#### ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

### МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

И.Ю. Безотосный, И.А. Руднев

# ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

# Лабораторный практикум

Рекомендовано УМО "Ядерные физика и технологии" в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 538.945(076.5) ББК 22.36я7 Б40

Безотосный И.Ю., Руднев И.А. Физические основы сверхпроводимости: Лабораторный практикум. М.: МИФИ, 2008. 80 с.

Изложены различные экспериментальные методики изучения свойств жидкого гелия, низкотемпературной термометрии, получения и измерения высокого вакуума и магнитных полей сверхпроводящих соленоидов.

Практикум предназначен для студентов, обучающихся по специальности «Физика конденсированного состояния вещества» и специализирующихся по кафедре «Физика твердого тела и наносистем», студентов факультета ЭТФ, слушающих курс "Основы сверхпроводимости", а также может быть рекомендован для слушателей групп повышения квалификации специалистов в области высокотемпературной сверхпроводимости.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы МИФИ.

Рецензент к.т.н., доцент К.В. Куценко

ISBN 978-5-7262-1028-5

© Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2008

# ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

#### В ходе подготовки к лабораторной работе следует:

• внимательно прочитать описание работы (при необходимости воспользоваться списком рекомендованной литературы);

• разобраться в порядке выполнения лабораторной работы и схеме измерения;

• ответить на все контрольные вопросы, предлагаемые в работе;

• подготовить краткое (1-2 стр.) описание лабораторной работы с необходимыми схемами;

• подготовить съемный носитель (дискету/флешку) для записи полученных результатов.

## В ходе выполнения лабораторной работе необходимо:

 строго следовать указаниям преподавателя и инженера, ведущих лабораторную работу;

• провести измерения, указанные в задании к работе.

## Оформление и сдача лабораторной работы:

≻ используя полученные результаты, построить указанные в задании зависимости и рассчитать указанные величины, определить ошибки измерения;

≻ написать выводы относительно полученных результатов (сравнить с теоретическими предсказаниями).

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 1

# КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА Т<sub>с</sub> Сверхпроводников и методы ее Измерения

**Цель**: изучение перехода из нормального состояния в сверхпроводящее и методов измерения критической температуры.

### Введение

В нулевом магнитном поле сверхпроводник переходит в нормальное состояние при некоторой критической температуре  $T_c$ , которая в зависимости от сверхпроводника может изменяться от сотых долей до более сотни кельвинов в недавно открытых оксидных сверхпроводниках. Сверхпроводящий переход является переходом второго рода, при котором производные термодинамических потенциалов, например теплоемкость, испытывают скачок.

Измерение критической температуры и изучение перехода в сверхпроводящее состояние дают обширную информацию о природе сверхпроводимости и свойствах исследуемого образца. В настоящей работе изучается сверхпроводящий переход по сопротивлению и эффекту выталкивания магнитного потока (идеальный диамагнетизм сверхпроводника) в металлах и сплавах с температурами переходов 4,2 — 20 К.

#### Микроскопическая природа критической температуры сверхпроводящего перехода

Если притяжение электронов в результате обмена виртуальными фононами превышает их кулоновское отталкивание, то при температуре ниже температуры перехода они связываются в куперовские пары, испытывающие бозе-конденсацию. Образование бозе-конденсата приводит к сверхтекучести, а в случае заряженной бозе-жидкости к сверхпроводимости. Концентрация конденсированных электронов существенно зависит от температуры. Такую зависимость можно понять, если учесть, что каждая пара состоит из двух фермионов, подчиняющихся принципу Паули. При конечной температуре некоторое число пар посредством теплового возбуждения распадается на свободные электроны, которые занимают состояния вблизи уровня Ферми. В результате число разрешенных квантовых состояний для электронов оставшихся куперовских пар уменьшается, что ведет к еще большему уменьшению их концентрации, и при некоторой критической температуре  $T_c$  конденсат исчезает полностью. Наличие конденсата куперовских пар приводит к тому, что энергетический спектр возбужденных состояний сверхпроводника оказывается отделенным от энергии конденсата энергетической щелью  $\Delta(T)$ , пропорциональной квадратному корню из концентрации конденсированных электронов. В теории Бардина, Купера и Шриффера (БКШ) температурная зависимость  $\Delta(T)$  находится из следующего уравнения:

$$1 = (\lambda - \mu^*) \int \frac{d\xi(1 - 2f(\varepsilon))}{\varepsilon}, \qquad (1.1)$$

где  $\lambda$  и  $\mu^*$  — константы, определяющие силу притяжения в результате обмена фононами и силу кулоновского отталкивания соответственно;  $\theta$  — дебаевская температура  $\varepsilon = (\xi^2 + \Delta^2)^{0.5}$ ;  $f(\varepsilon) = 1/(e^{\varepsilon/T} + 1)$  — функция распределения электронных возбуждений. Если  $\lambda > \mu^*$ , то уравнение (1.1) имеет ненулевое решение  $\Delta(T) \neq 0$ , существующее при  $T < T_c$ . Критическую температуру перехода  $T_c$  можно найти из формулы (1.1), положив  $\Delta(T) = 0$ :

$$T_c = 1,44 \cdot \theta \cdot \exp(-1/(\lambda - \mu^*))$$
(1.2)

Теория БКШ и, в частности, уравнения (1.1) и (1.2) применимы для сверхпроводников со слабой связью, когда  $\lambda <<1$ . Обобщение уравнений БКШ на случай сильной связи ( $\lambda \sim 1$ ) было дано Элиашбергом, а численное решение этих уравнений для конкретных типов спектральной плотности колебаний решетки получено Макмилланом:

$$T_{c} = \frac{\theta}{1,45} e^{-\frac{1,04(1+\lambda)}{\lambda - \mu(1+0,62\lambda)}},$$
(1.3)

Формула Макмиллана (1.3) с успехом применяется для оценки параметров  $\lambda$  и  $\mu^*$  в переходных металлах и их сплавах.

Из уравнений (1.1) и (1.2) следуют два важных свойства критической температуры.

1. Так называемый изотопический эффект:

$$T_c \approx \theta \approx 1/M^{1/2}$$
, (1.4)

где *М* — масса атома (изотопа).

2. Энергия связи куперовской пары при нулевой температуре  $2\Delta(0)$  связана с  $T_c$  универсальным численным коэффициентом:

$$2\Delta \cong 3,52T_c. \tag{1.5}$$

Изотопический эффект явился первым экспериментальным указанием на роль колебаний решетки в явлении сверхпроводимости, а результаты (1.4) и (1.5), проверенные в многочисленных экспериментах, подтвердили справедливость теории БКШ для сверхпроводников со слабой связью. В случае сильной связи также существуют соотношения, связывающие  $T_c$  с массой атома и  $\Delta(0)$  с  $T_c$ , которые могут отличаться от формул (1.4) и (1.5). Экспериментальные параметры  $(T_c, \theta, \lambda)$  ряда сверхпроводников приведены в табл. 1.1.

На рис. 1.1 представлены типичные температурные зависимости сопротивления сверхпроводящих материалов. Как видно из рисунка, переход по сопротивлению происходит в некотором интервале температур  $\Delta T_c$ , который называют шириной перехода. При уменьшении температуры в этой области сопротивление падает от своего нормального значения  $R_n$  до величины  $\leq 10^{-15} R_n$  (в однородных образцах). Ширина перехода  $\Delta T_c$  реально определяется неоднородностью образца, так как оценка вклада статистических флуктуации показывает, что в сверхпроводнике они несущественны вплоть до  $\Delta T_c \le 10^{-7}$  К. Важно отметить, что значение  $R_n$  обычно коррелирует с величиной  $T_c$ : чем выше  $R_n$ , тем больше величина  $T_c$ .

Материал сверхпроводника	Экспериментальный параметр		
	<i>Т</i> <sub>c</sub> , К	heta , K	λ
Zr	0,9	235	0,18
Gd	0,56	164	0,18
Hg	4,16	70	0,35
A1	1,2	375	0,18
In	3,4	109	0,29
Tl	2,4	100	0,27
Pb*	7,22	96	0,39
Sn	3,75	195	0,25
Nb*	9,3	238	0,82
V <sub>3</sub> Si*	17,2	530	1,3
NbjSn*	18,5	228	1.4
NbsAl*	18,8	285	1,2

Таблица 1.1

Примечание \* — сверхпроводники с сильной связью.





На практике в качестве значения  $T_c$  принимают температуру, при которой  $R = R_n/2$  (середина перехода).

Отсутствие сопротивления в сверхпроводящем состоянии объясняется существованием энергетической щели в спектре одноэлектронных возбуждений вблизи уровня Ферми (рис.1.2,а).



Рис 1.2

Когда в сверхпроводнике течет электрический ток, концентрации электронов с импульсом по направлению и против направления тока не равны, так что фермиевское распределение смещается вместе с энергетической щелью (рис. 1.2,б). До тех пор, пока величина такого смещения  $\delta E$  не превышает величину щели (ток не слишком велик), токовое состояние является устойчивым, так как рассеяние электронов невозможно вследствие отсутствия разрешенных конечных состояний. В нормальном состоянии ( $\Delta = 0$ ) рассеяние импульса (пунктирный переход на рис.1.2,б) приведет к релаксации неравновесного распределения к равновесному и, следовательно, к затуханию электрического тока.

Используя эффект Мейснера, можно определить критическую температуру вещества, измерив индуктивность катушки, в которую помещен исследуемый образец. При переходе в сверхпроводящее состояние меняется плотность магнитного потока вблизи измерительной катушки, что влечет за собой изменение индуктивности катушки.

Измерение критической температуры проводится двумя методами: по изменению электросопротивления как функции температуры (резистивный метод) и по изменению индуктивности измерительной катушки со сверхпроводящим сердечником за счет эффекта Мейснера (индуктивный метод).

В первом случае используется образец с четырьмя контактами (рис.1.3,а), во втором измерение  $T_c$  проводится бесконтактным способом (рис.1.3,б). Исследуемые образцы, измерительные катушки и датчик температуры крепятся на штоке гелиевого криостата. Катушка с образцами и термометр закрыты медным экраном, на который намотана нагревательная спираль.



Рис 1.3

## Описание экспериментальной установки

Функциональная схема установки для измерения критической температуры представлена на рис. 1.4. Образцы *1* и *2*, датчик температуры *3* и измерительная катушка *4* помещены в криостат *5*. Сигнал с датчика температуры 3 подается на цифровой вольтметр *6*, с которого поступает на компьютер *7*. При резистивном методе для измерения падения напряжения на образце используется аналого-цифровой преобразователь, находящийся непосредственно в компьютере *7*. Изменение индуктивности измерительной катушки 4 с образцом *2* фиксируется с помощью LCR-метра *8*, подключен-

ного к компьютеру; измерительные токи задаются блоком питания 9, который так же управляется и контролируется компьютером.



Рис 1.4

### Контрольные вопросы

1. Как связаны  $T_c$  и параметр порядка  $\Delta$ ?

2. Как зависит  $T_c$  от массы атома (изотопа)?

3. Чем объясняется конечная ширина сверхпроводящего перехода?

4. Какой из двух предложенных методов измерения *T<sub>c</sub>* является более точным и почему?

## Задания

1. Залить криостат жидким гелием или включить гелиевый криокуллер.

2. С помощью программы задать скорость изменения температуры.

3. Измерить температуру перехода образца 3 индуктивным методом.

4. Определить критическую температуру образца и ширину перехода.

5. Измерить критическую температуру образца 4 резистивным методом.

6. Определить критическую температуру образца и ширину перехода.

7. Повторить пункты 2 и 9 для другого образца.

8. Используя таблицу 1.1, попытаться идентифицировать образцы сверхпроводников.

#### Список рекомендованной литературы

1. Александров А.С., Елесин В.Ф. Физика сверхпроводимости. Ч. 1. М.: МИФИ, 1979.

2. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1966.

3. Роуз-Инс А. Техника низкотемпературного эксперимента. М.: Мир, 1966.

4. Вонсовский С.В. и др. Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений. М.: Наука, 1977.

5. Александров А.С., Елесин В.Ф., Павловский В.В. Физика сверхпроводимости. Ч. 2. М.: МИФИ, 1985.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 2

# МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА СВЕРХПРОВОДНИКОВ

**Цель**: освоение методики измерения зависимости критического тока сверхпроводников от температуры и магнитного поля и расчет критических параметров сверхпроводников по экспериментальным данным.

#### Введение

Одним из важнейших параметров сверхпроводника является величина критического тока  $i_c$ , при превышении которой сверхпроводник переходит в нормальное состояние. Зависимость критического тока от магнитного поля и температуры  $i_c(H,T)$  содержит обширную информацию о микроскопических параметрах сверхпроводника (длине когерентности, критических магнитных полях), а для сверхпроводников второго рода эта зависимость позволяет также получить данные и о дефектной структуре образца. Величина  $i_c$  является одним из основных критериев при оценке возможностей технического применения сверхпроводников.

#### Природа критического тока

Существование критического тока обусловлено тем, что при достаточно большой скорости упорядоченного движения электронов, связанного с током, куперовские пары начинают разрушаться. Образовавшиеся в результате такого разрушения несвязанные электроны обычным образом теряют импульсы направленного движения, рассеиваясь на примесях или фононах решетки.

Чтобы понять, почему отсутствует сопротивление в сверхпроводящем состоянии, и оценить величину критического тока, используем зависимость энергии одноэлектронных состояний от импульса, изображенную на рис.1.2 (см. лабораторную работу 1).

В отсутствие тока электроны занимают состояния ниже уровня Ферми, который проходит через середину щели  $2\Delta$  (см. рис. 1.2, а). Когда в сверхпроводнике течет ток, концентрации электронов с импульсом по направлению и против направления тока не равны, так что фермиевское распределение смещается вместе с энергетической щелью (см. рис. 1.2, б). До тех пор, пока величина такого смещения  $\delta\varepsilon$  не превосходит величину энергетической щели, токовое состояние является устойчивым, так как рассеяние электронов невозможно вследствие отсутствия разрешенных состояний. Разница  $\delta n$  концентраций электронов с импульсом по направлению и против направления тока определяется величиной  $\delta\varepsilon$  и плотностью состояний на поверхности Ферми N(0) ~  $n/\varepsilon_F$ (n – концентрация электронов):

$$\delta n \approx N(0)\delta \varepsilon$$
 (2.1)

Критическое значение плотности тока  $j_c$  можно найти, положив  $\delta \varepsilon = \Delta$ :

$$j_{c1} = \frac{ep_F}{m} \delta_n \approx \frac{en\Delta}{p_F}, \qquad (2.2)$$

что даст оценку плотности критического тока  $j_{c1} \approx 10^8 \text{ A/cm}^2$ .

