

**ПЕРЕОХЛАЖДЕНИЕ В СИСТЕМЕ ДВУХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ***И. Н. Хлюстиков**Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук  
117334, Москва, Россия**Институт проблем технологии микроэлектроники и особых веществ материалов  
Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 29 апреля 1997 г.

Проведены измерения переохлаждения при переходе сверхпроводника первого рода в сверхпроводящее состояние, когда он находится в контакте с другим сверхпроводником, обладающим более высокой критической температурой. На примере алюминия показано, что при температурах ниже критической  $T_c$  и в магнитных полях ниже критического  $H_c(T)$ , несмотря на наличие контакта с другим сверхпроводником, алюминий остается в метастабильном нормальном состоянии. Это означает, что за счет «эффекта близости» со стороны более высокотемпературного сверхпроводника нельзя вызвать термодинамическую неустойчивость в электронной системе другого сверхпроводящего металла. Обнаруженный экспериментальный факт показывает наличие кардинальных различий между поверхностной сверхпроводимостью, которая однозначно вызывает неустойчивость нормальных состояний, и сверхпроводимостью, наведенной эффектом близости в окрестности контакта.

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Обычно считается, что процесс распространения сверхпроводящей фазы из одного сверхпроводника в другой происходит точно так же, как распространяется на весь объем сверхпроводимость, возникающая на поверхности. Основанием для подобного утверждения является то, что и в том, и в другом случаях координатная зависимость параметра порядка представляют собой монотонную, сравнительно медленно затухающую (на расстояниях порядка корреляционной длины сверхпроводимости) в объеме нормального металла функцию.

О поверхностной сверхпроводимости известно, что при условии термодинамической выгоды сверхпроводящего состояния, сверхпроводящая фаза без какого-либо энергетического барьера распространяется на весь объем сверхпроводника. Для сверхпроводников первого рода это означает, что переохлаждение ниже линии критического поля поверхностной сверхпроводимости  $H_{c3}(T)$  оказывается невозможным. Рассуждение, обосновывающее это утверждение, можно найти, например, в книге [1], а весьма убедительная экспериментальная его проверка была проведена в работе [2].

Теперь о контактирующих друг с другом различных проводниках. Здесь в зоне контакта наблюдается так называемый эффект близости, сутью которого является проникновение электронов и электронных пар из одного металла в другой. Исследованиям эффекта близости посвящено огромное количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Особенно тщательно рассматривался вариант, когда один из контактирующих проводников нормальный металл, а другой — сверхпроводник. В том числе

обсуждался вопрос: можно ли за счет эффекта близости подавить существование области метастабильных переохлажденных состояний? Эта проблема возникла при поисках сверхпроводимости благородных металлов и веществ с предельно низкой температурой перехода в сверхпроводящее состояние. Действительно, если исследуемое вещество является сверхпроводником первого рода, то даже малое присутствующее в кристате остаточное магнитное поле может оказаться большим по сравнению с  $H_{c3}(T)$ , и искомое сверхпроводящее состояние не будет обнаружено. В работе [3] сделано утверждение, что переохлажденные состояния сверхпроводника не реализуются, если он находится в контакте с другим более высокотемпературным сверхпроводником.

Сомнения в справедливости того, что при помощи эффекта близости можно запретить переохлажденные состояния сверхпроводника, появились в результате работ по исследованию сверхпроводимости плоскости двойникования [4, 5]. В этих работах было показано, что плоскость двойникования представляет собой особый металл с температурой перехода в сверхпроводящее состояние, отличающейся от температуры окружающих плоскость кристаллов. Сверхпроводимость плоскости двойникования обладает и своим собственным набором критических магнитных полей.

Характерной чертой воздействия сверхпроводимости уединенной плоскости двойникования на окружающие ее кристаллиты является то, что область метастабильных переохлажденных состояний не исчезает, хотя и оказывается существенно меньшей (по сравнению с монокристаллом). В обозначениях работы [5] переохлажденные состояния на фазовой ( $H - T$ )-диаграмме занимают область между линиями  $H_c(T)$  и  $H^*(T)$ , в то время как для монокристаллических образцов — между линиями  $H_c(T)$  и  $H_{c3}(T)$  ( $H_c(T) > H^*(T) > H_{c3}(T)$ ). Все эти линии пересекают ось температур в точке  $T_{c0}$  — критической температуры объемной сверхпроводимости.

О двойниковании известно, что оно является одним из механизмов пластической деформации во всех кристаллических структурах за исключением кубической плотноупакованной (ГЦК) [6]. При изготовлении биметаллических образцов избежать пластической деформации практически невозможно (хотя бы по причине различающихся коэффициентов термического расширения). Поэтому для проверки, служит ли «чужая» сверхпроводимость зародышем в каком-либо сверхпроводнике, в качестве тестового относительно низкотемпературного сверхпроводника обязательно требуется использовать металл с ГЦК кристаллической структурой.

В настоящей работе проведены измерения параметров области переохлажденных состояний образцов алюминия в условиях, когда алюминий контактирует с другим сверхпроводником и когда такого контакта нет. Для контроля такие же измерения проведены для образцов индия, который приводился в контакт с оловом.

## 2. ИССЛЕДУЕМЫЕ СИСТЕМЫ

В настоящее время известны четыре сверхпроводника с ГЦК структурой. Возможно также, что и родий обладает сверхпроводимостью. В таблице приведены критические температуры и приведенные к нулевой температуре критические магнитные поля сверхпроводимости в этих металлах. Следует отметить, что критические температуры свинца, алюминия и иридия рекомендованы в качестве реперных.

