

Критическое магнитное поле безвихревого состояния тонких пленок NbC и перспективы его наблюдения в MgB₂

© Н.П. Шабанова, С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, А.И. Головашкин

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

E-mail: shaban@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 5 мая 2006 г.)

Измерены критические магнитные поля $H_{c\parallel}$ и H_{c2} тонких пленок изотропного сверхпроводника NbC. Наблюдалась сильная анизотропия критических полей, связанная с безвихревым состоянием пленки в параллельном ее поверхности магнитном поле. Отношение $H_{c\parallel}/H_{c2}$ при 2 К превышало 6 и увеличивалось с ростом температуры. Зависимость $H_{c\parallel}(T)$ во всей температурной области ниже T_c количественно согласуется с представлениями микроскопической теории о безвихревом состоянии тонкой пленки чистого сверхпроводника. При уменьшении длины свободного пробега электронов в результате облучения пленки малой дозой ионов He⁺ критическое поле $H_{c\parallel}$ не изменилось вблизи T_c и заметно возросло при более низких температурах. На основе известных теоретических моделей были проведены оценки электронных параметров и толщины пленок MgB₂, при которых на температурной зависимости $H_{c\parallel}(T)$ возможно проявление особенностей, связанных с безвихревым состоянием двухщелевого сверхпроводника.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-17660) и Минобрнауки.

PACS: 74.70.Ad, 74.25.Op

1. Введение

Тонкие пленки металлов, в том числе сверхпроводников, являются интересными объектами для изучения разнообразных размерных эффектов [1]. Классическим примером размерного эффекта в сверхпроводящем состоянии является рост критического магнитного поля с уменьшением толщины пленки при ее ориентации вдоль направления поля ($H_{c\parallel}$).

Теоретически зависимость величины $H_{c\parallel}$ от толщины пленки d и электронных параметров сверхпроводника исследовалась на основе феноменологической и микроскопической теории в работах [2–6]. Увеличение $H_{c\parallel}$, связанное с так называемым безвихревым состоянием, наблюдалось у сверхпроводников с большой длиной когерентности Гинзбурга–Ландау $\xi \sim 100$ nm, таких как свинец, олово, индий [7–9] (не слишком толстые пленки этих металлов становятся сверхпроводниками второго рода [10]), а также в пленках их сплавов, массивные образцы которых, хотя и являются сверхпроводниками второго рода, имеют, как правило, низкую критическую температуру ($T_c < 4.2$ К) [11]. У сверхпроводников со структурой B1 и A15 и более высокой T_c малая длина когерентности ξ мешает реализовать условия безвихревого состояния (толщина пленки меньше размера когера вихря: $d < 1.8\xi$ [2,12]). Пленки таких сверхпроводников должны быть очень тонкими ($d \sim 5$ nm), чтобы при параллельной ориентации магнитное поле не могло проникать в них в виде вихрей.

Основные закономерности изменения $H_{c\parallel}$ качественно хорошо описываются теоретическими моделями. Добиться количественного согласия теории с экспериментом оказалось значительно труднее [13]. Поэтому

исследование связи критического поля $H_{c\parallel}$ с электронными параметрами сверхпроводника, полученными из эксперимента, остается по-прежнему актуальным. Наконец, совершенно неясны возможности и условия наблюдения безвихревого состояния в новом двухщелевом сверхпроводнике MgB₂. Наличие в MgB₂ двух групп носителей с разными энергетическими щелями и сильно отличающимися длинами когерентности делает задачу наблюдения особенностей $H_{c\parallel}(T)$, связанных с безвихревым состоянием, особенно интересной.

В настоящей работе экспериментально исследованы критические магнитные поля $H_{c\parallel}$ тонких пленок NbC (структура B1, $T_c = 11.2$ К) с различным уровнем дефектности. Исследована связь $H_{c\parallel}(T)$ с электронными параметрами этого сверхпроводника, определенными в результате измерений критического магнитного поля H_{c2} (направление поля перпендикулярно поверхности пленки [14]). На основе известных теоретических моделей [3,5,6] сделаны оценки параметров пленок MgB₂, при которых на температурной зависимости $H_{c\parallel}(T)$ могут проявиться особенности, отвечающие безвихревому состоянию двухщелевого сверхпроводника.