Реально такое большое значение плотности критического тока достигается только в очень тонких и узких пленках или проволоках (вискерах), поперечные размеры которых малы по сравнению с длиной когерентности и глубиной проникновения магнитного поля, т.е. в случаях, когда ток однородно распределен по сечению исследуемого образца.

Обычно, однако, распределение тока неоднородно, и в результате  $j_c$  оказывается меньше тока распаривания (2.2). При этом

природа этого явления оказывается различной для сверхпроводников первого и второго рода.

Рассмотрим, например, бесконечную проволоку радиуса  $a >> \lambda$  из сверхпроводника первого рода, по которой течет ток ( $\lambda$  - глубина проникновения магнитного поля). На поверхности проволоки магнитное поле, создаваемое этим током,  $H(a) = i/2\pi a$ . Если  $H(a) < H_c$  ( $H_c$  – термодинамическое критическое поле), то проволока находится в сверхпроводящем состоянии. Отсюда получаем выражение для критического тока:

$$i_c = 2\pi a H_c \,, \tag{2.3}$$

которое в  $a/\lambda$  раз меньше, чем ток распаривания  $i_{cp} = \pi a^2 j_{c1}$ , определяемый из формулы (2.2). Такое распределение критического для сверхпроводников первого рода называется правилом Сильсби.

В сверхпроводниках второго рода при поле, превышающем  $H_{c1}$  (нижнее критическое поле), энергетически более выгодным становится смешанное (или вихревое) состояние, в котором магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде отдельных вихревых нитей.

При протекании тока по такому сверхпроводнику на каждую вихревую нить действует сила, перпендикулярная к току и магнитному полю. Поэтому в бездефектном сверхпроводнике с током вихревые нити начинают двигаться. Их движение приводит к диссипации энергии, так как локальное изменение магнитного потока вызывает появление электрического поля в направлении протекания тока. Следовательно, токонесущая способность бездефектного сверхпроводника второго рода определяется нижним критическим полем  $H_{c1}$ , т.е. можно ожидать низких значений критического тока в этих сверхпроводниках из-за низких  $H_{c1}$ . На практике токонесущая способность сверхпроводника полем из-за низких второго рода на один-два порядка выше, чем у сверхпроводников второго рода.

Причина этого заключается в том, что в реальных сверхпроводниках всегда имеются дефекты структуры, которые могут препятствовать движению вихревых нитей. Такими дефектами могут быть поры, междоузлия, дислокации, границы кристаллитов в поликристаллических образцах, внешние границы сверхпроводника. Пиннинг (закрепление вихревых нитей на неоднородностях) приводит к тому, что через сверхпроводник, находящийся в вихревом состоянии, может протекать конечный ток без диссипации энергии. Критический ток при этом определяется силой, необходимой для отрыва вихревой нити от дефекта (силой пиннинга).

Максимальная сила пиннинга  $F_p$  получается, если дефект представляет собой цилиндрическую полость радиуса  $\xi$ , параллельную вихревой нити.  $F_p$  можно оценить по работе  $\delta A$ , которую необходимо совершить для перемещения вихревой нити из центра на границу полости:

$$F_p \approx \frac{\delta A}{\xi} \,. \tag{2.4}$$

Работа  $\delta A$  равна изменению энергии сверхпроводящего состояния в объёме цилиндра:

$$\delta A = \frac{\mu_0 H_c^2}{2} \xi^2 \approx \frac{\pi \xi^2 \Delta^2 n}{\varepsilon_F}.$$
(2.5)

Приравнивая силу, действующую на вихрь со стороны транспортного тока (силу Лоренца)

$$F_A = I \Phi_0$$

 $(\Phi_0 = h/2e - \kappa вант магнитного потока) к силе пиннинга <math>F_p$ , получаем следующую оценку для максимального критического тока сверхпроводника второго рода:

$$j_{c2} \approx \frac{\pi \xi^2 \Delta^2}{\Phi_0 \varepsilon_F} n \approx j_{c1}.$$
(2.6)

Сила пиннинга от реальных дефектов оказывается меньшей.

Отметим, что в отличие от сверхпроводников первого рода, где транспортный ток течет только в тонком приповерхностном слое, в сверхпроводниках второго рода ток распределен по всему поперечному сечению, что значительно увеличивает критический ток, даже если его плотности одного порядка.

Внешнее магнитное поле уменьшает критический ток. Для сверхпроводников первого рода в большинстве случаев при полях, не близких к критическому, зависимость критического тока от внешнего магнитного поля можно аппроксимировать прямой. Зависимость критического тока сверхпроводников второго рода от температуры и внешнего поля более сложна в связи с тем, что изменение этих параметров меняет условия образования вихревых нитей и величину пиннинга. Данную зависимость в этом случае можно записать в виде  $i_{c2} = (H_{c2}(T))^a f(h)$ , где  $h = H/H_{c2}$ ;  $H_{c2}$  – верхнее критическое поле; a – константа, зависящая от материала образца. Из этого соотношения можно получить, что при изменении температуры одновременном поля, таком, что H/H<sub>c2</sub>(T)=const, критический ток зависит от T по закону:

$$i_c \approx (H_{c2}(T))^a \approx (1 - T^2 / T_c^2)^a$$

Зависимость критического тока от магнитного поля при постоянной температуре имеет более сложный вид. В сверхпроводниках с достаточно большим количеством дефектов на кривой  $j_c(H)$  может быть максимум вблизи поля  $H_{c2}$ . Ширина этого максимума не превышает  $0,1H_{c2}$ , а ток может возрастать на порядок. Это явление называется «пик-эффектом». На рис. 2.1 представлены зависимости критического тока от магнитного поля без пик-эффекта (кривая 1) и с пик-эффектом (кривая 2).



#### Определение критического тока

Критическое значение тока, протекающего через сверхпроводящий образец, определяется из его вольт-амперной характеристики (ВАХ). Вольт-амперная характеристика идеального сверхпроводника представлена на рис.2.2.



Рис.2.2

Критическое значение тока *i<sub>c</sub>* соответствует скачку напряжения на образце. Однако образец, как правило, неоднороден и его

отдельные участки имеют критический ток. Это приводит к «размытию» ВАХ (пунктирная линия). В этом случае  $i_c$  можно определять, например, как величину тока, при котором  $\delta U/\delta i = \infty$  или, что чаще, по некоторому пороговому значению потенциала  $U_n$ . То есть, за критический принимается ток, при котором на потенциальных контактах возникает определенное конечное напряжение, как правило,  $U_n = 0,1$  мкВ/ см.

## Описание экспериментальной установки

Структурная схема измерения критического тока сверхпроводящих образцов представлена на рис.2.3. В схему входят: компьютер 1, цифровые вольтметры 2 и 8, источники тока 3 и 4, блоки питания 6 и 7, измеритель поля 5,  $R_{cn}$  – исследуемый образец; *R*<sub>т</sub> – датчик температуры; *L* – сверхпроводящий соленоид; Q - нагревательный элемент. Измерительные приборы и источники питания схемы смонтированы в лабораторной стойке, сверхпроводящий соленоид расположен в гелиевом объеме криостата погружного типа (рис.2.4). Вставка І заполнена газообразным гелием и на ней находится измерительный зонд 6 с массивным медным держателем. В держателе размещены: образец, датчик температуры и нагревательный элемент. Теплоизолирующий вакуумный промежуток 4 отделяет вставку от жидкого гелия 3, в который погружен сверхпроводящий соленоид 5, подвешенный на фланце 2. Изменение температуры образца осуществляется дозированным напуском газообразного гелия в вакуумный промежуток и регулировкой тока в нагревателе. Чтобы исключить влияние наводок в образце при пропускании тока через нагреватель, используется бифилярная намотка спирали.



Измерение температуры образца производится угольным резистором, сопротивление которого меняется в 5–10 раз при понижении температуры от 30 до 4,2 К. Датчик температуры устанавливается в непосредственной близости от сверхпроводящего образца. Это дает возможность регистрировать температуру, близкую к температуре образца.

Сверхпроводящий соленоид, используемый в работе, позволяет получать магнитное поле до 5 Тл. Ток через соленоид задается стабилизированным источником. Величина магнитного поля измеряется датчиком Холла и контролируется по току, протекающему через соленоид.

Экспериментальная установка позволяет проводить измерения критических параметров  $(i_c, H_c)$  сверхпроводников, изготовленных в виде проволок и тонких пленок. Для измерения электросопротивления образцов используется потенциометрическая схема: измерение величины разности потенциалов по четырех-точечной схеме записывается в память персонального компьютера в виде вольт-амперной характеристики.

# Контрольные вопросы

1. Что такое критический ток?

2. Каковы механизмы разрушения сверхпроводимости?

3. Какие сверхпроводники (тонкие или массивные первого и второго рода) имеют большую токонесущую способность?

4. В чем отличие критической плотности тока в тонких и массивных образцах первого и второго рода?

5. В чем состоит явление пиннинга?

6. Какими методами измеряются зависимости  $i_c(T)$ ,  $i_c(H)$ ?

7. Каковы источники дополнительных погрешностей при измерении при фиксированном токе и непрерывно меняющейся температуре?

8. Какие параметры сверхпроводника можно определить из зависимостей  $i_c(T)$  и  $i_c(H)$ ?

9. Как можно определить значение показателя степени *a* в выражении  $i_c \sim (1 - T^2/T_c^2)^a$ ?

# Задания

1. Залить в криостат жидкий гелий.

2. Измерить вольт-амперную характеристику сверхпроводника.

3. Включить источник тока, запитывающий сверхпроводящий соленоид.

4. Установить последовательно 8-10 значений магнитного поля в диапазоне 0–3 Тл. При каждом значении поля записать вольтамперную характеристику сверхпроводника.

5. Выключить источник тока.

6. Установить последовательно 8–10 значений температуры образца в диапазоне 4,2 К – Т<sub>с</sub>. При каждом значении температуры записать вольт-амперную характеристику сверхпроводника.

7. Определить из ВАХ значения критического тока.

8. Из известных геометрических характеристик определить величины плотности критического тока.

9. Построить зависимости плотности критического тока от магнитного поля и температуры.

#### Список рекомендованной литературы

1. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000.

2. Роуз-Инс А., Родерик Е. Введение в физику сверхпроводимости. М.: Мир, 1979.

3. Буккель В. Сверхпроводимость. М.: Мир, 1975.

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3

# СВЕРХПРОВОДНИКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. КРИТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

**Цель**: ознакомление с методами измерения критических полей, получение температурной зависимости  $H_{c1}$  для сверхпроводника второго рода.

## Введение

Сверхпроводящее состояние существует в ограниченной области температур и магнитных полей. Если материал в сверхпроводящем состоянии поместить во внешнее магнитное поле и начать его увеличивать, то при некотором значении H<sub>c</sub> сверхпроводимость разрушается и сверхпроводник переходит в нормальное состояние. Такое магнитное поле называется критическим. Критическое поле является одним из основных параметров сверхпроводника.

#### Идеальный диамагнетизм (эффект Мейснера)

В 1933 г. В. Мейснер и Р. Оксенфельд показали, что магнитное поле не проникает в объем сверхпроводящего образца. Этот эффект является одним из фундаментальных свойств сверхпроводящего состояния и называется эффектом Мейснера. Отсутствие магнитно-го поля в объеме сверхпроводника объясняется наличием экранирующего незатухающего тока на его поверхности. Сверхпроводящий материал при  $T < T_c$  выталкивает из своего объема слабое магнитное поле. Намагниченность M сверхпроводников первого и второго рода в области  $H < H_{c1}$  ( $H_c$  – нижнее критическое поле для сверхпроводника второго рода) или  $H < H_c$  ( $H_c$  – термодинамическое критическое поле для сверхпроводника первого рода)

$$M = \frac{1}{4\pi}H, \qquad (3.1)$$

где *H* – величина приложенного магнитного поля. Поэтому в данной области внешних полей поле В внутри сверхпроводника равно нулю:

$$B = H + 4\pi M = 0. (3.2)$$

Намагниченность *M*, компенсирующая поле внутри сверхпроводника, обусловлена незатухающим электрическим током, текущим по его поверхности. Эффект Мейснера является следствием образования бозе-конденсата куперовских пар в состоянии с нулевым импульсом.

В магнитном поле плотность тока складывается из парамагнитной и диамагнитной составляющих:

$$\vec{I} = \vec{I_P} + \vec{I_D}, \qquad (3.3)$$

где

$$\vec{I}_{P} = \frac{e^{2}\hbar}{2mi} (\Psi^{*}\vec{\nabla}\Psi - \Psi\vec{\nabla}\Psi^{*}), \qquad (3.4)$$

$$\vec{I}_D = \frac{e^2}{mc} |\Psi|^2 \vec{A}(r), \qquad (3.5)$$

где  $\vec{A}(r)$  – векторный потенциал магнитного поля;  $\Psi$  – волновая функция системы.

В сверхпроводнике волновая функция не изменяется в слабом магнитном поле, если последнее выбрано в лондоновской калибровке:  $\vec{dvA} = 0$  (лондоновская жесткость волновой функции).