Элемент		$T_c$ , К	$H_c(0)$ , Э	Источник
Свинец	Pb	7.1999	803.4	[7]
Торий	Th	1.374	162	[8]
Алюминий	Al	1.1796	104.9	[7]
Иридий	Ir	0.100	20.1	[7]
Родий	Rh	0.002(?)	—	[8]

Для решения поставленной задачи свинец не годится, из-за того что сверхпроводимость в нем характеризуется слишком большой величиной параметра Гинзбурга–Ландау  $\kappa$ . В свинце критическое поле поверхностной сверхпроводимости  $H_{c3}(T)$  превышает критическое поле  $H_c(T)$ . Соответственно, переохлажденных состояний нет. Кроме того, на поверхности свинца не образуется непроницаемой для атмосферного кислорода окисной пленки, из-за чего экспериментально определенные величины критического поля поверхностной сверхпроводимости зависят от предыстории образцов. Торий неудобен по причине его радиоактивности. Иридий и родий обладают критическими температурами, недостижимыми при помощи охлаждения с использованием  $^4\text{He}$ . Изложенные причины определили однозначный выбор алюминия в качестве тестового сверхпроводника, за переохлаждением которого следует наблюдать.

Теперь о требованиях, предъявляемых ко второму сверхпроводнику системы. Во-первых, его критическая температура должна быть выше критической температуры алюминия. Во-вторых, желательно, чтобы взаимная растворимость алюминия и металла, выбранного в качестве второго сверхпроводника, была бы минимальной. В противном случае возможно возникновение диффузионного слоя переменного химического состава, который может повлиять на результаты эксперимента. Те же последствия могут вызвать соединения двух металлов промежуточного состава типа  $\text{Al}_x\text{Me}_y$ . И, наконец, необходимо иметь какой-либо критерий, позволяющий судить о наличии и/или об отсутствии окисной пленки, разделяющей два сверхпроводника исследуемой системы. Очевидно, что достаточно толстый слой изолятора не позволит сверхпроводящей фазе проникнуть из одного металла в другой.

В настоящей работе сделана попытка выполнить перечисленные требования двумя способами. Первый из них — это создание механического (и электрического) контакта между двумя металлами, погруженными в жидкий гелий. При этом можно не беспокоиться о диффузионных явлениях и возникновении каких-либо интерметаллических соединений. Для разрушения окисных пленок к кусочкам металлов могла прикладываться сила, вызывавшая их пластическую деформацию на уровне до  $\approx 5\%$ . Кроме того, пробой и разрушение окисных пленок происходят при приложении к контакту электрической разности потенциалов. Разность потенциалов прикладывалась при помощи подсоединения заряженного конденсатора, разряд которого проходил через контакт между составляющими систему металлами. Такими способами были исследованы пары алюминий–олово, алюминий–алюминий, а также, в качестве контрольного эксперимента, пара индий–олово.

Удаление пленок окиси является обязательной составной частью такого способа соединения металлов как пайка. При пайке окисные пленки удаляются флюсом, а наносимый металл (припой) находится в жидком состоянии. Второй использованный метод

изготовления биметаллических систем заключался в том, что на поверхность одного из металлов наносился другой, находящийся в жидком состоянии.

Из металлов более легкоплавких чем алюминий всем перечисленным требованиям ко второму сверхпроводнику системы удовлетворяет олово. Критическая температура сверхпроводимости в нем равна  $T_c \approx 3.72$  К. Растворимость в системе Al-Sn при температуре плавления олова исчезающе мала, а промежуточных соединений нет [9, 10]. Критерием отсутствия пленок окиси служило смачивание алюминия оловом. Известно, что жидкое олово не смачивает покрытый окисной пленкой алюминий и прекрасно растекается по свободной от окисной пленки поверхности алюминия. Что касается других легкоплавких сверхпроводников, то ртуть амальгамирует алюминий, т. е. химически соединяется с ним, а таллий, индий и свинец не смачивают алюминий даже в случае отсутствия окиси.

При нанесении олова на алюминий в качестве флюса использовалась олеиновая кислота. Из-за того что естественно присутствующая на поверхности алюминия окисная пленка весьма устойчива к воздействию олеиновой кислоты, химически полированная [11] монокристаллическая плоскопараллельная пластинка алюминия предварительно протравливалась в едкой щелочи (KOH). После травления в щелочи, без какой-либо промежуточной промывки, пластинка алюминия помещалась в кислоту и нагревалась до температуры плавления олова. Помещенный на пластину кусочек олова плавился и растекался по поверхности алюминия. Без протравливания в щелочи поверхность алюминия покрыта слишком прочной пленкой окиси и растекания олова не наблюдается (олово остается в виде лежащего на поверхности пластины шарика). После изготовления такой биметаллической пластины из нее на электроискровом станке вырезались образцы с необходимыми размерами:  $\approx 1 \times 1 \times 1$  мм<sup>3</sup>. Толщина оловянного слоя на одной из граней вырезанного кубика составляла примерно 0.15 мм. Поврежденный при резке поверхностный слой не удалялся.

