

05.4;09;12

ПОРОГОВАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВЫЗЫВАЮЩЕГО $S-N$ ПЕРЕХОД ТОНКОЙ ВТСП ПЛЕНКИ

© А.А. Пузов

Переход высокотемпературной сверхпроводящей (ВТСП) пленки в нормальное состояние ($S-N$ переход) под действием электромагнитного излучения вызывает в последнее время значительный интерес в связи с созданием различных сверхпроводящих устройств микроволнового диапазона [1-3]: антенн и резонаторов [4], экранов, фильтров [1,2], переключателей и ограничителей мощности [5,6] и т. д. Тепловой механизм $S-N$ перехода подробно рассмотрен в [7,8], где отмечен его гистерезисный и пороговый (по интенсивности падающего излучения P) характер. Тепловой механизм позволяет качественно верно описать нелинейные эффекты, связанные с $S-N$ переключениями резонаторов [9,10], наблюдаемые экспериментально [11]. Однако теоретическая оценка [7,9] пороговой интенсивности микроволнового излучения P_p , вызывающей $S-N$ переход, значительно превышает величину, наблюдаемую экспериментально. Целью данной работы является уточнение величины P_p . Получены также оценки величины скорости v распространения границы раздела сверхпроводящей и нормальной фаз (NS границы) и энергии E_c критических возмущений, вызывающих такое распространение.

Разогрев микроволновым излучением ВТСП пленки толщиной D_f , расположенной на диэлектрической подложке толщиной D_s (рис. 1), описывается уравнением теплопроводности, которое удобно записать в безразмерном виде [7-10]:

$$t_h \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} = l_h^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \theta + \alpha(\theta) \cdot p - \theta, \quad (1)$$

где x, y — продольная и поперечная координаты пленки; $\theta = (T - T_0)/(T_c - T_0)$ — безразмерная температура; $t_h = C_s D_s^2 / 2k_s$ и $l_h = D_s$ — характерные “тепловые” время и длина; C_s и k_s — теплоемкость и теплопроводность подложки, обратная сторона которой термостабилизирована $T = T_0$; T_c — критическая температура пленки. Температурная зависимость эффективного коэффициента погло-

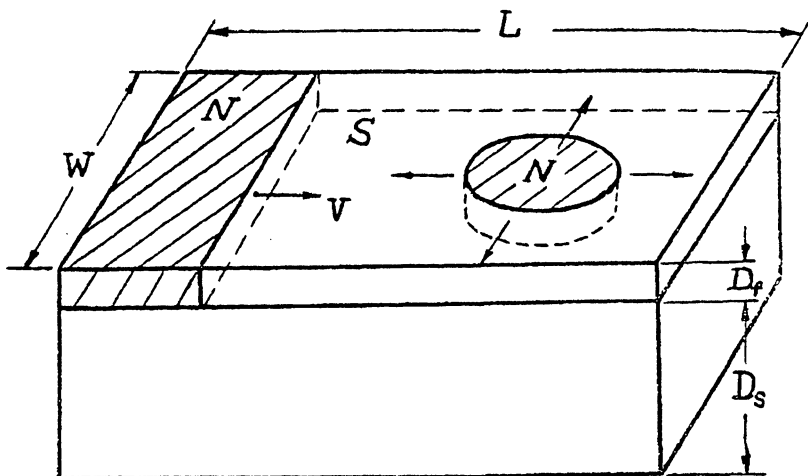


Рис. 1. Схематическое изображение распространения межфазной NS границы по сверхпроводящей пленке на подложке.