2. Эксперимент и результаты

Пленки NbC были приготовлены импульсным лазерным испарением Nb в атмосфере углеводородов. Детали метода представлены в [15]. Критические магнитные поля H_{c2} и $H_{c\parallel}$ измерялись резистивным методом в магнитном поле сверхпроводящего соленоида напряженностью до 70 кОе. Изменение уровня дефектности пленок достигалось с помощью их облучения ионами He⁺ с энергией 200 keV на ионном ускорителе.

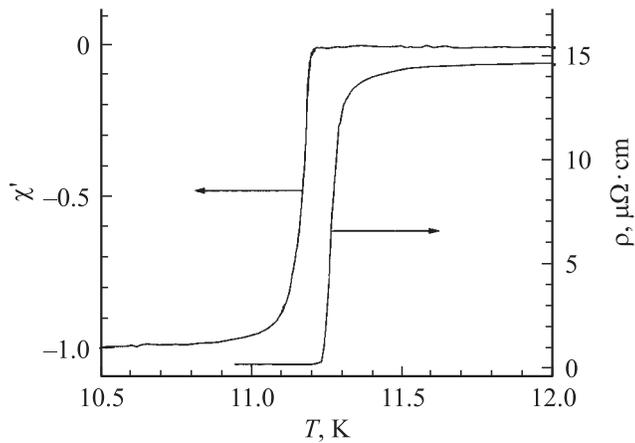


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости на переменном токе $\chi'(T)$ и удельного сопротивления $\rho(T)$ пленки NbC толщиной 14 nm вблизи сверхпроводящего перехода.

Исследования температурной зависимости верхнего критического магнитного поля H_{c2} пленок карбида ниобия толщиной $d \sim 100$ nm с различной дефектностью, проведенные ранее, позволили оценить основные электронные параметры этого соединения [16]. Было показано, что пленки ($T_c = 12$ K), полученные в оптимальных технологических режимах, имеют длину когерентности Гинзбурга–Ландау $\xi(0) \approx 15$ nm. Поэтому уже при толщине пленки около 30 nm становится принципиально возможным наблюдать проявление безвихревого состояния на зависимости $H_{c\parallel}(T)$ практически во всей области температур ниже T_c .

Нам удалось получить тонкие пленки NbC без существенного ухудшения их параметров. На рис. 1 представлены температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ и динамической магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ для пленки NbC толщиной 14 nm. Резистивные переходы этой пленки в магнитном поле, перпендикулярном (a) и параллельном (b) ее поверхности, показаны на рис. 2. Видно, что магнитное поле различной ориентации оказывает качественно и количественно различное воздействие на пленку. Напряженности перпендикулярного поля 10 kOe достаточно, чтобы подавить сверхпроводимость ниже 4.2 K. Параллельное поле той же величины сдвигает переход всего на 0.2 K.

Определенная по температурному сдвигу середины резистивного перехода в перпендикулярном магнитном поле фазовая кривая $H_{c2}(T)$ является линейной функцией температуры (рис. 3). Зависимость $H_{c\parallel}(T)$ (рис. 3) нелинейна во всей области ниже T_c . Из температурной зависимости $H_{c2}(T)$ была определена длина когерентности $\xi(0) \approx 15.5$ nm. Поскольку условие $d < 1.8\xi(T)$ выполняется во всем температурном интервале ниже T_c , при ориентации вдоль направления магнитного поля пленка должна находиться в безвихревом состоянии до тех пор, пока величина магнитного поля не превысит критического значения $H_{c\parallel}(T)$. Такое состояние суще-

