

УДК 536.48

ТОК РАСПАРИВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛАСТИНЫ

А. Ю. Цветков, Г. Ф. Жарков, А. Н. Лыков

На основе уравнений Гинзбурга–Ландау изучалось критическое состояние сверхпроводящей пластины, помещенной во внешнее магнитное поле, параллельное ее поверхности, и несущей транспортный ток, направление которого перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля. Получены температурные зависимости критического тока распаривания при различных значениях величины внешнего магнитного поля и толщины пластины. Показано, что выражение для критического тока Гинзбурга–Ландау в отсутствие внешнего магнитного поля справедливо для пленок с толщиной, сравнимой с длиной когерентности и глубиной проникновения магнитного поля.

1. Поведение массивных сверхпроводников в магнитном поле изучалось на основе системы нелинейных уравнений Гинзбурга–Ландау [1] во многих работах. Впервые такая попытка была сделана с помощью аналогового моделирования в работе [2]. В настоящее время данное направление исследований не утратило свою актуальность, что подтверждается большим количеством публикаций, посвященных изучению сверхпроводников конечных размеров различной геометрии (см., например, работы [3 – 6]). В данной работе, на основе безвихревого подхода (в рамках которого критический ток эквивалентен термодинамическому току распаривания), изучалось критическое состояние сверхпроводящей пластины, помещенной во внешнее магнитное поле, параллельное ее поверхности, и несущей транспортный ток, направление которого перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля. Дополнительный интерес данному направлению придают исследования, показавшие что критический ток пленок, изготовленных

на основе нового сверхпроводящего материала MgB_2 [7], близок к термодинамическому току распаривания Гинзбурга–Ландау, значение которого оценивается из теории Гинзбурга–Ландау в приближении постоянного параметра порядка [8]:

$$I_c = \frac{1}{3\sqrt{6}} \frac{c}{\pi} H_{cm} \frac{D}{\lambda(T)}, \quad (1)$$

где H_{cm} – термодинамическое критическое поле, λ – лондоновская глубина проникновения поля и c – скорость света в вакууме, а D – толщина пластины. Это соотношение получено для предельного случая $D \ll \lambda, \xi$, где ξ – длина когерентности.

Основные задачи этой работы можно сформулировать следующим образом:

Во-первых, на основе самосогласованного решения системы уравнений Гинзбурга–Ландау получить температурные зависимости критического тока распаривания I_c при различных значениях величины внешнего магнитного поля H .

Во-вторых, изучить влияние толщины пластины D на вид температурной зависимости критического тока и провести сравнительный анализ полученных результатов.

2. Рассматривается длинная и широкая сверхпроводящая пластина толщины D в магнитном поле H , параллельном поверхности пластины, в которой течет транспортный ток I_t , параллельный поверхности пластины и перпендикулярный внешнему полю. В декартовой системе координат (x, y, z) с осями y, z , направленными параллельно плоскости поверхности пластины, причем ось z направлена параллельно внешнему магнитному полю, и векторный потенциал имеет лишь y -компоненту, $\mathbf{A} = \mathbf{e}_y A(x)$, уравнения Гинзбурга–Ландау можно записать в безразмерном виде:

$$\frac{d^2 U}{dx_\lambda^2} - \psi^2 U = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d^2 \psi}{dx_\lambda^2} + \kappa^2 (\psi - \psi^3) - U^2 \psi = 0, \quad (3)$$

где ψ – модуль параметра порядка, κ – параметр Гинзбурга–Ландау. Вместо размерных значений потенциала A , поля B и плотности тока в сверхпроводнике $-j_s$, здесь введены безразмерные величины $U(x_\lambda)$, $b(x_\lambda)$ и $j(x_\lambda)$:

$$A = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda} U, \quad B = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} b, \quad b = \frac{dU}{dx_\lambda}, \quad j(x_\lambda) = j_s \left(\frac{c\phi_0}{8\pi^2\lambda^3} \right)^{-1} = -\psi^2 U, \quad x_\lambda = \frac{x}{\lambda}, \quad (4)$$

где ϕ_0 – квант магнитного потока.

Поскольку с транспортным током I_t связано магнитное поле H_I , причем полное поле вблизи поверхностей пластины равно $H \pm H_I$, то граничные условия к уравнению (2) будут иметь следующий вид:

$$b|_{x_\lambda=0} = h - h_I, \quad b|_{x_\lambda=d} = h + h_I, \quad (5)$$

где $h = H/H_\lambda$, $h_I = H_I/H_\lambda$, $d = D/\lambda$, $H_\lambda = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2}$.