щения излучения $\alpha(\theta)$ связана с резким изменением электродинамических свойств ВТСП пленки при сверхпроводящем переходе. Для тонкой пленки $D_f \ll \text{Re}(\lambda_L(T))^{-2} + i\delta^{-2}$ (здесь $\lambda_L(T)$ — лондоновская глубина проникновения, $\delta = (2\pi f \cdot \mu_0 \cdot \sigma)^{1/2}$ — глубина скин-слоя, σ — проводимость пленки в нормальном состоянии, f — частота падающего излучения) имеем [7-9]:

$$\alpha(\theta) = [1 + \beta(1 - \theta)^2 \cdot \eta(1 - \theta)]^{-1}, \quad (2)$$

где $\eta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда; $\beta = [f_0/2(2r + 1) \cdot f]^2$; $f_0 = 2(T_c - T_0)/\pi \lambda_L^2(0) \mu_0 \sigma T_c$ — характерная частота, при которой глубина скин-слоя равна лондоновской глубине проникновения $\delta(f_0) = \lambda_L(T_0)$; $r = R/R_0$, $R = (\sigma D_f)^{-1}$ — сопротивление единицы поверхности пленки в нормальном состоянии, $R_0 = 377$ Ом — волновой импеданс вакуума. Безразмерная интенсивность излучения $p = P/P_h$ ($P_h = k_s(1 + 2r)^2(T_c - T_0)/4rD_s$ — характерная “тепловая” интенсивность) является отношением интенсивности разогрева пленки микроволновым излучением $4rP/(1+2r)^2$ к интенсивности отвода тепла от нее в подложку $k_s(T_c - T_0)/D_s$. Из (2) видно, что при больших частотах $f \gg f_0$ температурная нелинейность $\alpha(\theta)$ сглаживается и пленка ведет себя как нормальный металл. При $f \ll f_0$ зависимость $\alpha(\theta)$ имеет ступенчатый характер, что приводит к микроволновой бистабильности пленки. При типичных значениях параметров YBCO пленок $T_c - T_0 \cong 10$ К, $T_c \cong 90$ К, $\sigma \cong 2 \cdot 10^6$ Ом·м, $\lambda_L(0) \cong 1000 \text{ \AA}$

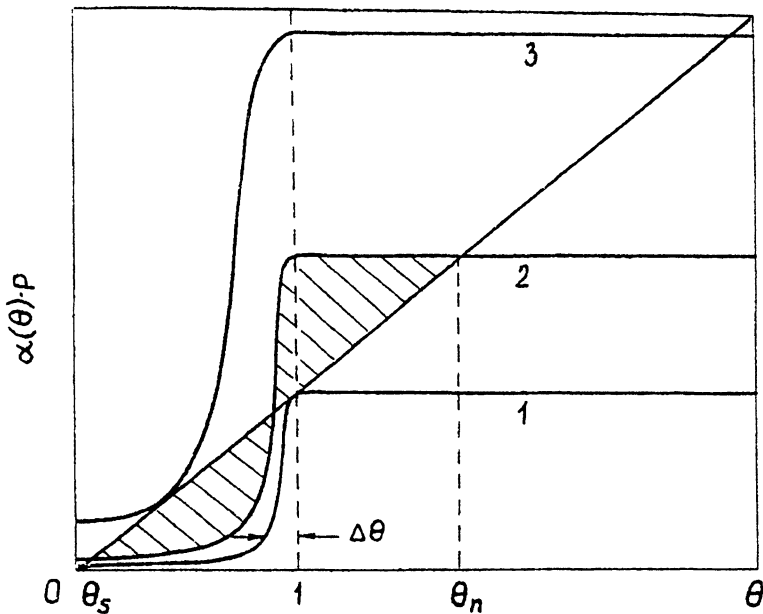


Рис. 2. Графическое решение уравнения теплового баланса $\alpha(\theta)p = \theta$ при $p = p_{\min}$ (1); $p = p_p$ (2); $p = p_{\max}$ (3).

получаем $f_0 \approx 3 \cdot 10^{12}$ Гц. Таким образом, в микроволновом диапазоне ($f \ll f_0$) можно ожидать заметных нелинейных тепловых эффектов в ВТСП пленке.

