

## Границы устойчивости критического состояния жесткого сверхпроводника Nb<sub>3</sub>Al на $H$ – $T$ плоскости

В.В. Чабаненко<sup>1</sup>, С.В. Васильев<sup>1</sup>, А. Nabiałek<sup>2</sup>, А.С. Шишмакова<sup>1</sup>,  
F. Pérez-Rodríguez<sup>3</sup>, В.Ф. Русаков<sup>4</sup>, А. Szewczyk<sup>2</sup>, Б.Н. Кодесс<sup>5</sup>,  
M. Gutowska<sup>2</sup>, J. Wieckowski<sup>2</sup>, H. Szymczak<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
ул. Розы Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина  
E-mail: vikchabanenko@gmail.com

<sup>2</sup>Institute of Physics, PAS, al. Lotników 32/46, Warsaw 02-668, Poland

<sup>3</sup>Instituto de Física, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla,  
Apdo. Postal J-48, C.P. 72570 Puebla, Puebla, México

<sup>4</sup>Донецкий национальный университет, ул. Университетская, 24, г. Донецк, 83055, Украина

<sup>5</sup>ВНИИМС, 119361, ул. Озерная, 46, г. Москва, Россия; ICS&E, 80015, Aurora, CO, USA

Статья поступила в редакцию 20 августа 2012 г., после переработки 29 октября 2012 г.

Впервые изучена неустойчивость критического состояния сверхпроводника второго рода Nb<sub>3</sub>Al при одновременном учете реальных зависимостей тепловых и проводящих свойств материала от температуры  $T$  и магнитного поля  $H_e$ . Для этого экспериментально в сильном (до 12 Тл) магнитном поле исследованы зависимости теплоемкости  $C(T, H_e)$ , намагниченности  $M(T, H_e)$  и магнитострикции  $\Delta L(T, H_e)$  сверхпроводника. На основе экспериментальных данных по теплоемкости в широком интервале температур и магнитных полей  $H_{c1} \leq H_e \leq H_{c2}$  найдена ширина щели, коэффициент при линейном члене, определяющий электронный вклад в теплоемкость, температура Дебая и другие параметры. Из экспериментальных исследований намагниченности восстановлены зависимости критического тока сверхпроводника  $J_c(T, H_e)$ . Используя экспериментальные данные для температурной и полевой зависимостей тепловых и проводящих свойств, рассчитаны петли гистерезиса намагниченности и магнитострикции.

Вперше вивчено нестійкість критичного стану надпровідника другого роду Nb<sub>3</sub>Al при одночасному обчисленні реальних залежностей теплових та провідних властивостей матеріалу від температури  $T$  та магнітного поля  $H_e$ . Для цього експериментально в сильному (до 12 Тл) магнітному полі досліджено залежності теплоємності  $C(T, H_e)$ , намагніченості  $M(T, H_e)$  та магнітострикції  $\Delta L(T, H_e)$  надпровідника. На основі експериментальних даних по теплоємності в широкому інтервалі температур і магнітних полів  $H_{c1} \leq H_e \leq H_{c2}$  знайдено ширину щілини, коефіцієнт при лінійному члені, який визначає електронний вклад в теплоємність, температуру Дебая та інші параметри. З експериментальних досліджень намагніченості побудовано залежності критичного струму надпровідника  $J_c(T, H_e)$ . Використовуючи експериментальні дані для температурної і польової залежностей теплових та провідних властивостей, розраховано петлі гістерезису намагніченості та магнітострикції.

PACS: 74.25.–q Свойства сверхпроводников;

74.25.Na Магнитные свойства, включая вихревые структуры и подобные явления;

74.25.N– Отклик на электромагнитные поля;

74.25.Op Смешанные состояния, критические поля и поверхностные оболочки;

74.70.Ad Металлы; сплавы и бинарные компаунды.

Ключевые слова: критическое состояние сверхпроводника, термомагнитная неустойчивость,  $H$ – $T$  диаграмма, намагниченность и магнитострикция, теплоемкость.

## 1. Введение

Несмотря на эксплуатационную привлекательность высокотемпературных сверхпроводников [1], высокая стоимость их производства и ограничения по эксплуатационным параметрам (механическая прочность, устойчивость к циклированию механических нагрузок) пока не сделали их конкурентно способными по сравнению с низкотемпературными сверхпроводниками в случаях, связанных с высокими токами. Недавно была разработана новая технология изготовления проводов, нитей и лент из Nb<sub>3</sub>Al с высокими техническими характеристиками [2,3]. Эти новые проводники из Nb<sub>3</sub>Al и Nb<sub>3</sub>Sn характеризуются более высокой плотностью критического тока, менее затратной стабилизацией свойств, большим диаметром проводов и более сильными рабочими магнитными полями.

Терромагнитные неустойчивости [4–6], развивающиеся в жестких сверхпроводниках второго рода, существенно ограничивают технические применения таких материалов, поскольку приводят к разрушению их критического состояния, выражающегося, в частности, в исчезновении бездиссипативного транспорта электроэнергии. Это часто приводит к необратимым последствиям из-за значительного локального разогрева внутри сверхпроводника вследствие выделения за очень короткое время ( $10^{-3}$ – $1$  с) всей накопленной энергии магнитного поля или электрического тока.

Центральным вопросом в поисках предупреждения катастрофических явлений в таких материалах, вследствие терромагнитных неустойчивостей, является выяснение механизмов их зарождения, установление определяющих движущих сил при их развитии и путей предотвращения таких событий через стабилизацию критического состояния сверхпроводника [5]. Модельные представления [4,5] свидетельствуют, что порог неустойчивости критического состояния зависит от температурных и магнитопольевых зависимостей тепловых (теплоемкость  $C(T, H_e)$ ) и проводящих (критический ток  $j_c(T, H_e)$ ) свойств материала. Как правило, в работах, посвященных проблеме устойчивости, влияние поля и температуры на свойства сверхпроводников учитывается частично (например, пренебрегается зависимостью теплоемкости от магнитного поля [7,8]), либо неустойчивости исследуются на конкретных образцах материалов, а особенности проводящих свойств и (или) тепловых свойств для анализа берутся из литературы, предполагая идентичность свойств материалов.

В работе [9] было изучено влияние зависимости теплоемкости сверхпроводника от магнитного поля на границу области неустойчивости на плоскости температура–магнитное поле и величину скачков магнитного потока. В критическом состоянии, когда распределение магнитной индукции  $B_e = \mu_0 H_e$  ( $\mu_0$  — магнитная постоянная) в образце является неоднородным, локальное

распределение молярной теплоемкости также неоднородно (рис. 1). В настоящей работе показано, что учет зависимости тепловых свойств сверхпроводника от магнитного поля приводит к возрастанию устойчивости критического состояния, т.е. первый скачок магнитного потока, связанный с терромагнитной неустойчивостью, происходит в более сильных полях.

