

01;05.4

## КРИТИЧЕСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ, ВЫЗЫВАЮЩИЕ $S-N$ ПЕРЕХОД ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© Н.А.Бузников, А.А.Пузов

Переход высокотемпературной сверхпроводящей (ВТСП) пленки в нормальное состояние ( $S-N$  переход) под действием электромагнитного излучения вызывает значительный интерес в связи с созданием сверхпроводящих устройств микроволнового и инфракрасного диапазонов [1,2]. Тепловой механизм  $S-N$  перехода был рассмотрен в [3,4], где, однако, не исследовался вопрос об условиях возникновения в ВТСП пленке области нормальной фазы, достаточной для инициации  $S-N$  перехода. В настоящей работе рассмотрены минимальные тепловые возмущения, вызывающие  $S-N$  переход пленки, расположенной на диэлектрической подложке, обратная сторона которой стабилизирована по температуре  $T_0$ .

Разрушающие сверхпроводимость тепловые возмущения имеют, как правило, локальный и импульсный характер (тепловые импульсы) [5,6]. Распределение температуры  $T(t, X, Y, Z)$  в ВТСП пленке толщиной  $D_f$  и в подложке толщиной  $D_s$  (рис. 1) после действия теплового импульса описывается уравнениями

$$C_f \frac{\partial T}{\partial t} = k_f \left( \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} \right) + \frac{k_s}{D_f} \frac{\partial T}{\partial Y} + \\ + \alpha(T) \cdot P + ED_f^{-1} \cdot \delta(X)\delta(Z)\delta(t), \quad 0 < Y < D_f, \quad (1)$$

$$C_s \frac{\partial T}{\partial t} = k_s \left( \frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} \right), \quad D_f < Y < D_f + D_s, \quad (2)$$

где  $C_f$  и  $C_s$  — теплоемкости,  $k_f$  и  $k_s$  — теплопроводности пленки и подложки соответственно,  $P$  — интенсивность излучения,  $\alpha(T)$  — коэффициент поглощения излучения пленкой,  $E$  — энергия теплового импульса,  $\delta(X)$  —

дельта-функция. В (1) учтено, что при типичном соотношении параметров  $k_f D_s \gg k_s D_f$  температура ВТСП пленки однородна по ее толщине. В микроволновом диапазоне температурную зависимость коэффициента поглощения можно представить в виде  $\alpha(T) = \alpha_n \eta(T - T_c)$  [3], где  $\alpha_n = 4r/(2r + 1)^2$  — коэффициент поглощения в нормальном состоянии,  $r = (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2}(\sigma D_f)^{-1}$ ,  $\sigma$  — проводимость пленки в нормальном состоянии,  $T_c$  — критическая температура,  $\eta(x)$  — ступенчатая функция Хевисайда. Пренебрегая зависимостями  $C_s$  и  $k_s$  от температуры, при  $D_f \ll D_s$  уравнение (2), описывающее распределение температуры в подложке, удобно переписать в безразмерном виде

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \theta}{\partial \rho^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{e}{2\pi\rho} \delta(r)\delta(y)\delta(r), \quad 0 < y < 1, \quad (3)$$

где  $\tau = tk_s/C_s D_s^2$ ,  $\rho = (X^2 + Z^2)^{1/2}/D_s$ ,  $y = Y/D_s$ ,  $\theta = (T - T_0)/(T_c - T_0)$ ,  $e = E/E_h$ ,  $E_h = C_s D_s^3 (T_e - T_0)$  — характерная “тепловая” энергия. Для типичной Y-Ba-Cu-O пленки ( $T_c \cong 90$  К,  $T_0 \cong 77$  К), расположенной на подложке MgO или Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ( $C_s \cong 5 \cdot 10^5$  Дж · м<sup>3</sup> · К<sup>-1</sup>) толщиной  $D_s \cong 10^{-3}$  м, получаем  $E_h \approx 5 \cdot 10^{-3}$  Дж. Граничные условия к (3) определяются уравнением (1) и условием постоянства температуры обратной стороны подложки  $T(t, X, D_s, Z) = T_0$ . При типичных соотношениях параметров системы пленка-подложка  $C_f D_f \ll C_s D_s$ ,  $k_f D_f \ll k_s D_s$  эти условия можно записать в виде

$$\left[ \frac{\partial \theta}{\partial y} + p\eta(\theta - 1) \right] \Big|_{y=0} = 0, \quad \theta|_{y=1} = 0. \quad (4)$$