Из тугоплавких сверхпроводников был использован тантал с  $T_c \approx 4.46$  К. Технология изготовления образцов была такая же, как при изготовлении испарителей для термического напыления алюминиевых покрытий. Танталовая проволока диаметром 0.3 мм с навеской алюминия горизонтально помещалась в вакуум, создаваемый диффузионным насосом, и прогревалась электрическим током. По мере нагрева сначала плавился алюминий, затем происходило разрушение его окисной пленки и расплавленный алюминий приобретал шарообразную форму. При дальнейшем повышении температуры, по-видимому при исчезновении окисной пленки тантала, алюминий смачивал проволоку, в результате чего она оказывалась проходящей через центр алюминиевой капли. Вероятность появления существенных количеств известного соединения Al<sub>3</sub>Ta следует признать малой, поскольку растворение тантала в жидком алюминии происходит очень медленно [10]. Кроме того, когда алюминий находится в жидком состоянии, весь объем жидкости активно перемешивается потоками тепла от нагретой танталовой проволоки, т. е. образовавшаяся небольшая примесь должна сравнительно равномерно распределиться на весь объем алюминия. Все перечисленные этапы процесса нанесения алюминия на тантал хорошо наблюдаемы визуально при использовании вакуумного объема с прозрачными стенками. Изготовленный образец представлял собой кусочек танталовой проволоки длиной  $\approx 10$  мм, проходящий через центр шарика из алюминия с диаметром  $\approx 1$  мм. Естественно, что в данном случае о какой-либо монокристаллическости алюминия говорить не приходится.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Экспериментальные записи представляли собой зависимости магнитного момента образцов от магнитного поля, сделанные при постоянной температуре при помощи SQUID-магнитометра [12].

Магнитометр был оснащен системой тепловых экранов из медной фольги и пластин пенопласта и размещался в стеклянном криостате. Внутренний диаметр гелиевого дьюара был равен 80 мм. Расход жидкого гелия при температурах ниже перехода гелия в сверхтекучее состояние составлял  $\approx 50 \text{ см}^3/\text{ч}$ . Такой расход жидкого гелия позволяет достичь температуры перехода алюминия в сверхпроводящее состояние (и опуститься по температуре несколько ниже) при помощи откачки  $^4\text{He}$ , если производительность насосной системы при давлениях порядка 0.1 Торр находится на уровне  $100 \div 150 \text{ л/с}$ . Трубопровод откачки, соединявший криостат с насосом, имел минимальный проходной диаметр 50 мм. Перепад давления на трубопроводе составлял  $0.1 \div 0.2 \text{ Торр}$ .

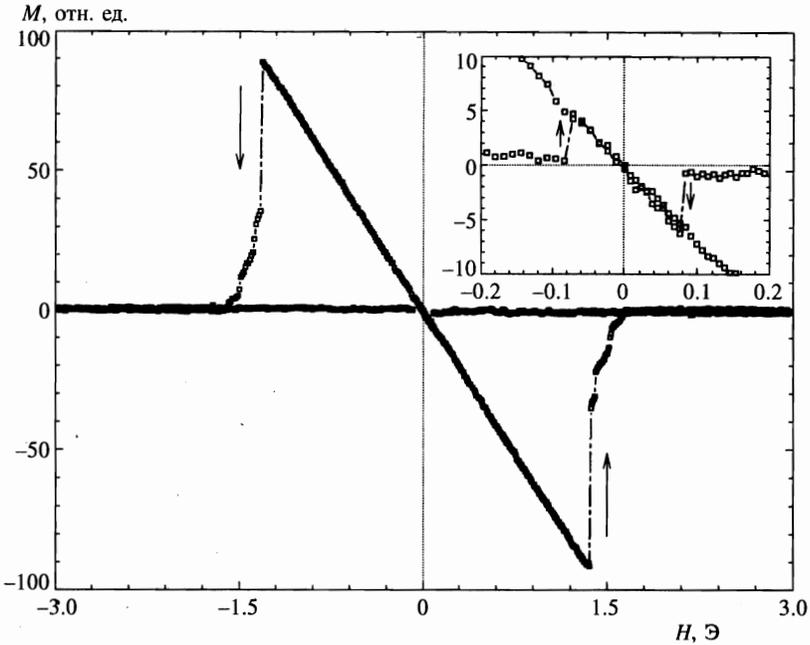
Минимальная достигнутая в описываемых экспериментах температура, определенная по величине критического поля перехода монокристалла алюминия в сверхпроводящее состояние, была  $\approx 1.1 \text{ К}$ . Для удобства работы давление гелия на капке криостата дополнительно контролировалось при помощи манометра Мак-Леода.

Для проведения описываемых в настоящей работе экспериментов была разработана и изготовлена новая оснастка магнитометра. Во-первых, появилась возможность в течение гелиевого эксперимента многократно осуществлять контакт между двумя кусочками металлов, составляющих исследуемую систему. Относительно грубые перемещения в пределах от 1 мм до  $\approx 1 \text{ мкм}$  осуществлялись механически извне криостата при помощи расположенных в гелии винта с мелким шагом и системы рычагов. Для тонких перемещений использовался пьезоупаков, составленный из 10 дисков диаметром 5 мм и толщиной 0.5 мм. Контроль наличия контакта и измерения его сопротивления проводились по четырехточечной схеме. Механическая прочность устройства позволяла прикладывать силу, оказывающуюся достаточной для пластической деформации кристалла алюминия на уровне  $5 \div 10\%$ . Размер исследуемых кусочков сверхпроводников мог быть до  $\approx 0.5 \text{ мм}$ .