Действительно, оператор возмущения  $\vec{p}\vec{A}$  ( $\vec{p}$  – оператор импульса), приводящий к разрыву куперовской пары, имеет различные по знаку матричные элементы для электронов с противоположными импульсами. В итоге результирующий матричный элемент, определяющий линейную поправку по  $\vec{A}$  к волновой функции, оказывается пропорциональным фактору когерентности VkUk + q - Vk + qUk, который обращается в нуль для медленно меняющегося поля  $(q \to 0)$ . Таким образом, с линейной точностью по  $\vec{A} \ \Psi = \Psi_0 \ (\Psi_0 -$  волновая функция в отсутствии поля), и остается только диамагнитный вклад

$$\vec{I} = -\frac{e^2 n}{mc} \vec{A} \,. \tag{3.6}$$

Решая уравнение (3.6) совместно с уравнением Максвелла

$$rot\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\vec{I}, \qquad (3.7)$$

найдем, что в случае плоской границы поле спадает вглубь сверхпроводника по закону  $B(x) = \mu_0 H e^{-x/\lambda}$  с характерным значением глубины проникновения

$$\lambda = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi ne^2}},\tag{3.8}$$

где  $\lambda \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$  мкм, n – плотность электронов.

На рис.3.1 показана зависимость  $H_c$  от температуры.



В случае сверхпроводника,

Рис.3.1

находящегося во внешнем магнитном поле  $\overrightarrow{H_e}$ , наблюдается следующая картина: внутри сверхпроводника

$$\overrightarrow{B_i} = \overrightarrow{H_i} - \overrightarrow{M_i} = 0$$

 $(\overrightarrow{M_i} - \text{намагниченность});$  на поверхности  $\overrightarrow{j_s} \neq 0$   $(\overrightarrow{j_s} - \text{плотность});$  поверхностного тока); вне сверхпроводника  $\overrightarrow{B_e} = \overrightarrow{H_e} + \overrightarrow{H_s}$   $(\overrightarrow{H_s} - \text{поле});$  создаваемое поверхностными токами). Зависимость напряженности внутреннего поля в сверхпроводнике от внешнего показана на рис. 3.2.



Часто, однако, приведенную выше картину заменяют эквивалентной, в которой сверхпроводник во внешнем поле рассматривается как магнитное тело с внутренним магнитным полем и намагниченностью.

При таком рассмотрении: внутри сверхпроводника

$$\overrightarrow{B_i} = 0; \overrightarrow{H_i} = 0; M_i = 0;$$

на поверхности  $\overrightarrow{j_s} = 0$ ; вне образца  $\overrightarrow{B_e} = \overrightarrow{H_e} + \overrightarrow{H_s}$  (где  $\overrightarrow{H_s} -$  поле, связанное с намагниченностью сверхпроводника).

Поскольку  $B_i = H_i + 4\pi M_i$ , то  $H_i = 4\pi M_i$ . Зависимость намагниченности  $\overrightarrow{M_i}$  от внешнего магнитного поля показана на рис.3.3. Рис.3.3 и 3.2 полностью эквивалентны и отражают разные подходы к рассмотрению сверхпроводника во внешнем магнитном поле.



Рис.3.3

Рис.3.2

#### Сверхпроводники первого и второго рода

Сверхпроводники, которые в магнитном поле ведут себя так, как описано выше, называются сверхпроводниками первого рода. В отличие от сверхпроводников первого рода имеются материалы, в которых проявление магнитных свойств носит другой характер, а именно: эффект выталкивания магнитного поля в них имеется, однако этот эффект проявляется в полях до значений  $H_{c1} < H_c$ , далее в интервале полей  $H_{c1} < H < H_{c2}$  (причем  $H_{c2} > H_c$ ) образец остается в сверхпроводящем состоянии, но магнитное поле частично проникает в образец в виде квантов потока; в полях  $H > H_{c2}$  сверхпроводимость полностью разрушается. Поля  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  называются нижним и верхним критическими полями. Значения  $H_{c2}$  для сверхпроводников второго рода могут достигать десятков и сотен килоэрстед.

На рис.3.4 и 3.5 приведены зависимости  $\overrightarrow{H_i}$  и намагниченности  $\overrightarrow{M_i}$  от внешнего магнитного поля для сверхпроводников второго рода.

Поскольку линии магнитного поля, проникающие в сверхпроводник в интервале полей  $H_{c1} < H < H_{c2}$ , закрепляются на дефектах структуры материала, то зависимость  $M(H_e)$  является необратимой; при уменьшении магнитного поля появляются гистерезисные явления (рис.3.6).



Рис.3.4



## Описание экспериментальной установки

Функциональная схема установки для определения  $H_{c1}$  в сверхпроводниках второго рода показана на рис.3.7.



Образец *1* вместе с датчиком Холла *2* помещен в сверхпроводящий соленоид *3*, находящийся в гелиевом криостате *4*. Сигналы с датчика Холла и измерительного сопротивления  $R_{u_{3M}}$ , напряжение на котором пропорционально току соленоида, поступают на персональный компьютер 5. Ток в соленоид подается с программируемого источника тока 6 с линейной разверткой по времени.

## Контрольные вопросы

1. Какова величина  $H_{c1}$ для  $Nb_3Sn$ ?

2. Как изменяется  $H_{c}(H_{c1})$  с температурой?

3. Чему равна глубина проникновения магнитного поля?

4. Что такое сверхпроводники первого и второго рода?

5. Каково значений верхнего критического поля для высокотемпературных сверхпроводников.

# Задания

1. Залить в криостат жидкий гелий.

2. Включить источник тока, запитывающий сверхпроводящий соленоид.

3. Включить линейную развертку тока через соленоид.

4. Записать на ПЭВМ кривую зависимость индукции магнитного поля в сверхпроводнике от напряженности магнитного.

5. Провести измерения в диапазоне полей  $\pm$  H<sub>макс</sub>(H<sub>макс</sub> определяется преподавателем).

6. Выключить установку.

7. Построить гистерезисную кривую зависимости намагниченности от напряженности магнитного поля.

8. Определить значение первого критического поля.

# Список рекомендованной литературы

1. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000.

2. Роуз-Инс А., Родерик Е. Введение в физику сверхпроводимости. М.: Мир, 1979.

3. Буккель В. Сверхпроводимость. М.: Мир, 1975.

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 4 ИЗМЕРЕНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ — ВТСП (ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ ВЫШЕ 77,4 К)

**Цель:** изучение перехода из нормального состояния в сверхпроводящее в металлооксидных сверхпроводниках.

## Введение

В 1996 г. Беднорцем и Мюллером были открыты новые соединения  $La_{2-x}M_xCuO_4$  с M = Sr, Ba, Ca, которые при 0,1 < x < 0,3 обладают сверхпроводящими свойствами. Максимальная критическая температура  $T_c$  составляет около 40 К при M = Sr и x = 0,15. На рубеже 1986 и 1987 гг. последовало открытие еще одного сверхпроводника YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$ </sub> с  $T_c \approx 90$  К при  $\delta = 0$ . Таким образом, был превзойден так называемый «азотный барьер»: для наблюдения эффекта сверхпроводимости оказалось возможным использовать не дорогой жидкий гелий с температурой кипения 4,2 К, а сравнительно дешевый жидкий азот с температурой кипения 77,4 К. На данный момент открыто более сотни различных ВТСП. из которых, вышеперечисленными, наиболее хорошо изучены наряду с  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$  c  $T_c\approx 80$  K,  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+x}$  c  $T_c\approx 110$  K, Tl<sub>2</sub>Ba<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>10+x</sub> с  $T_c \approx 125$  K, ReBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$ </sub> с  $T_c \approx 90$  К при  $\delta = 0$ (Re — редкоземельный элемент, кроме Се). Рекордная на сегодняшний день критическая температура составляет около 160 К в системе Hg-Ba-Ca-Cu-O (правда, при очень сильном давлении).

Новые металлооксидные сверхпроводники получили название высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Их называют также медно-оксидными сверхпроводниками, поскольку все они содержат медь и кислород. Установлено, что сверхпроводимость ВТСП обусловлена наличием в них общих квазидвумерных структурных элементов — плоскостей CuO<sub>2</sub>. Именно в плоскостях CuO<sub>2</sub>

формируется сверхпроводящий конденсат. При этом носители заряда связаны в куперовские пары, как и в обычных «низкотемпературных» сверхпроводниках. Однако в отличие от последних, механизм образования куперовских пар в ВТСП до настоящего времени однозначно не установлен. Есть веские основания полагать, что он отличен от обычного фононного механизма. В качестве кандидатов на роль спаривающих бозонов (вместо фононов) рассматриваются прежде всего спиновые флуктуации (магноны), поскольку в сверхпроводящем состоянии ВТСП присутствуют антиферромагнитные корреляции. Обсуждаются также зарядовые корреляции и другие, более экзотические модели, такие, как теория резонирующих валентных связей. Не исключено, впрочем, что механизм сверхпроводимости ВТСП является все же фононным, но с какими-либо существенными модификациями по сравнению с низкотемпературными сверхпроводниками. В принципе возможен и «смешанный» механизм (например, фононно-магнонный). Электрическая проводимость подавляющего большинства ВТСП носит дырочный характер (проводимость *p*-типа), хотя известны и исключения, к числу которых относится, например, ВТСП *n*-типа Nd<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4-x</sub> с  $T_c$ ≈20 К при x = 0,15.

Критическая температура большинства ВТСП очень чувствительна к отклонению их химического состава от «идеального» (стехиометрического). Ярким примером этого является зависимость  $T_c$  от дефицита кислорода  $\delta$  в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$ </sub> (рис. 4.1).



Рис 4.1

Увеличение  $\delta$  от 0÷0,1 до 0,7÷0,8 ведет к падению  $T_c$  от 90 К до нуля. При этом на, кривой  $T_c(\delta)$  при  $\delta = 0,2\div0,4$  часто наблюдают плато с  $T_c \approx 60$  К, что дает основание говорить о наличии двух сверхпроводящих фаз с температурами 90 и 60 К в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$ </sub>. Заметим, впрочем, что конкретная форма зависимости  $T_c$  от  $\delta$  во многом определяется конкретными условиями термообработки, проводимой с целью изменения  $\delta$ ; вместо плато иногда наблюдают монотонное падение  $T_c$  с ростом  $\delta$ .

Причина деградации Т<sub>с</sub> при изменении б установлена в результате исследования поглощения рентгеновского излучения, фотоэмиссии электронов и спектров энергетических потерь быстрых электронов. Согласно этим данным уменьшение содержания кислорода приводит к уменьшению концентрации дырочных носителей заряда n<sub>h</sub> в энергетической зоне, образованной при перекрытии 2px-, 2pv-орбиталей атомов кислорода с 3dx2-v2-орбиталями атомов меди в слоях CuO<sub>2</sub>. Согласно современным представлениям, T<sub>c</sub> медно-оксидных ВТСП является универсальной функцией величины  $n_h$ , вычисленной в расчете на один атом меди слоев CuO<sub>2</sub>. Функция  $T_c(n_h)$  имеет колоко-лообразный вид с максимумом при  $n_h$  $\approx 0,15$  во всех системах ВТСП, но величина  $T_c$  в этом максимуме различна для разных систем. Различна также и зависимость  $n_h$  от содержания кислорода. Так,  $n_h \approx 0,15$  (т.е. оптимальна) при  $\delta = 0$  в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  увеличение  $\delta$  ведет к уменьшению  $n_h$  и соответственному падению  $T_c$  (соединения  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с  $\delta < 0$  являются структурно неустойчивыми). В системе Tl<sub>2</sub>Ba<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>6+x</sub> путем изменения x удается получить соединения с  $0 < n_h < 0.3$  ( $n_h$  увеличивается с ростом x). Процедура изменения n<sub>h</sub> носит название допирования (doping). Составы с  $n_h < 0.15$  называются «недодопированными» (underdoped), с  $n_h > 0,15$  — «передопированными» (overdoped), а с *n<sub>h</sub>* и 0,15 — «оптимально допированными» (для них Тс максимальна).

Критическая температура ВТСП очень быстро падает при частичном замещении атомов меди в слоях  $CuO_2$  на атомы никеля, цинка, кобальта, железа и других элементов. Полное исчезновение сверхпроводимости наблюдается уже при концентрации легирующих примесей порядка одного процента. Этот факт является отражением определяющей роли слоев CuO<sub>2</sub> в сверхпроводимости ВТСП. Напротив, атомы, удаленные от слоев CuO<sub>2</sub>, очень слабо влияют на  $T_c$ . Например, полное замещение иттрия в УВа<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$ </sub> с  $\delta = 0$  на гадолиний или гольмий, атомы которых имеют собственные магнитные моменты, оставляет  $T_c \approx 90$  К практически неизменной (тогда как в обычных низкотемпературных <sub>сверхпроводниках</sub> магнитные примеси с концентрацией несколько процентов полностью разрушают сверхпроводимость).

На  $T_c$  медно-оксидных ВТСП сильно влияет облучение их нейтронами и заряженными частицами — ионами, протонами, электронами. Величина  $T_c$  быстро падает с ростом дозы облучения F. Причиной этого является формирование под облучением радиационных дефектов (атомов, смещенных из своих равновесных кристаллографических позиций). Уже при сравнительно небольшой дозе  $F \approx 10^{18}$  нейтр./см<sup>2</sup> происходит фазовый переход сверхпроводник-полупроводник. Отметим, что свойства одноэлементных низкотемпературных сверхпроводников (алюминий, свинец и др.) очень слабо зависят от радиационного воздействия; сверхпроводимость в них исчезает лишь при таких значениях F, при которых разрушается сам металл. Все выше сказанное свидетельствует о высокой чувствительности ВТСП (а точнее, «сверхпроводящих» слоев CuO<sub>2</sub>) к примесям и дефектам.

Свойства конкретного образца ВТСП существенно зависят также от типа этого образца (тонкая пленка, монокристалл, керамический образец). Наибольшей однородности сверхпроводящих свойств по объему образца (как следствие однородности химического состава) удается добиться прежде всего для тонких пленок, а также для монокристаллов некоторых ВТСП. Керамические образцы имеют довольно большую (иногда достигающую нескольких десятков К) ширину перехода как по сопротивлению ( $\Delta T_{\rho}$ ), так и по магнитной восприимчивости ( $\Delta T_{\chi}$ ). Большая величина  $\Delta T_{\rho,\chi}$  связана с тем, что керамический образец представляет из себя множество гранул, причем кристаллическая структура, а следовательно, и  $T_c$  меняются от гранулы к грануле. Между гранулами могут быть несверхпроводящие прослойки. Если они достаточно тонкие, куперовские пары туннелируют сквозь них без сопротивления (эффект Джозефсона). Таким образом, устанавливается сверхпроводящий дальний порядок во всем образце и  $\rho = 0$ . При более высокой температуре (но меньше критической температуры однородного материала) джозефсоновская связь между гранулами разрушается и электроны туннелируют через границы, испытывая сопротивление. В этом случае основная часть объема образца остается сверхпроводящей, но  $\rho \neq 0$ . Полного экранирования магнитного поля в гранулированном образце тоже нет, так как оно может проникать между гранулами. Совершенствование технологии изготовления образцов позволяет добиваться стехиометрического состава (т.е. соответствия приведенной химической формуле) по всему объему образца. В этом случае ширины сверхпроводящих переходов  $\Delta T_{\rho}$  и  $\Delta T_{\chi}$  можно сделать очень малыми (меньше 0,2 K).