Здесь  $p = P/P_h$ ,  $P_h = k_s(T_c - T_0)/\alpha_n D_f D_s$  — характерная “тепловая” интенсивность. Критической энергии соответствует минимальное значение  $E = E_c$ , при превышении которого нормальная фаза, инициируемая тепловым импульсом, распространяется на всю пленку. Из (3), (4) следует, что безразмерная критическая энергия  $e_c = E_c/E_h$  зависит только от безразмерной интенсивности излучения  $p$ .

Задача (3), (4) не имеет аналитического решения, однако величину  $e_c$  можно оценить исходя из следующих соображений. Положим, что после действия критического импульса в нормальное состояние переходит область пленки радиусом  $R$ . Соответственно в подложке прогревается полусфера того же радиуса (рис. 1). Тогда  $e_c \sim (2\pi/3)\Delta\theta R^3$ , где  $\Delta\theta$  — характерное увеличение температуры в нагретой области. Величину  $R$  можно оценить по порядку величины, приравняв тепловыделение в нормальной области пленки  $\sim pR^2$

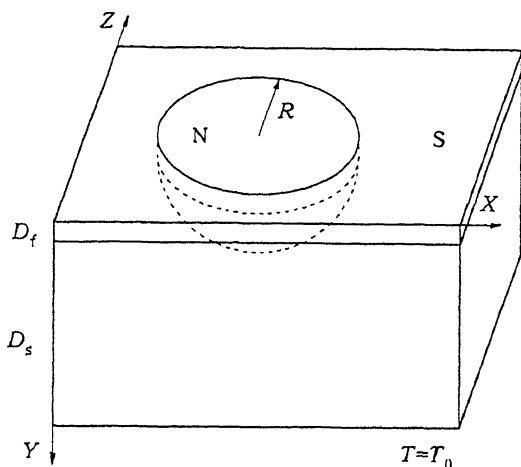


Рис. 1. Схематическое изображение зарождения нормальной фазы в ВТСП пленке на подложке.

отводу тепла в “холодную” часть подложки  $-(\Delta\theta/R)2\pi R^2$ . Из этого условия, полагая для оценки  $\Delta\theta \sim 1$ , получаем  $R \sim 2/p$ . Таким образом, для энергии критического возмущения, разрушающего сверхпроводимость в пленке, имеем  $e_c \approx (16\pi/3)p^{-3}$ . Полученная оценка справедлива, если радиус прогретой области мал по сравнению с толщиной подложки  $R \ll 1$ , т.е. при  $p \gg 1$ .

На рис. 2 показана зависимость  $e_c(p)$ , полученная в результате численного решения уравнения (3) с граничными условиями (4). Из рис. 2 следует, что полученная выше оценка правильно описывает функциональную зависимость  $e_c(p)$  при  $p \gg 1$ , которую можно представить в виде

$$e_c = 25.9p^{-3}. \quad (5)$$

Сверхпроводящее состояние в пленке может быть разрушено также протяженными (нелокальными) возмущениями, размер области действия которых сравним с толщиной подложки. Критическая энергия таких возмущений может быть оценена как энергия образования “минимальной распространяющейся зоны”, играющей роль критического зародыша нормальной фазы [7,8]. Распределение температуры в “минимальной распространяющейся зоне”  $\theta_{MPZ}(\rho, y)$  является стационарным неустойчивым решением уравнения (3) при  $e = 0$  и  $\partial\theta/\partial\tau = 0$  [5,6], удовлетворяющим граничным условиям (4) и  $\partial\theta/\partial\rho = 0$  при  $\rho = 0, \rho = \infty$ . Такое решение может быть найдено методом разделения переменных, что

