

НАБЛЮДЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ПЛОСКОСТИ ДВОЙНИКОВАНИЯ МЕТОДОМ ВИХРЕВЫХ ТОКОВ

А.П.Володин, М.С.Хайкин

Методом возбуждения вихревых токов в диапазоне частот $20\text{ Гц} + 2\text{МГц}$ при температурах, близких к критической, измерено сопротивление бикристалла Sn, содержащего плоскость двойникования (301). Установлено существование сверхпроводящего слоя толщиной $(1 + 2) \cdot 10^{-3}\text{ см}$ вблизи плоскости двойникования в интервале температур $T_c < T < T_c + 0,02\text{К}$.

В работе [1] сообщалось об обнаружении сверхпроводимости плоскости двойникования (ПД) кристалла олова. Сверхпроводимость проявлялась в диамагнитном моменте, регистрируемом чувствительным магнитометром на основе квантового интерферометра. В данной работе описаны результаты наблюдения сверхпроводимости ПД оловянных бикристаллов методом вихревых токов [2] на частотах $20\text{ Гц} - 2\text{ МГц}$.

Исследуемые образцы в форме кубов с ребрами 1 и 4 мм, или прямоугольных параллелепипедов длиной 10 мм и сечением $1 \times 1\text{ мм}^2$, $4 \times 4\text{ мм}^2$ и $4 \times 1\text{ мм}^2$ с ПД в центральном сечении вырезались электроискрой из бикристалла. Измерительная катушка длиной 2 мм надевалась на образец с малым зазором и могла перемещаться вдоль него для того, чтобы исследовать разные участки образца. Катушки наматывались тонким проводом и имели $200 - 2000$ витков в зависимости от частотного диапазона измерительного тока. Катушка с образцом включалась в мостовую схему либо в контур автогенератора. Относительная чувствительность схемы к изменению импеданса образца $\sim 10^{-4}$. Температура в окрестности критической температуры сверхпроводящего перехода олова $T_c = 3,722\text{К}$ измерялась угольным термометром и по давлению паров гелия; ее нестабильность в течение времени одного изме-

рения составляла 10^{-4} К. Магнитное поле Земли компенсировалось системой Гельмгольца с точностью 0,01 Э.

В ходе опыта регистрировался сигнал ΔR , пропорциональный малым изменениям внесенного образцом в катушку активного или индуктивного сопротивления. Примеры записей зависимостей ΔR от приложенного к образцу магнитного поля H показаны на рис. 1. Участок образца с ПД характеризуется сигналом, появляющимся при $T = T_c + 0,02$ К (рис. 1, а), растущим с понижением температуры и маскируемым возникающей при $T = T_c$ сверхпроводимостью объема образца. Для сравнения на рис. 1, б приведены зависимости $\Delta R(H)$ соседнего монокристаллического участка образца без ПД. В этом случае зависимость $\Delta R(H)$ имеет типичный вид сверхпроводящего перехода с предваряющими его флюктуациями сверхпроводящей фазы в объеме образца.

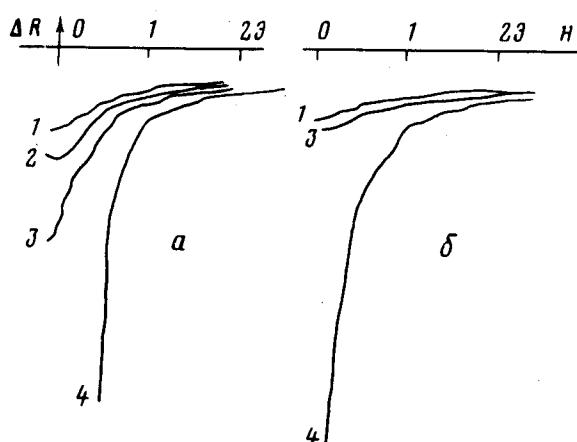


Рис.1.Записи зависимости изменений сопротивления, внесенного образцом в катушку от магнитного поля при различных температурах: 1 – $T - T_c = 0,02$ К, 2 – $T - T_c = 0,01$ К, 3 – $-T - T_c = 0,005$ К, 4 – $-T - T_c = 0,001$ К, Частота измерительного поля $F = 56$ кГц, а – участок образца содержит ПД, б – монокристаллический участок образца

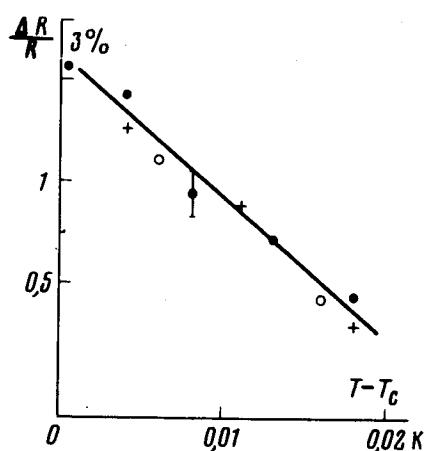


Рис. 2. Зависимость $\Delta R(H = 0)$ (см. рис. 1), отнесенное к изменению сопротивления образца R , внесенного в катушку при его переходе в сверхпроводящее состояние, от температуры, $T_c = 3,722$ К для различных образцов и частот измерительного поля: ● – образец $4 \times 4 \times 10$ мм³, $F = 56$ кГц, ○ – $4 \times 1 \times 10$ мм³, $F = 430$ Гц, + – $4 \times 4 \times 4$ мм³, $F = 2$ МГц

