Письма в ЖТФ, том 22, вып. 11 12 июня 1996 г.

01; 05.4

О ПЕРЕХОДЕ В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ РАЗРУШЕНИИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

© *И.Л.Максимов, Н.Г.Голубева*

В последнее время в литературе активно обсуждается возможность создания сверхпроводящих магнитов на основе хрупких ВТСП материалов. Однако ясно, что воздействие больших пондермоторных напряжений, возникающих в магните, неизбежно вызовет локальные пластические деформации и (или) разрушения материала, способные (посредством диссипируемой энергии) перевести сверхпроводник в нормальное состояние. Это заведомо должно привести к ограничению области параметров, при которых возможна устойчивая работа магнита [1–2]. Поэтому выяснение условий перехода сверхпроводника в нормальное состояние при квазихрупком разрушении материала представляет заметный интерес. Отметим, что данный вопрос практически не исследован в литературе.

В настоящей работе исследуется явление деградации сверхпроводящих свойств, обусловленное локальным квазихрупким разрушением материала под действием переменной механической нагрузки. Предложена упрощенная модель, описывающая динамику роста трещины в керамическом сверхпроводящем материале и сопутствующие неравновесно-термодинамические эффекты диссипации энергии в привершинной области. В результате решения совместной системы эволюционных уравнений найден критерий локального перехода сверхпроводника (С) в нормальное (Н) состояние. Аналитически определена длительность временно́го интервала, в течение которого пластически деформируемая (активная) зона сверхпроводника разогревается до критической температуры вследствие диссипации энергии при необратимом росте трещины.

Рассматривается сверхпроводящий образец (пластина, провод и т.д.), содержащий микротрещину, размер которой мал по сравнению с характерным размером образца. Динамика роста трещины под действием растягивающего напряжения $p(t)$ (обусловленного, например, пондеромоторными силами) описывается эволюционным уравнением, предложенным в [3] для керамических материалов (теоретическое обоснование см. [4]):

$$\frac{dl}{dt} = v_0 \left[\frac{\alpha P^2 l/E - 2\gamma_0}{2\gamma_0} \right]^n . \tag{1}$$

Здесь l — длина трещины; E — модуль Юнга; n — феноменологический параметр, характеризующий степень разупрочнения материала ($n \gg 1$); v_0 — скорость звука в среде [1]; $2\gamma_0$ — поверхностная энергия Гриффитса; α — численный коэффициент порядка единицы. Ниже предполагается, что внешняя нагрузка $P = P(t)$ линейно растет со временем:

$$P(t) = P_0(1 + t/t_0), \tag{2}$$

а поверхностная энергия $2\gamma_0$ не зависит от температуры T активной зоны. Уравнение (1) содержит характерный масштаб размерности длины $l_0 = 2E\gamma_0/(\alpha P_0^2)$, позволяющий выделить два типа трещин, для которых возможно аналитическое решение (1). Для "больших" трещин, стартовая длина которых l_i удовлетворяет условию

$$(l_i - l_0)/l_0 \gg (2\tau_0/t_0)^{1/n}, \tag{3}$$

асимптотическая (при $\tau \to \tau_\infty$) зависимость $l(\tau)$ имеет вид

$$l(\tau) \sim (\tau_\infty - \tau)^{-1/(n-1)}. \tag{4}$$

где $\tau_0 = l_0/v_0$, $\tau = t/\tau_0$, а величина

$$\tau_\infty = (n-1)^{-1}(l_i/l_0 - 1)^{-(n-1)} \tag{5}$$

определяет время полного разрушения, за которое длина трещины формально достигает бесконечно большого значения. Отметим, что на временно́м интервале $\tau/\tau_\infty \ll 1$ имеет место линейный закон роста трещины со временем:

$$l(\tau) = l_i + (l_i/l_0 - 1)^n l_0 \tau. \tag{6}$$

Нетрудно убедиться, что режим (6) реализуется также на начальном этапе ($\tau/\tau_\infty \ll 1$) роста "малых" трещин, длина которых l_i не удовлетворяет неравенству (3).

