

05.4

© 1991

ДВИЖЕНИЕ ЕДИНИЧНЫХ АБРИКОСОВСКИХ ВИХРЕЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ НИОБИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

В.Н. Губанков, М.П. Лисицкий,
И.Л. Серпученко, Ф.Н. Склокин

Детальное изучение поведения замороженного в сверхпроводниках магнитного потока при воздействии заряженных частиц (см., например, [1, 2]) стало возможным из-за возросшей чувствительности магнитных измерений и в последнее время приобрело актуальность благодаря все более активному применению сверхпроводниковых измерительных устройств в ядерной физике [3, 4]. Подобные явления в тонких сверхпроводящих пленках удается исследовать с помощью джозефсоновских туннельных переходов (ДТП): если в пленке в области ДТП запиннигованы единичные АВ, то зависимость критического тока Джозефсона I_C от параллельного плоскости ДТП магнитного поля $B_{||}$ ($I_C(B_{||})$) искажается в сравнении с идеальной кривой Фраунгофера, и ее вид несет информацию о конфигурации и местоположении АВ [5]. Эта методика недавно использовалась для регистрации движения единичных АВ под действием транспортного тока [6-8] и для выяснения условий вхождения АВ в пленки [9]. В данной работе с помощью ДТП исследуется движение захваченных на центрах пиннинга АВ, инициируемое попаданием в пленку единичных α -частиц.

Эксперименты были выполнены на ДТП $Nb-AZO_x-Nb$, изготовленном по технологии селективной анодизации ниобия [10]. Толщины нижнего и верхнего электродов составляли 0.2 и ~ 0.3 мкм соответственно. Конфигурация ДТП изображена на вставке к рис.1. Размер области ДТП - 9×9 мкм. Образец помещался в ампулу с теплообменным газом гелием, что давало возможность проводить термоциклирование образца выше T_c и облучать его α -частицами с энергией 5.8 МэВ от источника ^{238}Pu , помещенного напротив ДТП.

Экспериментальная процедура заключалась в следующем. Сначала путем медленного охлаждения образца от $T > T_c$ до $T=4.2$ К в перпендикулярном магнитном поле $B_{\perp}=0.14$ Гс в ниобиевые пленки вводились АВ. После охлаждения магнитное поле выключалось, все последующие измерения производились при $T=4.2$ К. Для контроля захвата АВ в области ДТП регистрировалась зависимость $I_C(B_{||})$. Данная зависимость, зарегистрированная после охлаждения в $B_{\perp}=0.14$ Гс и показанная на рис. 1 пунктирной линией,

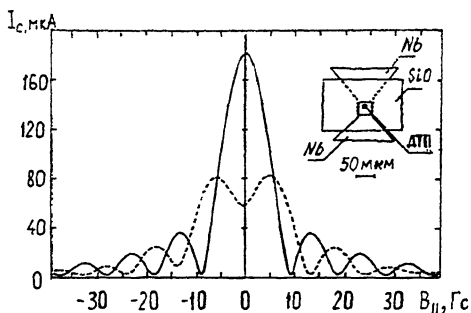


Рис. 1. Зависимости $I_c(B_{||})$, измеренные после охлаждения ДТП от $T > T_c$ до $T = 4.2$ К. Непрерывной линией показана зависимость, полученная после охлаждения ДТП в $B_{\perp} = 0$ Гс. Пунктирной линией изображена кривая, зарегистрированная после охлаждения ДТП в $B_{\perp} = 0.14$ Гс. На вставке изображена конфигурация ДТП (вид сверху).

существенно отличалась от аналогичной зависимости, измеренной для ДТП, в электродах которого отсутствовали АВ (рис. 1, непрерывная линия). Далее величина I_{co} измерялась во времени t сначала при отсутствии, а затем при наличии α -облучения (I_{co} — критический ток Джозефсона, на зависимости $I_c(B_{||})$, соответствующий полю $B_{||} = 0$ Гс). В ходе измерений $I_{co}(t)$, произведенных после захвата АВ в области ДТП, в отсутствие α -облучения не было зарегистрировано ни изменений величины I_{co} , ни изменений вида зависимости $I_c(B_{||})$. Однако в условиях α -облучения в определенные моменты времени происходило скачкообразное изменение величины I_{co} во времени (рис. 2, а). В моменты времени t_1, t_2, t_3 облучение прерывалось и производилось измерение зависимостей $I_c(B_{||})$, которые приведены на рис. 2, б. Видно, что каждое скачкообразное изменение тока I_{co} во время облучения α -частицами сопровождалось резким изменением зависимости $I_c(B_{||})$.

