

РЕЗИСТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ

В. А. Шухман, Л. М. Како

Ряд работ последнего времени [1-4] приводит к выводу о том, что переход сверхпроводника первого рода в промежуточное состояние начинается с возникновения изолированных нормальных областей в сверхпроводящей матрице, и лишь при больших полях промежуточное состояние имеет характер слоистой структуры. Эти факты позволяют, в принципе, говорить о возможном существовании резистивных эффектов в сверхпроводниках первого рода в начальной стадии промежуточного состояния¹⁾, когда движение нормальных областей в присутствии транспортного тока контролировалось бы силой Лоренца и силой "сухого трения" со стороны структурных неоднородностей образца, т. е. критические поля и токи подчинялись бы закону типа Андерсона $j_c(H - B_0) = \alpha_c$.

Для определения зависимости $j_c = f(H)$ нам представлялось наиболее целесообразным измерять ток в замкнутой сверхпроводящей цепи, одним из участков которой являлся исследуемый образец в промежуточном состоянии, т. е. судить о величине j_c непосредственно по началу затухания тока в такой цепи, а измерение потерь свести к измерению времен релаксации такого затухания. Образец включался в сверхпроводящую цепь, которая состояла из свинцовой катушки w_1 .

Величина тока в цепи регистрировалась по величине ЭДС индукции, наводимой в измерительной катушке w_2 , которая совершала колебания вблизи w_1 . Магнитное поле H прикладывалось перпендикулярно поверхности образца. Методика обеспечивала измерение токов от 30 мА до десятков ампер и регистрацию относительного изменения тока до 5%. Поликристаллические образцы из олова изготавливались двух типов: в виде холоднокатанной фольги $22 \times 6 \times 0,09$ мм³ и подвергнутых отжигу пластинок $22 \times 6 \times 1,5$ мм³ ($\Gamma = R_{293}^\circ \text{К} / R_{4,2}^\circ \text{К} = 560$, $\rho_n = (2,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-8} \text{ ом} \cdot \text{см}$,

¹⁾ Резистивность должна возникать и в специфическом случае движения слоев n -фазы, вытянутых вдоль направления транспортного тока (модель Гортера [5]). Такое движение наблюдалось Ю.В. Шарвиным [6] в монокристаллических образцах в наклонном магнитном поле.

параметр Гинзбурга – Ландау $\chi = 0,33$). В качестве контрольных использовались образцы из сверхпроводящего сплава второго рода $\text{In} + 2,5 \text{ ат.}\% \text{Bi}$ ($\chi = 1,25$; $T_c = 4,1^\circ\text{K}$) в виде подвергнутых отжигу пластинок $22 \times 6 \times 1,5 \text{ мм}^3$. Поведение тока в цепи при увеличении поля H обнаруживает ряд сходных черт для всех исследовавшихся образцов. При некотором значении поля ток в цепи начинает уменьшаться, стремясь к некоторому, равновесному для данного H , значению I . На рис. 1 изображен пример такого процесса для оловянной пластинки. Измерение равновесных значений тока I при соответствующих значениях поля H дает кривые зависимости критического тока от поля. Примеры такой зависимости для различных образцов приведены на рис. 2 и рис. 3.

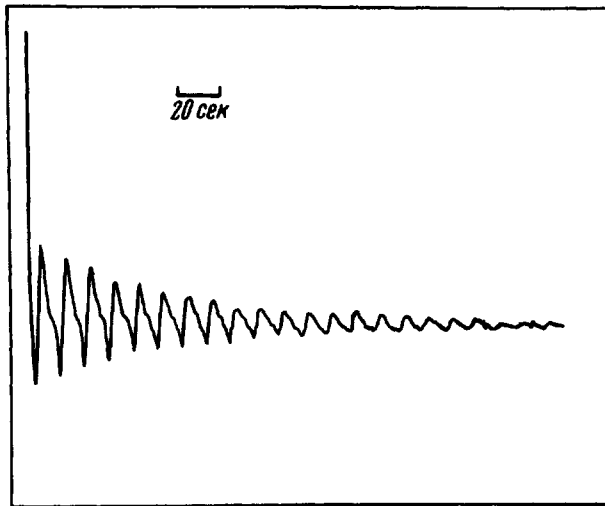


Рис. 1. Уменьшение тока от равновесного значения $I = 300 \text{ ма}$ при $H = 122 \text{ гс}$ до другого равновесного значения $I = 0$ при $H = 123 \text{ гс}$ для оловянной пластинки при $T = 2,51^\circ\text{K}$