Что касается уравнения (3), то на поверхностях пластины мы примем обычные граничные условия [1]:

$$\left. \frac{d\psi}{dx_\lambda} \right|_{x_\lambda=0} = 0, \quad \left. \frac{d\psi}{dx_\lambda} \right|_{x_\lambda=d} = 0. \quad (6)$$

Напомним, что лондоновская длина λ и длина когерентности $\xi = \lambda/\kappa$ зависят от температуры. Поэтому приведенные выражения являются неявными функциями температуры и формально справедливы при любой T . (Впрочем, сами уравнения Гинзбурга-Ландау применимы лишь в пределе $T \rightarrow T_c$.) Однако в данной работе мы будем решать поставленную задачу во всем температурном интервале.

3. На рис. 1 показаны температурные зависимости термодинамического тока распаривания, полученного на основе точного численного решения уравнений (2, 3) для сверхпроводящих тонких пластин различной толщины D . Вычисления производились для случая $H = 0$ и $\kappa = 2$. Сплошными линиями показаны зависимости, полученные на основе расчетов. Пунктирными линиями показаны зависимости, полученные с помощью соотношения (1). Обычно полагается, что $\lambda(T) \sim 1 - (T/T_c)^4$. Видно, что результаты, полученные на основе решения задачи (2-6), хорошо (с точностью до нескольких процентов) согласуются с (1) вплоть до $D \approx \lambda$. Отметим, что переход в нормальное состояние при $D \leq \lambda$ характеризуется равномерным подавлением сверхпроводящего параметра порядка $\psi(x_\lambda) = \text{const}$ по всему поперечному сечению пластины, причем плотность критического тока не зависит от толщины пластины вплоть до $D \approx \lambda$. Увеличение толщины пластины приводит к отклонению распределения сверхпроводящего параметра порядка от равномерного. Следовательно, расчетное значение критического тока уменьшается по сравнению с критическим током, полученным на основе зависимости (1) (рис. 1, $D = 3\lambda, 5\lambda, 7\lambda$) во всем температурном интервале. При $D > 7\lambda$ критический ток перестает зависеть от толщины пластины. Полученный результат, на наш взгляд,