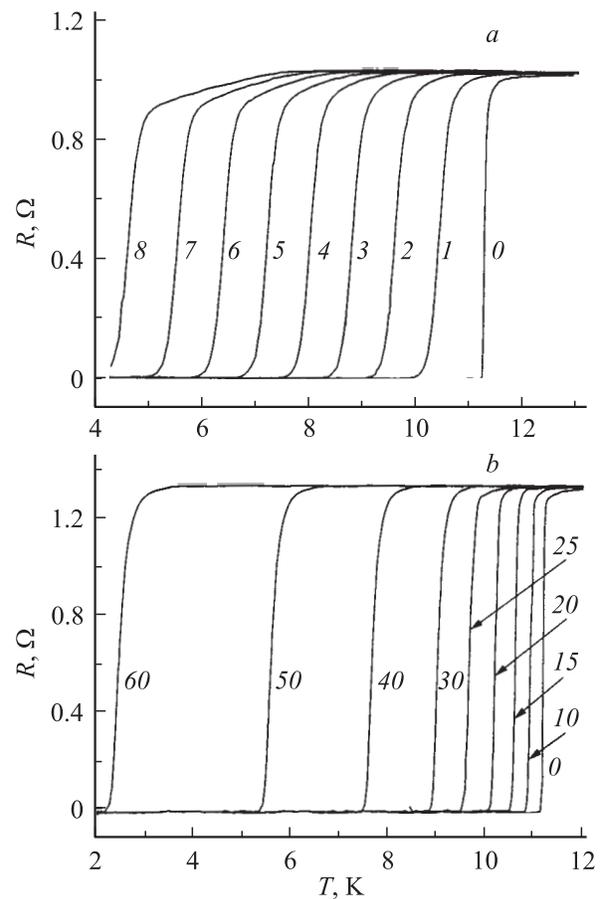


Рис. 2. Сверхпроводящие переходы пленки NbC ($d = 14$ nm) в перпендикулярном (a) и параллельном (b) магнитном поле. Числа около кривых — напряженность магнитного поля в kOe.

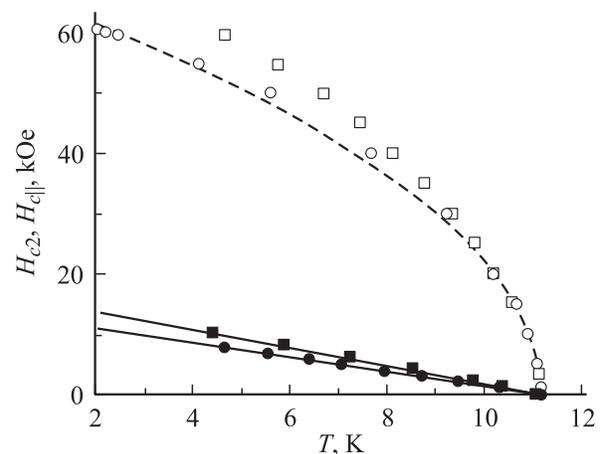


Рис. 3. Температурные зависимости критических магнитных полей $H_{c\parallel}(T)$ (светлые символы) и $H_{c2}(T)$ (темные символы) пленки NbC толщиной 14 nm до (кружки) и после (квадраты) облучения ионами He^+ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Штриховой линией показана кривая, рассчитанная по формуле (1) для параметров пленки $d = 14$ nm, $\xi_0 = 24$ nm.

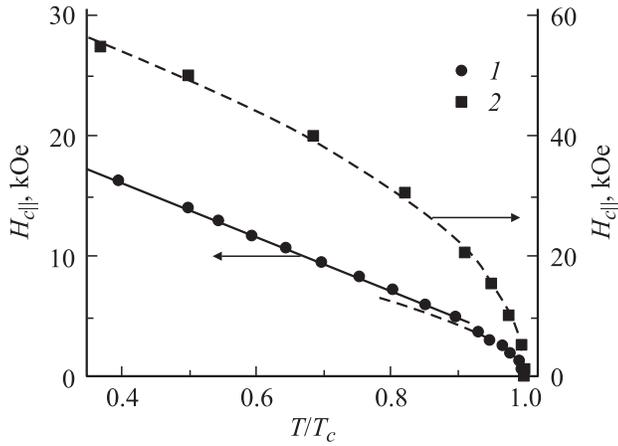


Рис. 4. Температурные зависимости критического магнитного поля $H_{c||}(T)$ пленок NbC толщиной 45 (1) и 14 nm (2). Штриховые линии — зависимости $H_{c||}(T)$, построенные по формуле (1).

ственно влияет на величину и температурную зависимость параллельного критического поля. Это наглядно демонстрирует рис. 4, где представлено $H_{c||}$ пленок NbC толщиной 14 и 45 nm. У более толстой пленки безвихревое состояние существует лишь в узкой области вблизи T_c . Важно отметить, что толщина обеих пленок значительно меньше глубины проникновения магнитного поля $\delta(0) \approx 100$ nm.