Второе устройство позволяло проводить измерения при различных ориентациях исследуемого образца относительно магнитного поля в пределах  $\pm 180^\circ$ . Механический привод обеспечивал изменения ориентации с минимальным шагом  $\approx 10^{-2} \text{ рад}$ . Это приспособление было использовано при измерениях образцов с плоской, известной ориентации границей между двумя металлами. Характерные размеры образцов, которые возможно исследовать при помощи этого устройства, составляют  $\approx 1 \text{ мм}$ .

### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Перед началом описываемых в настоящей работе экспериментов предполагалось, что результаты и выводы работы [3], в которой исследовалась система вольфрам-титан, окажутся справедливыми и для алюминиевых систем. Именно по этой причине и было сделано столь сложное устройство для осуществления контакта между двумя сверхпроводниками. Предполагалось, что в зависимости от контактного сопротивления между алюминием и другим сверхпроводником будет наблюдаться эволюция критического поля переохлаждения алюминия.



**Рис. 1.** Зависимости магнитного момента образца алюминия от магнитного поля при переходе алюминия в сверхпроводящее состояние. На врезке в правом верхнем квадранте — в увеличенном масштабе участки кривых вблизи начала координат. Стрелки на рисунке показывают участки зависимостей, «проходимые» только в одном направлении: скачки момента при достижении полей перегрева и переохлаждения;  $H_c = 1.61$  Э,  $H_{sc} = H_{c3} = 0.055$  Э,  $T \approx T_{c0} - 0.01$  К  $\approx 1.17$  К

На рис. 1 представлена запись зависимости магнитного момента монокристалла алюминия, полученная при температуре ниже его критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Она демонстрирует все особенности, характерные для поведения сверхпроводников первого рода в магнитном поле.

Фактически на рисунке показаны две записи. Одна из них сделана слева направо и демонстрирует зависимость магнитного момента алюминия при изменении внешнего магнитного поля  $H$  от относительно больших (больших по модулю чем  $H_c(T)$ ) «отрицательных» значений до таких же «положительных» величин. Вторая запись сделана в противоположном направлении. Эти две записи совпадают друг с другом на трех участках. Во-первых (таких участков два), когда алюминий находится в нормальном состоянии, т. е. когда  $|H| > H_c(T)$ . В данном случае  $H_c = 1.61$  Э, что определялось по излому на зависимости  $M(H)$ . Температура образца, вычисленная исходя из измеренной величины  $H_c$ , равна 1.17 К, примерно на 0.01 К ниже  $T_{c0}$ .

Другая область совпадения — это поле  $|H| < H_{sc}(T)$ . Измеренная величина поля переохлаждения  $H_{sc}$  оказалась равной 0.055 Э, что составляет  $\approx H_c/30$ . Столь большая величина наблюдаемого переохлаждения позволяет считать, что  $H_{sc} = H_{c3}$ . Отсюда, применяя соотношение  $H_{c3} = 1.69\kappa H_c$ , получаем оценку  $\kappa_{Al} = 0.0143$ , близкую к справочным данным.

Несовпадение зависимостей магнитного момента образца при увеличении и уменьшении модуля внешнего магнитного поля в диапазоне  $H_{c3}(T) < |H| < H_c(T)$  связано

с тем, что наблюдаемый фазовый переход — переход первого рода. При уменьшении поля от больших значений образец остается в метастабильном нормальном состоянии и обладает близким к нулю магнитным моментом. В меньших же полях,  $|H| < H_{c3}(T)$ , единственным устойчивым является сверхпроводящее состояние с магнитной восприимчивостью  $\chi = -1/4\pi$ . При уменьшении поля, когда достигается значение  $H = H_{c3}$ , скачком появляется отличный от нуля магнитный момент. При увеличении же модуля внешнего поля от нуля сверхпроводящее состояние, характеризующееся полным эффектом Мейсснера, остается устойчивым до (в данном случае)  $1.37 \text{ Э}$ .

Явление перегрева при увеличении поля демонстрирует участок кривой  $1.35 \text{ Э} > |H| > 1.07 \text{ Э} \approx (2/3)H_c$ . В указанном интервале полей образец может находиться либо в перегретом состоянии (как на рис. 1), либо в промежуточном состоянии с положительной дифференциальной магнитной восприимчивостью. В приведенном примере в промежуточном состоянии алюминий наблюдается в интервале полей  $1.35 \text{ Э} < |H| < H_c$ .

Далее было проверено, что алюминий действительно является подходящим материалом для исследований биметаллических систем. Для этого в магнитометре был дополнительно смонтирован второй, химически тождественный первому, кусочек алюминия, который был предварительно сильно деформирован при комнатной температуре. Кусочки были изолированы друг от друга, а чтобы обеспечить идентичность условий (одинаковость действующего на них магнитного поля) расстояние между ними было выбрано небольшим. Проведенные измерения показали, что оба кусочка алюминия, и монокристаллический, и пластически деформированный, обладают одинаковыми полями переохлаждения. На зависимостях  $M(H)$  всегда наблюдался только один скачок магнитного момента, соответствующий переходу из нормального состояния в сверхпроводящее обоих кусочков одновременно, несмотря на различия в процедуре их изготовления. Иными словами, не удалось зафиксировать ситуации, чтобы один из кусочков находился бы уже в сверхпроводящем состоянии, а второй еще в метастабильном нормальном.

После проведения описанных проверок удалось перейти к исследованиям систем, состоящих из разных сверхпроводников: алюминий–олово и алюминий–тантал.

