

## НАБЛЮДЕНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ АБРИКОСОВСКИХ ВИХРЕЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПЛЕНКИ НИОБИЯ ПРИ ПОМОЩИ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА

В.Н.Губанков, М.П.Лисицкий, И.Л.Серпученко,  
Ф.Н.Склокин<sup>1)</sup>

С помощью джозефсоновского туннельного перехода выявлены и исследованы особенности проникновения и захвата абрикосовских вихрей в пленках ниобия в температурном интервале  $0,5 \lesssim T/T_c \lesssim 1$ .

Абрикосовские вихри (АВ), захваченные в электродах джозефсоновских туннельных переходов (ДТП), оказывают сильное влияние на величину критического тока Джозефсона  $I_c$ <sup>1</sup>. Это свойство ДТП в недавних работах<sup>2</sup> было использовано для изучения элементарной силы пиннинга АВ. В данной работе с помощью ДТП *S-I-S*-типа исследуются процессы проникновения и захвата АВ в сверхпроводящие пленки ниобия при различных температурах.

Эксперименты были выполнены на ДТП Nb–AlO<sub>x</sub>–Nb. Толщины нижнего и верхнего электрода составляли  $d_H \sim 200$  нм и  $d_B \sim 400$  нм соответственно. Область слабой связи имела поперечные размеры  $12 \times 12$  мкм<sup>2</sup>. Конфигурация ДТП приведена на вставке к рис. 1. Технология изготовления ДТП описана в работе<sup>3</sup>. Для пленок ниобия, напыленных по аналогичной технологии, лондоновская глубина проникновения  $\lambda_L$  (4,2 К)  $\approx 85$  нм<sup>4</sup>, а длина когерентности  $\xi$  (4,2 К)  $\approx 13$  нм<sup>5</sup>.

В случае, когда в электродах ДТП отсутствовали захваченные АВ, экспериментальная зависимость  $I_c$  от параллельного плоскости ДТП магнитного поля  $B_{\parallel}$  имела вид, близкий к идеальной кривой Фраунгофера, что указывает на однородное распределение плотности критического тока по поперечному сечению контакта<sup>6</sup>.

Эксперименты проводились следующим образом. Магнитное поле, перпендикулярное плоскости ДТП, увеличивалось от нуля до некоторой величины  $B_{\perp}$  и затем выключалось. После этого регистрировалась зависимость  $I_c(B_{\parallel})$ . В ходе данной процедуры образец находился при постоянной температуре  $T < T_c$ , где  $T_c$  – температура сверхпроводящего перехода. Было выяснено, что для полей  $B_{\perp}^+$  (знак "+" указывает на ориентацию магнитного поля в соответствии со вставкой к рис. 1) существует интервал величин от нуля до  $B_{\perp}^*$ , в котором зависимость  $I_c(B_{\parallel})$  не изменялась и соответствовала фраунгоферовой "безвихревой" кривой (рис. 1, непрерывная линия). Однако при достижении  $B_{\perp}^+ = B_{\perp}^*$  (при температуре 4,2 К  $B_{\perp}^* \approx 10$  Гс) форма  $I_c(B_{\parallel})$  скачком изменялась: в частности максималь-

1)

ный критический ток Джозефсона уменьшался, а ток в районе первого минимума увеличился (рис. 1, пунктирная линия). В соответствии с выводами авторов <sup>2</sup> подобные изменения кривой  $I_c(B_{\parallel})$  указывают на появление первых АВ в области ДТП и их захвате на центрах пиннинга при достижении поля  $B_{\perp}^+ = B_{\perp}^*$ . Ниобиевые пленки, образующие ДТП, являются объемными сверхпроводниками 2 рода ( $d_H, d_B > \lambda_L$  и  $\kappa = \lambda_L / \xi \approx 6$  при 4,2 К) и проникновение АВ может осуществляться при столь слабых магнитных полях благодаря размагничивающему фактору  $n \approx 1$  и гранулированной структуре пленок <sup>7</sup>. Следует отметить, что поле начала проникновения АВ в пленки меньше величины  $B_{\perp}^*$  из-за расположения ДТП в центральной части ниобиевых электродов (см. вставку к рис. 1).