В непосредственной близости от T_c , согласно феноменологической [2–4] и микроскопической [5,6] теории, критическое поле должно меняться с температурой по закону $H_{c||}(T) \propto (1 - T/T_c)^{1/2}$ независимо от соотношения длины когерентности микроскопической теории ξ_0 и длины свободного пробега электронов l . При удалении от T_c в соответствии с [5,6] характер зависимости $H_{c||}(T)$ определяется соотношением параметров d , ξ_0 и l .

Величины ξ_0 и l исследуемых пленок мы оценили по изменению наклона температурной зависимости верхнего критического магнитного поля $-dH_{c2}/dT$ в результате облучения малыми дозами ионов гелия. (Методика подробно описана в [16]). Пленка толщиной 14 nm, как и более толстые, оказалась чистым сверхпроводником: $\xi_0 \approx 24$ nm, $l \approx 40$ nm. Поэтому анализ наблюдаемой температурной зависимости ее критического поля $H_{c||}(T)$ на основе локальной электродинамики (уравнений Гинзбурга–Ландау) в данном случае является неприемлемым. Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются соотношением

$$H_{c||}(T) = 0.86 \frac{\Phi_0}{(d^3 \xi_0)^{1/2}} (1 - T/T_c)^{1/2} \quad (1)$$

(рис. 3, штриховая линия), полученным в [5] для критического поля достаточно чистой ($\xi_0 \leq l$) тонкой пленки (Φ_0 — квант магнитного потока). При построении кривой использовались d и ξ_0 , отвечающие параметрам нашего образца. Выражение (1) записано для температур, близких к T_c ($1 - T/T_c \ll d/\xi_0$), для случая $d \ll \xi_0$

при диффузном отражении электронов от поверхности пленки. Хотя длина когерентности данной пленки менее чем в 2 раза превышает ее толщину, выражение (1) хорошо описывает эксперимент вблизи T_c . Более того, оно хорошо описывает зависимость $H_{c||}(T)$ во всей температурной области. Провести строгое сравнение теории с экспериментом для температур далеких от T_c не представляется возможным, поскольку эта область температур рассмотрена теоретически только для случая $d \ll \xi_0$ [5,6]. Температурный диапазон полученных в [5,6] решений с ростом толщины пленки сужается, а при $d \sim \xi_0$ его не существует. Зависимость $H_{c||}(T)$, близкая к корневой, должна наблюдаться при любых температурах у не слишком тонких грязных пленок ($d \sim \sqrt{\xi_0 l}$). Соответствующее выражение первоначально было получено в [3] для температур, близких к критической, и мало отличается от результата теории Гинзбурга–Ландау

$$H_{c||}(T) = \frac{\sqrt{3}\Phi_0}{\pi d \xi(T)} = \frac{\sqrt{3}\Phi_0}{\pi d \xi(0)} (1 - T/T_c)^{1/2}. \quad (2)$$

Однако решение аналогичной задачи на основе микро-теории [5] позволило обобщить результат на произвольные температуры.

Выражения (1) и (2) предполагают вблизи T_c различную зависимость $H_{c||}$ от толщины у чистых и грязных пленок. Критическое поле чистых пленок должно меняться по закону $H_{c||}(T) \propto d^{-3/2}$, грязных — $H_{c||}(T) \propto d^{-1}$. На рис. 5 приведены температурные зависимости $H_{c||}(T)$ для пленок толщиной 53, 45 и 14 nm. Все пленки имеют очень близкие параметры ξ_0 и l . Видно, что даже у относительно толстых пленок вблизи критической температуры имеется область с корневой температурной зависимостью. В этой области размер вихря превышает толщину пленки. Параллельное критическое поле меняется с толщиной пропорционально $d^{-3/2}$.

