

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ СЛОЯ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ-ДВОЙНИКОВ

И.Н.Хлюстиков, М.С.Хайкин

При $T > T_c$ для монокристалла наблюдается макроскопический ток текущий по шлифованному торцу образца Sn. Сверхпроводимость слоя толщиной $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ см объясняется наличием трехмерной решетки участков плоскостей двойникования $\langle 301 \rangle$ с расстоянием между ними $\sim 10^{-5}$ см. Сверхпроводимость "двумерного металла" около таких плоскостей обнаружена ранее [1]. Таким же методом обнаружена сверхпроводимость плоскостей двойникования $\langle 101 \rangle$ в двойнике In.

В экспериментах, описанных в работе [1], обнаружена сверхпроводимость "двумерного металла" — плоскости двойникования металлического кристалла. Сверхпроводимость, возникающая в тонком слое бикристалла, прилегающем к плоскости двойникования (301), обнаруживалась по появлению магнитного момента M_D образца Sn при температуре¹⁾ выше критической для кристалла $T_c = 3,722$ К; M_D экспоненциально возрастает по мере приближения к T_c . Кроме того, ранее в работе [2] наблюдалось увеличение электропроводности (на $\sim 10\%$) деформированного образца при тех же условиях, когда в нем наблюдается момент M_D . В [1] было высказано соображение о том, что известное явление повышения T_c металла вследствие деформации образца может объясняться не столько, как это принято считать, механическими напряжениями, сколько появлением в нем двойников.

Цель данной работы состояла в создании условий для появления макроскопического тока сверхпроводимости, текущего по электрически зам-

¹⁾ На рисунках, как и в работе [1], указана температура, измеренная по давлению паров гелия, которая на 0,01 К ниже температуры образца [2].

кнутым между собою участкам плоскостей двойникования. В экспериментах [1] такой ток не наблюдался — и это вполне естественно, поскольку реальная граница кристаллов-двойников — отнюдь не сплошная когерентная плоскость двойникования; она представляет собою участки плоскости двойникования с размерами порядка единиц — десятков микрон, разделенные дислоцированными областями. Это показывают также электронографические исследования [3], сравнительно небольшая ($\sim 40\%$) анизотропия M_D , а также результаты работы [4]. Изготовление двойника, в котором когерентная плоскость двойникования была бы непрерывной, несомненно, очень трудно. Поэтому мы поступили иначе: имея в виду, что олово легко двойникуется механически, мы изготовили сильно деформированные образцы, в которых концентрация микроскопических двойников, как увидим ниже, оказалась достаточно большой, чтобы сделать возможным электрический контакт между их границами. Ток сверхпроводимости, охватывающий весь образец, обнаруживается по появлению гистерезиса магнитного момента образца при изменении приложенного к нему магнитного поля.

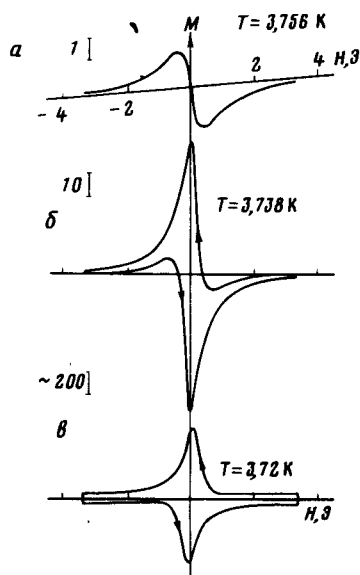


Рис.1. Записи опытов по измерению магнитного момента M шлифованного торца образца Sn в функции магнитного поля H . Слева от кривых указан относительный масштаб по оси M , справа — температура T . Запись опыта с другим образцом при $\Delta T \approx 0,02$ К приведена на рис.2

Образцами служили цилиндрические монокристаллы Sn разных ориентаций чистоты 99,999% диаметром 1,7 мм. Плоский торец образца шлифовался на стекле порошком корунда с размерами зерен ~ 10 мк. В результате поверхностный слой торца становился мелкокристаллическим (размеры кристаллов ~ 1 мк) на глубину ~ 50 мк (после растворения слоя такой толщины обнажалась поверхность исходного кристалла с внедренными в нее мелкими кристаллами, занимавшими примерно половину площади). Измерения M_D производились магнитометром [5], в середине приемной катушки которого располагался шлифованный торец образца. Перемещение образца вдоль оси катушки показывало, что наблюдаемый сигнал целиком происходит от его торца.