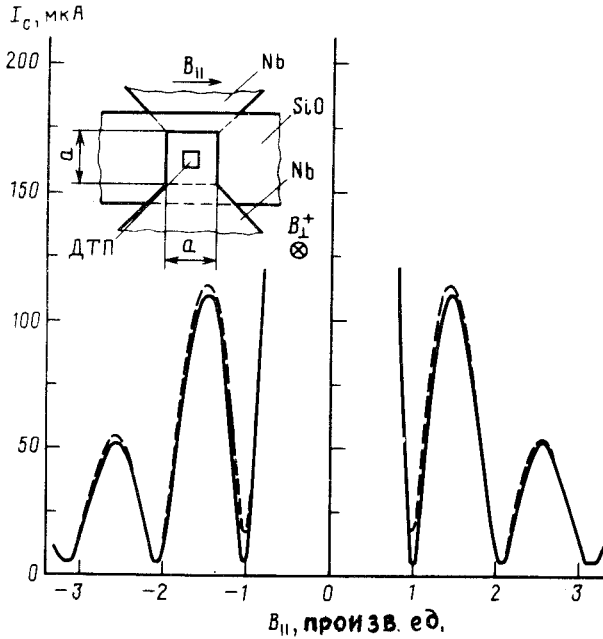


Рис. 1. Фрагмент зависимости  $I_c(B_{\parallel})$ . Непрерывная линия соответствует зависимости, измеренной для ДТП, в электродах которого отсутствовали захваченные АВ. Пунктирная линия — та же зависимость, полученная после приложения поля  $B_{\perp}^+ = B_{\perp}^*$ . Температура 4,2 К. На вставке к рисунку показана конфигурация ДТП и ориентация магнитных полей;  $a = 40$  мкм

При приложении перпендикулярного магнитного поля противоположной полярности ( $B_{\perp}^-$ ) сразу же после достижения  $B_{\perp}^+ = B_{\perp}^*$  характер зависимости  $I_c(B_{\parallel})$  не изменялся вплоть до полей  $|B_{\perp}^-| < |B_{\perp}^{**}|$ , свидетельствуя о наличии АВ в области ДТП. При достижении  $B_{\perp}^{**}$  ( $|B_{\perp}^{**}| \approx 6$  Гс для  $T = 4,2$  К,  $|B_{\perp}^{**}| < B_{\perp}^*$ ) кривая  $I_c(B_{\parallel})$  скачком восстанавливалась к "безвихревому" виду.

Проникновение АВ в область ДТП при  $B_{\perp}^+ = B_{\perp}^*$  и удаление при  $B_{\perp}^- = B_{\perp}^{**}$  одновременно фиксировалось на зависимости  $I_c(B_{\perp})$ ; при достижении  $B_{\perp}^*$  на кривой  $I_c(B_{\perp})$  возникал гистерезис, отражая проникновение и захват первых АВ в области ДТП, а восстановление исходного вида  $I_c(B_{\perp})$  происходило при  $B_{\perp}^- = B_{\perp}^{**}$ . Температурная эволюция зависимостей  $I_c(B_{\perp})$  показана на рис. 2. Видно, что с ростом температуры  $B_{\perp}^*$  и  $B_{\perp}^{**}$  сближаются (петля гистерезиса на зависимостях  $I_c(B_{\perp})$  уменьшается), причем при относительной температуре  $t = t_1 \approx 0,75$  ( $t = T/T_c$ )  $B_{\perp}^{**}$  меняет знак и становится при  $t > t_1$  той же полярности, что и  $B_{\perp}^*$  (т. е. при температурах, близких к  $T_c$ , оказалось не обязательным прикладывать поле противоположной полярности для восстановления "безвихревого"

состояния ДТП). При достижении температуры  $t = t_2 \approx 0,89$  петля гистерезиса схлопывается, величина  $B_{\perp}^{**}$  становится равной  $B_{\perp}^*$ . Температурные зависимости  $B_{\perp}^*$  и  $B_{\perp}^{**}$ , построенные по результатам измерений, приведенным на рис. 2, показаны на рис. 3.

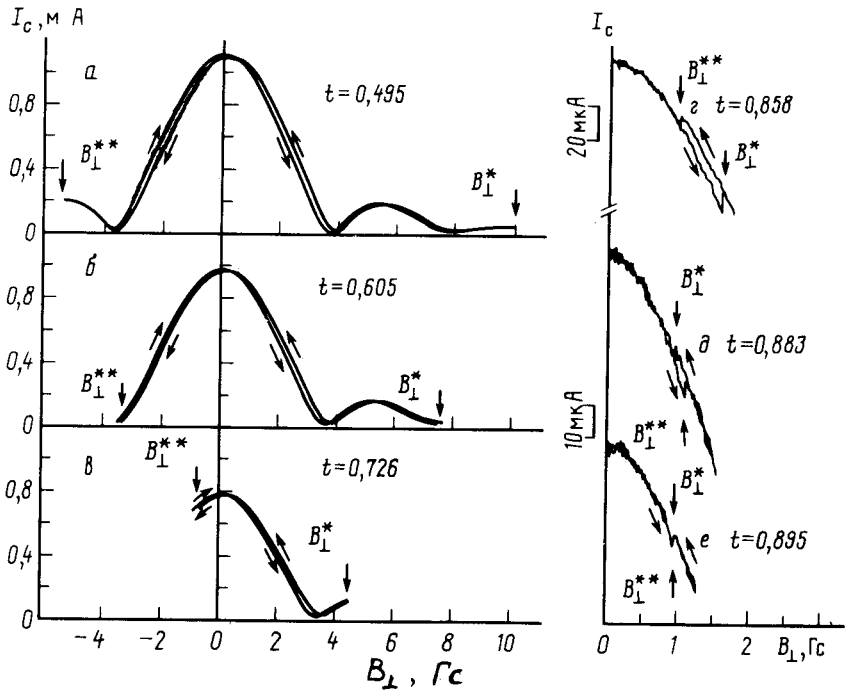


Рис. 2. Температурная эволюция зависимостей  $I_c(B_{\perp})$ . Кривые г, д, е представлены в увеличенном масштабе по току и по полю

