = 0,59$  Тл) и (в) — третьей лавины:  $T = 2$  К,  $H_{\text{ext}} = 0,49$  Тл.

напоминает типичную кривую, которая наблюдается для интегрального магнитного момента жесткого сверх-

проводника. Важным фактом является то, что эффективное поле  $B_{\text{eff dmg}}$  вблизи боковой поверхности ограниченного цилиндра 1) скачком уменьшается при лавине; 2) на кривой, полученной с помощью датчика Холла, присутствуют сигналы от лавин, происходящих локально в различных местах по боковой поверхности цилиндра.

Электромагнитные процессы при лавине, регистрируемые индукционными датчиками и контролирующими динамику потока внутри образца  $U_{\text{on sample}}(t)$ , в поле рассеяния  $U_{\text{stray field}}(t)$  и контактным способом на поверхности сверхпроводника  $U_{\text{contact}}(t)$ , показаны на рис. 6(б),(в).

Данные, полученные при первой лавине в простой ситуации, когда в тонком слое на поверхности образца протекал экранирующий ток, а вся внутренняя часть находилась в меисснеровском состоянии, показали, что сигналы с катушки, охватывающей цилиндр, и с точечных контактов на поверхности идеально совпадают (амплитуды отнормированы). Сигнал, обусловленный изменением потока в поле рассеяния вблизи боковой поверхности образца, хорошо совпадает только до максимума напряжения. В области затухания процесса он принципиально отличается изменением знака напряжения и большей длительностью [39]. То есть на завершающейся стадии процесса для сигналов с этой катушки был обнаружен небольшой по величине эффект возрастания поля рассеяния. Такое поведение поля рассеяния наблюдается как при температуре 2 К, так и при 4.2 К. Большая длительность процессов в поле рассеяния может быть связана с перераспределением магнитного потока в образце на конечной стадии лавины, когда из-за охлаждения поверхности образца в его приповерхностном слое уже возникает критическое состояние, препятствующее вхождению вихрей в образец, а в объеме вихревая материя все еще остается подвижной.

Что касается лавин, происходящих в более сильных полях, то сигналы с индукционных датчиков и контактные измерения ( $U_{\text{on sample}}(t)$ ,  $U_{\text{stray field}}(t)$ ,  $U_{\text{contact}}(t)$ ) демонстрируют сходное поведение, отражая определенную часть особенностей явления при трех напряжениях на этих датчиках (рис. 6(в)). Вместе с тем детальное сравнение структуры этих трех напряжений выявляет и определенные их различия. Например, положения максимумов напряжений на всех трех кривых не совпадают. Более того, напряжение с контактов отражает только часть особенностей, полученных индукционным методом на образце (верхняя кривая на рис. 6(в)).

Это свидетельствует о том, что напряжения на датчиках оказываются в значительной степени зависящими от их пространственного положения относительно движущихся линий магнитной индукции. Кроме того, процессы локальной магнитной динамики, происходящие в глубине сверхпроводящего состояния, могут



быть слабо чувствительны либо вообще нечувствительны для внешних датчиков, включая контактные измерения [38]. При этом максимум скорости процесса диффузии потока в области точечных контактов и в объеме СП может достигаться в разные моменты времени. В результате максимумы напряжений в условиях сложной конфигурации индукции, возникшей после нескольких лавин потока, вполне могут не совпадать во времени (рис. 6(в)). Кроме того, после завершения лавины в объеме образца может происходить перераспределение индукции магнитного поля, которое не будет регистрироваться индукционным датчиком, поскольку величина интегрального магнитного потока при этом не меняется.

Сравнение длительности сигналов, характеризующих динамику потока внутри СП (с катушки, намотанной на образец) и в поле рассеяния при температуре 2 К, представлено на рис. 7(а) для всех лавин при полном цикле перемагничивания (в трех квадрантах). Видно, что *средняя длительность скачка потока при  $T = 2$  К в поле рассеяния в 1,2–1,3 раза больше, чем длительность сигналов внутри СП*. Такое отличие в длительности сигналов может быть связано с процессом перераспределения магнитной индукции внутри

образца на конечной стадии термомагнитного процесса без проникновения дополнительного потока внутрь СП. Это может происходить, например, в результате смещения вошедшего потока ближе к краю образца (или рассредоточения центра пучности) в результате более медленных тепловых процессов. При температуре 4,2 К длительности этих двух процессов становятся близкими (рис. 7(б)).

Изменение величины вошедшего при лавине магнитного потока  $\Delta\Phi$ , полученное интегрированием кривых  $U(t)$ , от магнитного поля для двух температур представлено на рис. 8(а). Величина потока  $\Delta\Phi$  уменьшается с ростом внешнего магнитного поля. Также видно, что при температуре 4,2 К величина потока в лавине в среднем в 1,5 раза больше, чем при температуре 2 К. Это означает, что площадь пятна лавины при температуре 4,2 К больше, чем при температуре 2 К. Этот результат качественно согласуется с данными непосредственных магнитооптических исследований, проведенных на сверхпроводящих дисках из Nb и NbZr [41,42].

Длительность самих скачков магнитного потока практически не зависит от начальной температуры образца (рис. 8(б)). Кроме того, при температуре 4,2 К

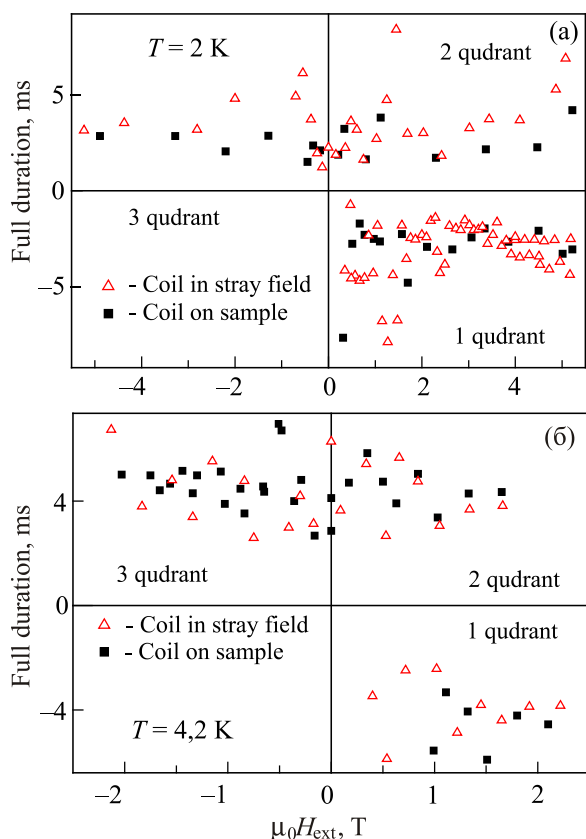


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Сравнение длительности сигналов  $U(t)$  от термомагнитных лавин в объеме СП и в поле рассеяния при 2 К (а) и 4,2 К (б) в режиме экранирования (1 квадрант) и захвата (2,3 квадранты) магнитного потока.

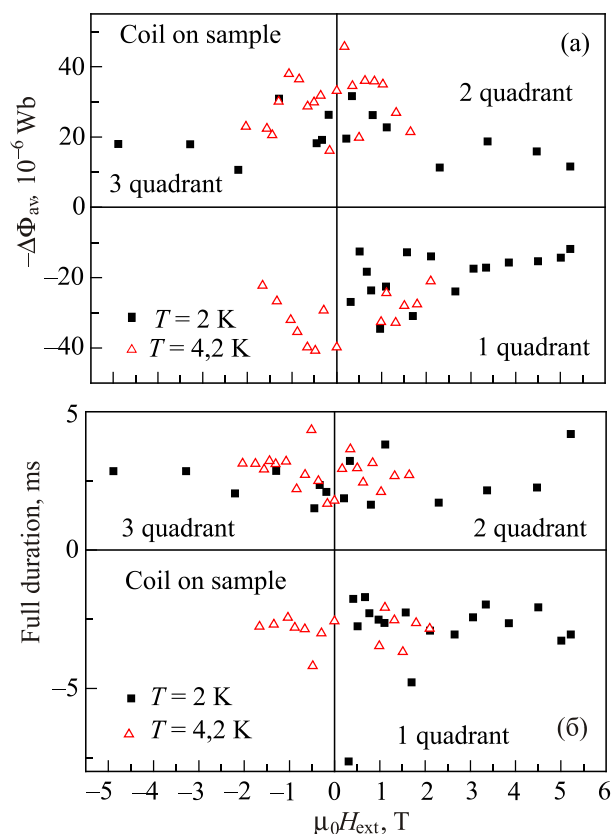


Рис. 8. (Онлайн в цвете) Зависимости величины вошедшего в образец при лавине магнитного потока  $\Delta\Phi_{av}$ , полученные интегрированием кривых напряжения на катушке  $U(t)$  (а), и длительности этих лавин от магнитного поля для двух температур (б).

длительность скачков не зависит от величины внешнего магнитного поля и составляет ~2,5 мс. Вместе с тем при температуре 2 К в области больших полей  $B \sim 5\text{--}6$  Тл на границе неустойчивости критического состояния сверхпроводника в диске обнаружен эффект увеличения длительности скачка при возрастании величины внешнего магнитного поля. Эти «медленные» скачки характеризуются вдвое большим временем развития терромагнитной лавины и малой амплитудой  $U(t) \sim d\Phi/dt$ , что приводит к слабому изменению величины магнитного потока в образце в зависимости от внешнего магнитного поля (рис. 8(a)).

Оценим из экспериментальных данных добавку к критическому току, возникающую в процессе лавинной динамики потока. Напряженность электрического поля  $E_{\text{aval}}$ , измеренная нами контактным способом на поверхности сверхпроводника в процессе лавинной динамики, находится в пределах 1–10 В/м. Изменение экранирующих токов  $\Delta J_{\text{scm}}$  в сверхпроводнике при вхождении магнитного потока  $\Delta\Phi_{\text{av}}$  связано с возбуждением индукционных токов  $\Delta J(\Delta\Phi_{\text{av}})$  в области лавинного пятна. В условиях лавины экранирующий ток определяется выражением [40]:

$$J_{\text{scm}} = J_c + \sigma_{\text{av}}(H, T) E_{\text{av}}(J, T). \quad (1)$$

Для оценки добавки к критическому току  $\sigma_{\text{av}}(H, T) E_{\text{av}}(J, T)$  возьмем значение проводимости, соответствующее режиму течения магнитного потока: для нашего материала  $\sigma_{\text{ff}} \sim 10^8$  (Ом·м)<sup>-1</sup>. Реальный скачок проводимости  $\sigma_{\text{av}}$  может быть только больше. Но уже в этом случае величина добавки к критическому току находится в пределах  $\sigma_{\text{ff}} E_{\text{av}} \sim 10^8\text{--}10^9$  А/м<sup>2</sup>, т.е. того же порядка, что и характерная величина критического тока для нашего материала:  $J_c(4,2 \text{ К}) \sim 10^9$  А/м<sup>2</sup>. Это также важный результат, поскольку в теории, описывающей терромагнитные процессы в СП, предполагается, что добавка к критическому току много меньше самого тока, что позволяет существенно упростить расчеты. Более того, нарастание во время лавины диссипативной части тока до величины, сравнимой с критическим током, в узком пояске критического состояния вблизи поверхности должно привести к локальному выделению тепла, ослаблению критического тока и, соответственно, к сглаживанию профиля индукции.

Из этих исследований можно сделать следующие выводы:

– величина эффективного поля у поверхности диска скачком уменьшается при лавине магнитного потока, это прямо связано с эффектом размагничивания;

– импульс тока (и тепла) в пояске критического состояния вблизи боковой поверхности диска, генерируемый лавиной и имеющий величину, сравнимую со значением критического тока материала, должен привести к сглаживанию профиля индукции и может

стимулировать зарождение новой терромагнитной лавины в другом месте пояска.