#### Экспериментальное определение критической температуры

Критическая температура металлооксидных соединений может быть измерена любым классическим методом (см. работу 1). Однако их применение из-за экспериментальных трудностей сильно ограничено для керамических образцов. Так, для определения T<sub>c</sub> резистивным методом по изменению электросопротивления необходимо использовать контакты различного типа, что довольно сложно технологически и ненадежно при многократных измерениях. При измерении критической температуры индуктивным методом (по изменению индуктивности катушки со сверхпроводящим сердечником) накладываются жесткие ограничения на форму и размеры образца; так, для плоских образцов чувствительность, а следовательно, и точность измерения будут невелики. Наиболее удобно для определения критической температуры применять метод магнитного экранирования. Особенностью использования этого метода в данной работе является измерение при температуре кипения жидкого азота и выше.

# Описание экспериментальной установки

Функциональная схема измерения критической температуры металлооксидных керамик показана на рис. 4.2. Она состоит из из-

мерительного штока *1*, помещаемого в азотный сосуд Дьюара или азотный криокуллер (на рисунке не показаны), низкочастотного генератора *2*, селективного усилителя *3* с детектором, вольтметра для измерения температуры *4*, блока питания *5* температурного датчика *6*. Блок питания, цифровой вольтметр, селективный усилитель и генератор подключены к ЭВМ *7*. Внутри штока размещены образец *8* и приемная *9* и излучающая *10* катушки и термометр *6*. Синусоидальный сигнал заданной частоты с генератора поступает на излучающую катушку. Переменное электромагнитное поле, пройдя через образец, возбуждает переменную ЭДС в приемной катушке. Сигнал с приемной катушки усиливается селективным усилителем, амплитуда сигнала запоминается компьютером. Когда образец переходит в сверхпроводящее состояние, переменное поле через образец практически не проникает.



Рис. 4.2

На рис. 4.3 представлена конструкция измерительного узла штока. Узел состоит из двух соосных катушек с большой индуктивностью (1 — излучательная, 2 — приемная), размещенных в

массивном медном блоке 5, покрытым теплоизолирующим кожухом 6. Кожух имеет отверстия для свободного проникновения хладагента (жидкого азота). В медном блоке находится отверстие, в котором на теплопроводящей смазке размещен термометр 4. В зазор между катушками помещается исследуемый образец 3, после чего для улучшения теплового контакта зазор заполняется теплопроводящей смазкой. Такая конструкция измерительного узла позволяет проводить измерения  $T_c$  с довольно хорошей точностью (~0,2 K) и воспроизводимостью даже при естественном отогреве образца после предварительного захолаживания непосредственно в жидком азоте.



## Контрольные вопросы

1. Какой общий структурный элемент ВТСП отвечает за их сверхпроводящие свойства?

2. Как критическая температура ВТСП зависит от концентрации дырок?

3. Перечислите основные факторы, влияющие на критическую температуру ВТСП.

4. В чем состоят особенности определения критической температуры металлооксидных керамик?

# Задания

1. Установить образец ВТСП в измерительный шток.

2. Установить шток в азотный сосуд Дьюара или азотный криокуллер.

3. С помощью программы задать скорость изменения температуры.

4. Измерить зависимость сигнала с приемной катушки от температуры.

5. Определить температуру сверхпроводящего перехода и его ширину.

6. Идентифицировать образец по критической температуре.

- 7. Отогреть шток и поменять образец.
- 8. Повторить пункты 2 ÷ 6 для второго образца.

# Список рекомендованной литературы

1. Александров А.С., Елесин В.Ф. Физика сверхпроводимости. Ч. 1. М.: МИФИ, 1979.

2. Александров А.С, Елесин В.Ф., Павловский В.В. Физика сверхпроводимости. Ч.2. М.: МИФИ, 1985.
# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 5 ИЗМЕРЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ВТСП ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ВЫШЕ 77,4 К

**Цель**: изучение особенностей измерения критических токов в высокотемпературных сверхпроводниках.

#### Введение

Появление высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с критической температурой выше температуры кипения жидкого азота ( $T_c > 77$  K) открыло новые широкие возможности использования сверхпроводимости в технике, что связано, прежде всего, с применением в качестве хладагента жидкого азота. Однако помимо высоких  $T_c$  для решения многих технических задач необходимы ещё и хорошие токонесущие свойства новых сверхпроводников, т.е. высокие значения плотности критического тока  $j_c$ , сравнимые со значениями  $j_c$  традиционных сверхпроводящих материалов.

В настоящее время путем усовершенствования технологии удалось получить значительные величины  $j_c$  как при, так и при T = 77,4 К. В табл. 5.1 приведены максимальные величины плотностей критического тока для разных видов образцов ВТСП различного состава.

Отметим, что рекордные плотности критических токов зарегистрированы резистивным методом на пленках. При этом  $j_c$  на 3-4 порядка больше, чем на массивных образцах и на порядок больше, чем на монокристаллах. Интересно провести сравнение плотностей критического тока ВТСП и традиционных технических сверхпроводящих соединений Nb<sub>3</sub>Sn, V<sub>3</sub>Ga, NbTi, PbMo<sub>6</sub>S<sub>8</sub> (рис. 5.1). Прежде всего заметим, что вид зависимости  $j_c(B)$  для указанных материалов и материалов ВТСП примерно одинаков.

			Таблица 5.1
Вид образца	J <sub>cmax</sub> (Т=77), А/см <sup>2</sup>	$J_{cmax}(T=4,2), A/cm^2$	Метод из- мерения
Монокристаллы	$1,5 \cdot 10^5$	$(1,0-3,0)\cdot 10^6$	По намаг- ниченности
Поликристаллы	$1,0.10^{3}$	$(3,0-5,0)\cdot 10^3$	Резистивно
Короткие провода (L ~ 1-3 см)	$5,0.10^4$	5,0 · 10 <sup>5</sup>	Резистивно
Длинные провода (L ~ 1-1,5 см)	$(1,0-2,0)\cdot 10^4$	$(3,0-5,0)\cdot 10^5$	Резистивно
СП пленки	$2,0.10^{6}$	1,0 · 10 <sup>7</sup>	Резистивно



Рис.5.1

Наиболее выгодно использовать ВТСП при температуре кипения жидкого азота, так как при гелиевой температуре сейчас гораздо практичнее применять старые сверхпроводники с уже хорошо отлаженными технологиями изготовления проводов. Из рис. 5.1 видно, что пока токонесущая способность ВТСП при T=77,3 К хуже, чем для Nb<sub>3</sub>Sn, V<sub>3</sub>Ga и даже NbTi (значения  $j_c$  для этих материалов приведены, естественно, при *T*=4,2 K). Тем не менее, обращает на себя внимание тот факт, что сверхпроводники из высокотемпературных материалов могут нести значительные токи в полях, равных десяткам тесла, что открывает огромные возможности для создания сверхпроводящих соленоидов.

Температура и внешнее магнитное поле уменьшают критический ток ВТСП. Отметим также, что для оксидных сверхпроводников наблюдается сильная анизотропия свойств, в том числе и  $j_c$ , в направлении оси *c* по отношению к плоскости *ab*.

#### Методы определения критического тока ВТСП

Для определения плотности критического тока используют две основные методики: индуктивную (по намагниченности) и резистивную.

Индуктивная методика основана на модели критического состояния Бина. Из этой модели следует, что внешнее магнитное поле ослабляется внутри пластины по линейному закону, причем наклон распределения поля пропорционален плотности критического тока  $j_c$ . Так как разница между внешним и внутренним полем фактически есть намагниченность образца, то  $j_c \sim M/r$ , где r – радиус образца. Более точные расчеты и учет остаточной намагниченности приводят к часто используемой формуле

$$j_c = (M^+ - M^-)/15r, \qquad (5.1)$$

где  $M^+$  и  $M^-$  – намагниченность образца при увеличении и уменьшении поля H (рис. 5.2).



Рис.5.2

Индуктивная методика измерения  $j_c$  применяется для оценки критических токов массивных образцов и монокристаллов. Основным преимуществом индуктивной методики является отсутствие необходимости изготовления электрических контактов. Однако этот метод дает лишь приблизительную оценку реальной величины плотности критического тока, часто сильно не совпадающую с резистивными измерениями.

По-видимому, наиболее прямое определение критического тока осуществляется резистивным четырехконтактным методом. Метод состоит в регистрации напряжения на образце, по которому пропускается плавно увеличивающийся ток. В качестве критического тока принимают ток, который приводит к появлению на образце определенного напряжения (обычно равного 0,1 или 1мкВ). Этот метод прост, позволяет без предварительных вычислений определить значение как критического тока  $i_c$ , так и плотности критического тока путем простого деления  $i_c$  на площадь сечения образца  $S: j_c = i_c / S$ .

Структурная схема измерения критического тока сверхпроводящих образцов представлена ранее на рис. 2.3 (см. лабораторную работу 2), где  $R_{cn}$  – исследуемый образец;  $R_T$  – датчик температуры; L – сверхпроводящий соленоид; Q – нагревательный элемент. Контакты для резистивных измерений делают либо прижимным способом, либо нанесением на поверхность ВТСП материала металла с последующим вжиганием. В зависимости от способа изготовления контакты имеют сопротивление от 10 до  $10^{-10}$  Ом см. Часто используемые на практике контакты, получаемые втиранием индия или нанесением проводящих паст, обладают, в лучшем случае, сопротивлением  $10^{-2}$  Ом см и пригодны лишь для образцов с низкой токонесущей способностью (малым транспортным током) при проведении измерений в жидком хладагенте, где достигается необходимый теплосъем. Плохие контакты греются и приводят к повышению температуры образца.

Таким образом, резистивная методика наиболее успешно может быть применена для измерения критических токов небольшой абсолютной величины, т.е. на пленках, где *i<sub>c</sub>* малы за счет малого поперечного сечения, или при измерениях вблизи критической температуры.

## Погрешности при регистрации вольт-амперных характеристик

В процессе измерения вольт-амперных характеристик полезный сигнал может подвергаться искажениям, часть из которых имеет принципиальный характер и не может быть устранена, а часть может быть существенно снижена специальными приемами.

Например, непостоянство значений температуры и магнитной индукции в объеме образца, заключенного между потенциальными контактами измерительной схемы может приводить к искажению регистрируемых переходов. Необходимость строго соблюдать однородность поля на образце требует готовить их так, чтобы весь участок между измерительными концами был строго перпендикулярным полю. Искажения могут возникать из-за шунтирования сверхпроводника нормальным металлом матрицы или подложки, на которую напаивается образец для его фиксации и улучшения теплоотвода. Учет этого фактора требует знания величины шунтирующего сопротивления  $R_{sh}$  и его зависимости от поля и температуры. Чтобы избежать необходимости учитывать ответвления час-

ти тока в шунтирующий нормальный металл, измерения лучше проводить на участке перехода, где  $dE/dI \ll R_{sh}$ .

Поскольку тепловой разогрев образца и его шунтирование нормальным металлом приводят к искажением верхней части сверхпроводящего перехода, необходимо существенно увеличить чувствительность прибора, регистрирующего напряжение на образце. При этом на величину регистрирующего напряжения оказывает влияние контактные термоЭДС, дрейф, электромагнитные наводки на контур, образованный образцом и проводами, соединяющими его с регистрирующей аппаратурой. На слабый сигнал накладывается также шум. Для снижения термоЭДС измерительная схема должна выполняться из однородного материала и по возможности без каких-либо дополнительных контактов. Электромагнитные наводки снижают уменьшением площади измерительного контура, как за счет плотной свивки проводов, так и уменьшением их длины, а также экранированием входной цепи измерительного прибора. Дрейф измерительной аппаратуры может быть снижен тщательным термостатированием наиболее чувствительной части схемы. Следует также отдавать предпочтение приборам с небольшим временем успокоения измерительной схемы или снижать это время доводкой прибора.

## Контрольные вопросы

1. Почему при резистивных измерениях критического тока используются четыре, а не два контакта?

2. С чем связано различие в значениях  $j_c$ , измеренных индуктивным и резистивным методами?

3. Какие основные положения модели критического состояния (модели Бина)?

4. Сверхпроводниками какого рода являются ВТСП? Существует ли в ВТСП явление пиннинга?

5. Назовите характерные значения  $j_c$  для различных видов ВТСП? С чем, по вашему мнению, связано различие величин  $j_c$  для пленок и монокристаллов?

6. Какие особенности измерения  $j_c$  в ВТСП?

7. Какие параметры сверхпроводника можно определить из зависимостей  $i_c(T)$  и  $i_c(H)$ ?

8. Как можно определить значение показателя степени а в выражении  $i_c \sim (1 - T^2/T_c^2)^a$ ?

## Задания

1. Залить в криостат жидкий азот.

2. Включить источник тока, запитывающий резистивный соленоид.

3. Включить линейную развертку тока через соленоид.

4. Записать на ПЭВМ кривую зависимость индукции магнитного поля в сверхпроводнике от напряженности магнитного.

5. Провести измерения кривой намагниченности в диапазоне полей  $\pm H_{\text{макс}}(H_{\text{макс}}$  определяется преподавателем).

6. Записать ВАХ при различных значениях магнитного поля.

7. Выключить установку.

8. Построить зависимости критического тока от магнитного поля из измерений намагниченности и ВАХ.

#### Список рекомендованной литературы

1. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000.

