

увеличиваются и при $d_s \sim 730 \text{ \AA}$ составляют два порядка. При этом экспериментальные значения D и T удовлетворительно ложатся на две прямые разного угла наклона. Следовательно, зависимости $D(d)$ и $T(d)$ подчиняются экспоненциальному закону с разными показателями экспонент. Важно, что наклоны прямых отличаются приблизительно в два раза, а определенная из графиков глубина скин-слоя $d_s \sim 170 \text{ \AA}$ вполне коррелирует с $d_s = \sqrt{2/\mu_0 \sigma \omega}$, вычисленной при $\sigma = 2 \cdot 10^6 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$ для титана [4]. Таким образом, экспериментальные зависимости согласуются с формулами (4), (5) и коэффициент интерференционной прозрачности металлических пленок для электромагнитных волн много больше их обычного коэффициента прозрачности.

Приведенные в настоящей работе результаты показывают, что явление туннельной интерференции требует дальнейшего изучения и несомненно является перспективным с точки зрения технических приложений.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Солимар Л. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. М.: Мир, 1974. 422 с.
- [2] Бакрадзе Р.В., Брандт Н.Б., Толмачев В.В. Сб.: Механика сплошной среды. М.: ВЗПИ, 1984. С. 3-15.
- [3] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. С. 581-585.
- [4] Таблицы физических величин / Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

Московское высшее
техническое училище
им. Н.Э. Баумана

Поступило в Редакцию
27 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 21

12 ноября 1989 г.

05.4

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПЛЕНКИ С УПОРЯДОЧЕННОЙ РЕШЕТКОЙ ПОР В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Д. Кривоспицкий, А.Н. Лыков

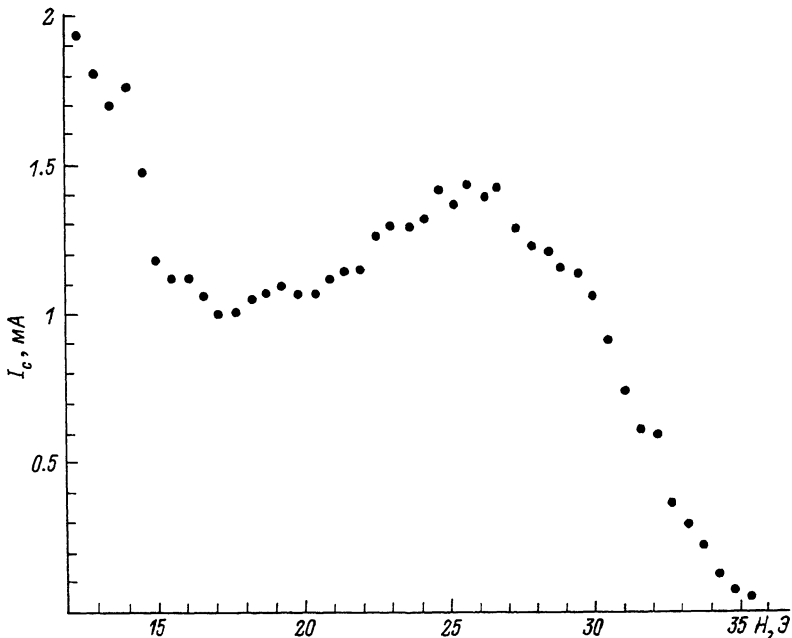
Одним из методов изучения пиннинга в сверхпроводниках является использование структур с упорядоченной решеткой неоднородностей. При согласовании решетки магнитных вихрей с решеткой неоднородностей можно, в частности, изучать пиннинг отдельных вихрей, не учитывая при этом упругие свойства вихревой решетки. В общем случае хаотично расположенных центров пиннинга проблема сумми-

рования элементарных взаимодействий отдельных вихрей с неоднородностями сверхпроводника усложняется взаимодействием вихрей между собой. Универсального решения этой проблемы не существует, обычно наблюдается большое расхождение между теорией и экспериментом. Известно [1], что даже слабое разупорядочение в расположении центров пиннинга значительно ослабляет эффект согласования вихревой решетки и решетки дефектов. Требования к технологии создания упорядоченных решеток на основе сверхпроводников являются довольно жесткими.