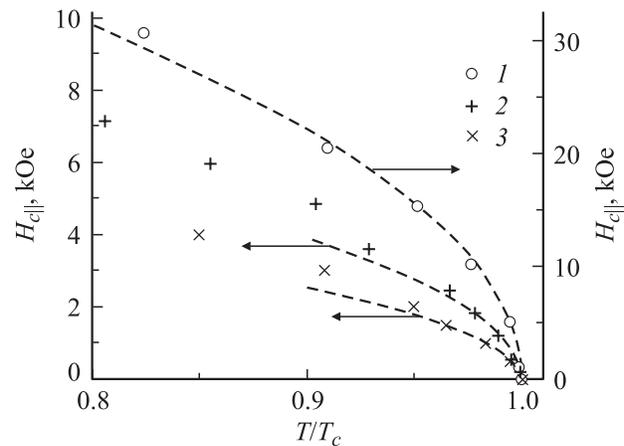


Рис. 5. Температурные зависимости критического магнитного поля $H_{c||}$ вблизи T_c пленок NbC толщиной 14 (1), 45 (2) и 53 nm (3). Штриховой линией показаны кривые $H_{c||}(T)$, рассчитанные по соотношению (1).

Рост верхнего критического магнитного поля H_{c2} из-за рассеяния на дефектах является универсальным свойством сверхпроводников второго рода с фононным механизмом сверхпроводимости [17,18]. Карбид ниобия не является в этом плане исключением. Как видно на рис. 3, облучение пленки ионами He⁺ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ привело к повышению H_{c2} . Длина когерентности, определенная прямо из соотношения $-dH_{c2}/dT = \Phi_0/2\pi T_c \xi^2(0)$, снизилась с 15.5 до 13.5 nm.

Критическое поле $H_{c\parallel}(T)$ вблизи T_c тонких, достаточно чистых пленок, согласно [5,6], не должно зависеть от длины свободного пробега. И в очень чистых пленках ($\xi_0 \ll l$), и при значительном загрязнении ($\xi_0 \sim l$) параллельное критическое поле должно быть одинаковым. С уменьшением l лишь сужается температурная область ($1 - T/T_c \ll d/\min\{\xi_0, l\}$), в которой это выполняется. Действительно, ионное облучение не изменило $H_{c\parallel}$ в довольно широком температурном интервале 9.5–11 К (рис. 3). Хотя длина свободного пробега (определенная нами из измерений H_{c2}) уменьшилась с 40 до 24 nm, вблизи критической температуры зависимость по-прежнему хорошо аппроксимируется выражением (1).

При температурах ниже 9.5 К снижение l привело к существенному росту параллельного критического магнитного поля (рис. 3). Например, при температуре около 6 К его изменение составило приблизительно 12%. Примерно на столько же снизилась длина когерентности Гинзбурга–Ландау. Подобная корреляция имеет место для любой температуры ниже 9.5 К. Таким образом, в рассматриваемом температурном диапазоне изменение критического поля $H_{c\parallel}(T)$ из-за рассеяния у пленок NbC с параметрами $d \sim \sqrt{\xi_0 l}$ качественно согласуется с результатами [3,5] для не очень тонких грязных пленок.

Мы оценили также параметры пленок MgB₂, при которых на температурной зависимости критического магнитного поля $H_{c\parallel}(T)$ могут проявиться особенности, обусловленные безвихревым состоянием двухзонного сверхпроводника. Соединение MgB₂ имеет две энергетические щели Δ_π и Δ_σ , связанные со сверхпроводимостью носителей трехмерной 3D π -зоны и квазидвумерной 2D σ -зоны, образующих поверхность Ферми [19]. Отношение Δ_σ/Δ_π по различным оценкам составляет примерно 3–5 [20–22]. Несмотря на то что обе щели схлопываются при одной температуре $T_c \approx 39$ К, сверхпроводимость π -электронов (по крайней мере выше 10–13 К) считается наведенной за счет внутреннего эффекта близости. Поскольку скорости Ферми в двух зонах отличаются несильно [23], длины когерентности ξ_0 у π - и σ -электронов отличаются более чем в 4 раза ($\xi_0^\sigma \approx 13$ nm, $\xi_0^\pi \approx 60$ nm [24]).

Нас интересовало, существует ли принципиальная возможность того, чтобы в некотором температурном интервале параллельное критическое поле определялось конденсатом с большей ξ_0 . При проведении оценок мы исходили из того, что в MgB₂ взаимодействие двух групп электронов мало, и использовали уравнения

для параллельного критического поля тонких пленок однозонного сверхпроводника [3,5,6]. (Нам неизвестны теоретические работы, посвященные поведению тонких пленок двухзонного сверхпроводника в параллельном магнитном поле). Кроме того, мы полагали, что в температурной области 0–13 К сверхпроводимость в π -зоне является самостоятельной [21,25]. Выше 13 К π -электроны не оказывают существенного влияния на критические параметры MgB₂.