2. Роуз-Инс А., Родерик Е. Введение в физику сверхпроводимости. М.: Мир, 1979.

3. Буккель В. Сверхпроводимость. М.: Мир, 1975.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 6

# ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА ТОНКИХ ПЛЕНОК. МЕТОД МАГНИТНОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ

**Цель:** изучение метода измерения критической температуры сверхпроводящего перехода тонких пленок, основанного на измерении проникновения магнитного поля через сверхпроводник.

## Введение

Сверхпроводники, один из линейных размеров (толщина) которых микроскопически мал (1 мкм), но больше длины когерентности  $\xi_0$  (~ 50 A ДЛЯ Nb<sub>3</sub>Sn), называются сверхпроводящими плёнками. Плёнки широко используются в вычислительной технике, биологии, медицине (СКВИД, переключатели и т.д.). На плёнках проводится исследование физических свойств сверхпроводников: глубины проникновения, энергетической щели, критических полей и критического тока, влияния облучения.

Для получения сверхпроводящих пленок используют различные методы. Наиболее распространены методы электронного пучкового, магнетронного и лазерного напыления. В каждом методе пленка наносится на подложку. Подложка может быть как проводящей электрический ток так и диэлектрической, материал, из которого изготавливается подложка, зависит от назначения пленки. При лабораторных исследованиях наиболее распространены подложки из сапфира, так как сапфир при низких температурах хорошо проводит тепло, при этом являясь диэлектриком. В последнее время для получения пленок ВТСП часто используются подложки из титаната стронция.

На рис. 6.1 изображен пленочный образец, представляющий собой пленку *l*, нанесенную на подложку *2*, *d* — толщина пленки, *D* — толщина подложки. Толщина подложки *D* обычно составляет

 $\sim 1\,$  мм, так что пленка оказывается намного тоныше подложки:  $D/d \sim 10^3 \div 10^4.$ 



Рис. 6.1

Пленки, полученные напылением, не являются монокристаллами. Они представляют собой совокупность тесно прилегающих друг к другу кристаллитов. Электрофизические свойства пленок (в частности, критическая температура  $T_c$  и ширина сверхпроводящего перехода  $\Delta T$ ) определяются как свойствами кристаллитов, так и тем, насколько плотно они упакованы. В сверхпроводниках со сложным составом возможно отклонение от стехиометрии, присутствие других фаз как внутри кристаллитов, так и между ними. Наличие в пленках таких неоднородностей приводит к тому, что  $\Delta T$  пленок, как правило, превышает  $\Delta T_c$  монокристаллов того же сверхпроводника. Для пленок Nb<sub>3</sub>Sn обычно,  $\Delta T_c=0,1-1,0$  K, для пленок BTCП —  $\Delta T_c = 0,5-1,0$  K.

Одним из методов измерения  $T_c$  тонких пленок является резистивный метод. Резистивный метод позволяет определить температуру, при которой появляется «сверхпроводящая дорожка» между контактами. В однородном по составу образце (идеальном монокристалле) результат измерений не зависит от расположения контактов, так как весь образец переходит в сверхпроводящее состояние при одной температуре. В неоднородном образце (в том числе, в пленке) возможна ситуация, когда сопротивление между контактами равно нулю, хотя значительная часть сверхпроводника находится в нормальном состоянии. При этом, мы измеряем «максимальную»  $T_c$  и теряем информацию о свойствах областей в образце с меньшей  $T_c$ .

При измерении  $T_c$  резистивным методом могут также возникнуть трудности, связанные с отслоением медных измерительных контактов от пленки. Поэтому желательно использовать бесконтактный метод, например индуктивный.

#### Индуктивный метод



Рис. 6.2

Индуктивный метод измерения Т<sub>с</sub> основан на измерении температурной зависимоиндуктивности сти катушки L(T), сердечником которой является сверхпроводящий образеп. Оценим величину ния индуктивности при пользовании в качестве сердечника катушки пленочного образца, представляющего собой подложку с нанесенной на ней пленкой (рис. 6.2). Можно считать, что создаваемое катушкой магнитное поле параллельно поверхности образца. При  $T > T_c$  напряженность магнитного поля всюду в образце (в пленке и в подложке) постоянна И равна Ho.

Величина  $H_0$  определяется геометрическими параметрами катушки и величиной текущего в ней тока *I*. Поток магнитного поля через катушку при  $T > T_c$ 

 $\Phi_0 = nH_0(D+d)a,\tag{6.1}$ 

где n — число витков в катушке, a — ширина образца. При переходе пленки в сверхпроводящее состояние магнитное поле выталкивается из пленки, но остается равным  $H_0$  в подложке, так как подложка изготовлена из несверхпроводящего материала. Если толщина пленки d много больше глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник  $\lambda$ , то можно считать, что при  $T < T_c$  напряженность поля всюду в пленке равна нулю. При этом поток магнитного поля через катушку

$$\mathcal{D}=nH_0Da. \tag{6.2}$$

Так как по определению индуктивности  $\Phi = LI$ , то отношение индуктивностей  $L_0$  (при  $T > T_c$ ) и L (при  $T < T_o$ ) оказывается равным

$$L_0/L = \Phi_0/\Phi = l + d/D.$$
 (6.3)

Соответствующее относительное изменение индуктивности (при  $D \ll d$ )

$$(L_0 - L)/L_0 = d/D.$$
 (6.4)

Для типичных значений d = 0,1 мкм, D = 1 мм получим  $(Lo-L)/Lo = 10^{-4}$ , т.е. изменение индуктивности катушки при сверхпроводящем переходе чрезвычайно мало. Если учесть, что для пленки толщиной d = 0,1 мкм глубина проникновения  $\lambda$  может оказаться больше толщины пленки (например, в Nb<sub>3</sub>Sn и в большинстве ВТСП величина  $\lambda$  составляет 0,2 мкм), то из-за частичного проникновения поля в пленку значение (L<sub>0</sub> - L)IL оказывается еще меньше (~10<sup>5</sup>), так что экспериментальная регистрация изменения индуктивности крайне затруднена и требует использования очень чувствительных приборов. Поэтому индуктивный метод не позволяет точно измерить  $T_c$  тонких пленок.

#### Метод магнитного экранирования



Рис. 6.3

На рис. 6.3 дана схема измерения Т<sub>с</sub> тонких пленок, которая позволяет регистрировать сверхпроводящий переход лаже в случае, когда толщина пленки много меньше глубины проникновения. Отличие от индуктивного метода заключается в использовании двух соосных катушек индукрасположенных тивности, по разные стороны плёнки.

При такой постановке эксперимента пленка выполняет роль экрана по отношению к создаваемому катушкой  $L_1$  магнитному полю. Линейные размеры (длина и диаметр) катушек  $L_1$  и  $L_2$  меньше планарных размеров пленки, которые обычно равны 5х10 мм<sup>2</sup>, Поэтому огибание пленки полем незначительно, и катушка  $L_2$  регистрирует именно экранированное, т.е. проникшее через пленку магнитное поле. Таким образом, при сверхпроводящем переходе происходит изменение магнитного поля вне пленки, тогда как в индуктивном методе магнитное поле меняется лишь внутри пленки.

Так как размеры катушки  $L_1$  меньше планарных размеров пленки, то действующее на пленку магнитное поле является неоднородным по величине и направлению. Масштаб неоднородности магнитного поля определяется радиусом обмотки R катушки  $L_1$ . Для оценки напряженности проникающего через пленку поля можно пользоваться формулой:

$$H/H_0 \approx (1 + Rd/2\lambda^2)^{-1}$$
, (6.5)

где H и  $H_0$  — характерные значения напряженности проникшего через пленку магнитного поля соответственно при  $T < T_c$  и  $T > T_c$ . Так как R — макроскопическая величина (~ 1 мм), то  $H/H_0$ ? 1 даже при  $d < \lambda$ . Например, при d = 0,1 мкм,  $\lambda = 0,2$  мкм, R = 1 мм получим из выражения (4.5):  $H/H_0 \approx 10^{-3}$ . Такое резкое изменение напряженности поля легко регистрируется. На катушку  $L_1$  подается переменный ток, который создает переменное магнитное поле. Индуцируемая в катушке  $L_2$  ЭДС пропорциональна напряженности проникшего через пленку магнитного поля, поэтому

$$E/E_0 \approx (1 + Rd/2\lambda^2)^{-1}$$
, (6.6)

где E и  $E_0$  — ЭДС индукции в катушке  $L_2$  при  $T < T_c$  и  $T > T_c$  соответственно.

Малый размер катушек  $L_1$  и  $L_2$  позволяет проводить «локальные» измерения  $T_c$ , так как магнитное поле действует на участок пленки с размерами ~ R, меньшими планарных размеров пленки. Перемещая пленку относительно катушек, можно измерять  $T_c$  различных областей пленочного образца.

Отметим, однако, что применение описанного метода осложняется при исследовании сверхпроводящих пленок со сравнительно большой величиной удельной проводимости о, например, пленки чистых металлов, при  $T > T_c$ . Дело в том, что магнитное поле является переменным, и поэтому при  $T > T_c$  оно экранируется за счет скин-эффекта. Для оценки можно использовать формулу

$$E/E_0' \approx (1 + Rd/2\delta^2)^{-1}$$
, (6.7)

где  $E_0'$  — ЭДС индукции в приемной катушке  $L_2$  при высоких температурах (когда скин-эффект не существенен); глубина скин-слоя  $\delta$  составляет

$$\delta = \left(c^2 / 2\pi\omega\sigma\right)^{1/2},\tag{6.8}$$

т.е.  $\delta$  уменьшается при понижении температуры из-за увеличения  $\sigma$ (уменьшения  $\rho$ ). Если  $\delta$  становится меньше $(Rd)^{1/2}$ , то резкое уменьшение ЭДС индукции в приемной катушке происходит уже при  $T > T_c$ , т.е.  $\frac{E}{E'_0} \ll 1$ . Поэтому зарегистрировать сверхпроводящий переход при  $T = T_c$  в этом случае иногда бывает довольно трудно из-за ограниченной чувствительности измерительных устройств. Такой же эффект наблюдается при исследовании пленок (даже очень тонких) на металлических подложках (при этом переменное магнитное поле экранируется хорошо проводящей подложкой). Выход из ситуации — уменьшение частоты магнитного поля  $\omega$ , в результате чего глубина скин-слоя  $\delta$  возрастает и экранирование магнитного поля при  $T > T_c$  становится несущественным ( $E \approx E'_0$ ). Однако при этом опять-таки уменьшается абсолютная величина  $E_0$ .

## Описание экспериментальной установки

Схема установки для измерения  $T_c$  тонких пленок представлена на рис. 6.4. Сигнал с генератора I синусоидальных колебаний звуковой частоты подается на излучающую катушку  $L_1$ . С принимающей катушки  $L_2$  сигнал поступает на селективный усилитель с детектором 5 и затем через АЦП на компьютер 7. Образец помещается между катушками. Рядом с образцом располагается термометр 8, ток через который задается источником тока 2. Образец с катушками и термометр помещены в медный блок 3. Напряжение с термометра подается одновременно на вольтметр *6*, который подключен к компьютеру 7. Таким образом, на компьютере строится зависимость сигнала с принимающей катушки (величина которого определяется магнитным потоком) от температуры.



Рис. 6.4

#### Контрольные вопросы

1. Какие факторы определяют ширину сверхпроводящего перехода тонких пленок?

2. Почему использование пленочного образца в качестве сердечника катушки индуктивности не позволяет точно измерять  $T_{\rm c}$  пленки?

3. Перечислите отличия описанного в данной работе метода измерения  $T_c$  тонких пленок от метода, основанного на измерении индуктивности катушки.

4. Каким параметром определяется экранирование неоднородного магнитного поля тонкой пленкой?

5. Перечислите основные блоки, из которых состоит установка для измерения *T<sub>c</sub>* тонких пленок.

## Задания

1. Установить образец пленочного сверхпроводника в измерительный шток.

2. Установить шток в гелиевый сосуд Дьюара или криокуллер.

3. С помощью программы задать скорость изменения температуры.

4. Измерить зависимость сигнала с приемной катушки от температуры.

5. Определить температуру сверхпроводящего перехода и его ширину.

6. Заменить образец и провести измерения как указано выше.

## Список рекомендованной литературы

1. Александров А.С., Елесин В. Ф. Физика сверхпроводимости. Ч.1. М.: МИФИ, 1979.

2. Александров А.С., Елесин В.Ф., Павловский В.В. Физика сверхпроводимости. Ч.2. М.: МИФИ, 1985.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 7

# ЗАТУХАНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

**Цель:** измерение поглощения ультразвука в сверхпроводниках при различных температурах и определение ширины и температурной зависимости энергетической щели

#### Введение

Принципиальным отличием сверхпроводников от металлов является наличие энергетической щели  $2\Delta$  в спектре электронных возбуждений (рис.7.1), где  $\kappa_F$  — волновой вектор частицы на уровне Ферми.



Это означает, что электроны сверхпроводника в основном состоянии при T = 0 могут поглотить квант энергии (например, фонон ультразвукового поля *hv*), если его энергия *hv* превосходит величину щели. В противоположном случае, когда  $hv < 2\Delta$ , поглощение отсутствует, так как электроны не могут преодолеть энергетический барьер  $2\Delta$ . При конечной температуре ( $0 < T < T_c$ ) некоторая часть электронов находится над щелью за счёт теплового возбуждения (другими словами, появляются электронные возбуждения — квазичастицы); эти электроны способны поглощать ультразвук сколь угодно малой частоты. Число возбуждений, а, следовательно, поглощение, определяется величиной щели  $\Delta(T)$ , и поэтому зависит от температуры. На измерении этой зависимости основано определение  $\Delta(T)$ , а также анизотропии щели. В настоящее время поглощение ультразвука распространённый метод исследования щели.

Коэффициент поглощения ультразвука с частотой  $\omega << \Delta$  в сверхпроводнике  $\alpha_s$  должен быть пропорционален числу имеющихся возбуждений *n*, определяемых распределением Ферми.