Измерение температуры T активной зоны можно определить в результате решения уравнения теплопроводности, усредненного по объему зоны пластической деформации [5]:

$$\dot{\bar{T}}\bar{l} = \Gamma_1 \dot{\bar{l}} - \Gamma_2 \bar{T}, \tag{7}$$

где $\bar{l} = l/l_0$ — безразмерная длина трещины, $\bar{T} = (T - T_0)/T_0$, T_0 — температура области, окружающей зону пластической деформации. Параметры Γ_1 и Γ_2, согласно [5], равны

$$\Gamma_1 = G_0(P)/(C_v T_0 \phi(P)), \qquad \Gamma_2 = W_0 \tau_0 \psi(P)/(C_v l_0 \Phi(P)).$$

Здесь $l^2\Phi(P)$ — площадь зоны пластической деформации; $l\psi(P)$ — ее периметр; $G_0(P)l\dot{l}$ — тепло, выделяемое в единицу времени за счет работы сил пластической деформации; W_0 — константа, характеризующая тепловой поток на границе раздела пластической и упругой зон. Уравнение (7) записано в пренебрежении температурной звисимостью теплоемкости материала C_v (что является неплохим приближением в случае ВТСП материалов типа RBaCuO при $T \simeq 77$). В этом случае разогрев до критической температуры изменяет теплоемкость всего лишь на 20%, что является допустимой погрешностью для рассматриваемой модели.

Зависимости фунций Φ, ψ, G от напряжения P представлены в работе [6]. Для случая напряжений P, малых по сравнению с пределом упругости δ_s, можно оставить главные члены разложения этих функций в ряд Тейлора по степеням малого параметра $P/\delta_s \ll 1$, в результате чего величины Γ_1 и Γ_2 приобретают временну́ю зависимость вида

$$\Gamma_1 = \Gamma_1^0[1 + \delta_0\tau]^{-2}, \qquad \Gamma_2 = \Gamma_2^0[1 + \delta_0\tau]^{-2}, \tag{8}$$

где $\delta_0 = \tau_0/t_0$ и

$$\Gamma_1^0 = \frac{48\delta_s}{C_v T_0}\left(\delta_s/(\pi P)\right)^2, \quad \Gamma_2^0 = 12W_0/(C_v v_0)\left(E\delta_s/(\pi P^2)\right). \tag{9}$$

Далее рассмотрим случай медленного измерения нагрузки ($\delta_0\tau \ll 1$), когда реализуется режим линейного роста трещины. В этом приближении можно найти аналитическое выражение для момента времени перехода τ_1 сверхпроводника в нормальное состояние. С–Н переход реализуется, когда максимальная температура разогрева активной зоны $\bar{T}_{\max}$, определяемая из условия $\dot{T}(T_{\max}) = 0$ и равная

$$\bar{T}_{\max} = \Gamma_1^0/\Gamma_2^0(l_i/l_0 - 1)^n, \tag{10}$$

превысит критическую температуру сверхпроводника $\bar{T}_c$ (здесь $\bar{T}_c = (T_c - T_0)/T_0$). Выполнение неравенства $\bar{T}_{\max} > \bar{T}_c$ может быть обеспечено при слабом теплоотводе ($\Gamma_2^0 \ll 1$), а для "больших" трещин также за счет множителя $(l_i/l_0 - - 1)^n \gg 1$. С учетом (6) общее решение уравнения теплового баланса (7) при $\tau \ll \tau_\infty$ имеет вид

$$\bar{T}(\tau) = \bar{T}_{\max} - (\bar{T}_{\max} - \bar{T}_i)\exp(-A\tau), \tag{11}$$

где $A = \Gamma_2^0 l_0 = l_i$.

Длительность временно́го интервала τ_1, в течение которого активная зона нагревается от температуры T_i до температуры T_c, определяется из условия $\bar{T}(\tau_1) = \bar{T}_c$. В результате для τ_1 получим

$$\tau_1 \simeq \frac{(\bar{T}_0 - \bar{T}_i)l_i/l_0}{\Gamma_1^0(l_i/l_0 - 1)^n}. \tag{12}$$

Отметим, что условие применимости полученного результата ($\tau_1/\tau_\infty \ll 1$) согласно (5) и (12) выполняется в случае низкой теплоемкости материала, что может быть реализовано в области криогенных температур.