Эволюция зависимости $I_c(B_{||})$ при длительном облучении представлена на рис. 3. Образец охлаждался в $B_{\perp} = 0.14$ Гс, после чего поле выключалось и регистрировалась зависимость $I_{co}(t)$ при облучении α -частицами. В определенные моменты времени облучение прерывалось, измерялась зависимость $I_c(B_{||})$ и после этого ДТП вновь подвергался α -облучению. На рис. 3 справа от каждой кривой указано время, в течение которого образец облучался, прежде чем производилась ее регистрация (эта величина имеет смысл дозы облучения). Видно, что начальная зависимость $I_c(B_{||})$ (рис. 3, а) идентична зависимости, изображенной на рис. 1 пунктирной линией. С увеличением дозы облучения кривая $I_c(B_{||})$ в конечном счете приближалась к „безвихревому“ виду (ср. рис. 1, непрерывная линия, и рис. 3, р). Аналогичный результат приближения вида изначально искаженных кривых $I_c(B_{||})$

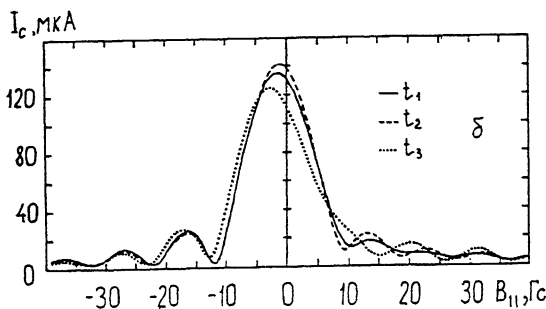
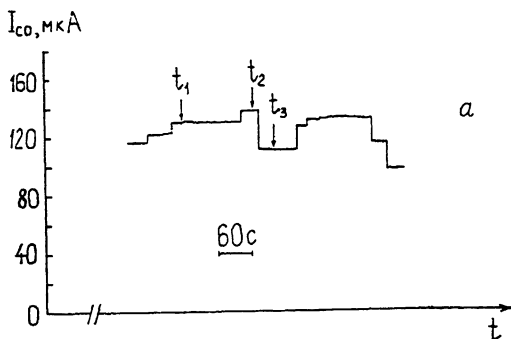


Рис. 2. а) Фрагмент зависимости I_{CO} от времени t при воздействии на ДТП α -частиц. Измерения производились после охлаждения ДТП в поле $B_{\perp}=0.14$ Гс от $T > T_c$ до $T=4.2$ К. Стрелками t_1, t_2, t_3 указаны моменты времени, когда облучение прекращалось и измерялись зависимости $I_C(B_{\parallel})$. б) Зависимости $I_C(B_{\parallel})$, измеренные после прекращения α -облучения в моменты времени t_1, t_2, t_3 .

к „безвихревому“ имел место и после охлаждения ДТП в полях $B_{\perp}=0.19$ Гс и $B_{\perp}=0.28$ Гс.

Поле образования первого единичного АВ на площади, равной площади ДТП, составляет ~ 0.25 Гс. Сравнение этой величины с полем, в котором производилось охлаждение, позволяет сделать вывод о захвате единичного числа АВ в области туннельного контакта. Характерный вид зависимости $I_C(B_{\parallel})$ с сильным подавлением I_{CO} (ср. рис. 1, пунктирная линия, и рис. 5 работы [8]) свидетельствует о том, что при охлаждении в $B_{\perp}=0.14$ Гс среди единичных захваченных АВ по крайней мере один был запиннигован только в одной из пленок (являлся одиночным АВ) и располагался в центральной части ДТП. В работе [11] было показано, что при захвате АВ в одном из электродов ДТП радиальной геометрии на расстоянии b от его центра, для $b < 0.5R$ (R -

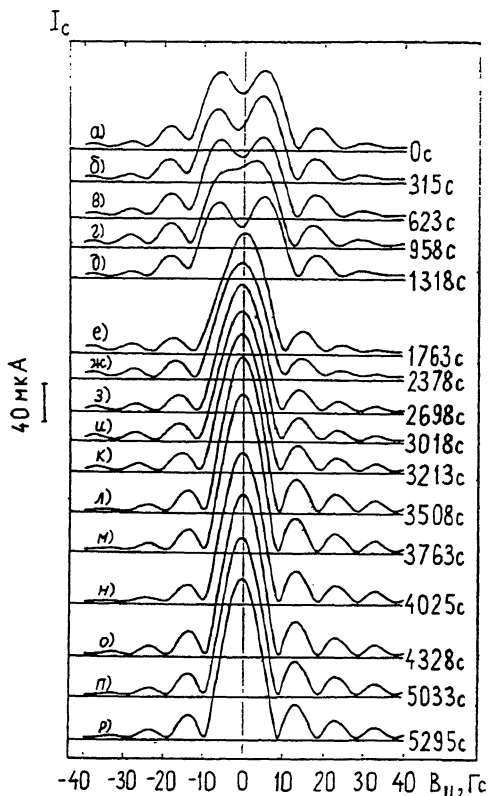


Рис. 3. Эволюция зависимости $I_c (B_{||})$ при облучении α -частицами после охлаждения ДТП в поле $B_{\perp} = 0.14$ Гс. Справа от каждой кривой указано время, в течение которого образец подвергался α -облучению, прежде чем производилась ее регистрация. $T = 4.2$ К.