Пример записи магнитного момента $M(H)$ торца (H — приложенное к образцу магнитное поле) приведен на рис.1. При температуре $\Delta T =$

$= T - T_c = 0,044 \text{ K}$ наблюдается только диамагнитный момент M_D , подобный обнаруженному в работе [1], с тем отличием, что на графике $M(H)$ нет скачков: кривая "а" гладкая и совершенно обратимая. При понижении температуры зависимость $M(H)$ обнаруживает гистерезис, указывающий на появление в образце стабильного замкнутого тока сверхпроводимости. На кривой "б" замыкание этого тока происходит при $H = 0,8 \text{ Э}$, когда момент M_D уже хорошо виден. При дальнейшем понижении температуры петля гистерезиса возрастает по амплитуде (кривая "в"), скрывая M_D и указывая на увеличение критического тока J_c . (При возврате поля H в пределах петли гистерезиса наблюдаются частные циклы).

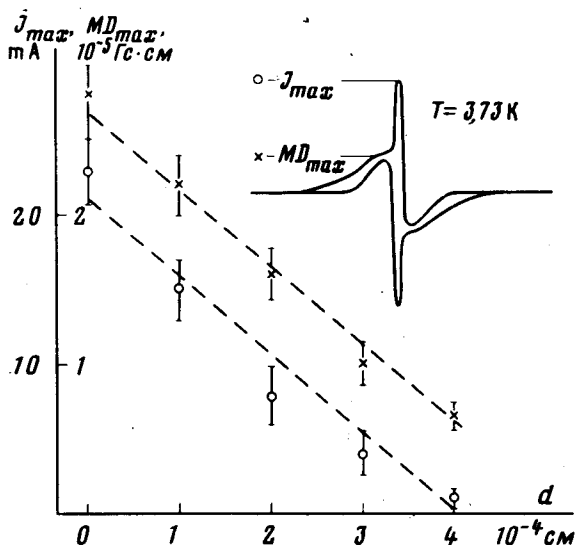


Рис.2. Зависимости (при $\Delta T \approx 0,02 \text{ K}$) максимального магнитного момента M_{Dmax} , приведенного к 1 cm^2 поверхности, и максимального критического тока J_{max} в функции толщины d слоя, удаленно растворением со шлифованного торца образца. На записи опыта (вверху справа) показаны места кривой, к которым относятся измеренные величины

Ток течет по периферии торца. Такое распределение тока было показано опытом с образцом, у которого середина $\phi 0,8 \text{ мм}$ шлифованного торца была высверлена: превращение диска в кольцо не сказалось на величине M . Другой контрольный опыт был проведен с моделью образца: пленкой Sn толщиной 5 мк , нанесенной испарением на торец кварцевой палочки, установленной на место образца. Полученная с пленкой при $T < T_c$ гистерезисная кривая $M(H)$ вполне подобна кривой рис.1. Как известно, в тонкой пленке, помещенной в перпендикулярное ее плоскости поле, ток течет по периферии [6].

Ток, текущий в образце, определен методом замещения. Для этого в приемную катушку магнитометра на место образца был помещен виток проволоки, через который пропускался калибровочный ток от внешней цепи.

Толщина сверхпроводящего слоя измерена следующим образом. Известное количество Sn с торца образца растворялось электролитически. После каждой такой операции исследовалась сверхпроводимость образца. Так получены результаты, представленные на рис.2: максимальный магнитный момент M_{Dmax} и максимальный критический ток J_{max} убывают примерно пропорционально толщине d растворенного слоя, что

указывает на однородность распределения M_D и J по толщине сверхпроводящего слоя $d_s \approx 4 \cdot 10^{-4}$ см.

Обсудим описанные эксперименты. Прежде всего, отметим следующие два обстоятельства:

1) В работе [1] установлено, что момент M_D возникает только от плоскости двойникования; граница же кристаллов случайной взаимной ориентации момента M_D не обнаруживает. Случайная граница представляет собою слой дислокаций и около нее возникают механические напряжения при охлаждении образца; у плоскости двойникования таких напряжений нет.