В устройстве, позволяющем осуществлять и разрывать контакт между двумя кусочками металлов, были смонтированы монокристалл алюминия и кусочек олова. Сначала они находились на расстоянии  $\approx 0.2 \text{ мм}$  друг от друга. Зависимости магнитного момента от магнитного поля в той их части, которая обусловлена переходом алюминия в сверхпроводящее состояние, уже были показаны на рис. 1. Что же касается олова, то необходимо сказать следующее. При развертке магнитного поля в пределах  $\pm 5 \text{ Э}$  нелинейность зависимостей  $M(H)$ , вызванную переходом олова в сверхпроводящее состояние, можно наблюдать только вблизи критической температуры олова, которая, как уже отмечалось, равна  $T_c \approx 3.72 \text{ К}$ . При температурах же близких к критической температуре алюминия все критические магнитные поля олова значительно превышают максимальные, использованные в настоящих экспериментах поля. Поэтому при проведении измерений, результаты которых представлены на рисунках, составляющий систему кусочек олова всегда находился в однородном сверхпроводящем состоянии. Соответственно, вызванный оловом вклад в регистрируемый сигнал магнитометра линеен и, более того, прямо пропорционален приложенному магнитному полю  $M = (-1/4\pi)H$ . При подготовке рисунков к публикации была оставлена только нелинейная от магнитного поля часть зарегистрированных зависимостей, т. е. только часть, характеризующая

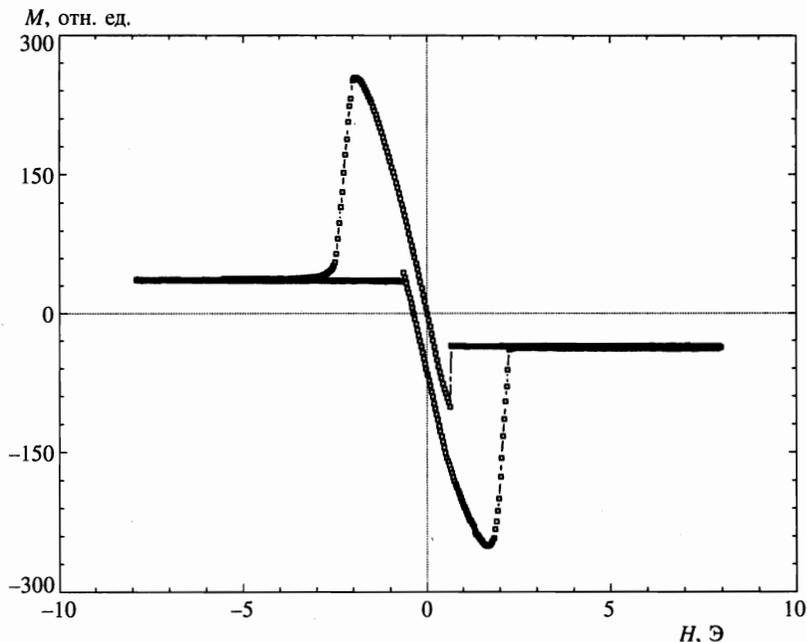


Рис. 2. Зависимости магнитного момента от магнитного поля при переходе в сверхпроводящее состояние образца алюминия по форме близкого к кубу. На одну из граней куба нанесено олово;  $H_c = 2.28$  Э,  $H_{sc} = 0.68$  Э,  $T \approx 1.165$  К

алюминий. Кроме того, считалось, что при  $H > H_c$  магнитный момент равен const.

Совершенно неожиданный результат был получен, когда алюминий и олово были соединены вместе. Оказалось, что вне зависимости от наличия или отсутствия контакта между оловом и алюминием, кривые зависимости магнитного момента от магнитного поля перехода алюминия в сверхпроводящее состояние и обратно остаются одними и теми же. Электрическое сопротивление контакта изменялось от  $\infty$  до величины меньшей  $10^{-3}$  Ом, при этом и поле  $H_c$ , и поле  $H_{c3}$  сохраняли свои значения. Таким образом, наличие контакта со сверхпроводником никак не изменило область переохлаждения нормального состояния алюминия.

Описанная ситуация сохранилась, когда для создания более надежного контакта между оловом и алюминием была приложена сила, вызвавшая  $\approx 5\%$ -ую пластическую деформацию олова и алюминия. Оценка величины пластической деформации была проведена по изменению линейных размеров кусочков олова и алюминия после монтажа образцов.

Тот же самый результат дал эксперимент, в котором для разрушения окисных пленок в зоне контакта дополнительно применялся разряд конденсатора.

Поскольку в экспериментах с механическим контактом между двумя металлами вопрос о наличии окисных пленок и их влиянии на полученные результаты всегда остается открытым, исследования были продолжены на образцах, приготовленных другими описанными ранее методами.

На рис. 2 показан пример экспериментальных записей перехода алюминия в сверхпроводящее состояние, полученных при температуре 1.165 К на образцах, при изготов-