В представленной работе впервые изучена неустойчивость критического состояния сверхпроводника второго рода Nb<sub>3</sub>Al при учете экспериментально наблюдаемых зависимостей тепловых и проводящих свойств материала от температуры  $T$  и магнитного поля  $H_e$ . На основе этих данных рассчитаны петли гистерезиса намагниченности  $M(H_e)$  и магнитострикции  $\Delta L(H_e)$  при перемагничивании пластины из Nb<sub>3</sub>Al и проведено сравнение полученных результатов с экспериментом. На плоскости магнитное поле–температура построены диаграммы, определяющие границы неустойчивости критического состояния сверхпроводника. На диаграммах четко видно влияние зависимости тепловых и проводящих свойств материала как от магнитного поля, так и от температуры (учет этих зависимостей проводился как отдельно, так и совместно) на стабилизацию его критического состояния.

## 2. Методика эксперимента

Измерение намагниченности сверхпроводящего сплава Nb<sub>3</sub>Al проведено с использованием вибрационного магнитометра фирмы Princeton Apply Research. Магнитострикцию изучали с помощью тензодатчиков. Два датчика механических напряжений, созданных специально для измерений в сильном магнитном поле,

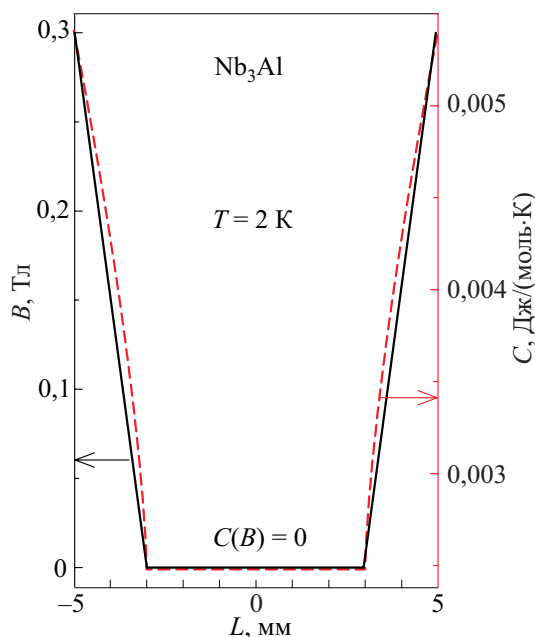


Рис. 1. Распределение индукции  $B$  и молярной теплоемкости  $C$  внутри сверхпроводника Nb<sub>3</sub>Al.

были включены в плечи моста переменного тока. Один датчик приклеивался на поверхность исследуемого сверхпроводника и измерял изменение его размера в магнитном поле. Второй — крепился на кварцевую пластинку-эталон. В экспериментах по изучению поперечной магнитострикции была использована поликристаллическая пластина сверхпроводника с размерами  $11 \times 7 \times 2$  мм. Магнитное поле было направлено вдоль грани 2 мм. Эксперименты в магнитном поле до 12 Тл проводили в сверхпроводящем соленоиде фирмы Stuygenics со вставкой, позволяющей регулировать температуру в диапазоне от 2 К до комнатной. Магнитное поле изменялось со скоростью 1 Тл/мин.

Молярную теплоемкость сверхпроводника измеряли релаксационным методом на PPMS системе фирмы Quantum Design. При использовании этой аппаратуры теплоемкость определяется решением уравнения для теплового потока, записанного в так называемой двухвременной модели. В этом случае предполагается, что тепловой поток определяется двумя временными константами: временами релаксации калориметр-окружающая среда и калориметр-образец. Измерения проводили в температурном интервале от 3 до 30 К при фиксированных значениях внешнего магнитного поля от 0 до 9 Тл. Направление магнитного поля было коллинеарно потоку тепла.

Измерения зависимости критической температуры от магнитного поля выполнены с использованием моста переменного тока на частоте 1 кГц. При этом восприимчивость измеряли на переменном токе.

### 3. Удельная теплоемкость $\text{Nb}_3\text{Al}$ в магнитном поле

На рис. 2(а) представлены экспериментальные результаты измерения теплоемкости  $\text{Nb}_3\text{Al}$ , видно, что при понижении температуры наблюдается фазовый переход, который является переходом из нормального в сверхпроводящее состояние. При переходе в сверхпроводящее состояние теплоемкость материала ведет себя обычным образом: испытывает скачок, увеличиваясь в сверхпроводящем состоянии по сравнению со значением в нормальном состоянии, и затем убывает с дальнейшим понижением температуры. С ростом поля от 0 до 9 Тл температура перехода понижается примерно на 3,4 К.

Результаты измерения теплоемкости при низких температурах позволяют определить некоторые характеристики сверхпроводника (например, энергетическую щель  $\Delta$ , температуру Дебая  $\theta$ , коэффициент при линейном члене в электронной теплоемкости —  $\gamma_0$  и др.). Теплоемкость кристалла в нормальном состоянии при низких температурах может быть записана в виде

$$C_n(T) = \gamma_0 T + \alpha T^3, \quad (1)$$

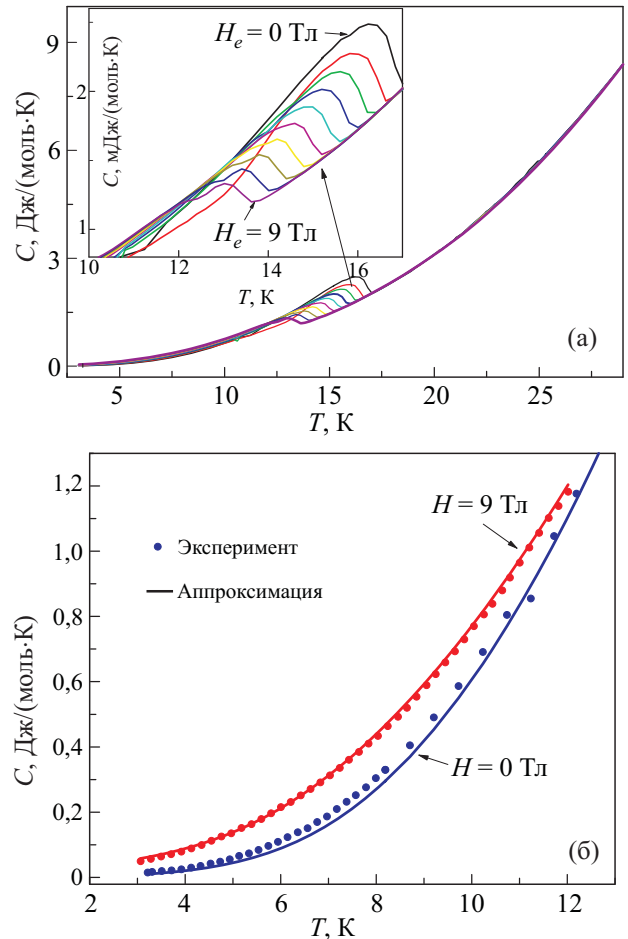


Рис. 2. Температурная зависимость теплоемкости  $\text{Nb}_3\text{Al}$  в диапазоне внешних магнитных полей 0–9 Тл; более детально эта зависимость в области сверхпроводящего перехода показана на вставке сверху (а); аппроксимация выражением (2) низкотемпературной части теплоемкости  $C(T)$  для двух значений полей  $H = 0$  и 9 Тл (б).