Этот вывод подтверждается наблюдавшимися нами каскадами лавин в ограниченных цилиндрах, пластинах и др.

### 3.1.3. Формирование лавинного пятна и анализ внутренних процессов

В процессе терромагнитной лавинной динамики потока условно можно выделить два этапа. Первый этап — формирование границы области проникновения магнитного поля, заканчивающийся замораживанием фронта потока (границы между мейсснеровским и неоднородным шубниковским состояниями). Заполнение этой области магнитным потоком и формирование распределения индукции магнитного поля в области проникновения магнитного потока (лавинном пятне) под действием тепловых и магнитных потоков — второй этап лавины. Этот этап может характеризоваться однородным и неоднородным распределением магнитного поля.

### 3.1.4. «Однородное» заполнение области лавины магнитным потоком

Рассмотрим физические причины, влияющие на формирование распределения индукции магнитного поля в лавинном пятне на поверхности диска, и возможный механизм формирования выпуклого профиля индукции (парамагнитных областей) в случае «однородного» заполнения области лавины магнитным потоком. На рис. 9(a) показан первый этап лавины в сверх-

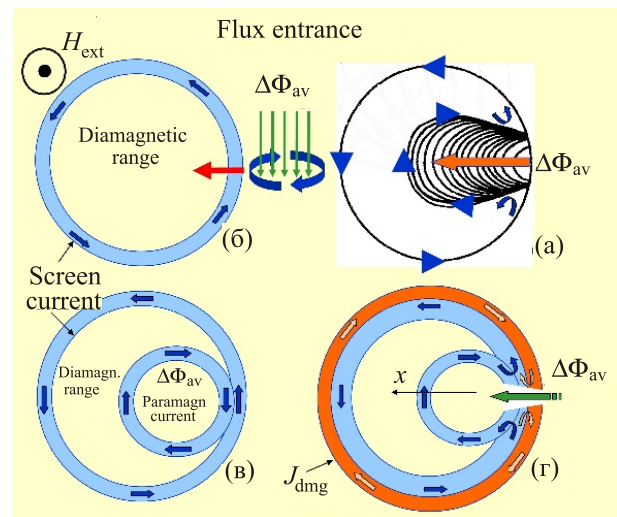


Рис. 9. (Онлайн в цвете) Проникновение потока в Nb–25 ат.% Zr диск [41] (а). Схема токовых контуров в сверхпроводящем диске: в критическом состоянии перед терромагнитной неустойчивостью (б) и после лавины магнитного потока  $\Delta\Phi_{\text{av}}$ (в); результирующая картинка токов при учете уменьшения размагничивающего фактора при вхождении лавины (г);  $J_{\text{dmg}}$  — ток, вызванный скачком эффективного поля у боковой поверхности диска  $\Delta B_{\text{eff dmg}}$ .

проводящем диске Nb–25ат.% Zr во время термомагнитной лавины зарегистрированный в работе [41]. Видны последовательные положения границы между мейснеровским и неоднородным, смешанным состоянием. Последний контур представляет «замороженный» фронт лавины — границу лавинного пятна потока. Схематически трансформация токов в результате лавинного процесса в образце представлена на рис. 9(б),(г). В исходном сверхпроводящем состоянии (рис. 9(б)) по периметру образца в тонком поверхностном слое течет экранирующий диамагнитный ток, величина которого равна критическому току  $J_{cst}$ . При термомагнитной неустойчивости в образец входит магнитный поток  $\Delta\Phi_{av}$  и образуется область смешанного состояния, по границе которой, в соответствии с законом электромагнитной индукции, также течет критический ток, но направление этого тока противоположно экранирующему диамагнитному току (рис. 9(в)). Этот ток можно назвать парамагнитным. Как следует из магнитооптических фотографий (рис. 2(б)) и распределения индукции в сечении магнитного пятна, ток парамагнитного направления протекает по всей области проникновения магнитного потока. Этот ток в основном сосредоточен в области линейного изменения индукции вблизи границы лавины. Здесь его величина значительно больше, чем в центральной части пятна. Поэтому на схеме он изображен ограниченным кольцом.

В области входа лавины на границе образца диамагнитный и парамагнитный токи компенсируются, образуя канал вхождения магнитного потока (рис. 9(в),(г)). Выравниванию градиентов индукции в этой области способствует также локальный разогрев, связанный с диссипативными токами, генерируемыми движущимся потоком. Через эту область с ослабленным пиннингом легко проникает дополнительный магнитный поток, заполняющий лавинное пятно. Возможные перераспределения направлений токов в такой модели показаны на рис. 9(г). На этом же рисунке в темном внешнем кольце по границе образца показан ток  $J_{dmg}$ , обусловленный скачком эффективного поля  $\Delta B_{eff\,dmg}$  у боковой поверхности диска вследствие уменьшения фактора размагничивания в результате вхождения лавины.

Анализ распределения индукции и токовых контуров (рис. 10) позволяет схематически представить распределение токов в ниобиевом образце, возникшее после вхождения трех последовательных лавин магнитного потока (рис. 10(а)). В области мейснеровского состояния каждая лавина сформировала парамагнитную область (профиль индукции инвертировался по отношению к профилю диамагнитного критического состояния), максимум которой находится в районе центральной части лавинного пятна. Контурные рисунки лавин позволяют увидеть структуру вершин индукции. Эти лавины заполнили 80–90% от площади

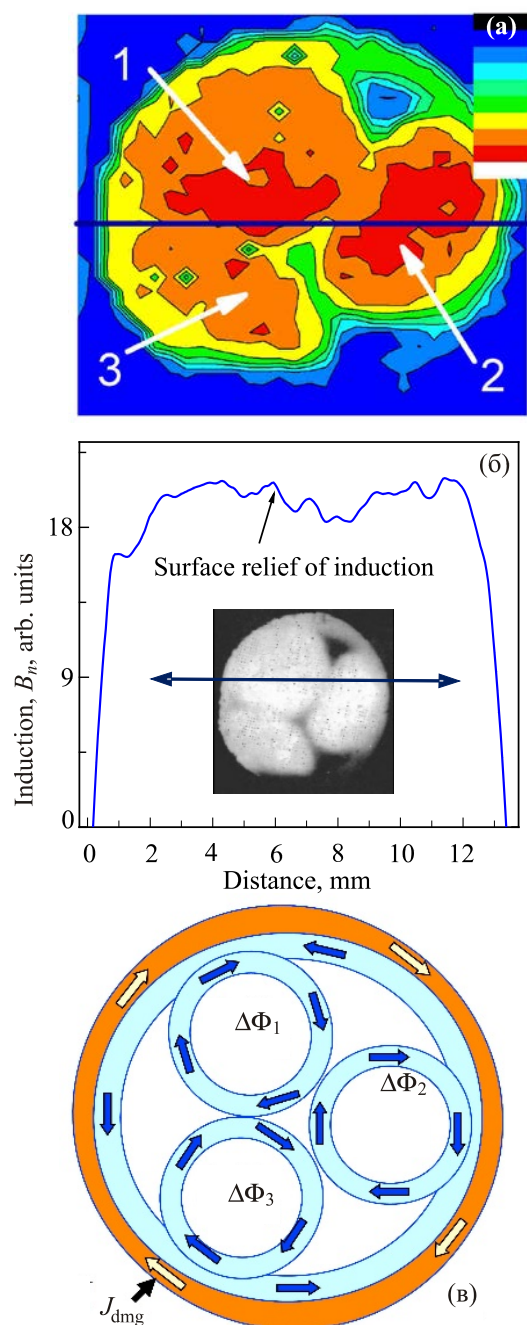


Рис. 10. (Онлайн в цвете) Контурный график распределения индукции в ниобиевом диске после трех лавин магнитного потока  $\Delta\Phi_1$ ,  $\Delta\Phi_2$  и  $\Delta\Phi_3$  (а); профиль индукции в выделенном направлении (б); схема токовых контуров в диске после лавин;  $J_{dmg}$  — ток, вызванный скачком эффективного поля  $\Delta B_{eff\,dmg}$  у боковой поверхности диска (в).

диамагнитного состояния диска. Подобная инверсия поведения профиля индукции наблюдалась в пластине NbTi сверхпроводника с помощью линейки датчиков Холла [5].

Рассмотрим теперь детальнее термомагнитные процессы в лавинном пятне (рис. 11). Анализ изменения индукции и температуры проводится вдоль оси  $x$  на

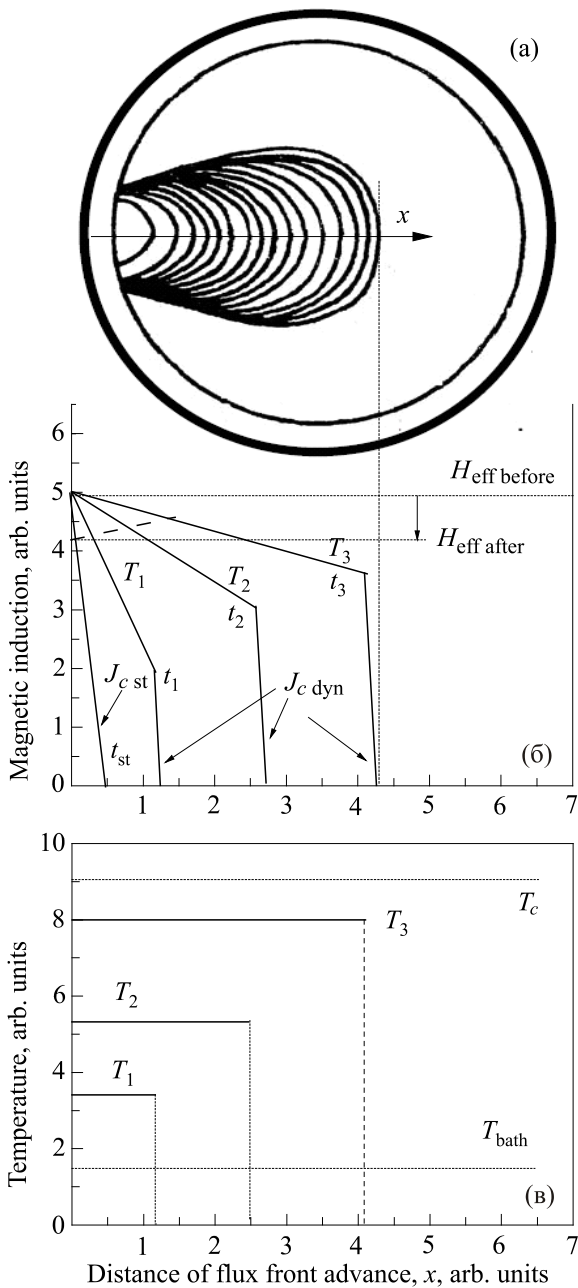


Рис. 11. Схема образца с пояском критического состояния и лавиной потока (а); динамика распределения магнитного поля (б) и температуры  $T$  (в) в области лавины для разных последовательных моментов времени  $t_1, t_2, t_3$ ;  $t_{st}$  — момент перед лавиной  $H_{eff\ before}$  — эффективное магнитное поле у поверхности сверхпроводника перед и  $H_{eff\ after}$  — после лавины магнитного потока.  $T_c$  и  $T_{bath}$  — температуры критическая и окружающей среды соответственно;  $J_{c\ st}$  — критический ток перед началом лавины.

рис. 11(а). На рис. 11(б) представлены последовательные положения фронта лавины и возможное изменение профиля индукции лавинного пятна в моменты времени  $t_1, t_2, t_3$  от начального момента зарождения лавины  $t_{st}$  с соответствующим ему значением критического тока  $J_{c\ st}$ . На схеме величина критического тока в динамике  $J_{c\ dyn}$

несколько превышает его начальное значение. Излом профиля индукции в районе фронта лавины связан с локальным увеличением температуры (рис. 11(в)), приводящим к уменьшению в этой области величины критического тока.