2) Зависимости $M_D(H)$ и $M_D(T)$ для шлифованного слоя при температурах выше области появления гистерезиса вполне подобны таким зависимостям для плоскости двойникования [1]. Различие состоит лишь в абсолютной величине M_D , которая оказывается примерно на два порядка больше (кроме того, не наблюдаются метастабильные состояния).

Сказанное, очевидно, позволяет заключить, что M_D шлифованного слоя происходит от существующих в нем участков плоскостей двойникования $\langle 301 \rangle$, разграничивающих микрокристаллы-двойники, но не от других элементов структуры слоя.

На основании этого вывода оценим среднее расстояние между границами двойников δ . Зная магнитный момент сверхпроводящего слоя и его толщину (рис.2), а также момент одиночной плоскости двойникования $5 \cdot 10^{-7}$ Гс · см (при $\Delta T = 0,02$ К), измеренный в [1], найдем плотность границ двойников в слое: $n \approx 10^5$ см $^{-1}$; следовательно, $\delta \approx 10^{-5}$ см, т.е. меньше длины когерентности $\xi_0 = 3,5 \cdot 10^{-5}$ см.

Это сопоставление ($\delta < \xi_0$) указывает на возможность протекания сверхпроводящего тока в толще слоя по многим границам двойников, образующим случайные замкнутые контуры. Действительно, на опыте (рис. 2) при уменьшении T и H наблюдается сначала небольшой гистерезис, свидетельствующий о появлении замкнутых токов в малых участках слоя, а затем возникает и замкнутый ток, охватывающий весь образец. Это происходит тогда, когда эквивалентная толщина w сверхпроводящего слоя, прилегающего к плоскости двойникования, достигает величины δ : в работе [1] измерено $w = 0,6 \cdot 10^{-5}$ см при $\Delta T = 0,02$ К.

Распределение плотности j_c критического тока J_{max} (рис.2) по сверхпроводящему слою не изучалось; для оценки j_c предположим, что ток сосредоточен в периферийном кольце, ширина которого равна толщине слоя d_s . Эта оценка (наверное завышенная) дает $j_c \approx 10^5$ А/см 2 ; для сравнения приведем плотность критического тока $j = 2,5 \cdot 10^4$ А/см 2 при $\Delta T = -0,1$ К, полученную в работе [7] на пленках Sn, приготовленных испарением. Отметим, что в условиях опыта рис.1, j_c возрастает более чем на порядок, а при дальнейшем приближении к T_c еще на порядок величины.

В дополнение к экспериментам [1] на олове, подобные же измерения выполнены нами с механическими двойниками индия, в котором плоскость двойникования имеет ориентацию $\langle 101 \rangle$. Поведение диамагнитного момента M_D в индии описывается формулами, приведенными в работе [2], с константами: $h = 0,1$ Э, $\tau = 0,0008$ К.

Таким образом, в данной работе исследовано известное явление сверхпроводимости мелкокристаллического металла при температуре выше критической для монокристалла. Получены убедительные свидетельства того, что это явление есть следствие сверхпроводимости "двумерного металла" – плоскости двойникования металлического кристалла – обнаруженной в работе [1].

П.Л.Капице авторы благодарны за внимание и интерес к работе, Н.Е.Алексеевскому, А.П.Володину и В.С.Эдельману – за обсуждение, Г.С.Чернышеву – за техническую помощь.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 июля 1981 г.

Литература

- [1] Хайкин М.С., Хлюстикова И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 167.
 - [2] Хлюстикова И.Н., Хайкин М.С. ЖЭТФ, 1978, 75, 1158.
 - [3] Fourie J.T., Weinberg F., Boswell F.W.C. Acta Metallurgica, 1960, 8, 31.
 - [4] Володин А.П., Хайкин М.С. Письма в ЖЭТФ, (в печати).
 - [5] Хлюстикова И.Н., Хайкин М.С. ПТЭ, 1980, №2, 184.
 - [6] Алексеевский Н.Е. ЖЭТФ, 1946, 16, 870.
 - [7] Гинзбург Н.И., Шальников А.И. ЖЭТФ, 1959, 37, 399.
-