Измеренная для участка образца с ПД величина $\Delta R(H = 0)$ сильно зависит от температуры. Зависимость ΔR ($T - T_c$) представлена на рис.2. Точки, полученные для разных образцов, при различных частотах измерительного поля и собранные на графике в пределах погрешности изме-

рений укладываются на прямую, описываемую в логарифмическом масштабе зависимостью $\Delta R = \Delta R_0 \exp[-(T - T_c)/\tau]$, где $\tau \sim 0,8 \cdot 10^{-3}$ К. Это хорошо согласуется с зависимостью, полученной для магнитного момента в [1].

Таким образом, имеется достаточное основание считать наблюдаемый при $T > T_c$ сигнал $\Delta R(H)$ обусловленным сверхпроводимостью олова вблизи ПД. Подтверждением служит зависимость величины сигнала ΔR от взаимной ориентации направления измерительных токов в образце относительно ПД. При низких частотах измерительного поля 20 – 90 Гц сигнал при $T > T_c$ максимальен, когда ПД расположена параллельно плоскости витков катушки, т. е. при наибольшей индуктивной связи ПД с катушкой. При взаимно перпендикулярном расположении ПД и плоскости витков сигнал отсутствует.

Области низкой и высокой частот измерительного поля разграничиваются характерной для каждого образца частотой, при которой глубина скин-слоя становится примерно равной поперечным размерам образца и согласование образца с катушкой – оптимальное. Поэтому переход к частотам измерительного поля $F > 400$ Гц характеризуется уменьшением относительной величины сигнала при $T > T_c$ в ~ 5 раз, которая остается практически неизменной при 400 Гц $< F < 2$ МГц.

Эффективную толщину сверхпроводящего слоя δ вблизи ПД можно оценить по относительной величине обусловленного им сигнала $\Delta R/R$, где R – изменение внесенного в катушку сопротивления образца при сверхпроводящем переходе всего его объема. В измерительном поле достаточно высокой частоты, когда скин-эффект ярко выражен, имеем $\Delta R/R \approx \delta/d$, где $d \approx 2$ мм – длина зоны чувствительности катушки вдоль поверхности образца. Отсюда получаем $\delta \approx (1 + 2) \cdot 10^{-3}$ см.

В [1] толщина слоя определена как близкая к $\xi_0 \approx 3,5 \cdot 10^{-5}$ см – длине когерентности в сверхпроводнике. Такое существенное отличие можно объяснить тем, что измеренная в данной работе величина δ обусловлена характерными размерами сверхпроводящих участков, на которые разбивается ПД. Действительно, при ориентации сверхпроводящего участка ПД параллельно вихревым токам, его вклад в импеданс образца по порядку величины равен вкладу сферической сверхпроводящей области с поперечником примерно равным характерному размеру участка ПД. Измерения на частотах, для которых глубина скин-слоя $\delta >> \xi_0$, не позволяют выявить структуру сверхпроводящих областей с размерами порядка ξ_0 . Выявление же такой структуры изменением направления поля H затруднено возможной непараллельностью сверхпроводящих участков ПД в каждой из областей. В пользу этого говорит также факт отсутствия заметной зависимости наблюдаемого при $T > T_c$ сигнала от направления поля H . Электродинамический расчет по результатам измерений при $F < 90$ Гц в пределах погрешности соответствует модели, в которой ПД разбита на сверхпроводящие и нормальные участки с отношением размеров $(2 + 3) : 1$.

Таким образом, в результате измерений в переменных магнитных полях частотой до 2 МГц установлено существование при $T > T_c$ тонкого слоя сверхпроводящей фазы вблизи ПД, обнаруженной ранее по статическому магнитному моменту. Примененный в данной работе индук-

ционный метод менее чувствителен, чем метод квантового интерферометра, однако, и его чувствительности оказалось достаточно, чтобы наблюдать явление, обнаруженное в работе [1]. Не вызывает сомнений то, что сверхпроводимость ПД будет иметь и иные интересные для изучения проявления.

П.Л. Капице авторы благодарны за внимание к работе, И.Н.Хлюстикову — за сотрудничество, В.С.Эдельману и А.М.Трояновскому — за обсуждения, Л.С.Швинглерману — за любезное предоставление бикристаллов олова с ПД, Г.С.Чернышеву — за техническую помощь.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 июля 1981 г.

Литература

- [1] Хайкин М.С., Хлюстиков И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 167,
 - [2] Шумиловский И.Н., Ярмольчук Г.Г., Грабовецкий В.П. Метод вихревых токов. М.: Энергия, 1966.
-