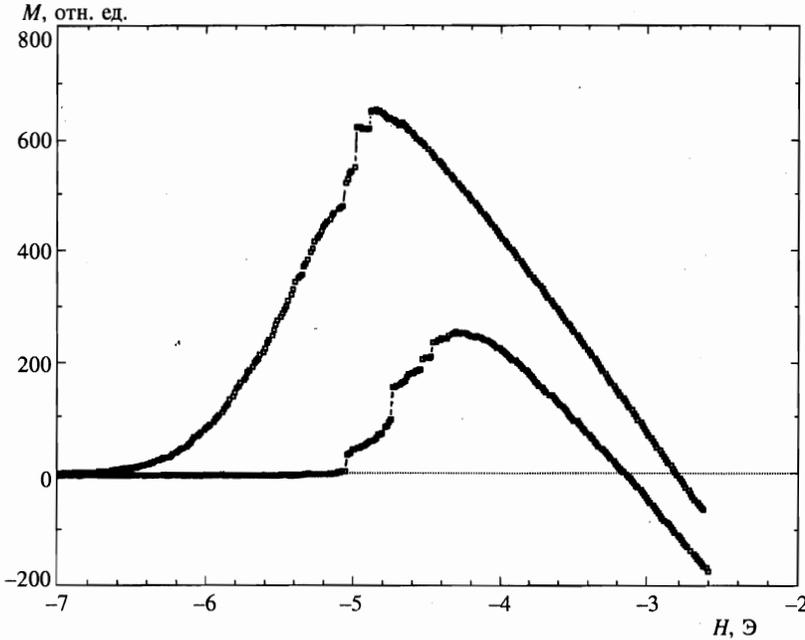


Рис. 3. Зависимости магнитного момента алюминия от магнитного поля при переходе в сверхпроводящее состояние. Алюминий нанесен в виде капли на танталовую проволоку;  $H_c = 6.5$  Э,  $H_{sc} = 5.0$  Э,  $T \approx 1.14$  К

лении которых на алюминий наносилось жидкое олово.

Хотя эти кривые и не имеют столь «классического» вида, как кривые на рис. 1, качественный результат остался тем же самым: явление переохлаждения наблюдается и в данном случае. Возможно определить и критическое поле  $H_c$ , и поле переохлаждения  $H_{sc}$ . На представленных записях они соответственно равны 2.28 Э и 0.68 Э. Естественно, что поле  $H_c > H_{sc}$ . Отличие наблюдаемого поля переохлаждения  $H_{sc}$  от характеризующего алюминий поля  $H_{c3}$  скорее всего связано с тем, что поверхность исследуемого образца была сильно повреждена в процессе электроэрозионной обработки, хотя может быть и вызвано влиянием олова на алюминий.

Некоторых пояснений требует аппаратный эффект, приводящий к несовпадению «нулевых» уровней магнитного момента в правой и левой частях рис. 2, а также разной величине скачков момента в полях  $\pm H_{sc}$ . При использовании SQUID-а в качестве «нуль»-прибора входной сигнал компенсируется сигналом отрицательной обратной связи таким образом, чтобы SQUID оставался в одном и том же квантовом состоянии. Поскольку цепи обратной связи имеют всегда конечное, зачастую недостаточное, быстродействие, при поступлении входного сигнала с большой скоростью изменения и достаточно большой амплитуды обратная связь не в состоянии скомпенсировать входной сигнал. В такой ситуации возможен «перескок» SQUID-а в другое квантовое состояние, что на записи проявляется как изменение нулевого уровня. Эти вопросы, а также методы восстановления полного сигнала без потерь, вызванных ограничениями обратной связи, подробно рассмотрены в работе [12].

Измерения, проведенные при различных взаимных ориентациях образца и внеш-

него магнитного поля, не обнаружили сколько-нибудь заметных изменений полей  $H_c$  и  $H_{sc}$ . Небольшим изменениям подвергалась только форма кривых намагниченности, что и должно было быть, поскольку геометрическая форма образца отличалась от шара.

Рисунок 3 показывает те же кривые, но полученные для алюминия, нанесенного на тантал. Видно, что и в этом случае область переохлажденных состояний отчетливо различима;  $H_c$  и  $H_{sc}$  соответственно составляют 6.5 Э и 5.0 Э. Температура проведения эксперимента 1.14 К.

Теперь о результатах контрольного эксперимента, который, быть может, в какой-то мере объясняет результаты работы [3]. В этом эксперименте снова использовалось приспособление, позволяющее в условиях гелиевых температур многократно осуществлять контакт между двумя металлами. Однако вместо алюминия был вмонтирован кристалл индия. Критическая температура сверхпроводимости в индии равна  $\approx 3.4$  К. Вторым сверхпроводником было олово.

Индий обладает кристаллической решеткой с тетрагональной симметрией и легко двойникуется по плоскости [101] [6]. Поэтому изготовить образец из индия, который бы демонстрировал переохладение, соответствующее величине его параметра Гинзбурга-Ландау  $\kappa$ , весьма сложно. Переохладение индия до полей  $H_{c2}$  и  $H_{c3}$  наблюдалось, например, в работе [2]. Для наблюдения же небольших значений переохладения индия при его переходе в сверхпроводящее состояние оказывается уже достаточным отжиг образцов при комнатной температуре.

На рис. 4а представлены экспериментальные записи зависимостей магнитного момента образца индия от магнитного поля, сделанные при температуре  $\approx 3.3$  К. Критическое магнитное поле  $H_c = 12.9$  Э, а поле переохладения  $H_{sc} = 11.3$  Э.

Контакт индия с оловом с усилиями, не вызывающими пластическую деформацию, не привел ни к каким изменениям зависимостей  $M(H)$  перехода индия в сверхпроводящее состояние вплоть до значений контактного сопротивления меньших  $10^{-3}$  Ом. Многократно повторенная процедура создания и разрыва контакта также не привела к изменению поведения кривых намагничивания индия.

Ситуация кардинальным образом изменилась, после того как между индием и оловом была приложена сила, вызвавшая пластическую деформацию. Область переохладения, как показано на рис. 4б, исчезла. Последующий разрыв контакта не привел к восстановлению области переохлажденных состояний.