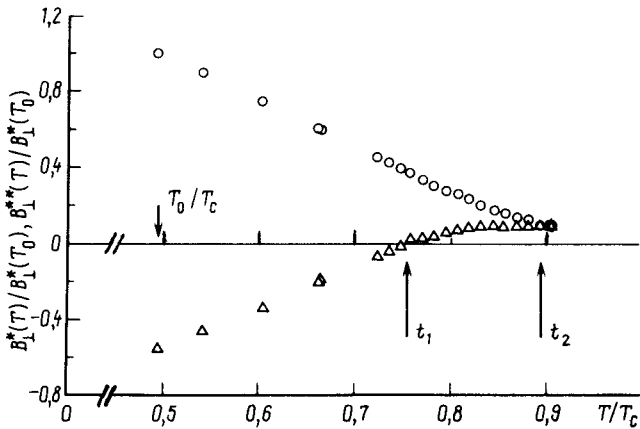


Рис. 3. Температурные зависимости  $B_{\perp}^*$  и  $B_{\perp}^{**}$ , нормированные к величине  $B_{\perp}^*$ , измеренной при температуре  $T_0 = 4,2\text{K}$ . [O] —  $B_{\perp}^*(T)/B_{\perp}^*(T_0)$ ; [Δ] —  $B_{\perp}^{**}(T)/B_{\perp}^{**}(T_0)$

Полученные нами результаты можно интерпретировать следующим образом. В температурном интервале  $t < t_1$  вошедшие в пленку АВ захватываются на центрах пиннинга в области ДТП при достижении поля  $B_{\perp}^*$  и находятся в статическом состоянии после выключения поля  $B_{\perp}^+$ . Удаление АВ из области ДТП в поле  $B_{\perp}^- = B_{\perp}^{**}$  при измененной полярности может происходить, с одной стороны, благодаря входу АВ противоположной полярности, а

с другой стороны вследствие выталкивания мейснеровскими токами, которые возникают в пленке при наличии внешнего магнитного поля  $B_{\perp}^{-}$ . Совокупность этих двух процессов, по-видимому, приводит к тому, что  $|B_{\perp}^{**}| < B_{\perp}^{*}$ . С ростом температуры, при  $t > t_1$  условия статического состояния АВ, достигших области ДТП, выполняются только при включенном магнитном поле  $B_{\perp}^{+}$  которое посредством мейснеровских токов препятствует выходу АВ из пленки. При  $t_2 \approx 0,89$  кривые  $B_{\perp}^{*}(t)$  и  $B_{\perp}^{**}(t)$  сливаются. Это свидетельствует о том, что при  $t > t_2$  АВ в области ДТП уже не удерживаются на центрах пиннинга в результате процесса термоактивированного крипа.

Итак, величину  $B_{\perp}^{*}$  можно связать с индукцией магнитного поля, при которой АВ достигают области ДТП и захватываются на центрах пиннинга. В наших экспериментах эта величина является характеристикой данного перехода с определенной геометрией и с определенными свойствами сверхпроводящих пленок. Полученные нами результаты указывают на принципиальную возможность детального изучения процессов вхождения магнитного потока в сверхпроводящие пленки с использованием ДТП как регистратора единичных АВ.

Авторы благодарны М.Ю.Куприянову за обсуждение полученных результатов.

#### Литература

1. *Hebard A.F., Eick R.H.* J. Appl. Phys., 1978, **49**, 338; *Washington M.A., Fulton T.A.* Appl. Phys. Lett., 1982, **40**, 848; *Uchida N. et al.* J. Appl. Phys., 1983, **54**, 5287; *Wada M. et al.* J. Vac. Sci. Technol., 1985, **3A**, 383.
2. *Miller S.L. et al.* Phys. Rev. B, 1985, **31**, 2684; *Hyun O.B. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 599; *Hyun O.B. et al.* IEEE Transaction von Magnetics, 1987, MAG-23, 1176; *Hyun O.B. et al.* Phys. Rev. B, 1989, **40**, 175.
3. *Ermakov An.B. et al.* Extended Abstracts of ISEC-89, Tokyo, Japan, 1989, 294.
4. *Ermakov An.B. et al.* Extended Abstracts of ISEC-89, Tokyo, Japan, 1989, 290.
5. *Гершензон М.Е., Губанков В.Н.* Физика твердого тела, 1979, **21**, 700.
6. *Бароне А., Патерно Дж.* Эффект Джозефсона: физика и применения. М.: Мир, 1984.
7. *Ван Дузер Т., Тернер Ч.У.* Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей. М.: Радио и связь, 1984.

Институт радиотехники и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
14 мая 1990 г.