

## Низкополевой пик-эффект в сверхпроводниках II рода

© Р.М. Айнбиндер, Д.Ю. Водолазов, И.Л. Максимов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 1 ноября 2004 г.)

Исследовано совместное влияние поверхностного (краевого) барьера и объемного пиннинга на зависимость критического тока  $I_c$  для объемных сверхпроводников II рода от приложенного магнитного поля ( $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_0$ ). Показано, что в области слабых магнитных полей на зависимости  $I_c(H_0)$  существует участок, на котором  $I_c$  увеличивается с ростом  $H_0$ . В результате в области слабых полей возникает нетривиальный пик-эффект на зависимости  $I_c(H_0)$ , который объясняется комбинированным влиянием поверхностного (краевого) барьера и объемного пиннинга, весьма чувствительного к распределению плотности транспортного тока в сверхпроводнике.

Наличие в сверхпроводнике магнитного потока в виде абрикосовских вихрей ведет к появлению диссипативных потерь в сверхпроводниках при пропускании по ним транспортного тока. Известно, однако, что за счет различных механизмов, препятствующих свободному движению вихрей, возникает критический ток, ниже которого в сверхпроводнике отсутствует диссипация. Основными такими механизмами являются объемный пиннинг магнитного потока и поверхностный (краевой) барьер, препятствующий входу/выходу вихрей. В подавляющем большинстве экспериментальных работ по изучению зависимости  $I_c(H_0)$  в качестве единственного механизма необратимости рассматривался только объемный пиннинг [1–3]. В то же время в работах [4,5] было показано, что на величину  $I_c$  сильное влияние оказывает поверхностный (краевой) барьер. Однако совместное влияние важнейших механизмов необратимости (объемный пиннинг и поверхностный барьер) на диссипативные характеристики массивных сверхпроводников является слабо изученным. В данной работе теоретически исследовано совместное влияние поверхностного барьера и объемного пиннинга на полевую зависимость критического тока объемных сверхпроводников II рода. Предсказано существование нетривиального пик-эффекта в сверхпроводниках, возникающего только в области низких полей в результате конкуренции объемного пиннинга и поверхностного барьера.

Рассмотрим пластину, выполненную из сверхпроводника II рода с объемными неоднородностями и помещенную во внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0 = (0, 0, H_0)$ . По пластине пропускается транспортный ток  $\mathbf{I} = (0, I, 0)$ . Распределение магнитного поля (а следовательно, и плотности тока) в объемных сверхпроводниках (с учетом эффектов, связанных с конечностью лондоновской глубины проникновения  $\lambda$ ) описывается уравнением Лондонов

$$H - \lambda^2 \frac{d^2 H}{dx^2} = n(x) \Phi_0, \quad (1)$$

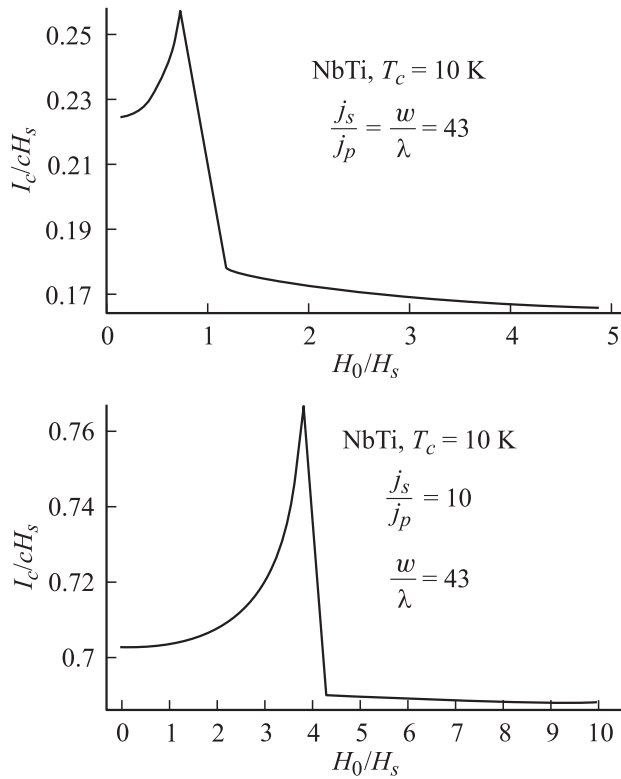
где  $n(x)$  — плотность вихрей,  $H(x)$  — локальное магнитное поле,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока.

