

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ИНДИЯ В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ

И. П. Крылов

Обнаружено возрастание сопротивления образцов из сверхчистого индия в промежуточном состоянии при включении статического неоднородного поля вблизи поверхности образца. Предполагается, что этот эффект связан с возбуждением геликонов в структуре слоев нормальной и сверхпроводящей фазы подобно тому, как сопротивление движению корабля связано с возбуждением волн на поверхности воды.

В 1967 году Андреев рассмотрел новый механизм сопротивления сверхпроводников в промежуточном состоянии [1]. В некомпенсированном металле при достаточно большой длине свободного пробега носителей возможно распространение спиральных электромагнитных волн – геликонов. Если пропустить постоянный ток через образец, находящийся в промежуточном состоянии, то в системе координат, движущейся вместе со слоями нормальной и сверхпроводящей фазы, геликоны возбуждаются поверхностными неоднородностями постоянного внешнего магнитного поля. В лабораторной системе координат в образце устанавливается неоднородное статическое распределение электрических и магнитных полей, порожденное поверхностным возмущением. Для поддержания такого распределения полей, или, с точки зрения движущегося наблюдателя, для возбуждения геликоновых волн требуется дополнительная энергия источника тока. Это означает появление дополнительного электрического сопротивления образца. По аналогии с известным эффектом в гидродинамике Андреев назвал это сопротивление волновым. В настоящей работе была предпринята попытка экспериментально обнаружить волновое сопротивление чистых сверхпроводников в промежуточном состоянии.

В экспериментах использовались монокристаллические цилиндрические образцы диаметром 4 мм и длиной около 100 мм изготовленные из сверхчистого индия. Измерения были произведены на двух образцах, близких по качеству и давших одинаковые результаты. Образец помещался в жидкий гелий, температура которого понижалась до 1,3°K, и переводился в промежуточное состояние постоянным однородным магнитным полем H , перпендикулярным оси цилиндра. Статическое неоднородное магнитное поле H_1 создавалось с помощью однослойной бифилярной катушки из сверхпроводящей проволоки, намотанной вокруг образца. Длина намотки составляла около 65 мм. Направление тока в витках чередовалось таким образом, что возмущение имело пространственный период вдоль оси цилиндра $\lambda = 1,36$ мм (см. рис. 1). Зазор между витками и поверхностью образца составлял около 0,3 мм. Оценка показывает, что при этом постоянный ток через катушку $I_m = 10$ а создавал на поверхности образца в нормальном состоянии амплитуду воз-

мушения $H_1 \approx 30$ э, Напряжение U на части образца, находившейся внутри катушки, измерялось нановольтметром $\Phi-118$ и записывалось на самописце в зависимости от тока через образец I . Примеры вольт-амперных характеристик приведены на рис. 1.

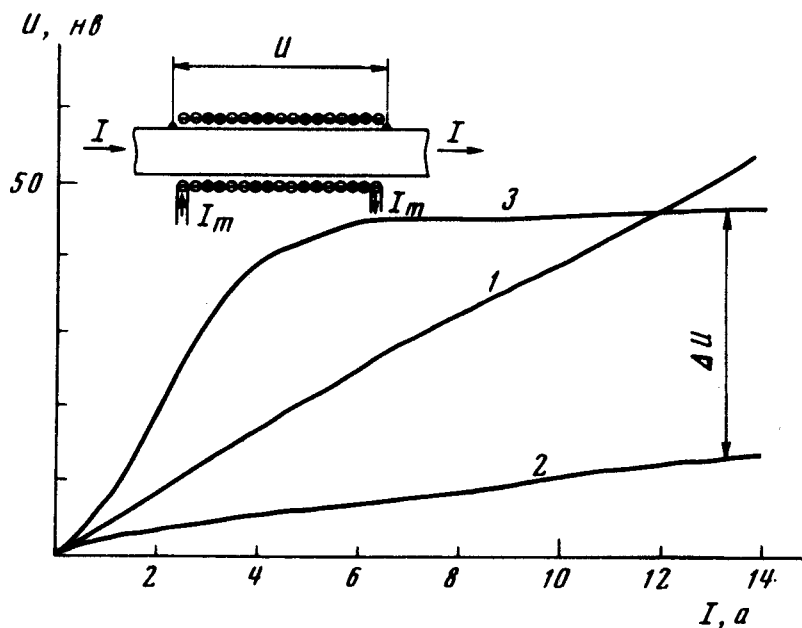


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики, снятые на образце 1 при $T = 1,3^\circ\text{K}$: кривая 1 - $H/H_c = 1,1$; 2 - $H/H_c = 0,65$, $I_m = 0$; 3 - $H/H_c = 0,65$; $I_m = 15$ а

Кривая 1 на рис. 1 демонстрирует просто закон Ома в нормальном состоянии. Кривая 2 имеет меньший наклон в соответствии с тем, что величина концентрации нормальной фазы $C_n = 0,3 < 1$. При включении статического возмущения H_1 вид вольт-амперных характеристик в промежуточном состоянии заметно меняется. Стационарное значение $U(I_m)$, при малых токах через образец устанавливается очень медленно, поэтому нестабильность нуля нановольтметра и паразитные термоэдс в измерительной цепи не позволяют с уверенностью судить о начальном участке кривых при $I \lesssim 1$ а. При токах $I \approx 3$ а наблюдается максимум сопротивления, которое может заметно превосходить сопротивление в нормальном состоянии. При больших токах сопротивление уменьшается таким образом, что разность $\Delta U = U(I_m) - U(0)$ сравнительно мало меняется вплоть до токов $I = 30$ а. Величина эффекта $\Delta R = \Delta U / I$ сильно зависит от амплитуды возмущения $H_1 \sim I_m$. При малых возмущениях $\Delta R \sim I_m^2$. Этот факт согласуется с результатами расчетов Андреева. Согласно формулам [1] с точностью до численного множителя относительная добавка за счет волнового сопротивления $R_{\text{волн}}/R \approx (\Omega\tau)^2 (H_1/H)^2$. Здесь R - сопротивление образца в промежуточном состоянии при $H_1 = 0$, Ω - циклотронная частота в критическом поле H_c , τ - время релаксации электронов. Измерения затухания геликонов в образце-1 методом,