При низких температурах  $T \ll T_c$   $n \sim e^{-\frac{\Delta(T)}{KT}}$ . В нормальном металле концентрация электронов и, следовательно,  $a_n$  — коэффициент поглощения ультразвука — слабо зависят от температуры. Согласно теории БКШ отношение коэффициентов поглощения ультразвука  $\frac{\alpha_s}{\alpha_n}$  при  $hv \ll 2\Delta$  зависит от температуры следующим

образом (рис. 7.2):



Рис. 7.2

Отсюда видно, что измерение  $\frac{\alpha_s}{\alpha_n}$  позволяет определить  $\Delta(T)$ . Из

формулы (7.1)

$$\Delta(T) = kT \ln\left[\frac{2\alpha_n(T)}{\alpha_s(T)} - 1\right] .$$
(7.2)

Чтобы получить зависимость  $\alpha_n(T)$  при температуре ниже критической, сверхпроводимость подавляют магнитным полем.

#### Методы измерения затухания ультразвука

Измерение затухания ультразвука проводится либо на отражённом (система с одним преобразователем), либо на проходящем сигнале (система с двумя преобразователями). При измерениях на отражённом сигнале один и тот же преобразователь служит как для возбуждения, так и для приёма ультразвуковых импульсов. При измерениях на проходящем сигнале используются два преобразователя: один для генерации ультразвуковых импульсов, другой для приёма. На практике применяются оба метода, но метод с одним преобразователем проще в техническом исполнении (один преобразователь, одна склейка).



Рис. 7.3

В данной работе использована система с одним преобразователем (рис. 7.3). Для возбуждения ультразвукового импульса в образце применяется кварцевый преобразователь I, который приклеивается (склейка 2) к одной из поверхностей образца 3. Короткий электрический импульс длительностью T < 1/(2f) (f — резонансная частота преобразователя) возбуждает в преобразователе ультразвуковой импульс, который распространяется по образцу. До противоположной грани образца доходит ультразвуковой импульс с амплитудой  $A = A_0 exp(-\alpha L)$ , где  $A_0$  — первоначальная амплитуда;  $\alpha$  — коэффициент затухания; L — длина образца. Затем ультразвуковая волна отражается от границы раздела сред «образец — вакуум» с амплитудой  $A_1 = A_0 exp(-2\alpha L)$ , попадает на преобразователь и преобразуется в электрический импульс. Таким образова, с преобразователя поступает серия импульсов с амплитудами  $A_n = A_0 exp(-2\alpha L)$ , где n — номер импульса.

Необходимо заметить, что эта формула справедлива, если выполняются условия: 1)  $\alpha_n L_n \ll \alpha L$ , где  $\alpha_n$  — коэффициент затухания ультразвука в преобразователе,  $L_n$  — толщина преобразователя; 2) максимально допустимое отклонение граней образца от параллельности  $\beta \ll \lambda/(2n_0)$ , где  $\lambda$  — длина ультразвуковой волны, по — максимальный номер исследуемого импульса, шероховатость поверхности  $Z \ll \lambda/4$ . Первое условие возникает из-за того, что потери в преобразователе должны быть значительно меньше потерь в образце. Оба условия вытекают из того, что правильное значение амплитуды ультразвуковой волны можно получить, если она в различных точках преобразователя имеет одну и ту же фазу.

Большое значение имеет качество акустического контакта между образцом и преобразователем. Обычно для обеспечения акустического контакта используют материалы с  $Z_c < Z_0$ , где  $Z_c$ ,  $Z_0$  — акустическое сопротивление склеивающей прослойки и образца соответственно. Поэтому нужно стремиться к тому, чтобы толщина прослойки была минимальной.

Измерения  $A_n$  для двух различных импульсов позволяют получить значение  $\alpha$ :

$$\ln \frac{A_{n1}}{A_{n2}} = 2\alpha L(n_2 - n_1) , \qquad (7.3)$$

отсюда

$$\alpha = \frac{\ln(A_{n1}/A_{n2})}{2L(n_2 - n_1)} \quad , \tag{7.4}$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — номера импульсов, считая с первого отраженного,  $A_{n1}$  и  $A_{n2}$  — амплитуды этих импульсов.

Измерив *α* при различных температурах, получим зависимость коэффициента затухания ультразвука от температуры в сверхпроводнике.

# Описание экспериментальной установки

Структурная схема установки для измерения затухания ульт-



Рис. 7.4

развука в сверхпроводниках представлена на рис. 7.4.

Установка состоит из следующих частей: низкотемпературного блока; блока генерации импульсных сигналов (БГИ); блока обработки серии отраженных импульсов (БО); осциллографа (О); блока развертки температуры (БРТ); блока питания соленоида (БП).

Кварцевый преобразователь возбуждается коротким высокочастотным импульсом, поступающим с БГИ. Сигналы с

преобразователя, соответствующие отраженным от граней образца ультразвуковым импульсам, поступают в БО. В блоке БВРИ импульсы усиливаются, детектируются и происходит выбор исследуемого импульса. Пиковый детектор преобразует этот импульс в постоянное напряжение, пропорциональное амплитуде выбранного импульса. Напряжение подается на вход АЦП, установленного в компьютере. Схема выбора импульса представляет собой электронный ключ, управляемый импульсом прямоугольной формы. Этот реперный импульс поступает из блока синхронизации. Для визуального наблюдения и выбора импульса из амплитудного спектра сигналов реперный импульс выведен на экран осциллографа.

Измерения производятся в гелиевом криостате. Расположение преобразователя, образца, нагревателя, датчика температуры и соленоида показано на рис. 7.4. Источником питания нагревателя является генератор с линейно изменяющимся напряжением пилообразной формы. В качестве датчика температуры используют угольный резистор. Ток через датчик задается согласно калибровочному графику. Напряжение с датчика подается на вход АЦП, установленного в компьютере К. На компьютере строится зависимость амплитуды выбранного импульса от температуры. Блок питания сверхпроводящего соленоида — низковольтный генератор, позволяющий изменять ток через соленоид автоматически по линейному закону. Величина магнитного поля измеряется датчиком Холла.

## Контрольные вопросы

1. Какова зависимость коэффициента затухания ультразвука в сверхпроводниках от температуры при  $\hbar \omega > 2\Delta$ ?

2. Назовите основные причины, влияющие на точность измерения коэффициента затухания ультразвука.

3. С чем связаны потери энергии ультразвуковой волны в сверхпроводниках?

4. Из каких блоков состоит установка для измерения затухания ультразвука в сверхпроводниках?

### Задания

1. Залить криостат жидким гелием или включить гелиевый криокуллер.

2. Выбрать один из отраженных импульсов (8 – 10).

3. Измерить зависимость амплитуды выбранного импульса от температуры при выключенном магните.

4. Включить блок питания соленоида. Установить указанный преподавателем ток. С помощью датчика Холла определить величину магнитной индукции.

5. Измерить зависимость амплитуды выбранного импульса от температуры при наличии магнитного поля.

6. Построить зависимость коэффициента затухания ультра-

звука от температуры.

## Список рекомендованной литературы

1. Александров А С., Елесин В.Ф. Физика сверхпроводимости. Ч.1. М.: МИФИ, 1979.

2. Труэлл Р., Элъбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела /Пер. с англ. М.: Мир, 1972.

3. Физическая акустика / Под ред. У. Мезона. Т.7 М.: Мир, 1974.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 8

# ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ИЗБЫТОЧНЫМИ КВАЗИЧАСТИЦАМИ

Цель: изучение неравновесных неоднородных состояний и кинетики квазичастиц в сверхпроводящих плёнках при больших уровнях оптической накачки, измерение времён релаксации квазичастиц и параметра порядка  $\Delta$ .

## Введение

Неравновесные состояния возникают, если сверхпроводники подвергаются внешнему воздействию, отклоняющему электронную или фононную систему от состояния термодинамического равновесия. В качестве возмущений могут выступать электромагнитные и ультразвуковые поля, потоки высокоэнергетичных частиц, ионизирующее излучение, туннельная инжекция и т.д.

Исследование неравновесных состояний сверхпроводников занимает важное место в физике сверхпроводимости и представляет значительный интерес прежде всего потому, что большинство сверхпроводящих устройств работает в неравновесных условиях (сверхпроводящие магниты в ускорителях и термоядерных реакторах, низкоомные туннельные переходы и др.) или использует неравновесные состояния (приборы на эффекте Джозефсона, приёмники излучений, регистраторы быстрых частиц, генераторы фононов и т.д.). Кроме того, изучение неравновесных состояний позволяет получать информацию о временах энергетической релаксации квазичастиц и параметре порядка  $\Delta$ , коэффициентах размножения, параметрах электрон-электронного взаимодействия.

#### Кинетика квазичастиц

Рассмотрим физику явления на примере неравновесного состояния, созданного электромагнитным полем с частотой  $\omega$ , значительно большей 2 $\Delta$  (так называемой оптической накачки). В этом случае происходит разрушение куперовской пары, т.е. создание двух квазичастиц Боголюбова, обладающих большой энергией  $\varepsilon \sim h\omega \gg \Delta$ . Рождённые светом квазичастицы, испускают фононы, уменьшают энергию, достигают поверхности Ферми и затем рекомбинируют, образуя снова куперовскую пару. Скорость релаксации и рекомбинации идёт с характерным временем  $\tau_{ef}$ . В стационарном случае по сравнению с тепловым устанавливается некоторое распределение избыточных квазичастиц, описываемое функцией распределения  $n(\xi)$ . Параметр порядка  $\Delta$  с ростом n вначале уменьшается, а затем его зависимость от мощности накачки  $\beta$  становится неоднозначной (рис.8.1).

Рис 81



Такая зависимость  $\Delta(\beta)$  (сравните с зависимостью давления газа *p* от его объема *V* в теории Ван-дер-Ваальса) приводит к расслоению на области с  $\Delta \neq 0$  и  $\Delta = 0$  (нормальная фаза), т.е. к появлению сопротивления, измеряемого экспериментально. Зависимость параметра порядка  $\Delta$  от функции распределения квазичастиц  $n(\zeta)$  определяется уравнением для  $\Delta$ , аналогичным по виду уравнению БКШ:

$$\lambda \int_{0}^{\omega_{d}} \frac{1 - 2n(\xi)}{\sqrt{\xi^{2} + \Delta^{2}}} d\xi = 1 \quad , \qquad (8.1)$$

где  $\lambda$  — константа электрон-фононного взаимодействия;  $\omega_d$  — дебаевская частота;  $n(\xi)$  — функция распределения неравновесных квазичастиц. В равновесном случае квазичастицы являются тепловыми и  $n_T(\xi)$  имеет вид

$$n_T(\xi) = \frac{1}{e^{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2}}/kT + 1} , \qquad (8.2)$$

а зависимость  $\Delta(T)$  является однозначной (рис. 8.2, пунктирная кривая). При оптической накачке ( $\beta \neq 0$ ) ситуация радикально меняется. Это связано с тем, что функция  $n(\xi)$  существенно отличается от  $n_T(\xi)$ , а параметр порядка  $\Delta$  необычайно чувствителен к виду  $n(\xi)$ . Поэтому центральной задачей является теоретическое и экспериментальное определение функции распределения неравновесных квазичастиц. Теоретически  $n(\xi)$  находится из решения кинетического уравнения.



Отличие  $n(\xi)$  от  $n_T(\xi)$  связано с влиянием параметра порядка  $\Delta$  на скорость рекомбинации квазичастиц. В равновесии скорости рекомбинации и скорости рождения при данной энергии равны (принцип детального равновесия). При оптической накачке неравновесность достигается за счёт быстрого отвода неравновесных фононов из плёнки в подложку, именно поэтому исследуемые плёнки должны быть тонкими. Оказывается, что из-за так называемых когерентных факторов в кинетическом уравнении скорость рекомбинации растёт с увеличением  $\Delta$ . Это приводит к уменьшению числа квазичастиц по сравнению с  $\Delta = 0$  и, согласно равенству (8.1), к увеличению  $\Delta$ . Таким образом, вблизи  $\Delta = 0$  для  $\beta > \beta_c$  возможен рост  $\Delta$  с мощностью накачки  $\beta$ , а следовательно, существо-

вание при  $\beta$  = const трёх различных значений  $\Delta$ :  $\Delta_3$ ,  $\Delta_2$  и  $\Delta_1$  = 0 (см. рис.8.1), где  $\beta_c$  — критическое значение мощности накачки, при котором  $\Delta$  = 0. Безразмерный параметр  $\beta_c$  определяется из решения систем уравнений, использующих функции распределения неравновесных квазичастиц и фононов.

Из-за многозначности зависимости  $\Delta(\beta)$  при  $\beta$ , больше некоторой величины  $\beta_0$  ( $\beta_0 > \beta_c$ ), происходит расслоение образца на две области: нормальную  $\Delta = 0$  и сверхпроводящую  $\Delta_2 \neq 0$  (см., например, переход «жидкость — пар»). С ростом  $\beta$  область с  $\Delta_1 = 0$  начинает увеличиваться за счёт уменьшения сверхпроводящей области, причём граница раздела двух областей движется со скоростью

$$S = \frac{\delta - \delta_0}{\delta_0} \varphi \sim \frac{L}{\tau_R} , \qquad (8.3)$$

где  $L = V_F^2 \tau_{imp} \frac{\tau_R}{3}$  — длина диффузии квазичастиц;  $\tau_{imp}$  — время

рассеяния на примесях;  $\varphi$  — коэффициент порядка 1;  $\tau_{\scriptscriptstyle R}$  — время

рекомбинации квазичастиц; 
$$\delta = \sqrt{\frac{\beta}{\beta_0}}, \delta_0 = \delta(\beta_0); \beta_0 = 1.37\beta_c$$
.

Если размер нормальной области становится равным ширине плёнки, то появляется сопротивление, которое плавно растёт до величины нормального состояния  $R_n$  при увеличении  $\beta$  (рис. 8.3).



Характер зависимости R(T) можно наблюдать при  $\beta$  = const (рис. 8.4). В этом случае наглядно видно отличие от равновесного перехода, при котором сопротивление плёнки изменяется скачком до величины  $R_n$ .