Для учета краевого барьера мы полагаем, что вихри начинают входить в сверхпроводник, если абсо-

лютная величина плотности тока на краю образца достигнет порогового значения  $j_s$ , равного в случае идеальной поверхности плотности тока распаривания Гинзбурга–Ландау [6,7]. Достигнув  $j_s$ , в дальнейшем плотность тока не может превысить этого значения.

Будем рассматривать модель, в которой плотность тока депиннинга  $j_p$  не зависит от  $H_0$ . Как показано в работе [8], в области слабых магнитных полей переход сверхпроводника в резистивное состояние осуществляется в так называемом аннигиляционном режиме: вихри и антивихри входят в образец с противоположных сторон и аннигилируют в глубине образца. При этом плотность тока на обоих краях сверхпроводника равна  $j_s$ . Переход в резистивное состояние происходит, когда области, занятые вихрями и антивихрями, соединятся внутри образца [9]. Этот режим наблюдается до некоторого поля  $H_1$ ; в полях, превышающих  $H_1$ , переход образца в резистивное состояние будет происходить в так называемом „баллистическом“ режиме течения магнитного потока [8]: вихри входят в сверхпроводник с левого края, а выходят с правого, создавая при своем движении напряжение в пластине. В диапазоне полей  $H_1 < H_0 < H_2$  в сверхпроводнике с током, меньшим или равным критическому, существуют две области, не занятые вихрями (в этом режиме антивихри отсутствуют в образце). Когда внешнее поле станет равным  $H_2$ , граница области, занятой вихрями достигнет правого края сверхпроводника; и при полях, больших  $H_2$  и  $I = I_c$ , в образце останется только одна область, свободная от вихрей. Окончательное выражение для критического тока имеет вид

$$I_c(H_0) = \begin{cases} \frac{cH_p w}{2\pi\lambda} \sqrt{\frac{H_0^2 - H_s^2 - (H_p w/\lambda)^2}{H_0^2 - (H_p w/\lambda)^2}}, & 0 < H_0 < H_1, \\ -\frac{cH_0}{2\pi} + \frac{c}{2\pi} \sqrt{4 \left(\frac{H_p w}{\lambda}\right)^2 + H_s^2}, & H_1 < H_0 < H_2, \\ \frac{c}{8\pi} \frac{H_s^2 + 4(H_p w/\lambda)^2 + 4H_0 H_p w/\lambda}{H_0 + H_p w/\lambda}, & H_0 > H_2. \end{cases} \quad (2)$$



Зависимость критического тока от приложенного магнитного поля.

В формуле (2) введены обозначения:

$$H_p = 4\pi\lambda j_p/c, \quad H_s = 4\pi\lambda j_s/c,$$

$$H_1 = -H_s/2 + H_2, \quad H_2 = \sqrt{H_s^2/4 + (H_p w/\lambda)^2}.$$

Из (2) следует, что в области сильных полей ( $H_0 \gg H_2$ )  $I_c$  стремится к постоянному значению, равному  $cH_p w/(2\pi\lambda)$ . Это связано с выбором модели Бина, в которой  $dj_p/dH_0 = 0$ . Учет реальной полевой зависимости  $j_p(H_0)$  приводит к монотонному падению критического тока ( $dI_c/dH_0 < 0$ ) в области сильных полей [10]. На рисунке представлены зависимости  $I_c(H_0)$  на примере низкотемпературного сверхпроводника NbTi ( $T_c = 10$  K). Расчеты проведены в рамках модели Бина при различном соотношении между  $j_s$  и  $j_p$  для образцов ширины  $w = 43\lambda$ . Видно, что зависимости  $I_c(H_0)$  являются качественно похожими: наблюдается низкополевое плато и затем рост  $I_c$ , сменяющиеся медленным снижением  $\delta I_c(H_0) \equiv I_c - I_{c\infty} \propto H_0^{-1}$  до постоянного значения  $I_c \approx I_{c\infty}$  при больших полях. Заметим, что наличие характерного степенного „хвоста“  $\delta I_c(H_0)$  при  $H_0 \gg H_2$  отражает специфику поверхностного барьера [11]. С увеличением  $j_p$  в низкополевом пределе относительное изменение  $I_c$  остается приблизительно постоянным (порядка 15%), а в области высоких полей ( $H_0 \gg H_2$ ) быстрее происходит выход на асимптоту ( $I_c = cH_p w/2\pi\lambda$ ). При плотности тока депиннинга  $j_p$ , заметно превышающей плотность тока подавления барьера  $j_s$ , влияние поверхностного барьера практически