Другой механизм, влияющий на формирование профиля магнитного поля, как уже отмечалось ранее, связан с уменьшением эффективного поля, обусловленного размагничивающим эффектом на краю диска из-за скачка магнитного потока  $\Delta H_{j\ eff\ dmg}$ . Вследствие уменьшения эффективного поля от значения перед лавиной  $H_{eff\ before}$  до значения после нее  $H_{eff\ after}$  ( $H_{eff\ before} - H_{eff\ after} = \Delta H_{j\ eff\ dmg}$ ) вблизи поверхности возникает излом индукции, показанный пунктиром на рис. 11(б) для момента времени  $t_3$ . Результирующее сглаживание профиля индукции критического состояния вблизи поверхности и его преобразование в процессе продвижения лавины схематически показаны на рис. 12.

Учитывая приведенные выше рассуждения, можно понять формирование «куполоподобного» («dome-like») профиля индукции, возникающего в результате термомагнитных лавин. При этом максимум индукции будет находиться приблизительно в центральной части области, занятой вошедшим потоком (рис. 10(а)).

### 3.1.5. Колебания скорости фронта магнитного потока при лавине

Анализ поведения фронта лавины в дисках Nb и Nb–25at.% Zr позволил обнаружить удивительный факт — осцилляции его скорости в процессе продвижения в глубь СП. На рис. 13(а) показаны две последовательные лавины в ниобиевом диске. Лавины наблю-

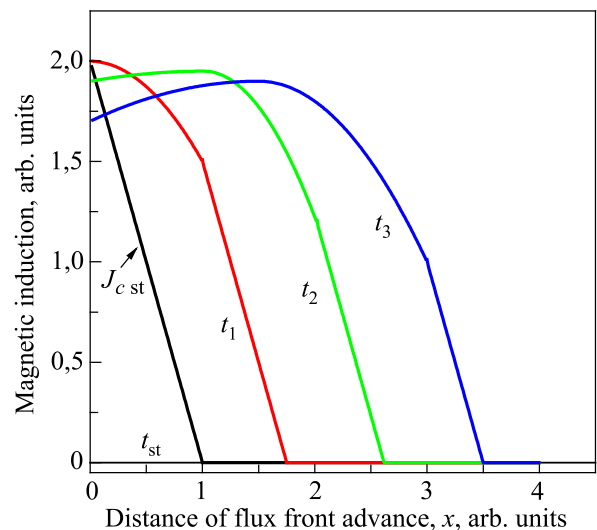


Рис. 12. (Онлайн в цвете) Динамика распределения магнитного поля в последовательные моменты времени  $t_{st}, t_1, t_2, t_3$  в соответствии с рис. 11(б).

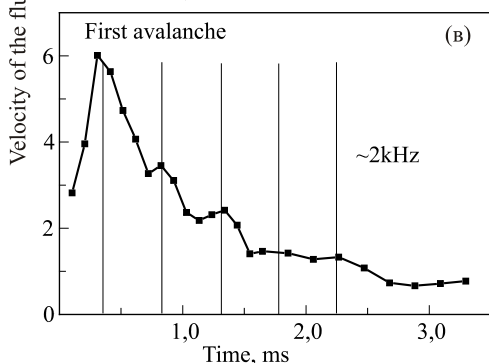
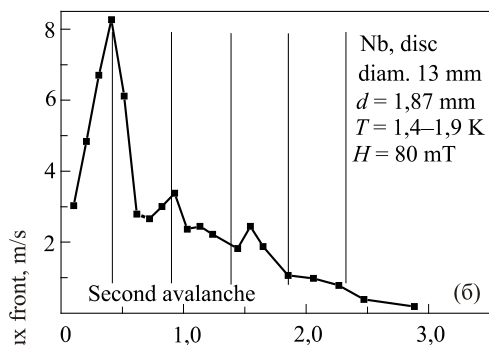
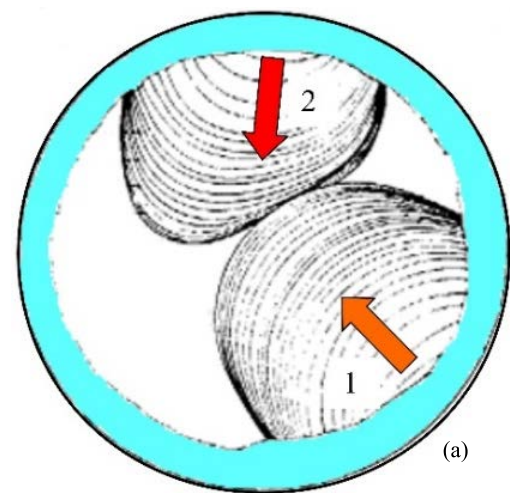


Рис. 13. Изменение положения фронта лавины потока во времени, Nb диск [42] (а); зависимость скорости фронта потока от времени для двух последовательных лавин (б),(в).

дались в магнитном поле  $H_{ext} = 0,08$  Тл при температуре 1,4 К. Контурами показано последовательное положение фронта лавин, зафиксированное скоростной кинокамерой [42]. Временной интервал между кадрами составлял 103 мкс. Стрелки указывают направление распространения лавин. Хорошо видна отмеченная выше особенность распространения лавин: вторая лавина в процессе вхождения обтекает область уже запиннигованного потока, вошедшего при первой лавине. Вторая особенность связана с неравномерностью расположения контуров, определяющих положение фронта лавины во времени. На основании представленных данных нами была рассчитана скорость дви-

жения фронта лавины. Результаты расчета представлены на рис. 13(б),(в).

На рис. 14(а) в диске Nb–25ат.% Zr представлены последовательные положения фронта лавин, которые регистрировались через 98 мкс. Эксперимент выполнен при  $T = 1,4$  К в магнитном поле  $H_{ext} = 0,2$  Тл. Здесь, как и в предыдущем случае, движение фронта является неравномерным. На рис. 14(б),(в) представлены наши результаты расчета глубины проникновения и скорости фронта потока как функции времени. Несмотря на то что динамика фронта изучалась для образцов из различных сверхпроводящих материалов, а лавины происходили в

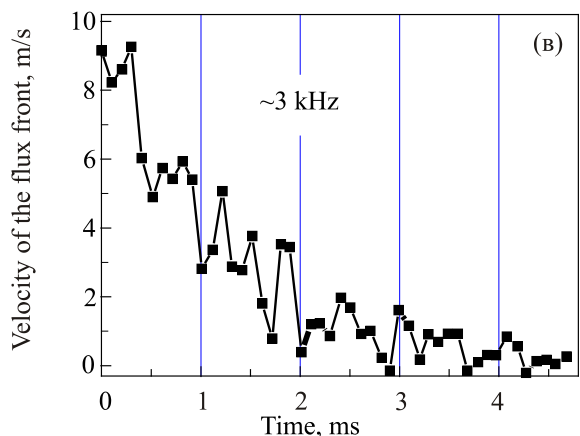
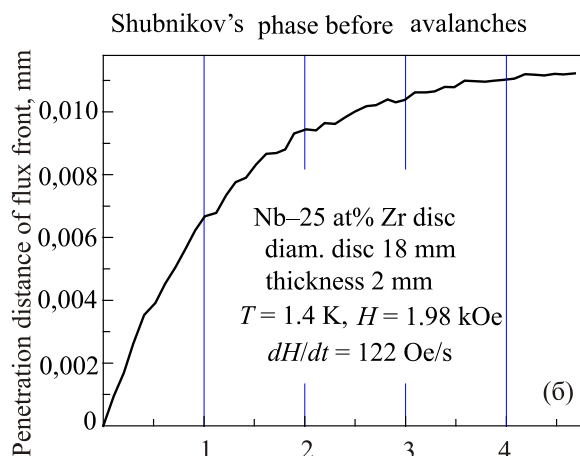
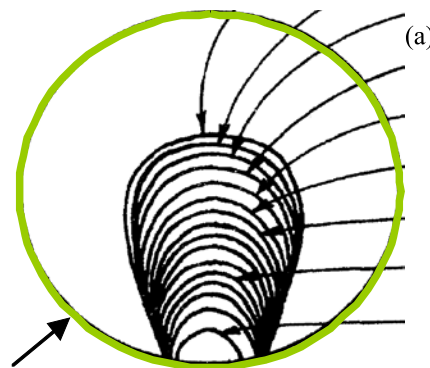
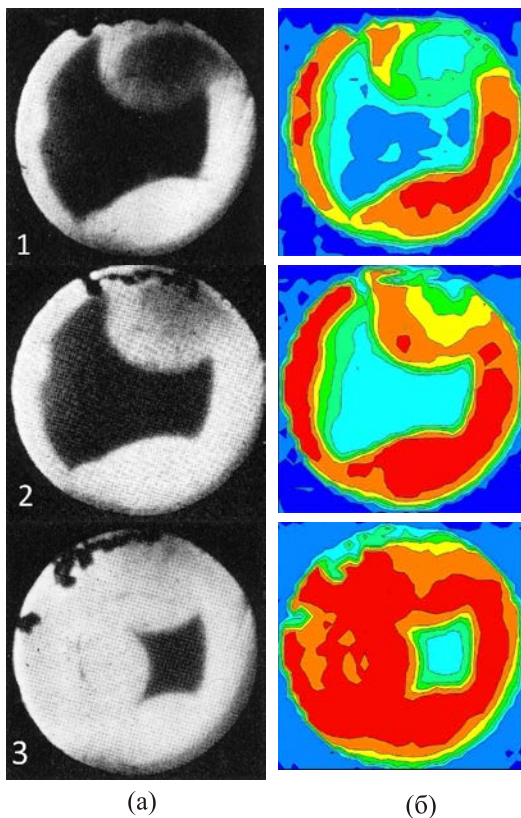


Рис. 14. Положение фронта лавины потока как функции времени, Nb–25 ат.% Zr диск [41] (а); глубины проникновения (б) и скорости фронта (в).

различных магнитных полях, скорость фронта и в первом, и во втором образце имеет осциллирующий характер. Образцы отличаются только значениями скорости и частотой изменения скорости. Характерная частота изменения скорости в ниобиевом образце составляет 2 кГц и в пределах погрешности не зависит от номера скачка (рис. 13(б),(в)). Для диска из Nb–25 ат.% Zr эта величина равна 3 кГц (рис. 14(в)). Кроме того, из полученных графиков видно, что с увеличением глубины проникновения скорость потока замедляется. Возможно, это связано с тем, что по мере вхождения потока в движение вовлекается все большее число вихрей и возрастает диссипативная роль сил вязкого трения. Различие в параметрах динамики фронта для рассмотренных образцов является следствием различия в них величин сил пиннинга и сил вязкого трения.