где первое слагаемое определяет электронный, а второе — решеточный вклад в теплоемкость. Величина  $\gamma_0$  определяется плотностью электронных состояний,  $\alpha$  — параметр Дебая [11,12]. При более высоких температурах дебаевское приближение может оказаться недостаточным для описания фононного вклада в теплоемкость и тогда необходимо учитывать члены более высокого порядка по температуре ( $\sim T^5$ ,  $\sim T^7$  и т.д.).

Сравнение результатов, полученных методом наименьших квадратов, с экспериментальными данными показывает, что зависимость  $C(T)/T$  от  $T^2$  в области температур выше критической  $T > T_c$  носит линейный характер. Этот факт подтверждает предположение о том, что основной вклад в теплоемкость образца в этой области имеет фононную природу и пропорционален  $T^3$ , а влияние  $T^5$  и более высоких степеней незначительно. На рис. 3 сплошная линия изображает экспериментальную зависимость  $C(T)/T$  от  $T^2$  во всей области изменения температуры. Пунктиром показана прямая, построенная

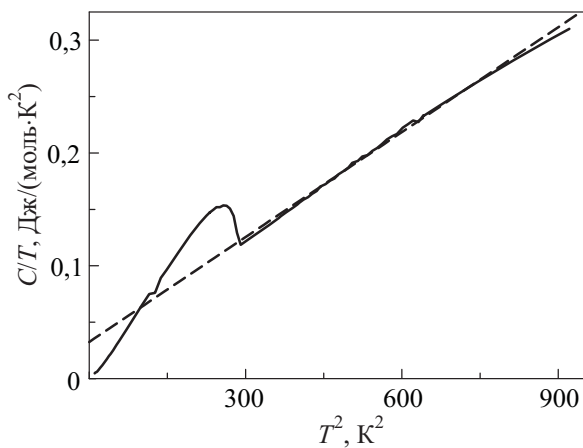


Рис. 3. Зависимость  $C(T)/T$  от  $T^2$ . Сплошной линией представлены экспериментальные результаты, пунктиром изображена прямая, рассчитанная по методу наименьших квадратов для нормального металла.

по методу наименьших квадратов для нормального состояния ( $T > T_c$ ). Видно, что в этой области экспериментальная кривая достаточно хорошо аппроксимируется, как указано выше, линейной зависимостью от  $T^2$ , что подтверждает предположение о том, что основной вклад в теплоемкость образца в этой области имеет вид (1). Данный результат согласуется с результатами, полученными в работе [10].

При произвольной температуре электронная теплоемкость сверхпроводящего состояния в пределе слабой связи, когда температура Дебая значительно превышает критическую ( $T_c \ll \theta$ ), выражается через модифицированные функции Бесселя второго порядка [13], а при низких температурах достаточно далеких от  $T_c$  ( $T < T_c$ ) описывается экспоненциальной зависимостью, которая однозначно свидетельствует о существовании щели в спектре электронных возбуждений.

Строго говоря, экспоненциальная зависимость описывает только электронный вклад в теплоемкость сверхпроводника. Решеточный вклад в теплоемкость при низких температурах мал (он по-прежнему предполагается пропорциональным  $T^3$ ) и зачастую им пренебрегают. Определив коэффициент  $\alpha$  в области температур выше  $T_c$ , можно оценить величину этого вклада в сверхпроводящем состоянии. Тогда вычитая этот вклад из полной теплоемкости сверхпроводника, можно определить электронную часть теплоемкости.

При наложении магнитного поля теплоемкость сверхпроводника начинает зависеть от величины приложенного магнитного поля. Физическая природа этой зависимости изучена в работах [12,14,15]. В [15] показано, что доминирующий вклад в полевую зависимость теплоемкости в интервале магнитных полей  $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$  в сверхпроводниках с узлами щели вносят квазиэлектронные возбуждения, находящиеся вне вихревого ко-ра. Плотность электронных состояний в таких сверх-

проводниках пропорциональна  $\sqrt{H_e}$ . В работе [16] исследована полевая зависимость теплоемкости в UPt<sub>3</sub>. В области температур  $T \ll T_c$  и магнитных полей между первым и вторым критическими полями теплоемкость возрастает с ростом магнитного поля как  $H_e^{1/2}$  в соответствии с результатами, полученными в работе [15]. Для сверхпроводника Mg<sup>11</sup>B<sub>2</sub> в [17] экспериментально исследовано влияние сильного (до 9 Тл) магнитного поля на теплоемкость в широком диапазоне температур (от 1 до 50 К). По результатам измерений авторы нашли температуру Дебая, коэффициент  $\gamma_0$ , определяющий электронный вклад в нормальном состоянии, а также оценили параметр электрон-фононного взаимодействия.

Используя полученную экспериментально температурную зависимость теплоемкости Nb<sub>3</sub>Al при различных значениях внешних магнитных полей (рис. 2(а)), путем подбора соответствующих коэффициентов получена экстраполяционная формула (2) для теплоемкости сверхпроводника как функции температуры и внешнего магнитного поля, справедливая в области температур  $T < 0,8T_c$ :

$$C(T, B) = \gamma T B^\sigma + \alpha T^3 + a(B) e^{-\Delta(B)/T}, \quad (2)$$

где соответствующие параметры имеют следующие значения:  $\gamma = (41 \pm 8) \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}^2 \cdot \text{Тл}^{0,7})$ ;  $\sigma = (0,7 \pm 0,1)$ ;  $\alpha = (3,7 \pm 0,1) \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}^4)$ . Зависимости  $a(B)$  и  $\Delta(B, T)$  определяются соотношениями:  $a(B) = A_0 - A_b B$ , где  $A_0 = (0,145 \pm 0,001) \cdot 10^6 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ ;  $A_b = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^4 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К} \cdot \text{Тл})$  и  $\Delta(B, T) = \Delta_0 (1 - B \frac{\Delta_b}{\Delta_0})$ , здесь  $\Delta_b = (1,3 \pm 0,2) \text{ К/Тл}$ ;  $\Delta_0 = (38 \pm 1) \text{ К}$ .

На рис. 4 показана зависимость от внешнего магнитного поля ширины энергетической щели  $\Delta(B)$  и параметра  $a(B)$  для Nb<sub>3</sub>Al, полученные из измерений теплоемкости. На рисунке видно, что зависимость  $a(B)$  несколько отклоняется от линейной.

Построенная по формуле (2) зависимость теплоемкости от температуры с определенными из эксперимента коэффициентами хорошо представляет экспериментальные зависимости при значениях внешнего магнитного поля 0 и 9 Тл (см рис. 2(б)).