радиус ДТП) величина I_{c0} оценивается по формуле

$$I_{c0} \approx I_0 1.3 (b/R), \quad (1)$$

где I_0 - максимальный критический ток ДТП, измеренный при отсутствии АВ в пленках. Оценка по этой формуле величины b , выполненная для случая захвата АВ в одной из пленок при охлаждении в $B_{\perp} = 0.14$ Гс ($I_{c0} = 60$ мкА, см. рис. 1, пунктирная линия), дает возможность ~ 1 мкм, что соответствует местоположению АВ в центральной части ДТП.

Из результатов, приведенных на рис. 1, а, б, и работ [5-8, 11] можно заключить, что скачкообразное изменение величины I_{c0} соответствует переходам АВ с одних центров пиннинга на другие под действием α -частиц. Диссипация энергии при попадании

α -частицы в сверхпроводящую пленку приводит к образованию нормальной области с эффективной температурой $T > T_c$. Теоретические оценки для времени жизни нормальной области и ее характерного размера для обычных низкотемпературных сверхпроводников дают величины $t \sim 10^{-10}$ с и $\alpha \sim 0.3-1$ мкм соответственно (без учета влияния подложки) [4]. Образующиеся в результате попадания частиц нормальные области могут создавать условия для движения АВ с одного пиннинг-центра на другой путем понижения энергетического барьера между двумя центрами (при захвате АВ нормальной областью), либо путем притяжения АВ к нормальной области в случае, когда эта область не захватывает АВ. Максимальная величина скачка I_{CO} , полученная из анализа зависимостей $I_{CO}(T)$, составляет ~ 30 мкм. Такое изменение тока, согласно формуле (1), может быть вызвано перемещением АВ, захваченного в одной из пленок, на расстояние $\Delta b \sim 0.6$ мкм. Величина $\Delta b \sim \alpha$, что подтверждает приемлемость предложенной модели, согласно которой перемещение АВ не может происходить на расстояние, по порядку величины существенно превышающее размер нормальной области.

Результаты, представленные на рис. 3, свидетельствуют о перемещении единичных АВ из центральной области ДТП к периферии под действием длительного облучения α -частицами. Можно полагать, что этот экспериментальный факт отражает общую тенденцию движения АВ к границам пленки и выхода из нее, которая представляется естественной, поскольку свободная энергия пленки с запиннированными АВ при этом уменьшается [12], а нормальные области, образующиеся в результате попадания α -частиц, инициируют движение АВ в данном направлении.

Авторы благодарны М.В. Фистулю и Л.Я. Винникову за обсуждение полученных результатов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] D e F e o P., S a c e r o t i G. // Phys. Lett. 1962. V. 2. N 6. P. 264.
- [2] C a b i b b o N., D o n i a h S. // Phys. Lett. 1963. V. 4. N 1. P. 29-30.
- [3] S u p e r c o n d u c t i v e Particle Detectors, edited by A. Barone. Singapore; New Jersey; Hong Kong; World Scientific. 1987. 346 p.
- [4] B a r o n e A., D e S t e f a n o S., G r a y K.E. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1985. V. A254. P. 254-265.
- [5] M i l l e r S.L., K e v i n R., B i a g i, C l e m J.R., F i n n e m o r e D.K. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 5. P. 2684-2693.

- [6] Hyun O.B., Clem J.R., Schwartzkopf L.A., Finnemore D.K. // IEEE Transaction on Magnetics. 1987. V. MAG-23. N 2. P. 1176-1178.
- [7] Hyun O.B., Finnemore D.K., Schwartzkopf L.A., Clem J.R. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 6. P. 599-601.
- [8] Hyun O.B., Clem J.R., Finnemore D.K. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 1. P. 175-181.
- [9] Губанков В.Н., Лисицкий М.П., Серпученко И.Л., Склокин Ф.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 12. С. 630-633.
- [10] Ermakov A.B., Koshelets V.P., Kovtonyuk S.A., Serpuchenko L.I., Shitov S.V., Vystavkin A.N. Extended Abstracts of International Superconductivity Conference (ISEC'89), Tokyo, Japan, 1989. P. 294-297.
- [11] Голубов А.А., Куприянов М.Ю. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1512-1523.
- [12] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводимости. М.: Наука, 1982. 240 с.

Поступило в Редакцию
23 февраля 1991 г.