*3.1.6. Неоднородное вхождение лавины потока: изменение контуров тока и индукции в СП диске*

На рис. 15(а) показаны картины индукции в разные моменты времени в Nb диске при  $T = 1,8$  К [8]. Внешнее поле было направлено перпендикулярно поверхно-

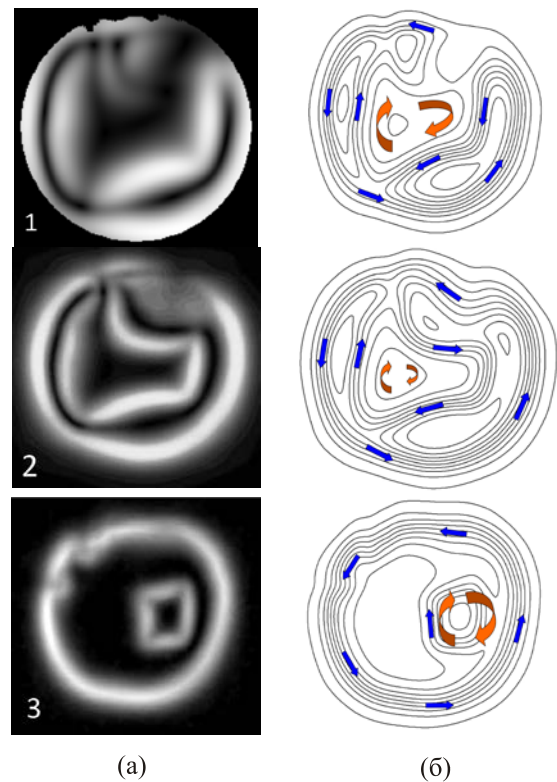


*Рис. 15.* (Онлайн в цвете) Магнитная индукция в Nb диске толщиной 0,89 мм и диаметром 13 мм для разных моментов времени [8] (а), контуры профиля магнитной индукции: 1) через 1,5 мс после начала первой лавины ( $\mu_0 H_{ext} = 0,213$  Тл); 2) через 2,5 мс после начала первой лавины; 3) через 2 мс после второй лавины ( $\mu_0 H_{ext} = 0,281$  Тл). Поле ортогонально к поверхности образца ( $T = 1,8$  К) (б).

сти диска. Чтобы выявить изменения в распределении индукции, нами построены контуры равной индукции в каждый момент времени (рис. 15(б)). Контурный рисунок отчетливо выделяет вершины индукции и свидетельствует о том, что самые высокие значения индукции магнитного поля находятся не на пояске критического состояния вблизи границы СП диска.

На основе инверсии закона Био–Савара [1] нами получены картины пространственного распределения экранирующих токов  $j(x,y)$ , исходя из структуры индукции  $B_z(x,y)$  на поверхности СП диска. Перераспределение плотности экранирующих токов в процессе вхождения лавины, а также линии тока показаны на рис. 16. На нем присутствуют токовые контуры, имеющие разные направления. Один из них — экранирующий диамагнитный ток (направление указано полукруглыми стрелками), протекающий по границе мейснеровской области. Другие токи появились в процессе вхождения лавины магнитного потока. Они имеют противоположное парамагнитное направление (прямые стрелки).

Наибольший интерес представляет та область, где входила лавина — лавинное пятно. Выполненные нами



*Рис. 16.* (Онлайн в цвете) Карта плотности критического тока в образце для трех последовательных моментов времени, как на рис 15 (а). Линии тока, построенные из распределений индукции на рис. 15(а). Полукруглые стрелки показывают направление экранирующего диамагнитного тока и прямые стрелки — ток противоположного направления (парамагнитный), генерируемый в процессе лавины потока (б).

преобразования МО картин позволили установить, что после остановки (замораживания) фронта потока наблюдается неоднородное вхождение потока, при котором лавина входит «ручейковым» образом в СП диск. Детальному анализу преобразования индукции в лавинном пятне посвящен следующий раздел.

### 3.1.7. Формирование распределения индукции магнитного поля в лавинном «пятне»

Проанализируем процессы, происходящие в лавинном «пятне» в случае, когда на втором этапе лавины, после остановки (замораживания) фронта потока, наблюдается неоднородное вхождение магнитного потока. На рис. 17 изображены распределения индукции (левая колонка) и токов (правая колонка) на поверхности сверхпроводящего ниобиевого диска для двух последовательных моментов времени  $t_1$  (а) и  $t_2$  (б) развития термомагнитной лавины.

Как видно на рис. 17(а), у поверхности диска, в том месте где ослаблен пиннинг, начинает втекать магнитный поток, образуя изогнутую струю. Область зарождающейся струи обозначена пунктирной линией. Место вхождения лавины разогревается вследствие диссипативной динамики, превращаясь в русло, через которое втекает магнитный поток (показан прямой стрелкой на рис. 17(а)). В последующий момент (рис. 17(б)) ограниченная замороженным фронтом лавинного пятна струя потока уширяется. Токочные каналы, соответствующие распределению индукции, отчетливо видны для этих двух моментов на рис. 17(в),(г). Анализ деталей распределения индукции в лавинном пятне представлен на рис. 18(а). Стрелками на рис. 17, 18 указаны направления, вдоль которых построены изменения индукции. Из сравнения сечений 1 и 2 зарож-

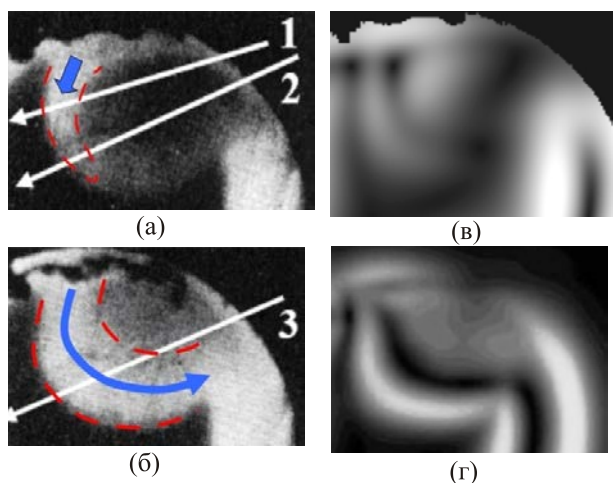


Рис. 17. Распределения магнитной индукции (а),(б) и плотности токов (в),(г) в лавинном пятне ниобиевого диска для двух последовательных моментов времени. Некоторые неоднородности вблизи поверхности диска образовали русло для входа лавины магнитного потока.

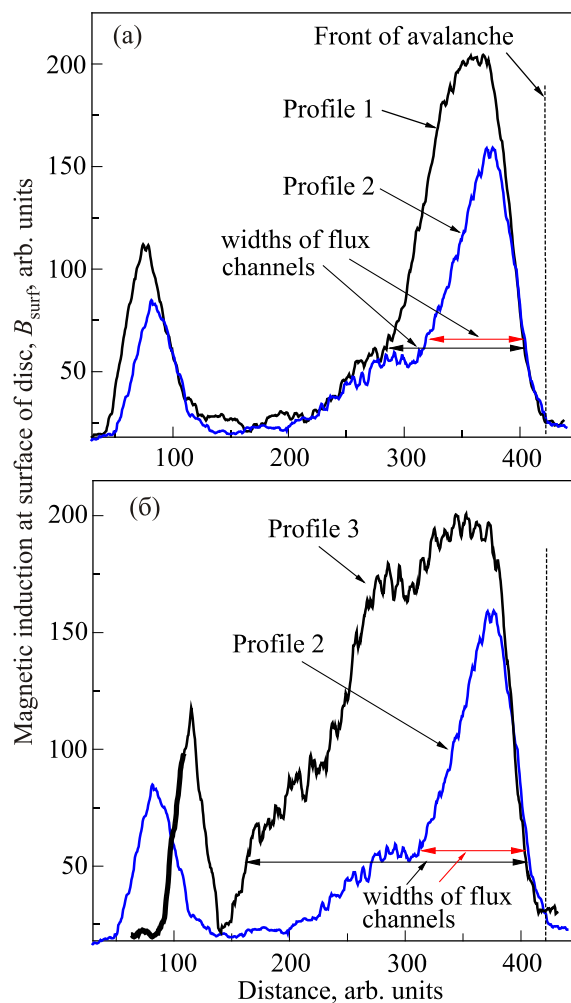


Рис. 18. (Онлайн в цвете) Профили магнитной индукции в направлениях 1,2 (а) и 2,3 (б), указанных стрелками на магнитооптических изображениях рис. 17(а),(б).

дающейся струи видно, что развитие струи идет клином, и плотность магнитного потока максимальна вблизи границы пятна с мейсснеровским состоянием. На рис. 17(б) представлен следующий этап развития лавины. Стрелкой 3 показано направление анализа распределения индукции магнитного поля в области проникновения лавины. Направление стрелки 3 в диске совпадает с направлением стрелки 2 на рис. 17(а). Сравнение распределений индукции в одном и том же месте диска для двух моментов времени (рис. 18(б)) показывает, что произошло значительное расширение русла магнитного потока. Кроме того, отчетливо видно, что максимальная индукция сохраняется вблизи границы области проникновения лавины, т.е. на границе с мейсснеровским состоянием. Причем максимальная величина индукции магнитного поля возрастает. Такая эволюция профиля является следствием вхождения дополнительного магнитного потока. Неоднородное заполнение, как будет показано ниже, приводит к характерной структуре распределения индукции в

«пальцевидной» лавине магнитного потока. Следует подчеркнуть, что подобная картина динамики магнитного потока может быть обусловлена градиентом температуры в результате неоднородного пиннинга потока. Неоднородность пиннинга может быть связана как с технологическими процессами получения материалов, так и с последующей механической обработкой исследуемых образцов.

*3.1.8. Сложные профили индукции в «пальцевидной» структуре лавин и их формирование*

В образцах при 4,2 К лавины на магнитооптических изображениях занимают значительную часть диска (рис. 2(a)). Форма лавинного пятна близка к кругу, поскольку скорости распространения лавины в двух ортогональных направлениях приблизительно одинаковы. При понижении температуры до 1,8 К возникает ситуация, когда скорость распространения потока в направлении, перпендикулярном распространению лавины, на порядок меньше. В таком случае, как показано в [8], лавины имеют форму пальцев («fingerprint») (рис. 19). Стрелками на рисунке указаны направления, в которых построены распределения индукции магнитного поля для различных лавин. Соответствующие распределения проанализированы для трех лавин вдоль направления проникновения потока (av1 — первая лавина и т.д.) и для одной из лавин поперек потока (av2p). Анализ магнитооптических изображений в таких пальцах и профилей индукции, построенных в указанных стрелками направлениях, показал, что характерная структура практически подобна у всех лавин. Элементы такой структуры наблюдались в лавинах и на рис. 17, где скорости распространения лавинного фронта потока в двух ортогональных направлениях были близкими.

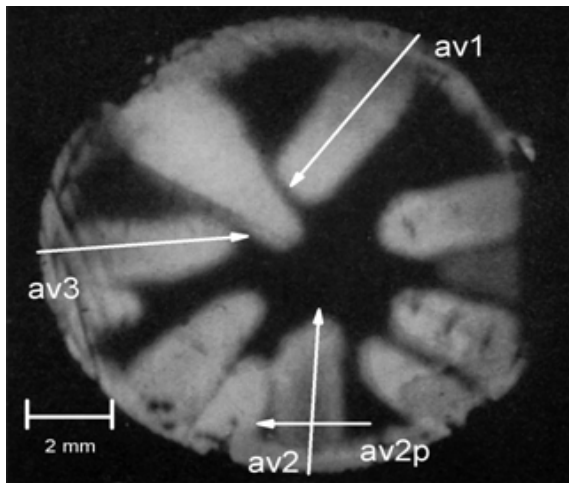


Рис. 19. Пальцевидные лавины в диске при  $T = 1.8$  К [8]. Стрелками указаны направления, вдоль которых проведен анализ структуры индукции в продольном (av1–av3) и поперечном (av2p) направлениях.

Такая структура индукции магнитного поля в «пальцах» также возникает как результат неоднородного вхождения потока в уже ограниченное замерзшим фронтом пространство. Данные о профилях индукции вдоль направления ее распространения, приведенные на рис. 20(a)–(в), показывают, что индукция магнитного поля в образце максимальна на конце «пальца». То есть магнитный поток проникает в образец по уже разогретому руслу. В отличие от магнитного лавинного пятна круговой формы (рис. 17 и 18), в пальцевидной структуре вблизи фронта лавины из-за малой ширины пальца возникают еще и замкнутые круговые токи, которые и формируют вершину лавинного пятна. Треугольная острая вершина вблизи края диска формируется размагничивающим фактором, как это обсуждалось ранее.