По полученному значению  $\alpha$  для молярной теплоемкости найдем температуру Дебая:

$$\theta = \left[ \frac{12\pi^4}{5} \cdot \frac{4R}{\alpha} \right]^{1/3} = 388 \text{ К}.$$

Расчетная погрешность в определении  $\theta$  по измерению теплоемкости составляет 4 К. Это значение несколько превышает значение температуры Дебая, полученное из фононного спектра [18]. Дебаевская

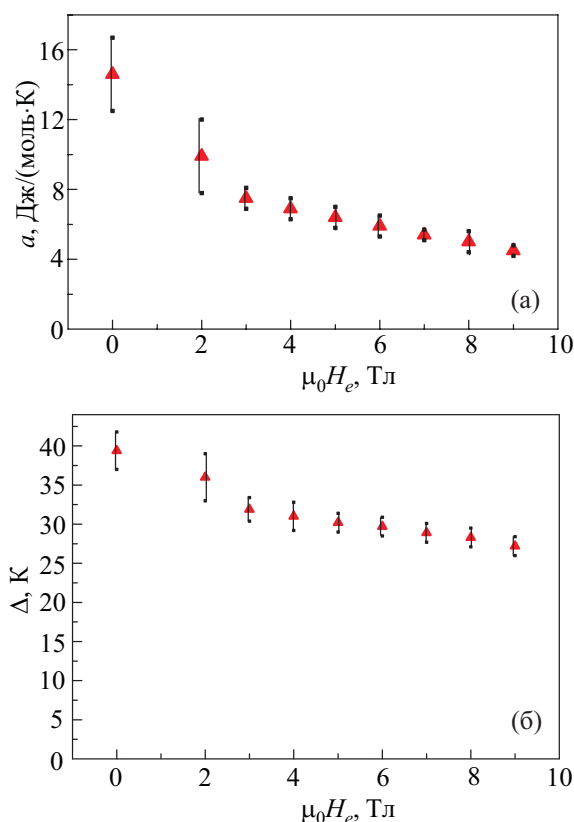


Рис. 4. Зависимости параметра  $a$  (а) и ширины энергетической щели  $\Delta$  (б) от внешнего магнитного поля для  $\text{Nb}_3\text{Al}$ .

температура, определенная разными методами различна, так как при этом учитываются различные вклады в фонный спектр.

#### 4. Устойчивость критического состояния $\text{Nb}_3\text{Al}$

##### 4.1. Общие уравнения для расчета

Для образца в виде пластины толщиной  $L = 2d$  полевая зависимость намагниченности  $M(H_e)$  и магнитострикции  $\Delta L(H_e)$  могут быть рассчитаны по формулам, приведенным в работе [19]:

$$M(H_e) = \frac{1}{\mu_0 d} \int_0^d B(x) dx - B_e, \quad (3)$$

$$\Delta L(H_e)/L_0 = \frac{1}{\mu_0 E_{EL} L_0} \int_0^d (B_e^2 - B^2(x)) dx. \quad (4)$$

Здесь индукция внешнего поля  $B_e$  направлена вдоль оси  $z$ ,  $E_{EL}$  — модуль упругости материала в плоскости  $XOY$ , перпендикулярной магнитному полю. Распределение индукции внутри пластины  $B_e(x)$  получается из уравнения Максвелла:

$$\frac{dB(x)}{dx} = \pm \mu_0 j_c(B). \quad (5)$$

Как показано в [20] размер и форма области неустойчивости критического состояния сильно зависят от модели, определяющей зависимость критического тока  $j_c(H)$  от магнитного поля (Кима–Андерсона, экспоненциальная, линейная). В модели Кима–Андерсона, например, выражение для плотности критического тока дается формулой

$$j_c(T, H_e) = j_{c0}(T) \frac{H_0(T)}{H_0(T) + |H_e|}, \quad (6)$$

где  $j_{c0}(T)$  — плотность критического тока в поле  $H_e = 0$ , величина  $H_0$  зависит от температуры. Чтобы провести расчет области неустойчивости для исследуемого сверхпроводника, необходимо восстановить реальную зависимость критического тока  $j_c(T, H_e)$  из экспериментальных измерений намагниченности.

##### 4.2. Результаты и их обсуждение

Петли гистерезиса для  $\text{Nb}_3\text{Al}$  при различных температурах представлены на рис. 5(а). Ни одна из перечисленных выше модельных зависимостей критического тока напрямую не применима для описания таких петель гистерезиса. Поэтому нами на основании экспериментальных данных построена зависимость критического тока от магнитного поля и предложено аналитическое выражение, описывающее эту зависимость.

Оценку величины критического тока можно сделать по формуле  $j_c = 30(\Delta M/d)$  [21], учитывая, что ширина петли намагниченности  $\Delta M$  изменяется с полем,  $d$  — полутолщина пластинки в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Зависимость плотности критического тока от внешнего магнитного поля при различных температурах, полученная из петель перемагничивания, представлена на рис. 5(б). Для расчета неустойчивости критического состояния достаточно зависимость  $j_c(T, H_e)$  (рис. 5(б)) аппроксимировать аналитически в области скачков намагниченности (магнитного потока), наблюдаемых в эксперименте.

Путем подбора соответствующих коэффициентов получена формула для плотности критического тока как функция температуры и магнитного поля, которая хорошо описывает эксперимент:

$$j_c(T, B_e) = \frac{j_{c0}}{(1 + B_e/B_0)^k} \left( 1 - \frac{T}{T_0 + T_1 e^{-B_e/B_1}} \right), \quad (7)$$

где плотность критического тока в нулевом поле  $j_{c0} = 2,27 \cdot 10^9 \text{ А/м}^2$ ; входящие в (7) параметры определяются следующим образом:  $B_0 = 10,1 \text{ Тл}$ ,  $k = 6$ ,  $T_0 = 13,2 \text{ К}$ ,  $T_1 = 3,6 \text{ К}$ ,  $B_1 = 0,694 \text{ Тл}$ . Видно (7), что экспериментальная зависимость плотности тока существенно отличается от модельных представлений (см., например, (6)).



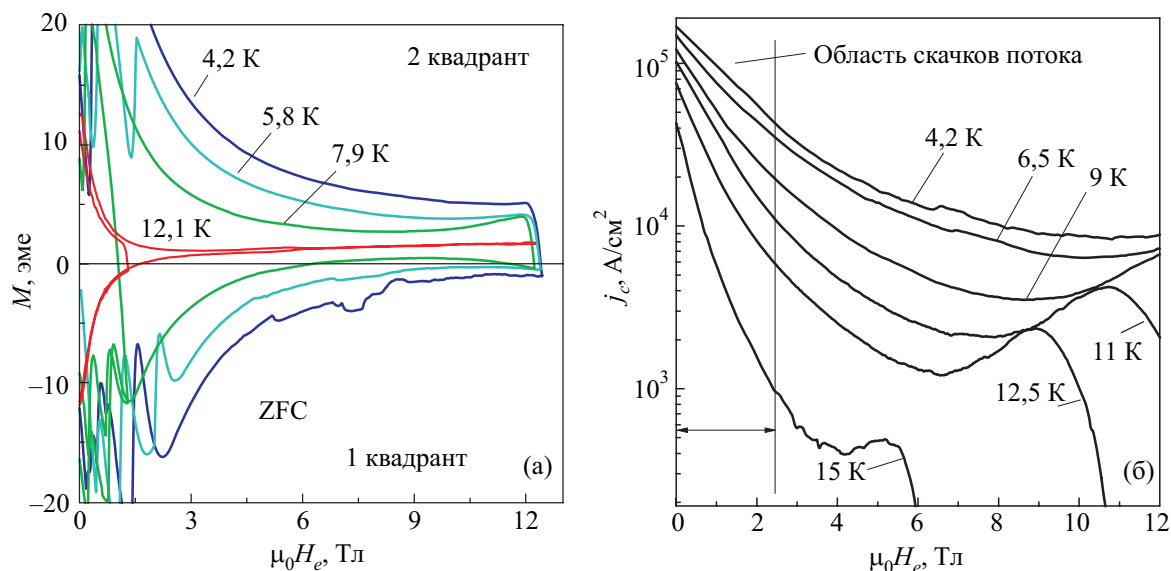


Рис. 5. Петли гистерезиса намагниченности  $M$  для различных температур, измеренные вибрационным магнитометром (а); зависимость плотности критического тока  $j_c$  от внешнего магнитного поля при различных температурах (б).