Исходя из изложенного выше очевидно, что при температурах ниже 13 К величину параллельного критического поля пленки как в случае проникновения вихрей ($d > \max\{1.8\xi^\pi(T), 1.8\xi^\sigma(T)\}$), так и при безвихревом состоянии ($d < \min\{1.8\xi^\pi(T), 1.8\xi^\sigma(T)\}$) будет определять только одна группа носителей, имеющая меньшую длину когерентности. Если рассеяние в зонах различается не слишком сильно, такой группой будут σ -электроны, длина когерентности ξ_0^σ которых значительно ниже.

Иная ситуация возможна в пленках толщиной $1.8\xi^\sigma(T) < d < 1.8\xi^\pi(T)$. Меньшая длина когерентности σ -электронов не гарантирует большего $H_{c\parallel}(T)$, поскольку критическое поле безвихревого состояния π -электронов $H_{c\parallel}^\pi$ зависит еще и от толщины пленки (см. выражения (1) и (2)).

В очень чистых пленках MgB₂, согласно известному соотношению $\xi(0) = 0.74\xi_0$, длины когерентности Гинзбурга–Ландау будут составлять $\xi^\sigma(0) \approx 10$ nm, $\xi^\pi(0) \approx 50$ nm. Для того чтобы $H_{c\parallel}^\pi$ выросло настолько, чтобы определять параллельное критическое поле пленки, необходимо снижать ее толщину, не допустив при этом перехода σ -электронов в безвихревое состояние (по крайней мере при температуре ниже 13 К). Таким образом, предел, до которого можно уменьшать толщину, примерно равен 20 nm. Этого оказывается недостаточно для того, чтобы вблизи 13 К (согласно (1)) и при более низких температурах $H_{c\parallel}^\pi$ смогло превысить критическое поле H_{c2} чистого предела. Однако при $T \rightarrow 0$ теория предсказывает логарифмический рост критического поля безвихревого состояния [5]

$$H \ln\left(\frac{0.56\pi^3 \xi_0}{\Phi_0} Hd\right) = \frac{\Phi_0}{\pi d^2} \ln\left(\frac{0.56\pi^2 \xi_0}{d} \frac{T_c}{T}\right). \quad (3)$$

Наши оценки показывают, что, согласно (3), при температурах менее 2 К критическое поле $H_{c\parallel}^\pi$ превысит критическое поле чистого предела $H_{c2} \approx 25$ кОе.

В грязных пленках, так же как и в чистых, добиться необходимого повышения $H_{c\parallel}^\pi$ только за счет уменьшения толщины не удастся. (Имеется аналогичное ограничение на толщину, связанное с переходом σ -электронов в безвихревое состояние). Однако, если рассеяние носителей в π - и σ -зоне неодинаково, возможно возрастание $H_{c\parallel}^\pi$ настолько, чтобы именно оно определяло параллельное критическое поле пленки. В работах [26,27] было показано, что даже в качественных эпитаксиальных

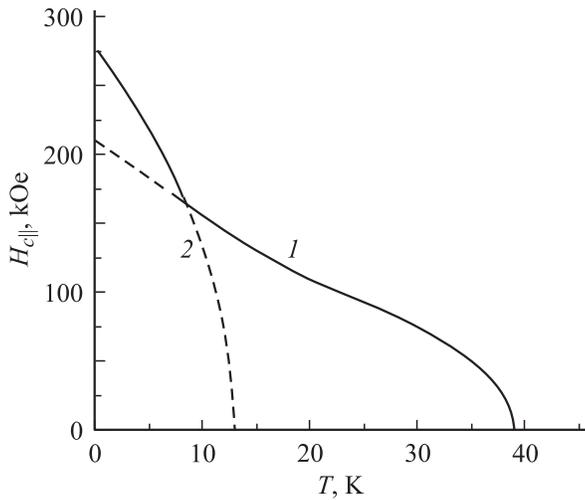


Рис. 6. Температурная зависимость критического магнитного поля $H_{c||}$ (сплошная линия), рассчитанная для пленки MgB_2 толщиной 5 nm. Кривая 1 отвечает температурной зависимости параллельного критического поля электронов σ -зоны, кривая 2 — электронов π -зоны.