Температуры однородных стационарных состояний пленки определяются уравнением теплового баланса $\alpha(\theta)p = \theta$, графическое решение которого приведено на рис. 2. В интервале интенсивностей $p_{\min} < p < p_{\max}$ пленка может находиться в одном из двух состояний с различными температурами θ_s (сверхпроводящем) и θ_n (нормальном). При $\beta \gg 1$ из (2) получаем для границ интервала бистабильности $p_{\min} = 1 - 1/4\beta$ и $p_{\max} = 4\beta/27$.

$S-N$ переход происходит однородно $\theta(x, y) = \text{const}$ только в том случае, если линейные размеры пленки достаточно малы: $4L \leq l_h, W \leq l_h$. В противном случае — $L \geq l_h, W \geq l_h$ $S-N$ перехода осуществляется посредством распространения по пленке межфазной NS границы, движущейся с постоянной скоростью v [12,13]. NS граница покоится при "интенсивности распространения" $p = p_p$, определяемой правилом "равных площадей" [14] (рис. 2). При $\beta \gg 1$ для p_p из (2) получаем $p_p = 2(1 - \pi/2\sqrt{\beta})$. С той же точностью температурную зависимость $\alpha(\theta)$ можно аппроксимировать ступенчатой функцией $\alpha(\theta) = \eta(\theta - 1)$, поскольку при $\theta < 1$ коэффи-

коэффициент поглощения $\alpha(\theta)$ быстро убывает с уменьшением θ на характерном масштабе $\Delta\theta \sim \beta^{-1/2} \ll 1$ (рис. 2). Отмеченное обстоятельство позволяет получить зависимость $v(p)$ в явном виде [14]:

$$v = v_h \cdot (p - 2) \cdot (p - 1)^{-1/2}, \quad (3)$$

где $v_h = l_h/t_h = 2k_s/C_s D_s$ — характерная “тепловая” скорость NS границы. При $T_0 = 77$ К для типичной YBCO пленки, расположенной на подложке MgO ($C_s \cong 5 \cdot 10^5$ Дж \times $m^{-3} \cdot K^{-1}$, $k_s \cong 350$ Вт $\cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$) или Al₂O₃ ($C_s \cong 4 \cdot 10^5$ Дж \times $m^{-3} \cdot K^{-1}$, $k_s \cong 650$ Вт $\cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$) толщиной $D_s \cong 1$ мм, получаем $v_h \sim 1$ м/с. Выражение (3) позволяет также описать распространение по пленке пятна нормальной фазы (рис. 1). Если участок нормальной фазы первоначально имел приблизительно круговую форму (радиусом $R_0 \geq l_h$), то в дальнейшем радиус пятна возрастает как $R(t) \cong R_0 + v(p) \cdot t$. Условия зарождения такого участка под действием тепловых возмущений требуют отдельного рассмотрения.

Тепловые возмущения носят, как правило, локальный и импульсный характер [14], что позволяет оценить величину энергии критического возмущения E_c исходя из следующих соображений. Положим, что после действия возмущения нагревается область пленки радиусом R (рис. 1), тогда $E_c \sim 0.5 C_s D_s R^2 \Delta T$, где $\Delta T \cong T_c - T_0$ — характерное увеличение температуры в нагретой области. Величину R можно получить из (1), оценив по порядку величины $D_s^2 \Delta T / R^2 \sim \alpha(1)p(T_c - T_0) - \gamma \Delta T$, где γ — численный коэффициент порядка единицы. Поскольку $E_c \rightarrow \infty$ и $R \rightarrow \infty$ [14] при $p \rightarrow p_p = 2$, то следует положить $\gamma = 2$. Учитывая, что $\alpha(1) = 1$, получаем $R = D_s(p - 2)^{-1/2}$. Таким образом, для энергии E_c критического возмущения имеем:

$$E_c = 3.05 \cdot E_h \cdot (-2)^{-1}, \quad (4)$$

где $E_h = C_s D_s^3 (T_c - T_0)$ — характерная “тепловая” энергия возмущения, а коэффициент пропорциональности в [4] получен путем численного решения двумерного уравнения (1) [15,16]. Для типичных значений параметров YBCO пленки, приведенных выше, получаем $E_h \sim 5 \cdot 10^{-3}$ Дж.