Используя зависимости плотности критического тока (7) и теплоемкости (2), рассчитаны петли намагниченности и магнитострикции при различных температурах для пластины Nb<sub>3</sub>Al толщиной  $L = 2$  мм по методике, примененной в [20]. Соответствующие расчетные кривые представлены на рис. 6. Величина каждого скачка потока в расчете задается соотношением  $j_c(T^*)/j_c(T_0)$ , где  $T_0$ ,  $T^*$  — температуры образца до и после скачка магнитного потока соответственно. На рисунке видно, что с увеличением температуры количество скачков магнитного потока уменьшается, а при температуре 9 К скачки магнитного потока исчезают.

Рассчитанные с использованием формул (3) и (4) петли намагниченности и магнитострикции при температурах 4,2 и 5,9 К качественно хорошо согласуются с экспериментальными зависимостями, полученными при этих температурах. Результаты представлены на рис. 7. В то же время величины магнитострикции в эксперименте и расчете значительно отличаются, что свойственно и другим материалам [19,21]. Частично это расхождение уменьшается, если учесть в расчете роль размагничивающего фактора [19].

#### 4.3. Влияние полевой и температурной зависимости теплоемкости и критического тока на устойчивость критического состояния Nb<sub>3</sub>Al

На рис. 8(а) в нижнем левом углу представлена  $H$ – $T$  диаграмма неустойчивости, при построении которой были использованы расчетные петли гистерезиса намагниченности пластины толщиной 2 мм при охлаждении сверхпроводника в отсутствие магнитного поля (ZFC, первый квадрант). Точками на диаграмме неустойчивости показаны магнитные поля, в которых возникают скачки потока (термомангнитные лавины) при

данной температуре. Совокупность этих точек определяет расчетную область неустойчивости критического состояния.

На этом же рисунке представлены температурные зависимости ряда характерных магнитных полей:  $H_p$  — поля полного проникновения,  $H_q(T)$  — поля квенча,  $H_{1ff}(T)$  — поля первого скачка магнитного потока и второго критического поля  $H_{c2}(T)$ . Видно, что линия  $H_{1ff}(T)$  оканчивается, когда внешнее магнитное поле достигает поля полного проникновения. Этот результат соответствует модельным представлениям об устойчивости критического состояния. Значительное расстояние по полю между линиями квенча  $H_q(T)$  и поля первого скачка  $H_{1ff}(T)$  свидетельствует о том, что энергии магнитного поля, запасенной перед скачком потока, недостаточно для нагрева образца до критической температуры и, следовательно, уменьшения до нуля магнитного момента сверхпроводника в результате лавины магнитного потока. В то же время, поскольку эти две кривые сближаются при росте температуры, скачки в намагниченности должны становиться более полными.

Верхнее критическое поле  $H_{c2}(T)$ , как видно на рисунке, линейно растет с понижением температуры. Если экстраполировать данную кривую, снятую в диапазоне до 12 Тл, получим значение  $H_{c2}(T = 0) = 24$  Тл для данного материала. Этот результат хорошо согласуется с известными данными (23 Тл) [22].

Рис. 8(б) демонстрирует рассчитанную диаграмму неустойчивости с учетом магнитной предыстории, т.е. в случае охлаждения в магнитном поле выше  $H_{c2}$  (второй квадрант) и последующего перемагничивания в поле противоположного направления (третий квадрант), наряду с ZFC (первый квадрант). Естественно, что все особенности, связанные с влиянием магнитной

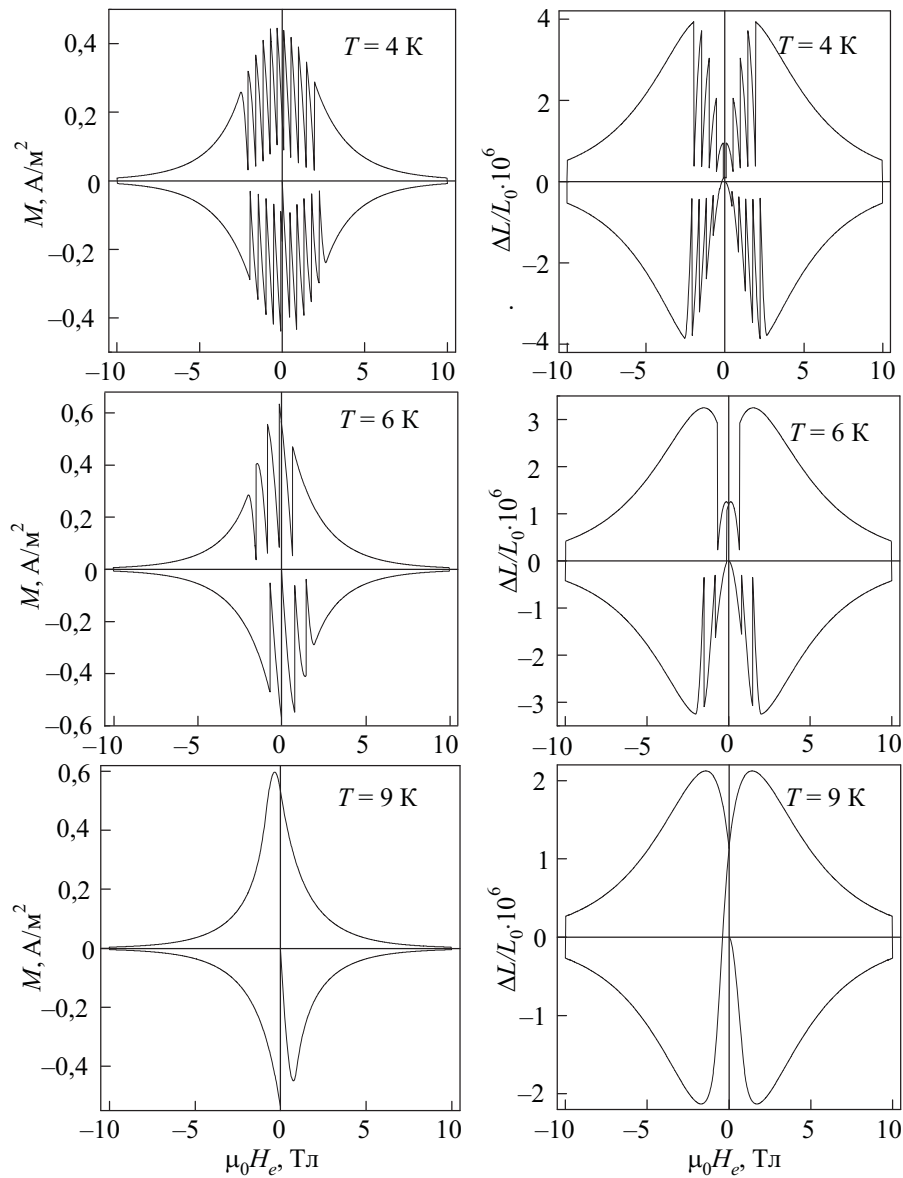


Рис. 6. Рассчитанные петли намагниченности  $M$  и магнитострикции  $\Delta L/L_0$  для  $\text{Nb}_3\text{Al}$  при различных температурах.