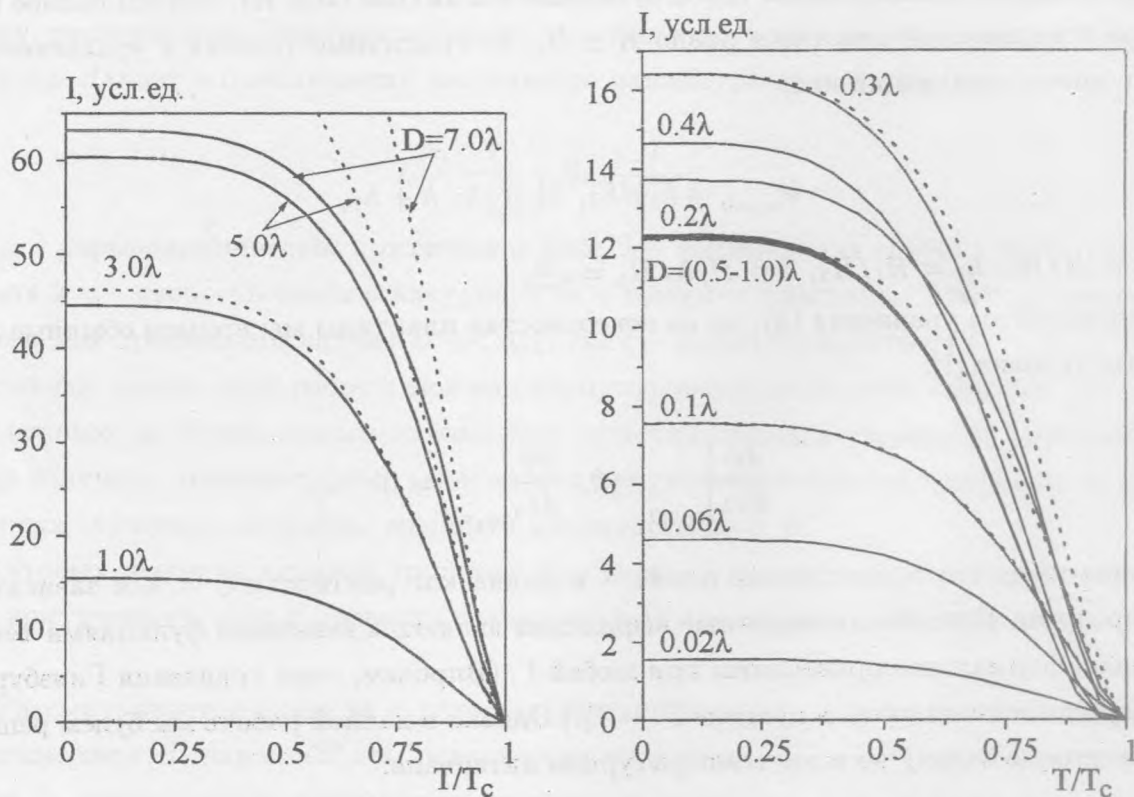


Рис. 1. Рассчитанная зависимость критического тока I_c от температуры в отсутствие внешнего магнитного поля для разных значений толщины пластины D (значения указаны на графике). Пунктиром показаны зависимости тока распаривания, полученные на основе соотношения (1); $h = 0$; $\kappa = 2$; $\lambda = 5 \cdot 10^{-6}$ см.

Рис. 2. Рассчитанная зависимость критического тока I_c от температуры для разных значений толщины пластины D , помещенной в магнитное поле (значения толщины указаны на графике); $h = 40$, $\kappa = 10$, $\lambda = 5 \cdot 10^{-6}$ см.

может помочь пониманию природы явлений, происходящих в тонких пленках на основе MgB_2 [7], для которых получены экспериментальные значения критического тока, сравнимые с током распаривания.

Теперь рассмотрим рассчитанные зависимости $I_c(T)$ для пленок в магнитном поле. На рис. 2 показаны примеры таких зависимостей для случая $h = 40$ и $\kappa = 10$. Видно, что для $D \geq 0.5\lambda$ наблюдается ситуация, аналогичная ситуации $D \geq 7.0\lambda$ при $H = 0$, когда критический ток перестает зависеть от толщины пластины. Однако внешнее магнитное поле стимулирует рождение подобного состояния, и оно существует для пластин гораздо

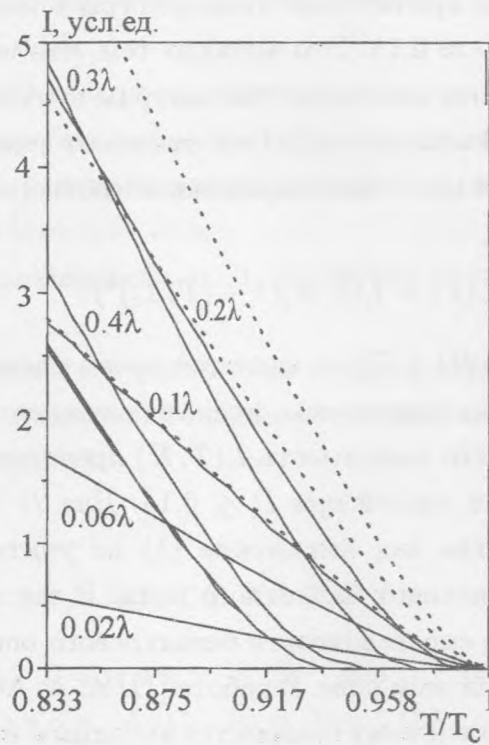


Рис. 3. Рассчитанная зависимость $I_c(T)$ для разных значений толщины пластины, помещенной в магнитное поле при $T \rightarrow T_c$; $h = 40$, $\kappa = 10$, $\lambda = 5 \cdot 10^{-6}$ см. (Увеличение рис. 2.)

меньшей толщины, чем при $H = 0$. В случае $D \leq 0.5\lambda$, при низких температурах наблюдается увеличение критического тока с уменьшением толщины пластины до $D \approx 0.3\lambda$, а при дальнейшем уменьшении толщины критический ток уменьшается. Такое поведение $I_c(T)$ связано с тем, что переход сверхпроводящей пластины в нормальное состояние может осуществляться двумя способами. Один из них характеризуется скачком параметра порядка от конечного значения в состояние с $\psi(x_\lambda) = 0$. Другой отвечает плавному исчезновению $\psi(x_\lambda)$ с образованием подавленного поверхностного состояния [9]. Выбор системой одного из способов перехода зависит от комбинации таких параметров, как внешнее магнитное поле, протекающий транспортный ток и род сверхпроводящего материала. Подробно это описано в работе [10]. При $T \rightarrow T_c$ (рис. 3 – увеличение рис. 2) наблюдается изменение характера зависимостей $I_c(T)$, связанное с тем, что критическая температура сверхпроводника уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля (в данном случае на рисунках используется $T_c = T_c(h = 0)$). Это отвечает обращению $I_c(T)$ в ноль при $T/T_c(h = 0) < 1$. Однако видно, что уменьшение толщины пласти-