На рис. 20(г) представлено распределение индукции магнитного поля в поперечном направлении av2p. Хорошо видно, что индукция поля на границах с мейснеровским состоянием с обеих сторон пальца выше, чем внутри области. Такая структура становится очевидной, если из показанного на рис. 17(б),(г) пунктирной линией русла магнитного потока сформировать пальцевидную форму лавины.

В завершение раздела подчеркнем одну особенность в формировании профиля распределения индукции магнитного поля в СП независимо от материала, структуры лавины и внешних параметров, которая представлена на рис. 21(a)–(в) [8]. Лавина на рис. 21(a) выглядит как «дендрит», сформированный из «пальцевидных» элементов вошедшего потока. Это результат сильно неоднородного пиннинга потока в холоднок-

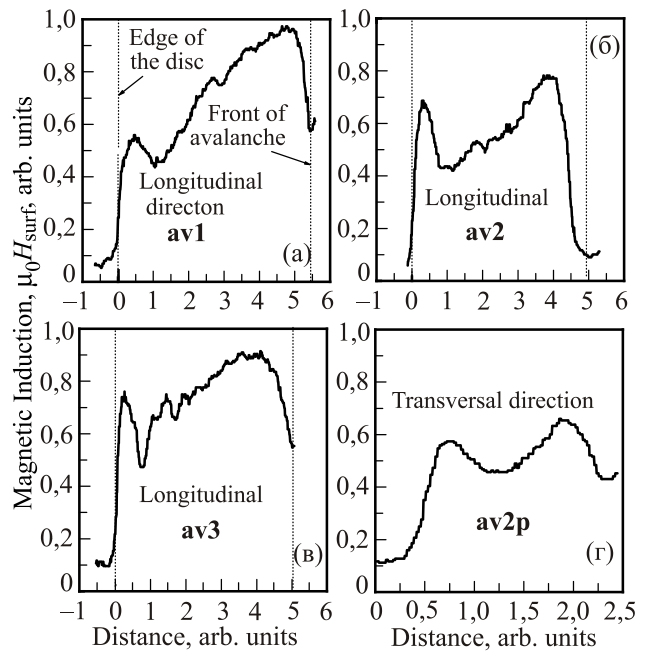


Рис. 20. Профили индукции вдоль (av1–av3) (a)–(в) и поперек (av2p) (г) распространения лавин, как показано на рис. 19.



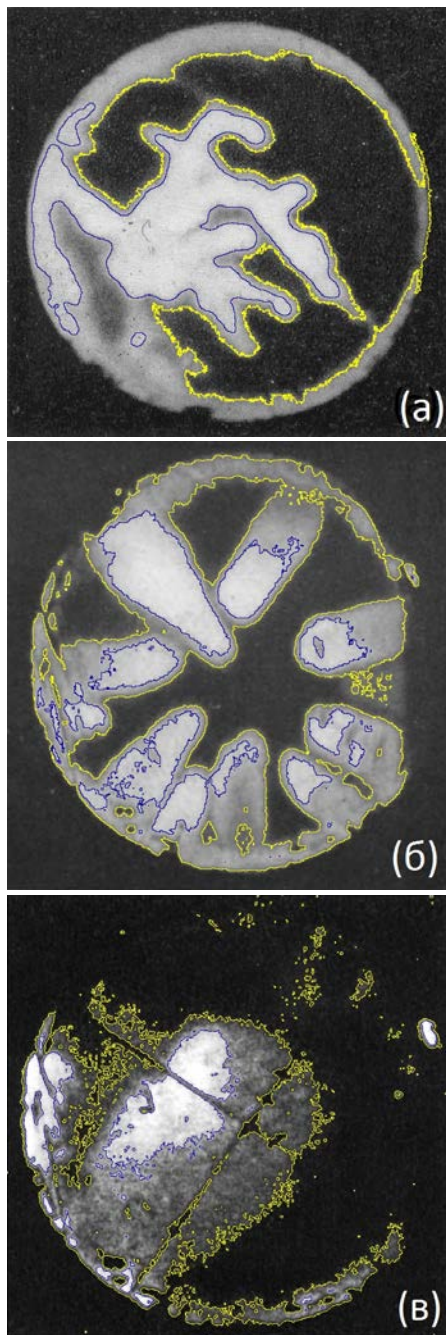


Рис. 21. (Онлайн в цвете) МО изображения лавин (а) — «дендритоподобной» (сплав 48% NbZr, холоднокатанный образец, диск, толщина 0,42 мм)  $T = 4,2$  К и (б) — «пальцевидной»; (холоднокатанный Nb, образец No. 91 [8]), толщина 0,1 мм, диаметр 13 мм),  $T = 1,8$  К; (в)  $T = 4,2$  К. Светлый контур проведен на уровне мейснеровского состояния, темный — на уровне, находящемся вблизи максимума индукции.

таной фольге NbZr. На рис. 21(б),(в) — лавины в Nb при температурах 1,8 и 4,2 К. На всех картинках показаны по два замкнутых контура, соответствующих разным уровням индукции.

Светлый контур находится на уровне границы мейснеровского и смешанного состояний. Темный

контур отмечает структуру на более высоком уровне индукции. Из контурной структуры хорошо видно, что лавинная динамика потока оставляет на своем пути гряду пиков индукции, включая область пояса критического состояния вблизи поверхности.

Особенностям процесса лавинного преобразования индукции в режиме захвата магнитного потока посвящен следующий раздел.

### 3.2. Особенности выхода потока при лавинах в режиме его захвата; мейснеровские полости

Режим захвата потока при выбранной температуре эксперимента можно реализовать в СП, поместив его предварительно в магнитное поле, превышающее  $H_{c2}$ . Таким способом создается однородное распределение магнитной индукции по материалу. Затем внешнее поле выключается. Вследствие пиннинга поток будет выходить постепенно, создавая перепад индукции между центром и краем сверхпроводника в виде куполообразной структуры (рис. 22(а)). Эта структура индукции поддерживается сверхпроводящим критическим током. Если критический ток достаточно большой, то при критическом перепаде возникнет лавинообразный выход вследствие термомагнитной неустойчивости. В случае, когда температура эксперимента достаточно низкая, таких лавин может быть несколько.

Такой эксперимент был проведен с целью оценки скорости выхода магнитного потока при лавинах [6]. Образец в форме диска, имеющий критическую температуру  $T_c = 9$  К, охлаждался до 1,8 К. После выключения внешнего поля, превышающего второе критическое, с помощью МО метода получали фотографию распределения индукции на поверхности диска (рис. 23(а)). Максимальные значения индукции соответствуют наиболее светлым местам. Как обычно, абсолютно черные места соответствуют равной нулю нормальной компоненте индукции  $B_n$ .

Как видно на фотографии (рис. 23(а)), светлая центральная часть диска ограничена несколькими черными дугами различной ширины. Такая картина свидетельствует о том, что по мере уменьшения внешнего поля, начиная от  $H_{c2}$ , возникает критический перепад индукции вблизи краев диска, соответствующий условию зарождения термомагнитных лавин. В результате часть захваченного потока отрывается от «куполообразной» структуры. Каждой лавине соответствует одна черная дуга с выпуклостью, ориентированной к центру. Таких лавин можно насчитать 5–6. Из наших экспериментов на Nb пластинах видно, что при уменьшении поля от  $H_{c2}$  до нуля (2 квадрант рис. 22(б)) вначале происходят малые по величине выходящего потока лавины. По мере приближения поля к нулю величина магнитного потока в лавине возрастает. Такой, по-видимому, была и последовательность выхода лавин в диске. Самые большие

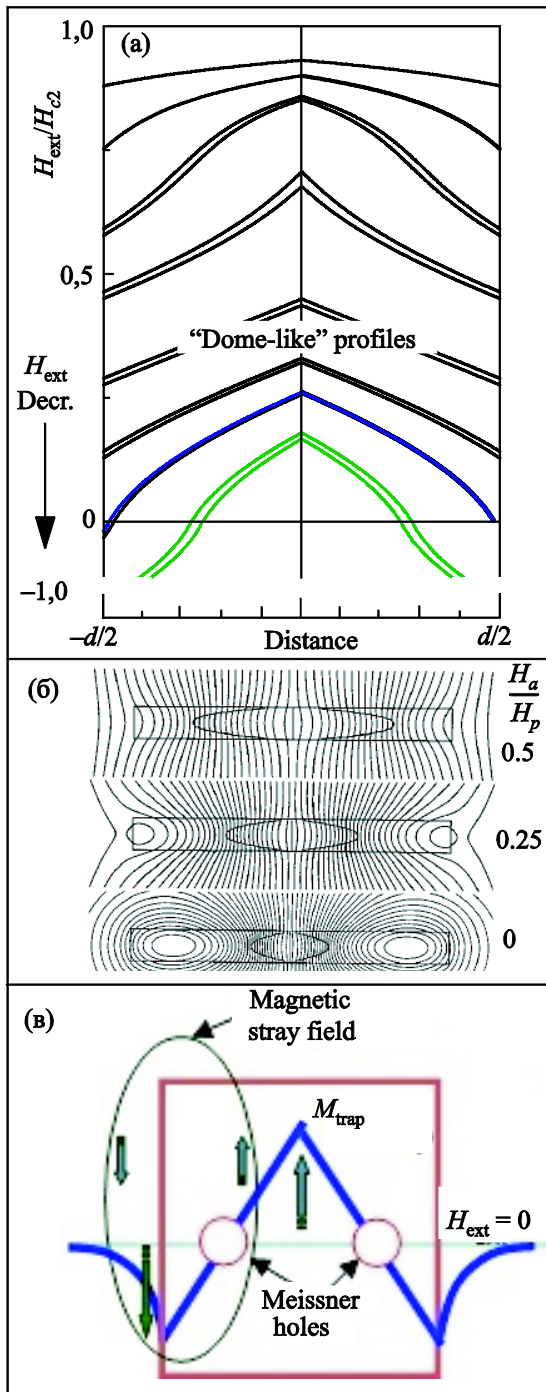


Рис. 22. Картина изменения распределений индукции при уменьшении внешнего поля от  $H_{c2}$  до нуля (второй квадрант петли гистерезиса), расчет [43] (а); изменение картины силовых линий магнитного поля при выходе магнитного потока из сверхпроводника (по работе [33]) (б); схема куполообразного профиля захваченного магнитного момента  $M_{\text{trap}}$  в ограниченном образце. Меисснеровские дырки указаны кружками (в).

дуги соответствуют границам вышедшего при лавинах потока, которые произошли вблизи нуля внешнего поля.

Следует подчеркнуть, что черная линия, соответствующая нулевой компоненте индукции, замыкается

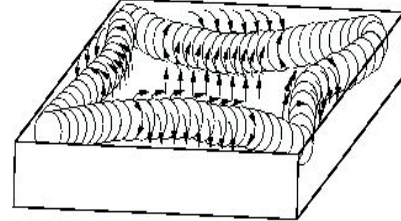
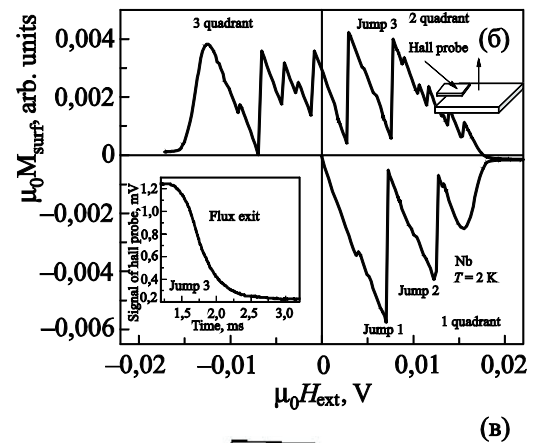
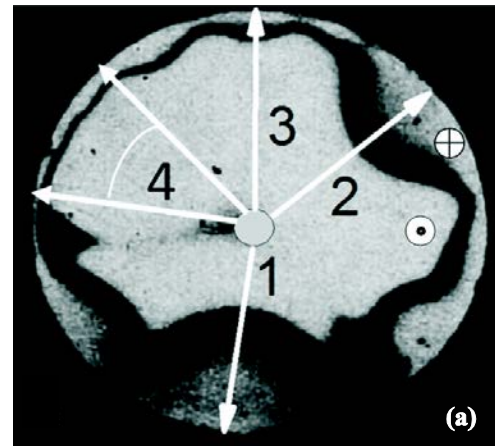


Рис. 23. Картина захваченного магнитного потока в Nb диске после выключения внешнего магнитного поля от величины  $H_{c2}$  при  $T = 1,8\text{K}$  [6]. Граница между областями, намагниченными «вверх» по направлению поля и («вниз») находится близко к краю образца (а); петля гистерезиса в Nb, локальные измерения в центре пластинки датчиком Холла (рис. 22(а)),  $T = 2\text{K}$  (б); форма меисснеровской полости в пластине квадратной формы [44] (в).