Таким образом, в работе показано, что локальный разогрев, возникающий при квазихрупком разрушении сверхпроводящего материала, способен вызвать переход сверхпроводника в нормальное состояние. В соответствии с (10) этот переход может произойти при определенной связи между критической температурой T_c, стартовым размером трещины l_i и параметрами Γ_1^0 и Γ_2^0, характеризующими мощность диссипации и теплоотвод соответственно. Подставив в неравенство (10) $T = T_c$ и приведенные выше значения параметров Γ_1^0 и Γ_2^0, разложенные в ряд Тэйлора по малому параметру $p/\delta_s \ll l$ с точностью до членов второго порядка малости, окончательно получим условие разогрева сверхпроводника в виде:

$$l_i/l_0 - 1 > (W_0/\bar{W})^{1/n}, \tag{13}$$

где $\bar{W} = 4\delta_s^2 v_0/[\pi E(T_c - T_0)]$. Условие (13) выделяет пороговый размер трещины

$$l_{th} = l_0[1 + (W_0/\bar{W})^{1/n}], \tag{14}$$

выше которого реализуется закритический перегрев сверхпроводящего материала. При $l > l_{th}$ рост трещины приводит к тепловой неустойчивости сверхпроводника, а при $l < l_{th}$ тепловая неустойчивость не имеет места. Условие (13) является, таким образом, локальным аналогом критерия Стекли [7] для случая диссипативного разрушения сверхпроводников. Как показывают оценки, для типичных ВТСП материалов (например, YBaCuO) при $\delta_s \sim 10^7$ н/м^2, $\delta_s = E \sim 10^{-2}$, $v_0 \sim 3 \cdot 10^3$ м/с, $T_c \sim 100$ К, $\tilde{T}_c \sim 10^{-2}$ величина $W \sim 10^7$ Вт/м^2/К соответствует интенсивности охлаждения в жидком азоте. Из (14) следует, что возникновение тепловой неустойчивости при $W_0/\bar{W} \sim 1$ следует ожидать вблизи размера l_{th}, незначительно превышающего критическое значение по Гриффитсу. При охлаждении жидким гелием величина k_{th} может заметно превысить l_0.

Следует отметить, что примененный подход допускает обобщение на случай дополнительного учета джоулевой диссипации, возникающей при протекании транспортного тока в сверхпроводнике, содержащем макродефекты. Критерии локальной тепловой неустойчивости в этом случае можно получить, используя метод, описанный в работе [8].

В заключение заметим, что рассмотренная постановка задачи в большей степени соответствует ситуации, реализующейся в ВТСП магнитах, нежели в их низкотемпературных аналогах, поскольку в последних локальное разрушение могло иметь место только лишь в непроводящем пропиточном материале (например, эпоксидной смоле), но отнюдь не в токопроводящей области. Соответствующая этому случаю модификация предложенной модели вполне могла быть применена для описания С–Н перехода в низкотемпературных магнитах.

Работа поддержана Госкомвузом Российской Федерации (гранты № 242–539 и № 95–0-7.3–178), Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 93–02–16876), а также Международным Научным фондом совместно с Миннауки РФ (грант R8J300).

Список литературы

[1] *Минц Р.Г., Рахманов А.Л.* // Неустойчивости в сверхпроводниках. М.: Наука, 1984.
[2] *Maksimov I.L.* // Cryogenics. 1990. V. 30. P. 309–315.
[3] *Cook R.F.* // J. Mater. Res. 1986. V. 1. P. 852.
[4] *Maksimov I.L.* et al. // Materials Science and Engineering. 1994. V. A176. P. 309–315.
[5] *Maksimov I.L.* // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 6. P. 42–45.

[6] *Maksimov I.L., Svirina J.V.* // Mater. Sci. and Eng. 1994. A 176. P. 321–328.
[7] *Альтов В.А., Зенкевич В.Г., Кремлев М.Г., Сычев В.В.* // Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М.: Энергия, 1975.
[8] *Максимов И.Л., Свирина Ю.В.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. С. 1–6.

Нижегородский государственный университет

Поступило в Редакцию
10 ноября 1995 г.
В окончательной редакции
4 апреля 1996 г.