предыстории, подчеркнутые в работе [20], наблюдаются и для этого материала: второй квадрант более устойчив к зарождению лавинных процессов (область неустойчивости имеет самую малую площадь на  $H$ – $T$  плоскости) по сравнению с первым и третьим. Самый неустойчивый к лавинам третий квадрант. Исследование распределения индукции магнитного поля в образце демонстрирует различный перепад индукции в одинаковом по величине внешнем магнитном поле в трех вышеуказанных квадрантах. Как показано в [20], в материалах с критическим током, зависящим от магнитного поля, максимум изменения магнитной индукции по сечению образца наблюдается, когда внешнее магнитное поле меняет знак, а это происходит в третьем квадранте. В первом квадранте перепад индукции магнитного поля ниже, чем в третьем; самый малый перепад во втором квадранте, когда поле убывает от вели-

чины  $H_{c2}$ . Этим и объясняется различная устойчивость по отношению к возникновению скачков потока в различных квадрантах.

Звездочками на диаграмме (рис. 8(б)) показаны скачки потока, наблюдаемые экспериментально при температурах 4,2 и 5,9 К в пластине толщиной 2 мм. Они хорошо укладываются на рассчитанную область неустойчивости. Как видно на том же рисунке, при увеличении толщины пластины до  $L = 4$  мм область неустойчивости расширяется в соответствии с существующими модельными представлениями. Соответственно, уменьшение размера образца приводит к исчезновению неустойчивостей. Такой размер называется максимальным размером сверхпроводника  $d_{\text{max}}$  со стабильным критическим состоянием. Этот размер сверхпроводящих объектов используется в технологии для производства устройств, защищенных от терромагнит-

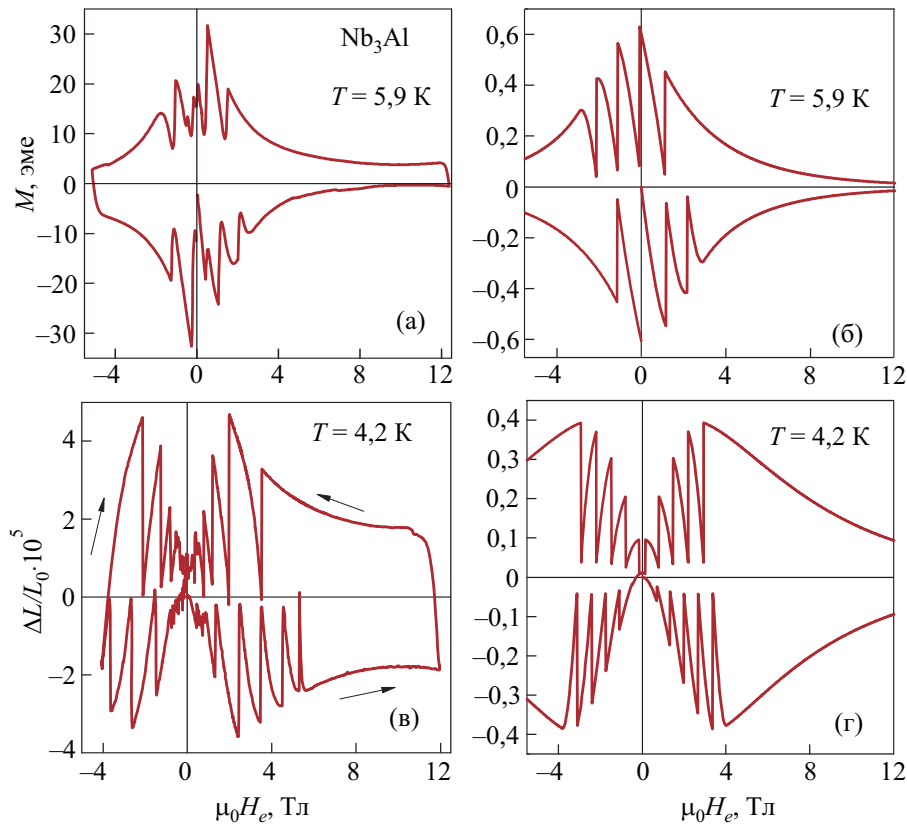


Рис. 7. Петли намагниченности (а), (б) и магнитострикции (в), (г) для Nb<sub>3</sub>Al: (а) и (в) — эксперимент, (б) и (г) — расчет.

ных неустойчивостей. Его легко получить из выражения для поля первой неустойчивости в предположении слабой зависимости критического тока от магнитного поля [23]. Тогда, в ситуации охлаждения без магнитного поля (ZFC) для характерного размера образца, критическое состояние которого еще устойчиво, получим:

$$d_{\max} \approx \frac{2H_{1ff}}{j_c},$$

$$H_{1ff} = \sqrt{\frac{2C_V j_c}{\mu_0 \left| \frac{\partial j_c}{\partial T} \right|}},$$

$$d_{\max}(T) = \sqrt{\frac{8 C_V(T, B_{ff})}{\mu_0 j_c(T, B_{ff}) \left| \frac{d}{dT} j_c(T, B_{ff}) \right|}}. \quad (8)$$

По последней формуле (8) можно рассчитать максимальный диаметр образца, взяв значение теплоемкости и критического тока в магнитном поле, соответствующем первому скачку. На рис. 9 представлена зависимость максимального диаметра образца Nb<sub>3</sub>Al от температуры. Видно, что при температуре 1,8 К диаметр образца порядка 10<sup>-4</sup> м.

На рис. 9 представлены две расчетные кривые, описывающие зависимость максимального размера образ-

ца, при котором критическое состояние еще остается устойчивым к возникновению лавин. Следовательно, область неустойчивости критического состояния (область терромагнитных лавин) сверхпроводника находится выше этих кривых. Верхняя кривая соответствует случаю, когда в первом квадранте (ZFC режим охлаждения) исчезает последний скачок. Грубая оценка максимального диаметра для этой ситуации выполняется обычно [23] в модели Бина:  $d_{\max} \sim H_{1ff}/j_c$ . Вторая кривая на рисунке проходит ниже на 10–15% и определена расчетом. Она соответствует случаю, когда последний скачок исчезает в третьем квадранте после перемагничивания в поле противоположного направления. Таким образом, сверхпроводящие элементы, которые в процессе эксплуатации перемагничиваются, должны быть тоньше на эту величину, чтобы иметь стабильные параметры. В этом проявляется роль магнитной предыстории сверхпроводящего образца.