внутри диска по всему его периметру. В области сектора, обозначенного цифрой 4 (рис. 23(а)), имеется участок тонкой черной линии, параллельной внешнему краю диска. Ширина черной линии увеличивается в области, где происходят лавины. Очевидно, что ее ширина тем больше, чем больше количество вышедшего при лавине потока.

На участке черной линии в секторе 4 лавин не было. А сама линия есть, по-видимому, граница, разделяющая области с противоположно намагниченными частями диска. Возникающее по краю диска кольцо с противополо-

ложным направлением намагниченности по сравнению с захваченным в центре потоком связано с размагничивающим фактором. Образование подобной мейсснеровской полости в СП пластине схематически показано на рис. 23(в). Эта полость возникает при конечном значении внешнего поля вблизи нуля (см. рис. 22(б)).

Изменение картины силовых линий магнитного поля при выходе магнитного потока из сверхпроводящего диска в случае уменьшения внешнего поля было прекрасно продемонстрировано в работах [33,34]. На рис. 22(б) представлена конфигурация линий индукции при трех значениях внешнего поля  $H_{ext}$ :  $0,5H_p$ ,  $0,25H_p$  и  $H_{ext} = 0$ . Величина внешнего поля нормирована на поле полного проникновения  $H_p$  (поле, в котором поток проникает до центра диска). Возникновение областей с противоположным направлением индукции вблизи края диска хорошо видно для ситуации, когда внешнее поле  $H_{ext} = 0,25 H_p$  (средняя часть рис. 22(б)). Здесь на нижней части рисунка ( $H_{ext} = 0$ ) замкнутое вихревое кольцо уже продвинулось к центру СП. Именно для этой ситуации на рис. 22(в) схематически изображено распределение индукции в образце. Совокупность таких колец в СП образует замкнутую полость, называемую мейсснеровской полостью [33,44]. Она возникает в результате аннигиляции находящихся рядом вихря и антивихря. Схема образования и расположения мейсснеровской полости в прямоугольной пластине изображена на рис. 23(в). Экспериментальное наблюдение таких полостей при квазистатическом проникновении поля продемонстрировано в монокристаллах  $YBaCuO$  [44,45] и  $MgB_2$  [46].

Что касается рассматриваемого нами диска, то образование границы, разделяющей намагниченности противоположного направления (рис. 23(а)), происходило в основном по областям выхода потока. Это связано с тем, что вихри противоположного направления (антивихри) вблизи края диска возникают при значениях внешнего поля, много меньших поля полного проникновения:  $H_{ext} \ll H_p$ . В таком слабом поле большинство лавин уже реализовалось (рис. 23(б)).

Нами проведен анализ индукции вдоль радиальных направлений, показанных стрелками на фотографии диска (рис. 23(а)) [6]. Профили нормальной компоненты индукции для разных лавин приведены на рис. 24. В центре диска наблюдается максимальное значение магнитной индукции, которая затем медленно уменьшается вплоть до границы области вышедшего при лавине потока. На границе индукция резко падает до нуля вблизи мейсснеровской дырки. В этой области производная  $dB_n/dx$  определяет величину локального критического тока, протекающего на границе области оставшегося захваченного потока. Этот ток одинаков и не зависит от величины вышедшего потока.

Отметим, что наклон линии индукции  $B_n(x)$  в центральной светлой части диска небольшой, что свиде-

тельствует о слабом критическом токе ниобиевой пластины. Немонотонность плотности магнитного потока свидетельствует о неоднородности сил пиннинга в сверхпроводнике [47].

В области антивихрей (отрицательные значения  $B_n$  на оси ординат, рис. 24) распределение индукции магнитного поля также изменяется немонотонным образом (например, самая большая лавина 1). Причем чем больше величина вышедшего потока, тем значительнее проявляются неоднородности. На формирование этой структуры может оказывать влияние неоднородность пиннинга, которая определяет и неравномерность скорости движения фронта лавины в разных местах диска. В свою очередь, неравномерность движения вследствие наличия диссипативных сил создает сложную неоднородную картину температурного поля по сверхпроводнику. На температурное поле диска оказывает влияние нагрев, связанный как с термомагнитными лавинами, так и с быстрым изменением внешнего магнитного поля после его выключения, поскольку эти процессы проходят одновременно. Если уменьшение внешнего поля разогревает образец более-менее однородно, то лавины вдоль направления своего перемещения создают дополнительный локальный разогрев, который, как свидетельствуют прямые измерения температуры, может достигать нескольких градусов [48]. При этом лавинам могут предшествовать и значительные колебания температуры во времени, связанные с неустойчивостью критического состояния [40].

Для детального анализа изменений температурного поля в диске необходимо сравнить скорость диффузии тепла в образце, скорость магнитного потока, определяемую как изменением внешнего магнитного поля, так и распространением лавин, и скорость теплоотвода в окружающую среду. К сожалению, выполнить этот

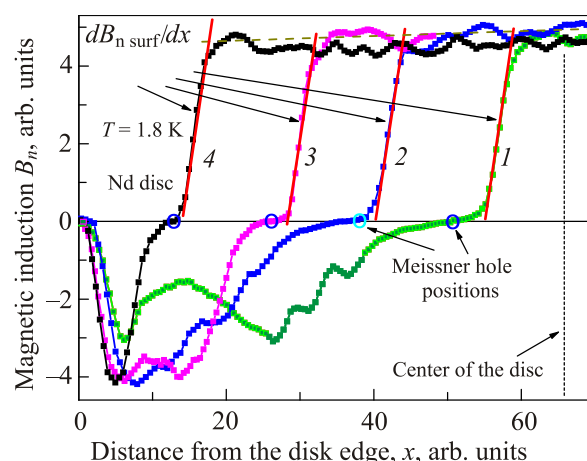


Рис. 24. (Онлайн в цвете) Профили нормальной компоненты магнитной индукции  $B_n$  в ниобиевом диске в направлениях, указанных стрелками на магнитооптическом изображении рис. 23(а).

анализ не представляется возможным, поскольку отдельные величины и параметры известны только оценочно, а некоторые просто неизвестны. В то же время ясно, что область антивихрей, возникшая по краю диска в результате эффекта размагничивания, прогревается сильнее, чем остальная часть диска, поскольку через нее выходит значительная часть потока. Таким образом, ответить однозначно на вопрос, какова локальная температура образца при возникновении пояса антивихрей, практически невозможно. Ясно лишь то, что она выше температуры окружающей диск ванны (среды) на несколько градусов.

Нагрев диска в процессе динамики потока может существенно уменьшить критический ток, определяемый градиентом магнитной индукции в «куполообразной» структуре диска. В то же время остается неясным, почему по границе оставшегося захваченного потока в динамике возникает градиент индукции, на порядок превышающий градиент в центральной части образца.

Мы измерили радиусы мейсснеровских дырок в центре каждой из лавин (рис. 23(а)). За диаметр принималась ширина черного пояса на зависимости  $B_n(x)$ , где  $B_n = 0$ . Результаты представлены на рис. 25. Здесь также представлена соответствующая площадь лавин. Как видно на рисунке, ширина мейсснеровской дырки хорошо коррелирует с площадью образца, из которой вышел магнитный поток. Это позволяет высказать предположение, что причиной уширения мейсснеровских полостей в области лавин может быть локальное повышение температуры вследствие диссипативной лавинной динамики потока. Кроме того, сила взаимодействия между вихрем и антивихрем является силой притяжения, что приводит к их аннигиляции с выделением тепла. Этот процесс также порождает локальный разогрев,

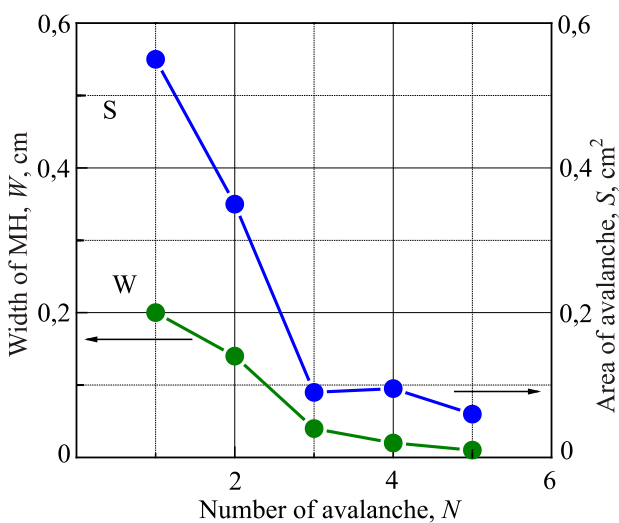


Рис. 25. (Онлайн в цвете)  $W$  — диаметр мейсснеровской полости и  $S$  — площадь соответствующего лавинного пятна для лавин на рис. 23(а).

снижение силы пиннинга и, как следствие, повышает подвижность вихрей и антивихрей в области границы их раздела, что способствует процессу их аннигиляции. Выделение тепла больше в широких мейсснеровских полостях, поскольку большее количество вихрей здесь аннигилировало.

В то же время анализ выражения для радиуса мейсснеровской полости, выполненный на основании выражений, полученных в [44], свидетельствует о том, что локальный нагрев должен быть очень значительным. Оценим температурную зависимость радиуса мейсснеровской дырки  $R_M$ . Условие образования мейсснеровских полостей предполагает равенство силы пиннинга  $F_p$  и силы натяжения вихревой линии  $F_t$ . Вихревые кольца меньшего радиуса будут коллапсировать, поскольку для них  $F_t > F_p$ .

Из результатов [44] нами получено выражение для радиуса мейсснеровской полости:  $R_M = \lambda(T) = [1 - (T/T_c)^4]^{-1/2}$ . В рамках используемой модели радиус полости может существенно изменяться только в области температур, близких к  $T_c$ . Насколько близко к критической температуре реализуется локальный нагрев, в данный момент сказать трудно. В то же время прямые измерения в [48] средней температуры по объемному образцу (цилиндр 30 мм в длину и 10 мм в диаметре) составляют  $\Delta T = 1$  К при температуре эксперимента 1,8 К и  $\Delta T = 2$  К при 4,2 К. Локальный разогрев составляет несколько градусов. Следует отметить, что реальный диаметр мейсснеровских полостей должен быть больше ширины черных линий, где  $B_n = 0$  (рис. 23(а)).

### 3.3. Преобразование распределений индукции и плотности токов в ограниченном СП при лавинах потока

На основании приведенного выше анализа динамики потока можно построить схему динамического преобразования критического состояния ограниченного сверхпроводника на основе модели Бина. Как обсуждалось выше, результатом терромагнитной лавины при ее входе (выходе) является возникновение в диамагнитной (парамагнитной) области сверхпроводника парамагнитных (диамагнитных) круговых токов, определяющих локальную инверсию профиля магнитной индукции. Вторым важным фактором процесса преобразования рельефа индукции на поверхности является изменение размагничивающего фактора образца. Эти два главных обстоятельства отражены на рис. 26 и рис. 27.