Экспериментальное исследование неравновесных свойств сверхпроводников под действием лазерного облучения впервые было проведено Тестарди. Для плёнок чистого свинца толщиной ~3•10<sup>-2</sup> мкм был обнаружен переход в резистивное (нормальное) состояние при температуре  $T < T_c$ . Аналогичное явление наблюдалось также в плёнках Pb, Nb, Nb<sub>3</sub>Sn и V<sub>3</sub>Si толщиной до 2•10<sup>-1</sup> мкм при больших уровнях оптической накачки. Оказалось, что в этих плёнках при некоторой критической мощности  $W_c$ , зависящей от температуры и толщины образцов, возникает конечное сопротивление, которое увеличивается с ростом оптической накачки. Этот эффект наблюдался и в случае, когда накачка проводилась с помощью туннельной инжекции.

Измеряемая критическая мощность  $W_c$  связана с величиной d следующим соотношением:

$$W_c(T,d) = \beta_c(T) \frac{n_c h\omega}{4\tau_R^{eff} R(1-r)} \frac{d}{1-e^{\alpha d}} , \qquad (8.4)$$

где  $n_c = \frac{p_0 \Delta_0 m}{\pi^2 h^3}$  — критическая концентрация квазичастиц; *m*,  $p_0$  и  $\Delta_0$  — масса, фермиевский импульс и энергетическая щель при T=0;

*R* — коэффициент размножения квазичастиц; *α* — коэффициент поглощения света; *r* — коэффициент отражения; *d*— толщина плёнки. Эффективное время рекомбинации квазичастиц

$$\tau_{R}^{eff} = \tau_{R(0)} \frac{2d}{l_{B}} \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{2d}{l_{B}}\right)},$$
(8.5)

где  $\tau_{R(0)} = \lim \tau_R; l_B = S\tau_B$  — длина свободного пробега фононов; S — скорость звука;  $\tau_B$  — время перепоглощения фононов. Для температурной области  $T_c - T \ll \Gamma$  при определённой толщине плёнки зависимость  $W_C(T)$  имеет вид

$$W_c = A(1 - T/T_c), A = const.$$
 (8.6)

Если для исследуемой плёнки коэффициент поглощения  $\alpha$  превышает 1/d. а коэффициент размножения квазичастиц не зависит от толщины плёнки, то при T = const выражения (8.4) и (8.5) можно представить в виде

$$W_c = A [1 - \exp(-2b/l_B)]$$
 (8.7)

По результатам измерения зависимостей  $W_C(T)$  и  $W_c(d)$  можно определить такие физические параметры неравновесных сверхпроводников, как время рекомбинации квазичастиц, длина свободного пробега фононов, время жизни рекомбинационных фононов (перепоглощение фононов), оценить коэффициент размножения квазичастиц. При оптическом облучении образцов, выполненных в виде туннельных контактов, например Pb-PbO<sub>x</sub>-Pb или Sn-SnO<sub>x</sub>-Sn, можно измерить зависимость энергетической щели в Pb или Sn от интенсивности оптической накачки, от температуры. В этом случае также можно определить коэффициент размножения и время рекомбинации квазичастиц. Однако методика приготовления туннельных контактов довольно сложна и представляет самостоятельную проблему.

# Описание экспериментальной установки

При изучении пространственно неоднородного состояния в сверхпроводящих плёнках под действием оптического возбужде-

ния измеряются параметры импульса напряжения (определяется значение сопротивления), возникающего на образце при лазерном облучении, от температуры, мощности излучения, длительности импульса накачки лазера; определяется зависимость критической мощности накачки  $W_c$  от температуры и толщины плёнки. Измерения проводятся на установке, структурная схема которой представлена на рис. 8.5.



Рис. 8.5

В качестве источника излучения используется инжекционный полупроводниковый лазер 1 на основе Ga-As с длиной волны 0,85 мкм и длительностью импульсов от 0,1 до 10 мкс. Возбуждение лазера осуществляется импульсами тока прямого смещения усилителя мощности 2. На вход усилителя подаются прямоугольные импульсы с низкочастотного генератора 3. Лазерное излучение выходит с двух противоположных сторон лазерного диода. С одной стороны, излучение попадает на фотоприёмник (ФП) 4, с помощью которого можно наблюдать форму лазерного импульса на экране цифрового осциллографа 5, который подключен к компьютеру 10. С другой стороны, излучение через кварцевый световод 6 поступает на исследуемый образец, выполненный в виде плёнки, напыленной на диэлектрическую подложку. Образец с термометром расположены в блоке образца 7. Измерение сопротивления образца производится четырёхконтактным методом. Ток, проходящий через образец, задается источником питания 8, а напряжение измеряется осциллографом. Температура измеряется цифровым мультиметром 9, соединенным с компьютером.

Исследуемый образец крепится к медному блоку (блок образца), в котором находится нагревательный элемент и датчик температуры. Система, состоящая из ФП, лазерного диода, световода и блока образца, крепится к штоку и помещается в гелиевый криостат 11.

## Контрольные вопросы

1. При каких условиях в сверхпроводниках возникают неравновесные состояния?

2. В чём проявляются неравновесные явления в сверхпроводниках при оптическом возбуждении?

3. Из каких соображений выбирается толщина исследуемых плёнок? Возможны ли неравновесные явления в толстых плёнках?

4. В чём разница между кинетикой квазичастиц в сверхпроводнике и кинетикой электронов в полупроводнике при рождении в последних электронно-дырочных пар?

5. Каковы условия возникновения сопротивления в сверхпроводящих плёнках при лазерном облучении?

6. Чем отличается равновесный переход сверхпроводника в нормальное состояние от неравновесного?

7. Опишите температурную зависимость  $\Delta$  (T) при  $\beta \neq 0$ .

8. Проведите сравнение зависимостей объёма от давления V(P) в ван-дер-ваальсовом газе и от  $\Delta$  ( $\beta$ ) в сверхпроводнике. Какова природа неоднозначной зависимости  $\Delta$  ( $\beta$ )?

9. Как используются в технике неравновесные состояния сверхпроводников?

# Задания

1. Залить криостат жидким гелием или включить гелиевый криокуллер.

2. Измерить сопротивление пленки в нормальном состоянии при температуре чуть выше критической.

3. Установить температуру 4,2 К. Включить полупроводниковый лазер.

4. Измерить зависимость сопротивления пленки от мощности накачки (амплитуды лазерного импульса).

5. Измерить зависимость сопротивления пленки от температуры при двух значениях мощности накачки, заданных преподавателем.

6. Построить полученные зависимости. Сравнить с теорией.

## Список рекомендованной литературы

1. Александров А.С., Елесин В.Ф. Физика сверхпроводимости. Ч.1. М.: МИФИ, 1979.

2. Елесин В.Ф., Копаев Ю.В. Сверхпроводники с избыточными квазичастицами // УФН, 133, 1981. С.259.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 9

#### ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ. СВЯЗЬ МЕЖДУ НОРМАЛЬНЫМИ И СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ СВОЙСТВАМИ

**Цель:** изучение особенностей температурной зависимости сопротивления металлооксидных сверхпроводников и сверхпроводников со структурой A15.

#### Введение

Исследование сопротивления металлов позволяет получить информацию об электрон-фононном взаимодействии, взаимодействии электронов с примесями и деталях электронного спектра.

В большинстве случаев удельная электропроводность  $\sigma$  (величина, обратная удельному сопротивлению  $\rho$ ) хорошо описывается в рамках модели Друде-Лоренца. Конечная электропроводность возникает из-за того, что электрон при рассеянии на нерегулярности кристаллической решетки или других электронах изменяет свое состояние. Выражение для удельной электропроводности в модели Друде-Лоренца имеет вид

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} , \qquad (9.1)$$

где n — концентрация электронов;  $m^*$  — эффективная масса электрона; e — заряд электрона. Время релаксации электрона  $\tau$  определяется различными взаимодействиями, приводящими к рассеянию электронов.

#### Сопротивление непереходных металлов

Рассмотрим сопротивление непереходных металлов. При очень низкой температуре основной вклад во время релаксации  $\tau$  дают процессы рассеяния электронов на примесях. В этом случае  $\tau$  не зависит от температуры и дается следующим выражением:

$$\frac{h}{\tau} = 2\pi N(E_F) \left| u_0 \right|^2 n_{im}, \qquad (9.2)$$

где  $N(E_F)$  — плотность состояний на уровне Ферми  $E_F$ ; и <sub>0</sub> — матричный элемент потенциала атома примеси по состояниям до и после рассеяния;  $n_{im}$  — концентрация примесей. Это выражение справедливо при слабом рассеянии электронов на примесях, таком, при котором,  $k_F l \gg 1$ , где  $k_F$  — волновой вектор Ферми, l — длина свободного пробега электрона. Удельное сопротивление  $\rho=1/\sigma$ , где  $\sigma$  определяется выражением (9.1). Величина  $\rho$  при T=0 называется остаточным удельным сопротивлением  $\rho_0$  и характеризует степень неупорядоченности кристалла.

При  $T \neq 0$  играет роль другой вид неупорядоченности — колебания решетки. При  $k_B T \gg h\omega_D$  ( $\omega_D$ — частота Дебая) число фононов велико, и они играют основную роль в рассеянии электронов. При этом вероятность рассеяния электронов на фононах в единицу времени, равная  $1/\tau$ , пропорциональна числу фононов  $N_{\phi} = \sum_{q} \left[ \exp\left(\frac{h\omega_d}{T}\right) - 1 \right]^{-1}$ . При высоких температурах

$$N_{\phi} = T \sum_{q} \frac{1}{h\omega_D}$$
. Следовательно,  $1/\tau \sim T$ , что, согласно формуле

Друде, приводит к линейной зависимости сопротивления от температуры. Именно такая зависимость характерна для большинства металлов в области комнатных температур.

При  $k_BT \ll h\omega_D$  обусловленное колебаниями решетки удельное сопротивление  $\rho \sim T^5$ , а кулоновское взаимодействие в случае  $k_BT \ll E_F$  дает зависимость  $\rho \sim T^2$  (заметим, что обычно  $E_F / k_B = 10^4 \div 10^5$  К, поэтому при комнатной температуре можно считать электронный газ вырожденным). Следует отметить одну особенность кулоновского взаимодействия: оно вызывает рассеяние отдельных электронов, но квазиимпульс всей электронной системы не меняет. Поэтому кулоновское взаимодействие дает вклад в сопротивление только с учетом процессов переброса, т.е. такого рассеяния электронов, при котором их квазиимпульс меняется на вектор обратной решетки. В результате коэффициент при  $T^2$  в вы-

ражении для сопротивления мал, так как вероятность процессов переброса мала.

На практике всегда присутствуют все указанные механизмы рассеяния электронов, и зависимость  $\rho(T)$  имеет вид

$$\rho = \rho_0 + \alpha T^2 + bT^5 \operatorname{прu} k_B T \ll h\omega_D,$$
  

$$\rho = AT \operatorname{пpu} k_B T \gg h\omega_D,$$
(9.3)

где a,b, A — положительные величины. В эксперименте величина  $\rho_0$  определяется экстраполяцией кривой  $\rho(T)$  в область  $T \rightarrow 0$ . Изложенная модель хорошо описывает свойства металлов, в которых выполняется условие

$$E_F >> h\omega_D \qquad . \tag{9.4}$$

#### Сопротивление переходных металлов и их соединений

В переходных металлах и их соединениях важную роль играет *d*-зона, образовавшаяся из не полностью заполненных *d*-уровней. Ширина этой зоны  $10^3 \div 10^4$  К•  $k_R$ , и может дополнительно уменьшаться за счет поляронного эффекта. Кроме того, из-за сложной кристаллической структуры большинства соединений переходных металлов в спектре электронов имеется множество особых точек, которые приводят к появлению узких пиков в плотности состоя-ний. Ширина таких пиков  $10^2 \div 10^3$  К k<sub>B</sub>. При этом условие (9.4) не выполняется, так как если уровень Ферми проходит через узкую зону или пик в плотности состояний, то E<sub>F</sub> надо отсчитывать от нижней границы зоны или пика. Кроме того, выражение (9.3) получено при условии, что вклады различных взаимодействий в сопротивление можно суммировать, т.е. они независимы друг от друга (правило Матиссена). Это справедливо, если взаимодействия слабы и можно ограничиться первым порядком теории возмущений. В случае узких зон как электрон-фононное, так и электронэлектронное взаимодействия могут усиливаться, что приводит к интерференции различных взаимодействий. В результате зависимость сопротивления от температуры в переходных металлах и их соединениях отличается от выражения (9.3).

В поведении ρ(T) для соединений класса A15 (рис. 9.1) можно выделить три характерные особенности: аномально большое (по сравнению с непереходными металлами) значение коэффициента *а*  при  $T^2$  в выражении (9.3); смена знака коэффициента *a* с положительного (кривые 1-4) на отрицательный (кривая 5) при увеличении концентрации дефектов; насыщение сопротивления.



Рис. 9.1

Зависимость  $\rho = \rho_0 + aT^2$  (рис. 9.1) имеет место при  $T_c < T < 50$  К во всем классе A15, за исключением соединения Mo<sub>3</sub>Ge, которое в этом температурном интервале ведет себя аналогично непереходным металлам:  $\rho = \rho_0 + bT^3$ .

При значении остаточного сопротивления (значения вблизи T = 0, рис. 9.1)  $\rho_0 = 150 \div 200$  мкОм•см происходит смена знака температурного коэффициента сопротивления: рост сопротивления с температурой при увеличении  $\rho_0$  сменяется падением (рис. 9.1 кривая 5). Кроме соединений класса A15 это явление имеет место и во множестве других соединений переходных металлов и получило название «корреляции Муиджи». Обращает на себя внимание то, что в различных соединениях смена знака происходит при близких значениях  $\rho_0$ . Отметим также, что в этой же области  $\rho_0$  происходит наиболее сильное изменение критической температуры оединений класса A15.

При высокой температуре происходит насыщение сопротивления (рис. 9.2), т.е. оно возрастает не пропорционально *T*, как в непереходных металлах (пунктирная прямая), а значительно слабее, оставаясь почти постоянным и равным  $\rho_{max} \sim 50$  мкОм•см (сплошная линия).