несущественно. При  $j_s \geq j_p$  (объемный пиннинг неэффективен), необходимо принимать во внимание поверхностный/краевой барьер для интерпретации экспериментальных данных по измерению критического тока.

Рост  $I_c$  с увеличением внешнего магнитного поля при малых  $H_0$  является следствием комбинированного влияния поверхностного барьера и объемного пиннинга (при этом переход в резистивное состояние происходит в аннигиляционном режиме, когда в образце сосуществуют вихри и антивихри; в других режимах антивихрей в сверхпроводнике нет). Заметим, что наличие только одного из двух рассматриваемых механизмов необратимости не способно привести к эффективности возрастания  $I_c$ :  $dI_c/dH_0 > 0$  в низкополевом пределе ( $H_0 < H_1$ ). На наш взгляд, рост  $I_c$  с  $H_0$  объясняется конкуренцией между внешним полем  $H_0$  и собственным магнитным полем тока в центральной части образца. Максимальное значение производной  $dI_c/dH_0$  вблизи пика порядка  $0.035c$ , а максимально возможный прирост критического тока (вблизи  $H_1$ ) составляет величину порядка 15% от первоначального значения.

На первый взгляд, обсуждаемый здесь эффект мог быть обусловлен простым применением „правила буравчика“ при наложении магнитного поля, создаваемого транспортным током, и внешнего поля. Численные расчеты полевой зависимости критического тока показали, что положение максимума на зависимости критического тока от внешнего поля существенно (в 2–3 раза) сдвинуто по сравнению с собственным полем тока. Это означает, что упрощенное описание, использующее концепцию собственного поля тока как характерного поля максимума  $I_c(H_0)$ , оказывается неадекватным. Более детальная теория, требующая учета специфики критического состояния сверхпроводника, позволяет получить количественно корректные оценки характерных магнитных полей  $H_1, H_2$ .

Было бы весьма полезно провести сопоставление полученных нами результатов с имеющимися экспериментальными данными по измерениям критического тока в реальных образцах, например в NbTi лентах. Известно, что параметры поверхностного барьера существенно определяются качеством поверхности образца (например, степенью ее шероховатости), плохо контролируемым в реальных условиях. Поэтому будет весьма затруднительным сопоставить параметры модели с реальными параметрами сверхпроводящего образца.

## Список литературы

- [1] Weyers A., Kliem H., Lutzner J., Arit G. // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71. P. 5089.
- [2] Muller K.H., Matthews D.N., Driver R. // Physica C. 1992. Vol. 191. P. 309.
- [3] Lefloch F., Hoffman C., Demolliens O. // Physika C. 1999. Vol. 319. P. 258.
- [4] Kupriyanov M.Yu., Likharev K.K. // Sov. Phys. Sol. St. 1975. Vol. 16. P. 1835.

- [5] *Benkraouda M., Clem J.R.* // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58. P. 15103.
- [6] *Vodolazov D.Yu., Maksimov I.L., Brandt E.H.* // Europhys. Lett. 1999. Vol. 48. P. 313.
- [7] *Vodolazov D.Yu., Maksimov I.L., Brandt E.H.* // Physica C. 2003. Vol. 384. P. 211.
- [8] *Elistratov A.A., Vodolazov D.Yu., Maksimov I.L., Clem J.R.* // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. P. 220506(R).
- [9] *Maksimov I.L.* // Europhys. Lett. 1995. Vol. 32. P. 753.
- [10] *Миц Р.Г., Рахманов А.И.* Неустойчивости в сверхпроводниках. М.: Наука, 1984.
- [11] *Maksimova G.M., Zhelezina N.V., Maksimov I.L.* // Europhys. Lett. 2001. Vol. 53. P. 639.