Как видно из приведенных рисунков, по крайней мере для фольги картина качественно совпадает с тем, что мы имеем в сверхпроводнике второго рода в резистивном состоянии. Различие заключается лишь в значениях параметров a_c и B_0 . В температурном интервале $(0,93 - 0,75)T_c$ параметр a_c меняется от $4 \cdot 10^2$ до $8 \cdot 10^3 \text{ гс} \cdot \text{в}/\text{см}^2$ для сплава и от $4 \cdot 10^2$ до $1 \cdot 10^3 \text{ гс} \cdot \text{в}/\text{см}^2$ — для оловянной фольги.

Константа B_0 имеет смысл поля, при котором начинаются потери. Для сплава в пределах ошибок измерений B_0 совпадает со значениями первого критического поля H_{c1} при соответствующих температурах. Для оловянных образцов B_0 во всех случаях заметно превосходит значение поля $(1 - n)H_c$, при котором возникает промежуточное состояние, т. е. резистивные потери возникают не одновременно с зарождением промежуточного состояния, а на более поздней стадии его развития. Это свидетельствует о том, что при полях, близких к $(1 - n)H_c$, у краев образца образуется слой n -фазы, с границ которого при больших полях начинается отрыв нормальных областей, движение которых под действием транспортного тока и приводит к наблюдаемым потерям.

Минимальное эффективное сопротивление этих потерь лежит в интервале $6 \cdot 10^{-9} - 1 \cdot 10^{-7}$ ом для пластин и $4 \cdot 10^{-9} - 1 \cdot 10^{-8}$ ом для образцов из фольги, что существенно меньше тех значений, которые получились бы в наших условиях при реализации слоистой структуры промежуточного состояния, перпендикулярной току.

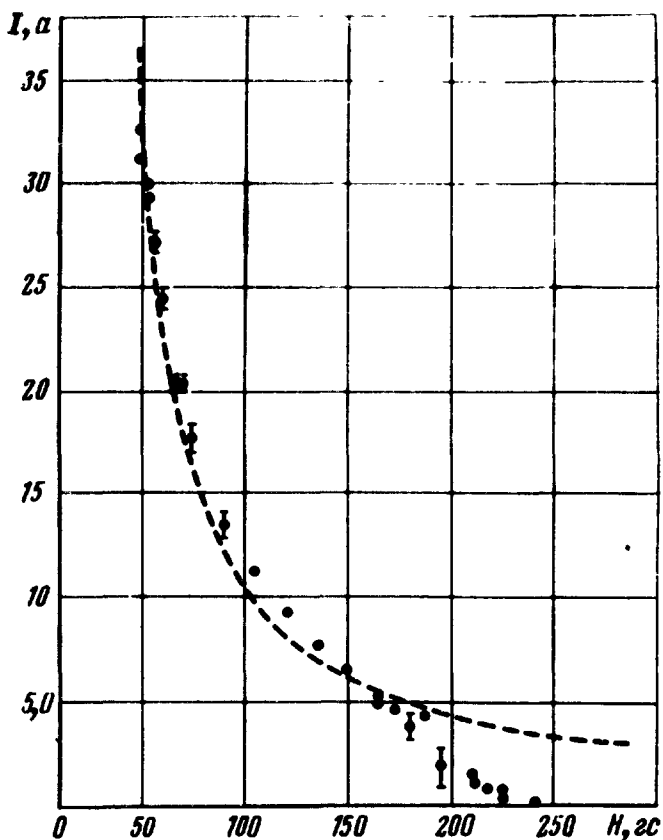


Рис. 2. Зависимость критического тока от поля для пластинки толщиной $d = 1,5$ мм из сплава $\text{In} + 2,5\text{ат.}\% \text{Bi}$, $T = 3,11^\circ\text{K}$. Пунктиром изображена зависимость типа $j_c(H - B_0) = a_c$, $a_c = (83 \pm 5) \cdot 10^2 \text{гс} \cdot \text{б}/\text{см}^2$, $B_0 = (28 \pm 4) \text{гс}$