Оценим влияние полевой зависимости тепловых и проводящих свойств материала на ширину области неустойчивости. Без учета полевых зависимостей формула (2) преобразуется к виду

$$C(T) = \alpha T^3 + A_0 e^{-\Delta(T)/T}.$$

Зависимость плотности критического тока от температуры возьмем в линейном приближении:



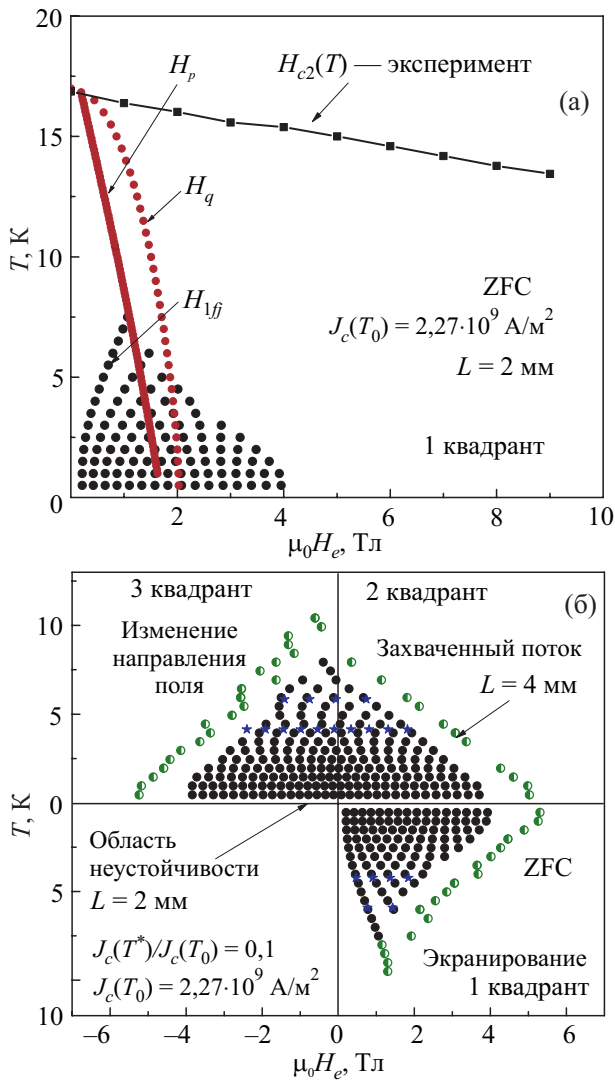


Рис. 8.  $H$ - $T$  диаграммы неустойчивости (расчет) для пластин  $Nb_3Al$  разной толщины: в режиме ZFC, здесь представлены также характерные зависимости от температуры величин  $H_{1ff}$  — магнитного поля первого скачка намагниченности,  $H_q$  — поля квенча,  $H_p$  — поля полного проникновения и  $H_{c2}$  — второго критического поля (а); с учетом магнитной предыстории символами ( $\star$ ) в трех квадрантах обозначены значения магнитных полей, при которых наблюдаются лавины потока в эксперименте; ( $\bullet$ ) — граница области неустойчивости для пластины толщиной 4 мм (расчет) (б).

$$j_c(T) = j_0 \left( 1 - \frac{T}{T_0} \right).$$

На рис. 10 представлены границы областей неустойчивости с учетом и без учета полевых зависимостей теплоемкости и плотности критического тока. Здесь квадратами представлена область неустойчивости, когда и теплоемкость, и плотность критического тока являются функциями температуры и внешнего магнитного поля; точками изображена  $H$ - $T$  диаграмма неустойчивости без учета зависимости теплоемкости от величины внешнего магнитного поля; треугольниками

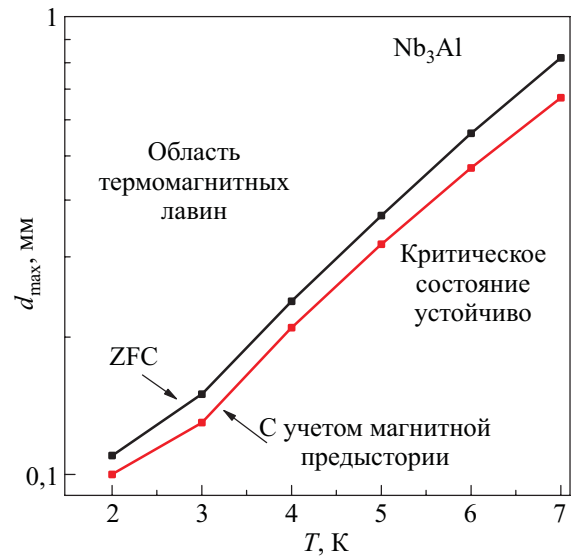


Рис. 9. Зависимость максимального диаметра  $d_{max}$  образца  $Nb_3Al$ , устойчивого к лавинам, от температуры в случае охлаждения без магнитного поля ZFC и в условиях перемагничивания полем противоположного направления.

вершиной вверх — область неустойчивости без учета зависимости плотности критического тока от величины магнитного поля; треугольниками вершиной вниз — область неустойчивости без учета зависимости теплоемкости и плотности критического тока от величины магнитного поля.

На диаграмме видно, что определяющую роль в ширине области неустойчивости играет зависимость критического тока от магнитного поля. Это объясняется тем, что критический ток, не зависящий от поля (модель Бина), всегда больше критического тока, который зависит от внешнего магнитного поля (модель Кима—

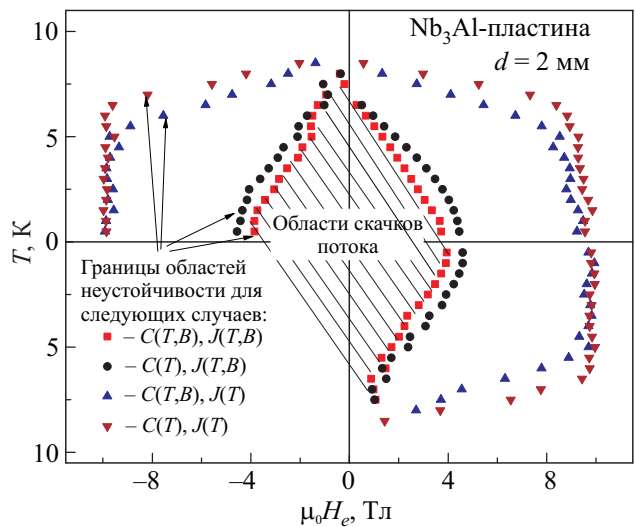


Рис. 10.  $H$ - $T$  диаграмма неустойчивости с учетом и без учета полевой зависимости теплоемкости и плотности критического тока.

Андерсона, экспериментальная зависимость). Поэтому в случае, когда не учитывается влияние внешнего магнитного поля на соответствующие параметры, поле полного проникновения наступает позже и область неустойчивости по размеру больше по сравнению с областью, когда учитывается влияние внешнего магнитного поля.