ны компенсирует уменьшение критической температуры в магнитном поле, вплоть до $T_c(h = 40) = T_c(h = 0)$ при $D \approx 0.1\lambda$. Это вызвано тем, что верхнее критическое поле растет с уменьшением толщины пластины. Рассмотрим пунктирные кривые (пунктирные кривые на рис. 2 и рис. 3 аналогичны). Они отвечают температурной зависимости термодинамического критического тока, выраженной соотношением:

$$I_c(T) = I_c(0, H)(1 - (T/T_c)^4)^{3/2}. \quad (7)$$

Обратим внимание, что $I_c(0, H)$ в (7) не является током распаривания, определенным соотношением (1), а есть некая подгоночная функция внешнего магнитного поля. Рис. 2 показывает, таким образом, что зависимость $I_c(T, H)$ представляется в виде произведения температурной и полевой частей при $D \leq 0.1\lambda$. Для $D > 0.1\lambda$ функция $I_c(T, H)$ имеет более сложный вид, так как выражение (1) не учитывает зависимости критической температуры от внешнего магнитного поля. В заключение данного раздела сделаем замечание о границе справедливости безвихревого описания сверхпроводящих пластин в параллельном магнитном поле. В работе [11] А. А. Абрикосовым было показано, что проникновение вихрей в пленку становится выгодным не при H_{c1} (как в обычных массивных сверхпроводниках II-ого рода), а при существенно большем поле $H_s(D)$. В пределе $D \ll \lambda$ максимальное поле перегрева мейснеровского состояния определяется соотношением [12]:

$$H_s \approx \frac{\phi_0}{2\pi\lambda D}.$$

Это поле, строго говоря, определяет границы нашего подхода в случае $D \ll \lambda$ и $\kappa \gg 1$. В случае $\kappa \geq 1$ определение границы безвихревого подхода является сложной задачей.

4. В заключение сформулируем основные результаты работы.

– Получены температурные зависимости критического тока распаривания $I_c(T)$ сверхпроводящих пластин различной толщины при различных значениях величины внешнего магнитного поля H .

– Показано, что обычное выражение (1), полученное Гинзбургом для критического термодинамического тока в отсутствие внешнего магнитного поля в пределе $D \ll \lambda, \xi$, справедливо для пленок с $D \approx \lambda, \xi$. Это имеет важное значение, так как случай $D \ll \lambda, \xi$ в отличие от $D \approx \lambda, \xi$ трудно достижим в эксперименте. Проведен анализ природы отклонения зависимости $I_c(T)$ от (1) для $D > \lambda$.

– Обнаружено и проанализировано сложное поведение $I_c(T)$ в присутствии внешнего магнитного поля для $D \leq 0.5\lambda$.

Таким образом, в данной работе на основе решения системы нелинейных уравнений Гинзбурга–Ландау мы подробно рассмотрели некоторые эффекты, связанные с зависимостью критического тока распаривания от температуры в сверхпроводящей пластине, помещенной во внешнее магнитное поле.

Авторы выражают благодарность В. Л. Гинзбургу за полезные обсуждения результатов работы.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства промышленности, науки и технологий Российской Федерации в рамках госконтракта N 40.012.1.1.1357 и РФФИ (проект N 02-02-16285).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Гинзбург В. Л., Ландау Л. Д. ЖЭТФ, **10**, 1064 (1950).
- [2] Fink H. J., Presson A. G. Phys. Rev., **151**, 219 (1966).
- [3] Moshchalkov V. V., Qiu X. G., Bruyndoncx V. Phys. Rev., **B55**, 11793 (1997).
- [4] Deo P. S., Schweigert V. A., Peeters F. M., Geim A. K. Phys. Rev. Lett., **79**, 4653 (1997).
- [5] Schweigert V. A., Peeters F. M. Phys. Rev., **B57**, 13817 (1998).
- [6] Zharkov G. F., Zharkov V. G. and Tsvetkov A. Yu. Phys. Rev., **B61**(18), 12293 (2000).
- [7] Milind N. Kunchur, Cheng Wu, Daniel H. Acros, Boris I. Ivlev, et al. Phys. Rev., **B68**, 100503 (2003).
- [8] Гинзбург В. Л. ДАН СССР, **118**, 464 (1958).
- [9] Цветков А. Ю., Жарков Г. Ф., Жарков В. Г., Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 42 (2002).
- [10] Цветков А. Ю., Жарков Г. Ф., Лыков А. Н. Препринт ФИАН N 38, М., 2001.
- [11] Абрикосов А. А. ЖЭТФ, **46**, 1464 (1964).
- [12] Шмидт В. В., Мкртчян Г. С. УФН, **112**, 459 (1974).

Поступила в редакцию 16 апреля 2004 г.