пленках рассеяние носителей в π -зоне может быть на порядок более сильным. По нашим оценкам отношение средней длины свободного пробега электронов в σ - и π -зоне $l^\sigma/l^\pi \approx 2$. При таком соотношении длин пробега достигается наилучшее согласие величины плотности электронных состояний на уровне Ферми в σ -зоне, рассчитанной из первых принципов [19,28] и определенной в результате исследования верхнего критического магнитного поля H_{c2} [29]. Используя экспериментальную корреляцию наклона верхнего критического поля H_{c2} и остаточного удельного сопротивления [29], мы оценили $l^\sigma \approx 5$ nm эпитаксиальной пленки с остаточным удельным сопротивлением $20 \mu\Omega \cdot \text{cm}$. Длину пробега в π -зоне приняли $l^\pi \approx 2.5$ nm, длину когерентности $\xi^\pi(0) \approx 10$ nm определили из соотношения для грязного предела $\xi^\pi(0) = 0.85 \sqrt{\xi_0^\pi l^\pi}$. Далее, воспользовавшись выражением (2) с поправками, распространяющими его действие на произвольные температуры [3], были рассчитаны $H_{c||}^\pi(T)$ для пленок различной толщины. На рис. 6 показано поведение пленки MgB_2 толщиной 5 nm в параллельном магнитном поле ($\mathbf{H} \parallel ab$). В области 39 K $H_{c||}(T)$ отвечает температурной зависимости критического поля безвихревого состояния σ -электронов ($d < 1.8\xi^\sigma(T)$). С понижением температуры и сокращением ξ^σ ($\xi^\sigma(0) \parallel ab$ составляет примерно 2 nm) эта зависимость переходит в зависимость $H_{c||}(T)$ для толстых пленок, наблюдаемую в эксперименте. Ниже 8 K величину $H_{c||}(T)$ определяет $H_{c||}^\pi(T)$. Качественно аналогичное изменение параллельного критического магнитного поля (рис. 6) должно иметь место в пленках MgB_2 толщиной около 15 nm при ориентации оси c параллельно плоскости подложки. В настоящее время объекты MgB_2 с такими размерами (нанопроволоки) получены экспериментально [30,31].

3. Заключение

Таким образом, в настоящей работе исследовано параллельное критическое магнитное поле $H_{c||}$ тонких пленок карбида ниобия. Изучена связь $H_{c||}$ с электронными параметрами сверхпроводника, определенными в результате измерений верхнего критического магнитного поля H_{c2} пленок с различной степенью дефектности. Показано, что вблизи критической температуры T_c величина $H_{c||}(T)$ количественно согласуется с представлениями микроскопической теории для параллельного критического поля тонкой пленки чистого сверхпроводника [5]. В промежуточной температурной области и вблизи абсолютного нуля зависимость $H_{c||}$ от температуры T и длины свободного пробега l качественно аналогична теоретической зависимости параллельного критического поля от этих параметров у не очень тонких грязных пленок ($d \sim \sqrt{\xi_0 l}$) [3,5].

Для двухщелевого сверхпроводника MgB_2 на основе известных теоретических моделей [3,5,6] проведены оценки параметров тонких пленок, при которых на температурной зависимости $H_{c||}(T)$ возможно проявление особенностей, связанных с безвихревым состоянием электронов 3D π -зоны.