Данные наших экспериментов, равно как и опыты по индуцированному движению трубок магнитного потока в оловянных пластинках [1], позволяют нам считать, что и в случае пластин (см. рис. 3) мы имеем дело с резистивной природой потерь, однако параметр a_c в этом случае значительно меньше, чем для фольги или сплава ($a_c \lesssim 10^{-1} \text{гс} \cdot \text{б}/\text{см}^2$). Это различие естественно по двум причинам. Во-первых, холоднодеформированная фольга представляет собой объект с большим количеством структурных нарушений, что делает значительным пиннинг. Во-вторых, существенную роль играют характерные размеры a_n самих нормальных

областей, которые растут с увеличением толщины образца, что уменьшает эффективность пиннинга в более толстых образцах. (Оценка α_n в наших условиях дает $\alpha_n \leq 10^{-3}$ см для фольги и $\alpha_n \leq 10^{-2}$ см — для оловянных пластинок).

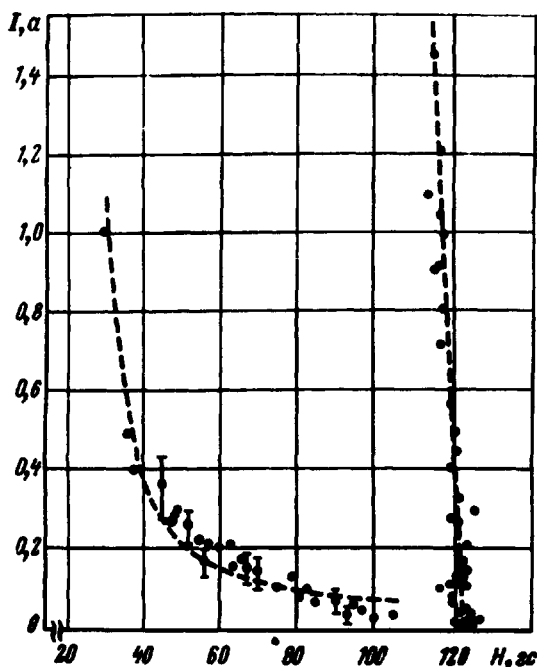


Рис. 3. Зависимость критического тока от поля для оловянных образцов. Слева — для образца из фольги толщиной $d = 0,09$ мм, справа — для пластинки толщиной $d = 1,5$ мм. Пунктиром слева изображена зависимость типа $j_c(H - B_0) = \alpha_c^2$, $\alpha_c = (9,7 \pm 0,7) \cdot 10^2$ тс \cdot а/см 2 , $B_0 = (26 \pm 3)$ тс

Отметим, что резистивное состояние во всех оловянных образцах наблюдалось вплоть до значений внешнего поля $H = 0,7 H_c$, которые не менялись заметным образом ни с толщиной образцов, ни с температурой.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
26 января 1971 г.

Литература

- [1] P.R.Solomon. Phys. Rev. Lett., 16, 50, 1966.
- [2] P.R.Solomon, F.A.Otter. Phys. Rev., 164, 608, 1967.
- [3] G.J.Van Gorp. Phys. Lett., 24A, 528, 1967.
- [4] H.Trüble, U.Essmann. Phys. Status Solidi, 18, 813, 1966.
- [5] C.J.Gorter. Physica, 23, 46, 1957.
- [6] Ю.В.Шарвин. Письма в ЖЭТФ, 2, 287, 1965.