Упорядоченная решетка неоднородностей, которые представляли собой углубления (поры в сверхпроводящей пленке), в нашем случаеготавливались с помощью электроннолучевой литографии, используя позитивный резист с последующим плазмохимическим травлением пленок олова, получавшихся обычным термическим напылением в вакууме $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Электронномикроскопические исследования показывают, что поры при этом были не сквозные. Так как определить толщину пленок в углублениях было сложно, нахождение глубины проникновения магнитного поля и длины когерентности было затруднено. Элементарная ячейка решетки пор немного отличается от правильной треугольной и представляет собой равнобедренный треугольник с высотой и основанием равными 0.8 мкм. Величина магнитной индукции поля согласования, определяемая соотношением $B_M = \Phi_0 / S$, где Φ_0 - квант магнитного потока, S - площадь элементарной ячейки решетки неоднородностей, равна в данном случае $B_M = 32.4$ Гс. Участок пленки с порами представлял собой сужение размером 12×12 мкм. Отношение сопротивления образцов при комнатной температуре к сопротивлению при 4.2 К находилось в диапазоне 14-18, исходная толщина пленок - от 700 до 2000 Å. Магнитное поле создавалось с помощью катушек Гельмгольца, расположенных с наружи криостата. Последний вместе с катушками помещался внутри магнитного экрана, уменьшавшего индукцию фонового магнитного поля до 0.02 Гс. Температура гелиевой ванны регулировалась мембранным регулятором откачки и определялась по показанию германиевого термометра.

Нами изучались зависимость критического тока (I_c) и вид вольт-амперных характеристик от величины магнитного поля. На рисунке показан пример зависимости $I_c(H)$ для одного из образцов. Как видно из этого рисунка, на этой зависимости имеется максимум, причем в отличие от работы [2], где он наблюдался при $B = B_M$, в наших экспериментах максимум наблюдается в поле, существенно меньшем B_M . Измерения проводились как в увеличивающемся магнитном поле так и в уменьшающемся, положение максимума на $I_c(H)$ не изменялось.

Критический ток в наших экспериментах как обычно определялся тем значением тока, при котором напряжение (V) достигает определенной малой величины (10^{-7} В). Очевидно, что $V = N \Phi_0 \dot{\nu}$, где $N = S|B - n B_M| / \Phi_0$ - количество недостающих либо избыточных вихрей по сравнению с ситуацией согласования вихревой решетки и решетки неоднородностей, эти вихри легче всего заставить



Зависимость критического тока от величины внешнего магнитного поля, толщина исходной пленки - 1200 \AA , $T=3.25 \text{ K}$.

двигаться, U - средняя скорость движения вихрей под действием силы Лоренца, n - целое число [3]. Ток, при котором вихри начинают двигаться, уменьшается в магнитном поле по закону, близкому к линейному, но при $B=nB_M$ имеются ступенчатые спады [3]. Это является результатом того, что заставить двигаться избыточные вихри легче, чем недостающие. Поскольку сила Лоренца, действующая на вихри, пропорциональна току, U - монотонно возрастает с увеличением тока. Вблизи B_M , когда в пленке мало избыточных либо недостающих вихрей, через мостик необходимо пропускать большой ток, чтобы заставить эти вихри двигаться достаточно быстро. На зависимости $I_c(H)$ при таком поле должен наблюдаться максимум.

Для того, чтобы объяснить положение максимума на $I_c(H)$, необходимо учесть поле тока, пропускаемого через контакт (B_1). Нетрудно оценить эту величину, предполагая, что ток течет по кон-

такту однородно. В области максимума для образца, $I_c(H)$ которого показаны на рисунке, B_1 - порядка нескольких гаусс. На одном краю мостика поле равно $(B+B_1)$, на другом - $(B-B_1)$. Поскольку дополнительные вихри в мостике и связанный с их появлением резкий спад на $I_c(H)$ возникают из-за тока смещения уже при $B_H - B_1$, максимум должен смещаться в область слабых полей.

Таким образом, пропускаемый через пленку ток препятствует когерентному взаимодействию вихревой решетки с решеткой пор, и переход сверхпроводников с упорядоченной решеткой таких неоднородностей из бездиссипативного состояния в режим вязкого течения магнитного потока при увеличении тока через образец осуществляется через состояние с некогерентным движением вихревых нитей.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M u l l o c k S.I., E v e t t s I.E. // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 57. N 7. P. 2588-2592.
- [2] F i o r y A.T., H e b a r d A.F., S o m e k h S. // *Appl. Phys. Lett.* 1978. V. 32. N 1. P. 73-75.
- [3] B l a m i r e M.G. - *J. Low Temp. Phys.* 1987. V. 68. N 5/6. P. 335-352.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
27 июня 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 21

12 ноября 1989 г.

05.4

ВЛИЯНИЕ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МОСТИКИ ИЗ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Д.Г. Е м е л ь я н е н к о в, Ю.Н. И н к и н
В.А. К у л и к о в, В.Н. Л а п т е в,
Л.В. М а т в е е ц, В.И. М а х о в,
А.Ю. С е р е б р я к о в

Как показывают исследования, характеристики высокотемпературных сверхпроводников зависят от магнитных полей. В работе [1] изучалось влияние магнитного поля на величину сопротивления и критического тока объемного образца. В работе [2] исследовался резистивный переход $R(T)$ в тонких пленках из $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при наличии магнитного поля.