Точно такой же результат был получен при пластической деформации индия кварцевой иглой в условиях гелиевых температур.

## 5. ВЫВОДЫ

Проведенные эксперименты показывают, что алюминий действительно хороший тест-объект для исследований термодинамики сверхпроводимости биметаллических систем. Требования к кристаллографическому совершенству алюминия для проведения экспериментов, подобных описанным в настоящей работе, весьма низкие. Параметры области переохлажденных состояний пластически деформированных образцов оказываются теми же самыми, как и у монокристаллов, по крайней мере в некоторой окрестности критической температуры перехода алюминия в сверхпроводящее состояние.

Важнейшим результатом описанных в настоящей работе экспериментов является то, что между поверхностной сверхпроводимостью и сверхпроводимостью, наведенной

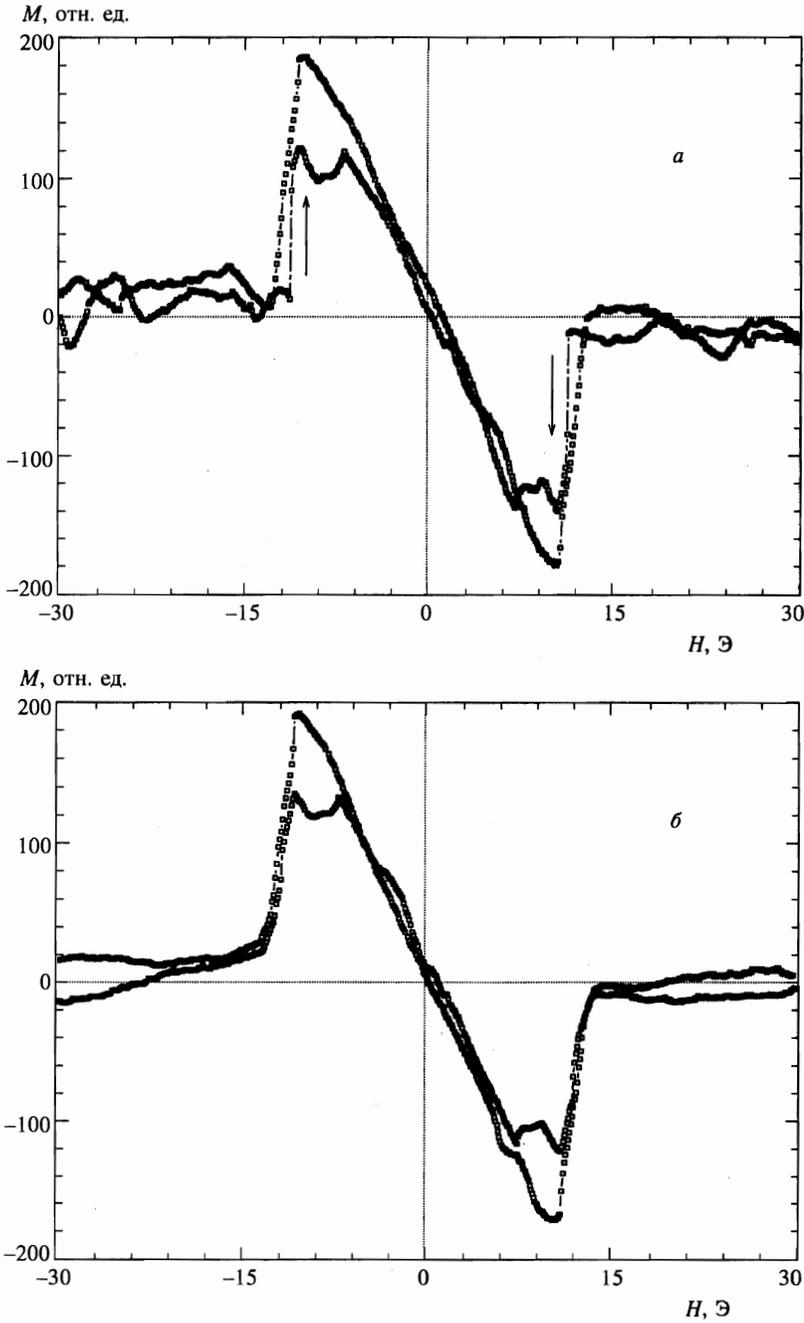


Рис. 4. Зависимости магнитного момента индия от магнитного поля при переходе в сверхпроводящее состояние: *a* — до пластической деформации при гелиевых температурах. Стрелки — скачки магнитного момента при достижении поля переохлаждения,  $H_c = 12.9$  Э,  $H_{sc} = 11.3$  Э,  $T = 3.3$  К; *b* — после пластической деформации. Переохлаждение отсутствует

со стороны другого сверхпроводника, имеются принципиальные качественные отличия. Главное из них — то, что сверхпроводимость, индуцированная за счет эффекта близости со стороны другого сверхпроводника, не вызывает термодинамической неустойчивости метастабильных нормальных состояний. Другими словами, сверхпроводимость, индуцированная со стороны другого сверхпроводника, не является зародышем со сверхкритическими параметрами, от которого при переходе первого рода сверхпроводящая фаза распространяется на весь доступный объем.

Конечно нет никаких оснований утверждать, что влияние одного сверхпроводника на другой полностью отсутствует. Более того, эксперименты с двойниками [4] однозначно показывают, что такое влияние существует. Однако это влияние таково, что остается конечный энергетический барьер, препятствующий распространению сверхпроводящей фазы.