Все эти особенности поведения  $\rho(T)$  можно объяснить, исходя из представления о пике в плотности состояний вблизи уровня Ферми  $E_F$  (рис. 9.3). Если этот пик достаточно узкий, то нельзя считать химический потенциал  $\mu$  постоянным и равным  $E_F$ . Зависимость  $\mu$  от температуры имеет вид

$$\mu = E_F + \alpha (T/E_F)^2 . \qquad (9.5)$$

Кроме того, при конечной температуре вклад в сопротивление дает не плотность состояний на уровне Ферми, а плотность состояний, усредненная по энергетическому интервалу шириной T в окрестности  $E_F$ . Если в этом интервале плотность состояний сильно
зависит от энергии, то появляется дополнительный вклад в  $\rho(T)$ , зависящий от температуре. Можно показать, что отмеченные эффекты приводят к зависимости  $\rho = \rho_0 + aT^2$  с коэффициентом *a*, значительно превосходящим аналогичный коэффициент, связанный с электрон-электронным взаимодействием.

При температуре, превышающей ширину пика, усредненная плотность состояний перестает зависеть от температуры. Этим можно объяснить насыщение  $\rho(T)$ . Дефекты кристаллической решетки приводят к сглаживанию пика. Учитывая влияние дефектов на плотность состояний, можно объяснить смену знака коэффициента *a*.

Модель с пиком в плотности состояний объясняет основные особенности в поведении  $\rho(T)$ . Для детального описания сопротивления переходных металлов и их соединений необходимо в рамках этой модели учитывать и другие эффекты: особенности электронфононного взаимодействия в узких зонах, неупругое рассеяние электронов на дефектах.

Подчеркнем, что модель с пиком в плотности состояний позволяет также объяснить сравнительно высокие для сплавов значения  $T_c$  соединений класса A15. Действительно, согласно теории БКШ большая величина плотности состояний на уровне Ферми приводит к увеличению константы электрон-фононного взаимодействия и, соответственно, к росту  $T_c$ . Кроме того, эта модель объясняет различие  $T_c$  у разных соединений класса A15 (что обусловлено положением уровня Ферми относительно максимума плотности состояний), а также характер изменения  $T_c$  при радиационном воздействии. Таким образом, удается построить самосогласованную теорию соединений A15 как для нормального, так и для сверхпроводящего состояния.

### Сопротивление металлооксидных сверхпроводников

Кристаллическая структура медно-оксидных ВТСП является слоистой: сверхпроводящие слои  $CuO_2$  чередуются с диэлектрическими или металлическими слоями (например, со слоями BaO в  $VBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  или со слоями BiO в  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ ). Расстояние между ближайшими атомами в пределах одного слоя гораздо меньше,

чем расстояние между соседними слоями, что приводит к резко выраженной анизотропии структурных, а следовательно, и электрических (в том числе сверхпроводящих) свойств ВТСП. Кристаллографическая ось, перпендикулярная слоям, носит название оси c, а параллельные слоям оси a и b формируют кристаллографическую плоскость a-b.

Вид кривой  $\rho(T)$  при  $T > T_c$ , как и величина  $T_c$ , зависит от таких факторов, как тип образца (пленка, монокристалл или керамический образец), его стехиометрия (в том числе содержание кислорода), концентрация примесей и др. Чем однороднее образец, чем ближе концентрация дырочных носителей к оптимальной величине и чем меньше содержание примесей, тем ниже  $\rho$ . Анизотропия ВТСП приводит к тому, что  $\rho$  монокристаллов ВТСП очень существенно зависит от направления измерительного тока: вдоль оси *с* или параллельно плоскостям *a-b* ( $\rho_c$  и  $\rho_{ab}$  соответственно). При комнатной температуре величина  $\rho_c$  в сотни (а в некоторых ВТСП — даже в тысячи) раз больше, чем  $\rho_{ab}$ , что свидетельствует о различных механизмах электрической проводимости вдоль кристаллографических направлений. Различен и вид кривых  $\rho_{ab}$  (T) и  $\rho_c$  (T) при  $T > T_c$ .

Отличительной (и до сих пор не объясненной) особенностью качественных образцов ВТСП *р*-типа является линейный по температуре рост  $\rho_{ab}$ , который начинается сразу от  $T_c$  и сохраняется вплоть до ~1000 К (исключением является ВТСП Nd<sub>2-x</sub>Ce<sub>x</sub>CuO<sub>4-v</sub> *n*типа, где  $p_{ab} \sim T^2$  при  $T > T_c$ ). Интересно, что строго линейная зависимость  $\rho_{ab}$  от T при T> T<sub>c</sub> наблюдается как в ВТСП с T<sub>c</sub> > 100 К (что в принципе можно было бы объяснить рассеянием носителей на колебаниях решетки), так и в ВТСП с  $T_c < 10$  К, например в Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CuO<sub>6+x</sub> (при T ~ 10 К справедливо неравенство,  $k_BT \ll h\omega_D$ , поэтому рассеяние на фононах должно давать вклад ~  $T^5$ ). Не исключено, что линейность  $\rho_{ab}(T)$  при  $T > T_c$  и сам факт наличия сверхпроводимости ВТСП при  $T < T_c$  обусловлены взаимодействием носителей заряда с одними и теми же квазичастицами (подобно тому, как в низкотемпературных сверхпроводниках — с фононами). Что это за квазичастицы, пока не ясно. Отметим, что линейность  $\rho_{ab}(T)$  позволяет с хорошей точностью находить величину остаточного удельного сопротивления  $\rho_{ab}^0$  путем экстраполяции  $\rho_{ab}(T)$  из области  $T > T_c$  к T = 0.

В некоторых ВТСП с орторомбической кристаллической структурой имеет место анизотропия  $\rho$  относительно осей a и b. Она гораздо более слабая, чем анизотропия  $\rho$  относительно осей a и c (или b и c). Например,  $\rho_a \approx 2\rho_b$  в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>. Более того, эта анизотропия может экспериментально наблюдаться только в «сверхкачественных» образцах, не содержащих так называемых двойников (областей с чередующимися направлениями осей a и b). Поэтому, как правило, даже в монокристаллах  $\rho_a = \rho_b$  из-за усреднения проводимости при протекании измерительного электрического тока в плоскости a-b.

Отклонение от стехиометрии или введение в образец примесей и радиационных дефектов приводит, во-первых, к росту  $\rho_{ab}$  в широком диапазоне температур от  $T_c$  до комнатной, а во-вторых — к изменению угла наклона  $\rho_{ab}(T)$ . По мере увеличения степени «дефектности» образца величина производной  $d\rho_{ab}(T)ldT$ , называемая иногда температурным коэффициентом сопротивления, уменьшается, а затем меняет знак с плюса на минус, т.е. происходит смена «металлического» режима электрической проводимости на полупроводниковый (когда  $\rho$  уменьшается с ростом температуры). Этот эффект иллюстрирует рис. 9.4.



Рис. 9.4

Зависимость  $\rho_c$  от T даже в очень качественных образцах ВТСП имеет, как правило, полупроводниковый вид. Этот факт послужил основанием для гипотез о перескоковом или туннельном характере проводимости ВТСП вдоль оси c. Заметим, впрочем, что известен ряд экспериментов, в которых при  $T > T_c$  наблюдали линейное по температуре увеличение как  $\rho_{ab}$  так и  $\rho_c$ , хотя при этом $\rho_c/\rho_{ab} \gg 1$ . Авторы этих работ полагают, что «общепризнанная» полупроводниковая зависимость  $\rho_c$  (T) при  $T > T_c$  является следствием недостаточного совершенства исследованных образцов.

В тонких пленках абсолютная величина о и характер температурной зависимости р(Т) определяются ориентацией кристаллографических осей пленки относительно ее поверхности. Обычно при эпитаксиальном росте пленок ось с перпендикулярна поверхности, и поэтому измерительный ток параллелен плоскости *a-b*, т.е. на эксперименте измеряется  $\rho_{ab}$ . Уровень развития технологии изготовления ВТСП на сегодняшний день таков, что качество тонких пленок, как правило, выше, чем качество соответствующих монокристаллов. Это проявляется, в частности, в гораздо более низкой величине остаточного сопротивления  $\rho_{ab}^0$ , которое в тонких пленках обычно не превышает нескольких десятков мкОм•см, а в монокристаллах может достигать нескольких сотен мкОм•см. Отметим, что величина  $\rho_{ab}^0$  позволяет судить о качестве исследуемого образ-ца: чем ниже  $\rho_{ab}^0$ , тем образец однороднее, тем меньше в нем содержание примесей и дефектов и т.д. Интересно, что в некоторых образцах экстраполяция линейной зависимости  $\rho_{ab}(T)$  из области температур  $T > T_c \kappa T = 0$  дает  $\rho_{ab}^0 < 0$ . Это говорит о наличии нелинейного по температуре вклада в  $\rho_{ab}(T)$  при очень низких температурах. Однако экспериментальное исследование этого вопроса затруднено тем, что из-за очень большого значения верхнего критического поля H<sub>c2</sub>(0) не удается подавить сверхпроводимость ВТСП магнитным полем и определить характеристики нормального состояния ВТСП при  $T \ll T_c$ .

Величина  $\rho$  поликристаллических (керамических) образцов ВТСП существенно больше, чем  $\rho_{ab}$  монокристаллов и тонких пленок, но, в то же время, как правило, намного меньше, чем  $\rho_c$ . Это связано с тем, что сверхпроводящие гранулы (каждая из которых представляет собой маленький монокристалл) в таких образцах

ориентированы друг относительно друга хаотически. В результате через одни гранулы измерительный ток протекает параллельно плоскости а-b, а через другие — вдоль оси с. Для качественной оценки соотношения между р керамических образцов и  $\rho_{ab}$  монокристаллов или тонких пленок можно использовать формулу  $\rho \approx \left(\rho_a \rho_b \rho_c\right)^{1/3} \approx \left(\rho_{ab}^2 \rho_c\right)^{1/3} \approx \rho_{ab} \left(\rho_c / \rho_{ab}\right)^{1/3}$ где величина  $\rho_{c} \rho_{ab}$ берется из экспериментальных данных для соответствующих ВТСП (например,  $\rho_{c}\rho_{ab} \sim 80$  в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> и ~ 300 в YBa<sub>2</sub>Cu<sub>4</sub>O<sub>8</sub>). Эта формула, однако, справедлива лишь для о керамических образцов с очень хорошими контактами между гранулами. На практике гранулы часто оказываются изолированными друг от друга несверхпроводящими прослойками, что приводит к увеличению р. Величина остаточного  $\rho_0$  ВТСП керамик варьируется в широких пределах, как правило, в диапазоне 0,1÷10 мОм•см, в зависимости от технологии и условий синтеза, режима отжига, стехиометрии, концентрации примесей и пр. Величина  $\rho$  керамического образца «в среднем» изотропна. Температурная зависимость  $\rho$  при  $T > T_c$  обычно линейна в керамических образцах с низким PQ и имеет полупроводниковый вид, если  $\rho_0$  превышает 10÷100 мОм•см (см. рис. 9.4).

#### Методы измерения сопротивления

Существует несколько методов измерения сопротивления: метод амперметра и вольтметра; метод, основанный на использовании потенциометра; метод на основе мостовой схемы и т.д. В тех методах, в которых требуется измерять ток через образец и напряжение на нем, используется четырехконтактная схема (рис. 9.5). Она позволяет исключить погрешность, связанную с сопротивлением токопроводящих контактов. В области потенциальных контактов может образовываться слой, обладающий выпрямляющими свойствами. Для того чтобы исключить связанную с этим погрешность, напряжение на образце при заданной величине тока следует измерять дважды для разных направлений тока и в качестве результата брать полусумму получившихся значений сопротивления.



Рис. 9.5

## Описание экспериментальной установки

Структурная схема установки для измерения температурной зависимости сопротивления различных образцов представлена на рис. 9.6. Образцы, термометр и нагреватель располагаются в низкотемпературном устройстве I (криостат или криокуллер). От системы питания 2 подаются рабочие токи на образцы и термометр и изменяемый ток на нагреватель. Система питания управляется компьютером 3. Напряжение на термометре измеряется мультиметром 4 и подается на компьютер. Напряжение с образцов через мультиплексор 5 подается на АЦП, установленный в компьютере.



Рис 96

# Контрольные вопросы

1. Будет ли электрон-электронное взаимодействие давать вклад в сопротивление свободного электронного газа?

2. Чему равно сопротивление металла с идеальной кристаллической структурой?

3. Как влияют примеси на температурную зависимость удельного сопротивления сверхпроводников со структурой A15?

4. Как анизотропия кристаллической структуры отражается на сопротивлении ВТСП?

5. Почему удельное сопротивление  $\rho$  керамических образцов ВТСП, как правило, существенно больше, чем  $\rho_{ab}$  монокристаллов и тонких пленок?

## Задания

1. Залить криостат жидким гелием или включить гелиевый криокуллер. Получить температуру вблизи гелиевой.

2. Запустить программу измерений, измерить температурные зависимости сопротивления образцов.

3. Построить графики зависимостей по полученным результатам.

4. Для образца непереходного метала найти границы области, в которой наблюдается температурная зависимость  $T^{\delta}$ , сравнить эксперимент с теорией.

5. Для образца ниобий-олово найти границы области, в которой наблюдается температурная зависимость  $T^2$ , сравнить эксперимент с теорией.

6. Для медного образца найти границы области, в которой наблюдается температурная зависимость  $T^{\delta}$ , сравнить эксперимент с теорией.

## Список рекомендованной литературы

1. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987.

2. Ашкрофт И., Мермин Н. Физика твердого тела. Т. 1. М.: Мир, 1979.

## СОДЕРЖАНИЕ

ІАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 1	4
ІАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 2	12
ІАБОРАТОРНАЯ РАБОТА З	22
ІАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 5	37
ІАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 6	44
ІАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 7	52
ІАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 8	59
ІАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 9	68

Редактор Волвенкова Т.В.

Подписано в печать 8.12.08 Формат 60х84 1/16 Печ.л 5,0 Изд. № 3/40 Тираж 120 экз. Заказ 2-2421 Московский инженерно-физический институт (государственный университет) 115409 Москва, Каширское шоссе, 31 Типография издательства «Тровант» г. Троицк