Верхний ряд (а) на обоих рисунках представляют МО фотографии состояния сверхпроводящих дисков в режиме экранирования (рис. 26, NbZr диск, [41]) и захвата потока (рис. 27, YBaCuO диск, [47]) перед (левая колонка) и после лавины (правая колонка). Детальная информация об этих картинках приведена в подписях под рисунками. На этих рисунках представлено схематическое

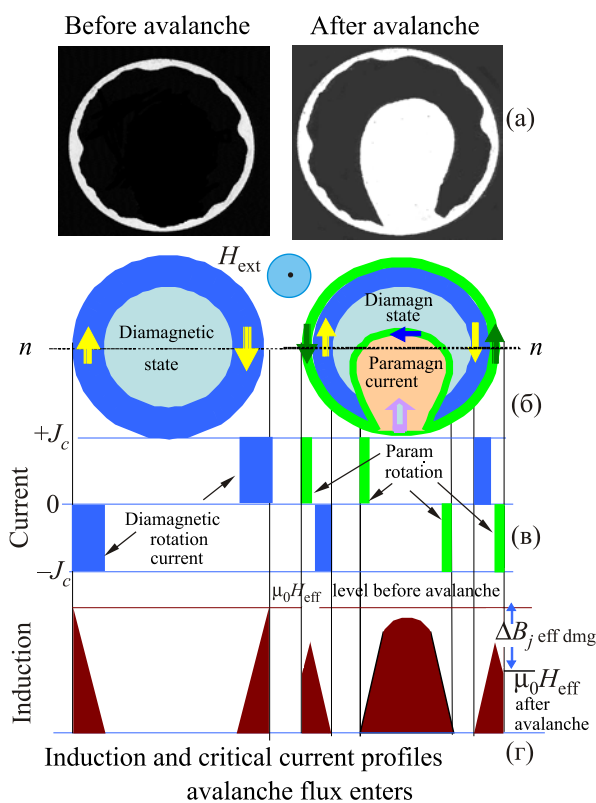


Рис. 26. (Онлайн в цвете) Преобразование критического состояния при термомагнитных лавинах в СП диске в режиме экранирования. Левая колонка — состояние перед лавиной, правая — после нее. Строка (а) — магнитооптическая картина на явлениях в NbZr диске, эксперимент [41]; строка (б) — схема токовых контуров в диске; строки (в), (г) — распределение токов и индукции соответственно, в модели Бина, вдоль сечения  $n-n$ . Из-за скачка эффективного поля  $\Delta B_j^{\text{eff dmg}}$ , генерируется ток парамагнитного направления по периметру диска (правая колонка, строки (б),(в)).

изображение картины индукции и контуров токов (б), профили токовых контуров (в) и профили распределений индукции (г) на соответствующих дисках.

Следует отметить, что на схеме выхода потока из «куполообразной» структуры (рис. 27(б), правая колонка) представлена только одна лавина, в отличие от реальной МО картины диска с несколькими лавинами (рис. 27(а)). Кроме того, профили токовых контуров (в) и профили распределений индукции (г) представлены вдоль сечения  $e-e$ , пересекающего область «пятна» вышедшего потока, а не вдоль центрального сечения, как это сделано на рис. 26(б).

Как отмечалось выше, основные изменения в классической модели критического состояния в результате термомагнитной лавины при ее входе (рис. 26, правая колонка) и выходе (рис. 27, правая колонка) включают возникновение в диамагнитной (парамагнитной) области сверхпроводника парамагнитных (диамагнитных) круговых токов, определяющих локальную ин-

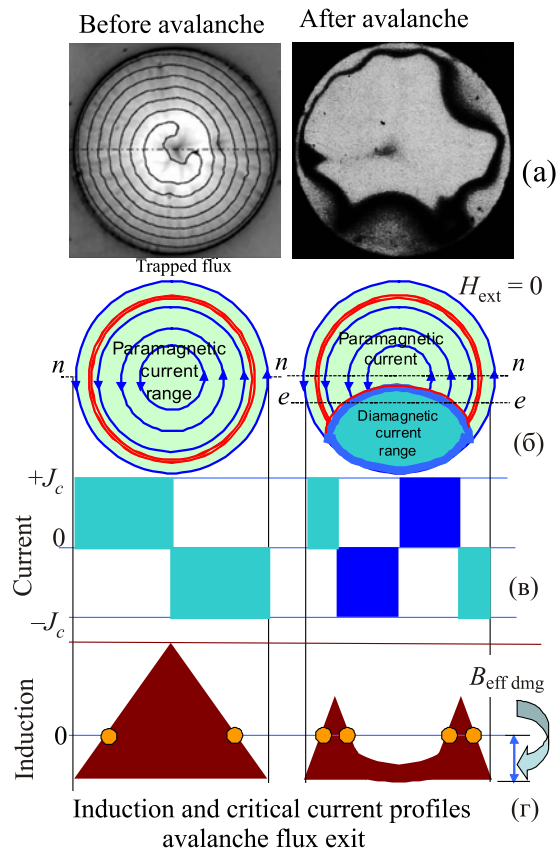


Рис. 27. (Онлайн в цвете) Преобразование критического состояния при термомагнитных лавинах в СП диске в режиме захвата потока. Левая колонка — состояние перед лавиной, правая — после нее. Строка (а), слева — МО картина «куполообразной» структуры захваченного потока в YBaCuO диске при 4,2 К в поле  $\mu_0 H_{\text{ext}} = 47,2$  мТл после приложения поля величины 176 мТл (эксперимент [46]); строка (а), справа — МО картина с захваченным потоком в ниобиевом диске (толщина 1 мм, диаметр 13 мм) после выключения поля от величины  $H_{c2}$ , эксперимент [6,8]; темные дуги на картинке ограничивают области вышедшего при лавинах потока. (б) — схема токовых контуров в диске,  $H_{\text{ext}} = 0$ ; строки (в), (г) — структура токов и индукции соответственно в модели Бина, левая сторона — вдоль сечения  $n-n$  перед лавиной и правая сторона — вдоль сечения  $e-e$  — после лавины.

версию профиля магнитной индукции. При этом эффективное поле на боковой поверхности ограниченного цилиндра из-за изменений фактора размагничивания претерпевает скачок  $\Delta B_j^{\text{eff dmg}}$ , уменьшаясь по абсолютной величине как в режиме экранирования, так и в режиме захвата потока. Этот скачок индукции возбуждает на боковой поверхности сверхпроводника токи  $J_{\text{dmg}}$  парамагнитного (рис. 26(б),(в)) либо диамагнитного (рис. 27(б),(в)) направлений. И наконец, на схеме (рис. 27(г)) на границах областей СП с различным направлением намагниченности кружочками показаны места, где в соответствующих условиях возникает ан-

нигиляция близлежащих пар вихрь–антивихрь, с образованием мейсснеровских полостей [44].

Профиль индукции внутри лавинного пятна имеет выпуклую (рис. 26(г)) или вогнутую (рис. 27(г)) сглаженную форму, что существенно отличается от линейно зависящей от координаты «биновской» структуры индукции. Сглаживание биновской линейной зависимости индукции от координаты происходит в результате неоднородного по области лавины уменьшения критического тока из-за локального повышения температуры вследствие диссипативной динамики магнитного потока. Самое низкое значение критического тока приблизительно соответствует центру лавинного пятна. Как следует из эксперимента, максимальное (рис. 26(г)) и минимальное (рис. 27(г)) значения индукции в области лавины находятся выше и ниже эффективного поля на боковой поверхности сверхпроводника. При определенных значениях эти отличия могут составлять 10–15% от величины внешнего поля  $H_{ext}$  вдали от сверхпроводника [5]. Подобные особенности наблюдались и в пленках  $MgB_2$  [49]. Здесь изучались профили индукции на краю пленки в области пояса критического состояния и в коре дендритных лавин. Установлено, что максимальное значение индукции в центре кора дендрита превышает не только значение внешнего поля, но и величину эффективного поля на краю пленки. Вторым признаком аналогичного поведения дендритных лавин и обычных лавин в объемных сверхпроводниках является то, что наклоны профиля индукции вблизи края пленки и на боковой поверхности дендрита практически совпадают.

Формирование распределения индукции со структурой, подобной профилю, возникающему внутри лавинного пятна в режиме экранирования (рис. 26(г)), наблюдалось в работе [35], где изучались монокристаллы  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  — образцы с неоднородным пиннингом. Усиление пиннинга (критического тока) вблизи краев образца обеспечивалось облучением. Центральная часть кристалла, закрытая от потока частиц, создающих дефекты, оставалась необлученной. При изучении проникновения поля в такой неоднородный кристалл наблюдалось интересное явление. После достижения фронтом магнитного потока внутренней границы облученной части кристалла магнитный поток начинал проникать в центр образца с ослабленным пиннингом и формировать там куполообразный профиль индукции. Такую структуру профиля подтвердили расчеты проникновения поля в пластину с искусственно созданным неоднородным пиннингом, выполненные в работе [35]. В нарастающем поле под действием силы Лоренца, созданной экранирующими токами, эта «горка» увеличивалась (рис. 28 из [35]) за счет вихрей, входящих в центр образца с ослабленным пиннингом. Эти экранирующие токи намного превышали критический ток необлученной центральной части кристалла.

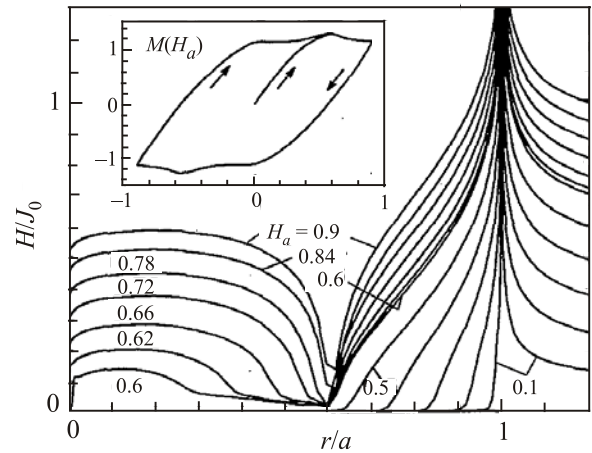


Рис. 28. Проникновение потока в полосу СП с шириной  $2a$  и толщиной  $d$  в нарастающем поле  $H_a = H_{ext}$  в единицах  $J_0 = j_{c0}d$ ;  $j_{c0} = j_c(H_{ext} = 0)$  для различных значений внешнего поля. На вставке показана кривая намагничивания  $M(H_{ext})$  для этого случая. (из работы [35]).

Следует подчеркнуть, что реальная картина индукции после лавины зависит от физических параметров образца и условий теплоотвода на границе [40,51,52]. Схемы преобразований критического состояния жесткого СП, изображенные на рис. 26 и рис. 27, включают только основные процессы и следствия из них. Одним из следствий является то, что в динамике важную роль играет эффективное поле на границе образца, определяемое величиной размагничивающего фактора. В случае, когда при лавинах входит большое количество потока, значительно уменьшается скачком и эффективное поле  $\Delta B_{j\text{ eff dng}}$ . Такой скачок возбудит вблизи поверхности ток парамагнитного направления достаточной величины, чтобы компенсировать в значительной мере диамагнитные экранирующие токи. В таком случае по периметру СП диска в результате лавины потока возникает широкий пояс парамагнитных токов, вместо диамагнитных, как это иллюстрирует рис. 16(б).