### Выводы

Из экспериментальных данных по теплоемкости и намагниченности для сверхпроводника второго рода Nb<sub>3</sub>Al путем фитинга получены аналитические выражения для плотности критического тока и теплоемкости как функции температуры и магнитного поля. На основе анализа экспериментальных результатов по теплоемкости определены различные параметры материала: температура Дебая, энергетическая щель сверхпроводника, второе критическое поле и др.

С помощью полученных экспериментальных зависимостей рассчитаны петли намагниченности и магнитострикции. С увеличением температуры количество скачков магнитного потока уменьшается. Рассчитанные петли намагниченности и магнитострикции при температурах 4,2 и 5,9 К качественно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Для пластин Nb<sub>3</sub>Al толщиной  $L = 2$  и 4 мм построенная  $H$ - $T$  диаграмма неустойчивости критического состояния. На ней представлены зависимости полей полного проникновения, первого скачка, связанного с неустойчивостью критического состояния, и поля квенча сверхпроводника. Их относительное положение на диаграмме объясняет неполноту скачков магнитного момента при термомагнитных лавинах магнитного потока. Показано, что устойчивость критического состояния увеличивается с уменьшением диаметра образца.

Охарактеризована степень влияния полевой зависимости тепловых и проводящих свойств материала на ширину области неустойчивости. Область неустойчивости на  $H$ - $T$  диаграмме растет, когда в выражениях для теплоемкости и плотности критического тока не учитывается зависимость от внешнего магнитного поля.

Рассчитан максимальный диаметр образца, при котором критическое состояние остается устойчивым в процессе перемагничивания сверхпроводника, и построена его температурная зависимость.

Эта работа частично поддержана польским Национальным научным центром научных проектов в 2011–2012 гг. (грант № N202166340). В.Ч. и F.P.-R благодарят за частичную поддержку CONACYT (Мехико) грант № 183673.

1. S.L. Wipf, *Cryogenics* **31**, 936 (1991).
2. T. Takeuchi, A. Kikuchi, N. Banno, H. Kitaguchi, Y. Iijima, K. Tagawa, K. Nakagawa, K. Tsuchiya, C. Mitsuda, N. Koizumi, and K. Okuno, *Cryogenics* **48**, 371 (2008).
3. M.D. Sumption, X. Wu, F. Buta, M. Tomsic, J. Phillips, K. Mcfadden, and E.W. Collings, *Adv. Cryo. Eng.* **50**, 485 (2004).
4. S.L. Wipf, *Phys. Rev.* **161**, 404 (1967).
5. R.G. Mints and A.L. Rakhmanov, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 551 (1981).
6. Amemiya, N. Hoshi, N. Banno, T. Takeuchi, and H. Wada, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **12**, 1001 (2002).
7. E.W. Collings, *Applied Superconductivity, Metallurgy, and Physics of Titanium Alloys*, Plenum Press, New York (1986).
8. E.W. Collings and M.D. Sumption, *Appl. Supercond.* **3**, 551 (1985).
9. V.V. Chabanenko, V.F. Rusakov, A.I. D'yachenko, E.M. Roizenblat, S. Piechota, S. Vasiliev, and H. Szymczak, *Physica C* **369**, 227 (2002).
10. G.W. Webb, Z. Fisk, J.J. Engelhardt, and S.D. Bader, *Phys. Rev.* **15**, 2624 (1977).
11. N.W. Ashcroft and D. Mermin, *Solid State Phys.*, W.B. Saunders Company, Philadelphia (1976).
12. K.A. Moler, D.L. Sisson, J.S. Ubrach, M.R. Beasley, A. Kapitulnik, D.J. Baar, R. Liang, and W.N. Hardy, *Phys. Rev. B* **55**, 3954 (1997).
13. М. Коэн, Г. Глэдстоун, М. Йенсен, Дж. Шриффер, *Сверхпроводимость полупроводников и переходных металлов*, Мир, Москва (1972).
14. C. Caroli, P.G. De Gennes, and J. Matricon, *Phys. Lett.* **9**, 307 (1964).
15. G.E. Volovik, *JETP Lett.* **58**, 469 (1993).
16. A.R. Ramires, N. Stucheli, and E. Bucher, *Phys. Lett.* **74**, 1218 (1995).
17. F. Bouquet, R.A. Fisher, N.E. Phillips, D.G. Hinks, and J.D. Jorgensen, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 047001–1 (2001).
18. G.S. Knapp, S.D. Bader, and Z. Fisk, *Phys. Rev. B* **13**, 3783 (1979).
19. H. Ikuta, N. Hirota, Y. Nakayama, K. Kishio, and K. Kitazawa, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2166 (1993).
20. V.V. Chabanenko, A.I. D'yachenko, M.V. Zalutskii, V.F. Rusakov, H. Szymczak, S. Piechota, and A. Napiórek, *J. Appl. Phys.* **88**, 5875 (2000).
21. A. Napiórek, V.V. Chabanenko, S. Vasiliev, G. Shushmakova, H. Szymczak, and B. Kodess, *J. Appl. Phys.* **105**, 063918 (2009).
22. B.W. Roberts, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 581 (1976); C.P. Poole, H.A. Farach, and R.J. Creswick, *Superconductivity*, Academic Press Inc., San Diego (1995).
23. M.N. Wilson, C.R. Walters, J.D. Lewin, and P.F. Smith, *J. Phys. D* **3**, 1517 (1970).

# Boundaries of critical state stability of Nb<sub>3</sub>Al hard superconductor in $H$ – $T$ plane

V.V. Chabanenko, S.V. Vasiliev, A. Nabiałek, G.S. Shushmakova, F. Pérez-Rodríguez, V.F. Rusakov, A. Szewczyk, B.N. Kodess, M. Gutowska, J. Wieckowski, and H. Szymczak

Stability of the critical state of type-II hard superconductors with respect to small fluctuations of temperature  $T$  or magnetic field  $H_e$  is strongly dependent on material properties. For this purpose, heat capacity  $C(T, H_e)$ , magnetization  $M(T, H_e)$  and magnetostriction  $\Delta L(T, H_e)$  of the superconductor were measured in a strong (up to 12 T) magnetic field. The experimental data on heat capacity in a wide temperature range and in magnetic fields  $H_{c1} \leq H_e \leq H_{c2}$ , were used to determine the gap width and some other parameters such as the coefficient of the linear term defining the elec-

tron contribution to the heat capacity and the Debye temperature. The experiments on magnetization allowed the critical current dependences of the superconductor  $J_c(T, H_e)$  to be recovered. The experimental data on temperature and field dependences of thermal and conducting properties were used to calculate magnetization and magnetostriction hysteresis loops.

PACS: **74.25.–q** Properties of superconductors;  
 74.25.Ha Magnetic properties including vortex structures and related phenomena;  
 74.25.N– Response to electromagnetic fields;  
 74.25.Op Mixed states, critical fields, and surface sheaths;  
 74.70.Ad Metals; alloys and binary compounds.

Keywords: critical state of superconductor, thermomagnetic instability,  $H$ – $T$  diagram, magnetization and magnetostriction, heat capacity.