В рамках описания сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау роль сверхпроводника, который приводится в контакт с нормальным металлом, сводится к индуцированию некоторого значения параметра порядка  $\Psi_0$  на поверхности этого металла. Пространственное поведение модуля параметра порядка  $|\Psi(x)|$  хорошо известно: он затухает по мере удаления от поверхности нормального металла. Такое же поведение  $|\Psi(x)|$  характерно и для поверхностной сверхпроводимости. Если не учитывать влияния граничных значений  $d\Psi/dx$ , то различия могут заключаться в следующем. Для поверхностной сверхпроводимости показано, что значение  $|\Psi_0|$  близко по величине к 1, к тому значению параметра порядка, которое реализуется в случае существования сверхпроводимости во всем объеме сверхпроводника [13]. Для эффекта близости (индуцированной сверхпроводимости) может случиться, что  $|\Psi_0| \ll 1$ . Даже малой величины  $\Psi$  оказывается достаточно для экранировки внешнего магнитного поля и, соответственно, для протекания незатухающих токов на некоторой глубине внутри металла, находящегося в нормальном состоянии. Однако из-за малости  $|\Psi_0|$  вклад в энергию системы от возникновения индуцированной сверхпроводимости останется положительным. Такой «зародыш» имеет характеристики ниже критических и не может вызвать абсолютной неустойчивости метастабильных состояний.

Таким образом, должно существовать некоторое критическое значение  $\Psi_0^*$ , при превышении которого индуцированная сверхпроводимость, как и поверхностная сверхпроводимость, — зародыш со сверхкритическими параметрами. Вопросом здесь является, какова же эта критическая величина  $\Psi_0^*$ . Кроме того, остается вопрос, можно ли при помощи эффекта близости достичь больших величин  $\Psi_0$ . В противном же случае (малых величин  $\Psi_0$ ) индуцированная сверхпроводимость зародышем служить не будет. Соответственно останется возможность существования метастабильных переохлажденных состояний.

Сформулированное утверждение справедливо в случае, когда разные сверхпроводники контактируют по какой-то выделенной поверхности. Собственно говоря, только в этом случае и имеет смысл сравнивать поверхностную сверхпроводимость с индуцированной. Совершенно иная ситуация возникает, если некоторая достаточно большая часть объема сверхпроводника существенно обогащена вкраплениями другого сверхпроводника с более высокими критическими характеристиками, например плоскостями двойникования. В экспериментах, описанных в [14], никаких признаков переохлаждения замечено не было. Таким образом, обогащенная двойниками часть объема образца уже является зародышем, вызывающим неустойчивость метастабильных состояний. Ограничением здесь является то, что необходимую концентрацию двойников можно

создать только при пластической деформации, т.е. только в кристаллах, симметрия которых отличается от кубической плотноупакованной. Возможно, что и вкрапления более высокотемпературного сверхпроводника в достаточно высокой концентрации также приведут к запрету на существование переохлажденных состояний.

В свете описанных здесь экспериментов результаты работы [3] находят совершенно иную, отличающуюся от данной авторами, весьма вероятную трактовку. Наблюдавшиеся в указанной работе зависимости возможно определяются не эффектом близости, а процедурой изготовления образцов. Для соединения вольфрама и титана использовалась точечная сварка, т.е. весьма грубое воздействие, которое не может обойтись без пластической деформации. Отсюда, поскольку вольфрам имеет не плотноупакованную, а объемоцентрированную кубическую решетку, вблизи точки сварки должны возникать механические двойники, которые и приводят к отсутствию переохлаждения. Проверкой этому мог бы быть эксперимент, в котором к вольфраму таким же способом был бы приварен какой-нибудь несверхпроводящий металл.

Автор благодарен А. Ф. Андрееву, В. А. Тулину, В. В. Лебедеву, В. С. Эдельману, Н. В. Заварицкому и Е. В. Мининбергу за многочисленные полезные обсуждения вопросов, возникавших при проведении этой работы.

## Литература

1. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
2. J. Feder and D. S. McLachlan, *Phys. Rev.* **177**, 763 (1969).
3. R. A. Buhrman and W. P. Halperin, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 409 (1974).
4. И. Н. Хлюстикова, *ЖЭТФ* **94**, 311 (1988).
5. I. N. Khlyustikov and A. I. Buzdin, *Adv. Phys.* **36**, 271 (1987); И. Н. Хлюстикова, А. И. Буздин, *УФН* **155**, 47 (1988).
6. М. В. Классен-Неклюдова, *Механическое двойникование*, изд. АН СССР, Москва (1960).
7. M. Durieux, D. N. Astrov, W. R. G. Kemp, and C. A. Swenson, *Metrologia* **15**, 57 (1979).
8. *Сверхпроводящие материалы*, под ред. Е. М. Савицкого, Металлургия, Москва (1976).
9. W. V. Pearson, *A Handbook of Lattice Spacings and Structures of Metals and Alloys*, Pergamon Press (1958).
10. В. С. Синельникова, В. А. Подергин, В. Н. Речкин, *Алюминиды*, Наукова Думка, Киев (1965).
11. В. Тегарт, *Электролитическое и химическое полирование металлов*, ИИЛ, Москва (1957).
12. И. Н. Хлюстикова, ПТЭ, вып.2, 167 (1993).
13. Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас, *Сверхпроводимость второго рода*, Мир, Москва (1970).
14. И. Н. Хлюстикова, М. С. Хайкин, *Письма в ЖЭТФ* **38**, 191 (1983).