Список литературы

- [1] Ю.Ф. Комник. Физика металлических пленок. Атомиздат, М. (1979). 264 с.
- [2] D. Saint-James, P.G. de Gennes. Phys. Lett. **7**, 306 (1963).
- [3] А.А. Абрикосов. ЖЭТФ **47**, 720 (1964).
- [4] R.S. Thompson, A. Baratoff. Phys. Rev. Lett. **15**, 971 (1965).
- [5] Е.А. Шаповал. ЖЭТФ **49**, 930 (1965).
- [6] Е.А. Шаповал. ЖЭТФ **51**, 669 (1966).
- [7] G.D. Cody, R.E. Miller. Phys. Rev. **173**, 481 (1968).
- [8] R.E. Miller, G.D. Cody. Phys. Rev. **173**, 494 (1968).
- [9] A.M. Toxen. Phys. Rev. **123**, 442 (1961).
- [10] G.J. Dolan. J. Low Temp. Phys. **15**, 133 (1974).
- [11] J.P. Burger, G. Deutscher, E. Guyon, A. Martinet. Phys. Rev. **137**, A 853 (1965).
- [12] H.J. Fink. Phys. Rev. **177**, 732 (1969).
- [13] М.Н. Михеева, Е.А. Шаповал. ЖЭТФ **55**, 1059 (1968).
- [14] M. Tinkham. Phys. Rev. **129**, 2413 (1963).
- [15] А.И. Головашкин, Б.Г. Журкин, А.Л. Карузский, С.И. Красносвободцев, В.П. Марговицкий, Е.В. Печень, В.В. Родин, Ю.И. Степанов, А.В. Ширков. ФТТ **28**, 3342 (1986).
- [16] Н.П. Шабанова, С.И. Красносвободцев, В.С. Ноздрин, А.И. Головашкин. ФТТ **38**, 1969 (1996).
- [17] Л.П. Горьков. ЖЭТФ **37**, 1407 (1959).
- [18] N.R. Werthamer. In: Superconductivity / Eds R.D. Parks, Dekker Marcel. N. Y. (1969). Vol. 1. P. 321.
- [19] A.Y. Liu, I.I. Mazin, J. Kortus. Phys. Rev. Lett. **87**, 087005 (2001).
- [20] P. Szabo, P. Samuelli, J. Kacharcik, T. Klein, J. Marcus, D. Fruchardt, S. Miraglia, C. Marcenat, A.G.M. Jansen. Phys. Rev. Lett. **87**, 137005 (2001).
- [21] H. Schmidt, J.F. Zasadzinski, K.E. Gray, D.G. Hinks. Physica C **385**, 221 (2003).

- [22] Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, N.Z. Timergaleev, A.V. Yarigin, E.G. Maksimov, S.I. Krasnosvobodtsev, A.V. Varlashkin, M.A. Hein, G. Müller, H. Piel, L.G. Sevastyanova, O.V. Kravchenko, K.P. Burdina, B.M. Bulychev. *Solid State Commun.* **129**, 85 (2004).
- [23] A. Brinkman, A.A. Golubov, H. Rogalla, O.V. Dolgov, J. Kortus, Y. Kong, O. Jepsen, O.K. Andersen. *Phys. Rev. B* **65**, 180 517 (2002).
- [24] M.R. Eskildsen, M. Kugler, S. Tanaka, J. Jun, S.M. Kazakov, J. Karpinski, O. Fischer. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 187 003 (2002).
- [25] F. Bouquet, Y. Wang, I. Sheikin, T. Plackowski, A. Junod, S. Lee, S. Tajima. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 257 001 (2002).
- [26] A. Gurevich, S. Patnaik, V. Braccini, K.H. Kim, C. Mielke, X. Song, L.D. Cooley, S.D. Bu, D.M. Kim, J.H. Choi, L.J. Belenky, J. Giencke, M.K. Lee, W. Tian, X.Q. Pan, A. Siri, E.E. Hellstrom, C.B. Eom, D.C. Larbalestier. *Supercond. Sci. Technol.* **17**, 278 (2004).
- [27] V. Braccini, A. Gurevich, J.E. Ciencke, M.C. Jewell, C.B. Eom, D.C. Larbalestier, A. Pogrebnyakov, Y. Cui, B.T. Liu, Y.F. Hu, J.M. Redwing, Qi Li, X.X. Xi, R.K. Singh, R. Gandikota, J. Kim, B. Wilkens, N. Newman, J. Rowell, B. Moeckly, V. Ferrando, C. Tarantini, D. Marre, M. Putti, C. Ferdeghini, R. Vaglio, E. Haanappel. *Phys. Rev. B* **71**, 012 504 (2005).
- [28] I.I. Mazin, V.P. Antropov. *Physica C* **385**, 49 (2003).
- [29] С.И. Красновободцев, А.В. Варлашкин, А.И. Головашкин, Н.П. Шабанова. *ФТТ* **47**, 1541 (2005).
- [30] R. Ma, Y. Bando, T. Mori, D. Golberg. *Chem. Mater.* **15**, 3194 (2003).
- [31] Q. Yang, J. Sha, X. Ma, Y. Ji, D. Yang. *Supercond. Sci. Technol.* **17**, L 31 (2004).