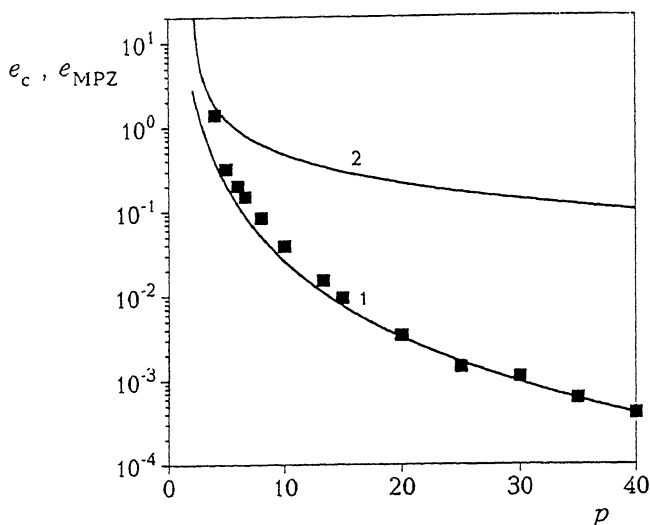


Рис. 2. Зависимости  $e_c(p)$  (кривая 1 — формула (5), квадраты — численный расчет) и  $e_{MPZ}(p)$  (кривая 2).

позволяет получить для энергии образования “минимальной распространяющейся зоны”

$$e_{MPZ} = 2\pi \int_0^{\infty} \rho d\rho \int_0^1 \theta_{MPZ}(\rho, y) dy$$

выражение

$$2q \sum_{k=0}^{\infty} \lambda_k^{-1} I_1(\lambda_k q) K_0(\lambda_k q) = 1/p, \quad (6)$$

где  $\lambda_k = \pi(2k + 1)/2$ ,  $q = (2e_{MPZ}/\pi p)^{1/2}$ ,  $I_1(x)$  и  $K_0(x)$  — модифицированные функции Бесселя. Зависимость  $e_{MPZ}(p)$ , рассчитанная по формуле (6), показана на рис. 2. Из (6) получаем, что  $e_{MPZ} \cong (\pi^3/8)p^{-1}$  при  $p \gg 1$ , т.е.  $e_c < e_{MPZ}$  в широком интервале значений интенсивности излучения.

Таким образом, простое качественное рассмотрение позволяет получить зависимость критической энергии локального теплового импульса в ВТСП пленке от интенсивности излучения  $E_c \cong 25.9 C_s k_s^3 (T_c - T_0)^4 D_f^{-3} \alpha_n^{-3} P^{-3}$ . Полученная зависимость подтверждается прямым численным моделированием динамики разрушения сверхпроводимости

в пленке. В широком интервале значений интенсивности излучения величина критической энергии ( $E_c \propto P^{-3}$ ) меньше, чем энергия образования "минимальной распространяющейся зоны" ( $E_{MPZ} \propto P^{-1}$ ). Это означает, что наиболее "опасными" с точки зрения разрушения сверхпроводимости в пленке являются локальные тепловые импульсы, поскольку  $S-N$  переход инициируется в основном возмущениями с минимальной критической энергией [5].

Работа выполнена при поддержке Научного совета по проблеме ВТСП (проект № 93027) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-18949).

### Список литературы

- [1] Likharev K.K. // Supercond. Sci. Technol. 1990. V. 3. N 7. P. 325-337.
- [2] Вендик О.Г., Ковалевич Л., Митрофанов А.П., Пахомов О.В., Попов А.Ю., Самойлова Т.Б. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 10(1). С. 2133-2142.
- [3] Жаров А.А., Коротков А.Л., Резник А.Н. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 3. С. 419-422.
- [4] Reznik A.N., Zharov A.A., Chernobrovitseva M.D. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1995. V. 5. N 2(III). P. 2579-2582.
- [5] Гуревич А.Вл., Минц Р.Г., Ратманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [6] Уилсон М. Сверхпроводящие магниты. М.: Мир, 1985. 407 с.
- [7] Pukhov A.A. // Cryogenics. 1992. V. 32. ICEC Suppl. P. 423-426.
- [8] Пухов А.А. // СФХТ. 1993. Т. 6. № 2. С. 235-241.

Поступило в Редакцию  
21 июня 1996 г.