описанным в [2], дали значение $\Omega\tau \approx 3,3$ при $T = 1,3^\circ\text{K}$. Сравнение наклона кривых 2 и 3 на рис. 1 при $l = 3a$ показывает, что наблюдаемое возрастание сопротивления $\Delta R/R \approx 10$ по порядку величины согласуется с теоретической оценкой. Измеренная величина ΔR сильно зависела от температуры и становилась меньше уровня шумов аппаратуры при $T \gtrsim 2,5^\circ\text{K}$. Оказалось, что при фиксированной концентрации C_n и относительной величине возмущения $H_1/H_c = \text{const}$ значение $\Delta R \sim H_c^2/R$. Этот факт также согласуется с теорией, если пренебречь магнетосопротивлением и считать, что при $C_n = \text{const}$ $R \sim 1/\tau$.

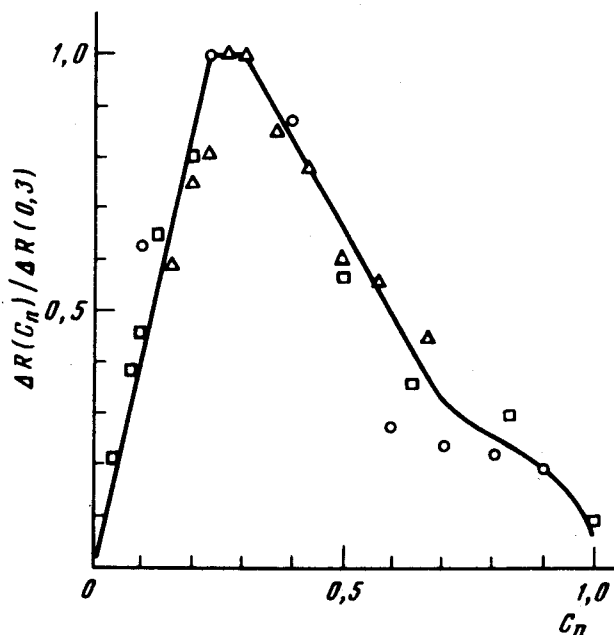


Рис. 2. Зависимость эффекта возрастания сопротивления от концентрации нормальной фазы при $l_m = 15a$, $T = 1,3^\circ\text{K}$: значки \circ, Δ — образец 1 в различных экспериментах, \square — образец 2

В отличие от величины максимума ΔR , его положение и ширина не описываются формулами [1]. Причина этого расхождения, по-видимому, кроется в геометрии образца. В работе [1] был рассчитан спектр геликонных колебаний в плоскопараллельной пластине и было показано, что при пространственно периодическом возмущении H_1 на зависимости $R_{\text{волн}}(l)$ имеется ряд резонансных максимумов относительной ширины $\sim 1/\Omega\tau$ при таких значениях тока, когда доплеровски сдвинутая в силу дрейфа носителей частота возмущения совпадает с частотой собственных колебаний геликонной моды. Частота основной моды геликонных колебаний в цилиндре при полной однородности полей вдоль оси цилиндра, т. е. при $\lambda \gg d$ была измерена в [2]. Используя эти данные, легко показать, что первый максимум ΔR должен наблюдаться при $l \approx 30a$. Большое расхождение с результатами данных экспериментов можно объяснить тем, что спектр геликонных колебаний в цилиндре при $\lambda < d$ сильно смещается в область малых частот.

Заметим, что условия справедливости уравнений макроскопической электродинамики промежуточного состояния [1] в наших экспериментах выполняются достаточно хорошо. Период структуры слоев сверхпрово-

дующей и нормальной фаз $a \approx 0,3 \text{ мж}$ был существенно меньше λ . Отсутствие закрепления слоев на дефектах образца проверялось одновременно со снятием вольт-амперных характеристик с помощью микроконтакта, подведенного к образцу между витками бифилярной катушки в ее средней части. При $I_m = 0$ и $I \geq 1 \text{ а}$ наблюдались периодические осцилляции сопротивления микроконтакта, обусловленные равномерным движением регулярной структуры слоев [3].

Расхождение с теорией Андреева наблюдается также для зависимости ΔR от $C_n = 2H/H_c - 1$. На рис. 2 приведены измеренные значения ΔR при $I_m = \text{const}$, отнесенные к значению при $C_n = 0,3$. Согласно [1] $R_{\text{волн}} \sim C_n$, поэтому уменьшение ΔR при $C_n > 0,3$ остается непонятным. Возможно, что условие $I_m = \text{const}$ не обеспечивает постоянного возмущения при изменении концентрации нормальной фазы.

Автор благодарен А.Ф.Андрееву, И.Л.Ландау и Ю.В.Шарвину за обсуждение результатов и полезные дискуссии, Л.М.Шпельтеру за изготовление высококачественных образцов.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 апреля 1974 г.

Литература

- [1] А.Ф.Андреев. ЖЭТФ, 52, 1106, 1967.
 - [2] И.П.Крылов, И.Л.Броневова, Ю.В.Шарвин. Письма в ЖЭТФ, 9, 588, 1974.
 - [3] Ю.В.Шарвин. Письма в ЖЭТФ, 2, 287, 1965.
-