#### 4. Заключение

1. Проанализировано поведение во времени скорости фронта терромагнитной лавины и индукции магнитного поля на этом фронте. Установлено, что движущийся фронт лавины имеет линейно-спадающую координатную зависимость индукции  $B(x)$ . Наклон этой линии  $dB/dx \sim J_{c\text{ dyn}}$ , определяющий динамический критический ток лавины, остается практически постоянным во времени. Динамический критический ток несколько превышает ток  $J_c$  на пояске критического состояния диска. Обнаружено, что скорость фронта потока достигает максимума в течение первых миллисекунд его движения и осциллирующим образом уменьшается по мере увеличения глубины проникновения поля в сверхпроводник. Частота колебаний скорости для низкотем-

пературных сверхпроводников составляет  $\sim 1$  кГц и зависит от физических характеристик материала.

2. Анализ процессов в области, занятой лавиной, выявил сложную структуру динамического преобразования индукции, определяемую однородным или неоднородным вхождением магнитного потока. Лавинное пятно в однородном случае имеет выпуклую структуру профиля магнитной индукции практически для каждой из лавин. В случае неоднородного (ручейкового) вхождения магнитного потока у границы области, занятой лавиной, по ее периметру возникает полоса вошедшего потока.

3. Разрушение критического состояния вследствие термомагнитных лавин в случае захвата магнитного потока происходит с образованием границы, разделяющей участки с противоположным направлением намагниченности. Вдоль этой границы появляется узкая область, где нормальная составляющая индукции равна нулю. Это можно связать с образованием мейснеровской полости вдоль границы раздела. Ее ширина вдоль границы коррелирует с величиной потока, вышедшего при лавине: чем больше вышло потока, тем она шире.

4. Результатом термомагнитной лавины при ее входе (выходе) является возникновение в диамагнитной (парамагнитной) области сверхпроводника парамагнитных (диамагнитных) круговых токов, определяющих локальную инверсию профиля магнитной индукции внутри лавинного пятна. Экспериментально установлено, что поле рассеяния вблизи поверхности ограниченного цилиндра претерпевает скачок, уменьшаясь по величине при лавине. Это приводит к изменению структуры индукции и конфигурации сверхпроводящих токов критического состояния и возникновению на поверхности сверхпроводника тока парамагнитного направления в режиме экранирования поля и диамагнитного в режиме захвата магнитного потока. В рамках концепции Бина предложена простая модель преобразований критического состояния, учитывающая изменение магнитного потока внутри ограниченного сверхпроводника при лавине и изменение величины эффективного поля на боковой поверхности, связанного с эффектом размагничивания.

Эта работа поддержана грантом SEP-CONACYT CB-2012-01-183673. Авторы признательны чл. корр. НАН Украины, профессору В.А. Ямпольскому за полезные обсуждения результатов исследований.

1. Ch. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, and H. Kronmuller, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 651 (2002).
2. Y.B. Kim, C.F. Hempstead, and A.R. Strnad, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 306 (1962).
3. B.B. Goodman, *Rev. Mod. Phys.* **33**, 2375 (1962).
4. V. Chabanenko, S. Vasiliev, V. Rusakov, A. Nabiałek, H. Szymczak, and S. Piechota, *Physica C* **460**, 776 (2007).

5. A. Nabiałek, V. Chabanenko, S. Vasiliev, V. Rusakov, G. Shushmakova, and H. Szymczak, *J. Low Temp. Phys.* **154**, 55 (2009).
6. J.R. Keyston and M.R. Wertheimer, *Cryogenics*, **6**, 341 (1966).
7. B.B. Goodman, A. Lacaze, and M.R. Wertheimer, *C.R. Acad. Sci., Paris*, **262**, 12 - Ser. B (1966).
8. M.R. Wertheimer and J.G. Gilchrist, *Phys. Chem. Solids* **28**, 2509 (1967).
9. P.E. Goa, H. Hauglin, M. Baziljevich, E. Il'yashenko, P.L. Gammel, and T.H. Johansen, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 729 (2001).
10. M.R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1691 (1992).
11. L.A. Dorosinskii, M.V. Indenbom, V.I. Nikitenko, Yu.A. Ossip'yan, A.A. Polyanskii, and V.K. Vlasko-Vlasov, *Physica C* **203**, 149 (1992).
12. P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brüll, V. Bujok, and S. Herminghaus, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2646 (1993).
13. C.A. Durán, P.L. Gammel, R.E. Miller, and D.J. Bishop, *Phys. Rev. B* **52**, 75 (1995).
14. A. Polyanskii, X.Y. Cai, D.M. Feldmann, and D. Larbalestier, *NATO Science ser. 3, High Technology* **72**. I. Nedkov and M. Ausloos (eds.), Kluwer Academic Publishers, Netherlands (2001), p. 353.
15. U. Bolz, B. Biehler, D. Schmidt, B.-U. Runge, and P. Leiderer, *Europhys. Lett.* **64**, 517 (2003).
16. B. Biehler, B.-U. Runge, P. Leiderer, and R.G. Mintz, *Phys. Rev. B* **72**, 024532 (2005).
17. I. Aranson, A. Gurevich, and V. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 067003 (2001).
18. I.S. Aranson, A. Gurevich, M.S. Welling, R.J. Wijngaarden, V.K. Vlasko-Vlasov, V.M. Vinokur, and U. Welp, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 037002 (2005).
19. V.K. Vlasko-Vlasov, V.I. Nikitenko, A.A. Polyanskii, G.W. Crabtree, U. Welp, and B.W. Veal, *Physica C* **222**, 361 (1994).
20. M.R. Koblishka, T.H. Johansen, M. Baziljevich, H. Hauglin, H. Bratsberg, and B.Ya. Shapiro, *Europhys. Lett.* **41**, 419 (1998).
21. E.R. Nowak, O.W. Taylor, L. Liu, H.M. Jaeger, and T.I. Selinder, *Phys. Rev. B* **55**, 11702 (1997).
22. S. Field, J. Witt, F. Nori, and X. Ling, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1206 (1995).
23. R. Surdeanu, R.J. Wijngaarden, E. Visser, B. Dam, J. Rector, and R. Griessen, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2054 (1999).
24. R.J. Wijngaarden, R. Surdeanu, J.M. Huijbregtse, J.H. Rector, B. Dam, J. Einfeld, R. Wördenweber, and R. Griessen, *Physica C* **341-348**, 1011 (2000).
25. 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).
26. F. Bass, B.Ya. Shapiro, I. Shapiro, and M. Shvartser, *Phys. Rev. B* **58**, 2878 (1998).
27. F. Bass, B.Ya. Shapiro, and M. Shvartser, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2441 (1998).

28. V.V. Chabanenko, B.N. Kodess, S. Vasiliev, A. Nabialek, N.V. Kuzovoi, E. Kuchuk, S.A. Kononogov, and H. Szymczak, *Phys. Proc.* **36**, 634 (2012).
29. P. Mikheenko, T.H. Johansen, S. Chaudhuri, I.J. Maasilta, and Y.M. Galperin, *Phys. Rev. B* **91**, 060507(R) (2015).
30. Z. Kozel, J.J.M. Franse, P.F. Châtel, and A.A. Menowsky, *Phys. Rev. B* **50**, 15978 (1994).
31. A.L. Rakhmanov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, and T.H. Johansen, *Phys. Rev. B* **70**, 224502 (2004).
32. E.H. Brandt, *Phys. Rev. B* **54**, 4246 (1996).
33. E.H. Brandt, *Phys. Rev. B* **58**, 6506 (1998).
34. E.H. Brandt, *Physica C* **282–287**, 343 (1997).
35. Th. Schuster, H. Kuhn, E.H. Brandt, M. Indenbom, M.V. Koblischka, and M. Konczykowski, *Phys. Rev. B* **50**, 16684 (1994).
36. P. Esquinazi, A. Setzer, D. Fuchs, Y. Kopelevich, E. Zeldov, and C. Assmann, *Phys. Rev. B* **60**, 12454 (1999).
37. L. Barkov, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, P.E. Goa, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, and S.I. Lee, *Phys. Rev. B* **67**, 064513 (2003).
38. S.M. Khanna, J.R. Clem, and M.A.R. LeBlanc, *Phys. Rev. B* **14**, 3898 (1976).
39. A. Nabialek, V. Chabanenko, S.V. Vasiliev, V. Rusakov, S. Piechota, and H. Szymczak, *Acta Physica Polonica A* **109**, 661 (2006).
40. R.G. Mints and A.L. Rakhmanov, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 551 (1981).
41. R.B. Harrison, S.L. Wright, and M.R. Wertheimer, *Phys. Rev.* **B7**, 1864 (1973).
42. B.B. Goodman and M. Wertheimer, *Phys. Lett.* **18**, 236 (1965).
43. V.V. Chabanenko, A.I. D'yachenko, M.V. Zalutskii, V.F. Rusakov, H. Szymczak, S. Piechota, and A. Nabialek, *J. Appl. Phys.* **88**, 5875 (2000).
44. V.K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, G.W. Crabtree, D. Gunter, V. Kabanov, and V.I. Nikitenko, *Phys. Rev. B* **56**, 5622 (1997).
45. V.K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, G.W. Crabtree, D. Gunter, V.V. Kabanov, V.I. Nikitenko, and L.M. Paulius, *Phys. Rev. B* **58**, 3446 (1998).
46. V. Chabanenko, E. Kuchuk, V.V. Yurchenko, P. Mikheenko, I. Abal'osheva, R. Cortes-Maldonado, F. Perez-Rodriguez, J. Karpinski, N.D. Zhigadlo, S. Katrych, and R. Puźniak, *Fiz. Nizk. Temp.* **40**, 801 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 621 (2014)].
47. J. McDonald and J. R. Clem, *Phys. Rev. B* **53**, 8643T (1996).
48. T. Akachi, T. Ogasawara, and K. Yasukôchi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, 1559 (1981).
49. F.L. Barkov, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, P.E. Goa, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, and S.I. Lee, *Phys. Rev. B* **67**, 064513 (2003).
50. Th. Schuster, M.V. Indenbom, H. Kuhn, E.H. Brandt, and M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1424 (1994).
51. E.W. Collings, vol.1, section **18.14**, *Plenum Press*, New York (1986).
52. S.L. Wipf, *Cryogenics* **31**, 936 (1991).

### Critical state transformation in hard superconductors resulting from thermomagnetic avalanches

V.V. Chabanenko, E.I. Kuchuk, V.F. Rusakov, I. Abaloszewa, A. Nabialek, and F. Pérez-Rodríguez  
(Review Article)

The results of experimental investigations of magnetic flux dynamics in finite superconductors, obtained using integral and local measurements methods, are presented. Local methods were aimed at clarifying the role of demagnetizing factor in dynamic formation of a complex magnetic structure of the critical state of hard superconductors. To understand the reasons for cardinal restructuring of the induction, we further analyzed the literature data of flux dynamics visualization during avalanches, obtained by magneto-optical methods. New features in the behavior of the magnetic flux during and after the avalanche were discovered. Two stages of the formation of the induction structures in the avalanche area were established, i.e. of homogeneous and heterogeneous filling with the magnetic flux. The mechanism of the inversion of the induction profile was considered. Oscillations in the speed of the front of the magnetic flux were revealed. Transformation of the critical state near the edge of the sample was analyzed. The role of thermal effects and of demagnetizing factor in the dissipative flux dynamics was shown. Generalized information allowed, in the framework of the Bean concept, to present a model the transformation of the picture of the induction of the critical state and of the superconducting currents of a finite superconductor as a result of flux avalanches for two regimes – of screening and trapping of the magnetic flux.

PACS: 74.25.Op Mixed states, critical fields, and surface sheaths;  
74.25.Ha Magnetic properties including vortex structures and related phenomena;  
74.25.N– Response to electromagnetic fields;  
74.25.Wx Vortex pinning (includes mechanisms and flux creep).

Keywords: hard superconductor type II, thermomagnetic instability, vortices–antivortices, Meissner holes, magnetic avalanche, demagnetization factor.