Таким образом, в работе получены оценки пороговой интенсивности микроволнового излучения $P_p = 2P_h \sim \sim 10^2$ Вт $\cdot cm^{-2}$, скорости распространения нормальной фазы $v \cong v_h \cong 1$ м $\cdot s^{-1}$ и пороговой энергии возмущения, вызывающего ее распространение $E_c \cong E_h \sim 5 \cdot 10^{-3}$ Дж. Отметим,

что полученная здесь оценка пороговой интенсивности $\sim P_h$ значительно меньше данной в [7,8] $\sim P_{\max} = 4\beta P_h/27 \gg P_h$, однако существенно превосходит интенсивность возникновения резистивности в пленке, наблюдаемую экспериментально $P \sim 10 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ [6,11]. Это расхождение может быть связано с тем, что тепловой механизм, качественно верно описывая особенности $S-N$ перехода в пленке [9,10], дает тем не менее завышенную оценку величины диссипации в ней. Определяющую роль при возникновении резистивности пленки могут играть другие механизмы микроволновых потерь, связанные с движением абрикосовских вихрей в гранулах и джозефсоновских вихрей в слабых связях [17-19].

Работа выполнена при поддержке Научного совета по проблеме ВТСП (проект № 93027).

Список литературы

- [1] Вендик О.Г., Ковалевич Л., Митрофанов А.П., Пазомов О.В., Попов А.Ю., Самойлова Т.Б. СФХТ. 1990. Т. 3. № 10 (1). С. 2133-2142.
- [2] Likharev K.K. Supercond. Sci. Technol. 1990. V. 3. N 7. P. 325-337.
- [3] Newton N., Lyons W.G. // J. Supercond. 1993. V. 6. N 2. P. 119-159.
- [4] Hansen R.C. // IEEE Trans. Aerosp. and Electron. Syst. 1990. V. 26. N 2. P. 345-355.
- [5] Вендик О.Г., Карпюк А., Колесов С.Г., Попов А.Ю. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 10 (1). С. 2161-2169.
- [6] Гайдуков М.М., Козырев А.Б., Ковалевич Л., Самойлова Т.Б., Солдатенков О.И. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 10 (1). С. 2170-2174.
- [7] Жаров А.А., Коротков А.Л., Резник А.Н. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 3. С. 419-422.
- [8] Zharov A.A., Korotkov A.L., Reznik A.N. // Supercond. Sci. Technol. 1992. V. 5. N 3. P. 104-106.
- [9] Резник А.Н., Смирнов А.И., Чернобровцева М.Д. // СФХТ. 1993. Т. 6. № 2. С. 242-251.
- [10] Reznik A.N., Zharov A.A., Chernobrovtsseva M.D. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1995. V. 5. N 2 (III). P. 2579-2582.
- [11] Portis A.M., Chaloupka H., Jeck M., Piel H., Pischke A. // Supercond. Sci. Technol. 1991. V. 4. N 3. P. 436-438.
- [12] Скоков В.Н., Коверда В.П. // СФХТ. 1993. Т. 6. № 8. С. 1646-1651.
- [13] Луцет М.О. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 18. С. 7-10.
- [14] Гуревич А.Вл., Минц Р.Г., Рагманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [15] Гуревич А.Вл., Минц Р.Г., Пухов А.А. // ДАН. 1988. Т. 301. № 5. С. 1104-1107.
- [16] Gurevich A.Vl., Mints R.G., Pukhov A.A. // Cryogenics. 1989. V. 29. N 3. P. 188-190.
- [17] Hylton T.L., Kapitulnik A., Beasley M.R., Carini J.P., Drabeck L., Cruner G. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 14. P. 1343-1345.
- [18] Halbritter J. // J. Appl. Phys. 1990. V. 68. N 12. P. 6315-6326.
- [19] Halbritter J. // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. N 1. P. 339-343.

Поступило в Редакцию
3 апреля 1996 г.