

аналогичная донорная активность достигается уже при $T=600$ К. При этом увеличение x от 0,3 до 0,6 существенно не снижает каталитическую способность образцов в реакции окисления $CO + 1/2 O_2 \rightarrow CO_2$, разве что увеличивается их электропроводность.

Таким образом, суммируя результаты этой работы с результатами наших предыдущих исследований [1, 2], можно утверждать, что на основе сложного оксида $La_{1-x}Sr_xCoO_3$, нагреваемого до относительно невысоких температур (~ 300 °С), можно создать компактный узел регенерации рабочей смеси CO_2 лазера, в котором впервые могут быть объединены три функционально различных устройства: катод разряда, катализатор-восстановитель рабочих молекул CO_2 и донор O_2 , что позволит значительно продлить срок службы отпаянного лазера и, кроме того, обеспечит стабильность его генерационных характеристик.

Л и т е р а т у р а

- [1] Зыбин Д.Н., Липатов Н.И., Пашинин П.П. и др. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, с. 622-627.
- [2] Липатов Н.И., Пашинин П.П., Петров А.Н. и др. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, с. 1209-1213.
- [3] Nakamura T., Misono M., et. - J. Chem. Soc. Jpn., 1980, N 11, p. 1679-1684.
- [4] Липатов Н.И., Юров В.Ю. - Препринт ИОФАН, 1988.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
14 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

О СТАБИЛИЗАЦИИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.Вл. Гуревич, Р.Г. Минц,
А.Л. Рахманов

Вопросы стабилизации сверхпроводящего состояния в композитных сверхпроводниках, охлаждаемых жидким гелием, неоднократно рассматривались в литературе. Были исследованы процессы разрушения сверхпроводимости, инициированные тепловыми, электромагнитными и механическими возмущениями различной интенсивности, и получены соответствующие критерии устойчивости [1]. В связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости приобрела актуальность задача стабилизации сверхпроводящего состояния при азотных температурах, чему и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим, как изменяется развитие терромагнитных неустойчивостей, а также процессы зарождения и распространения нормаль-

ной фазы в композитных сверхпроводниках с током I при увеличении температуры охладителя T_0 от 4.2 до 77.4 К. Прежде всего отметим, что в отличие от случая $T_0 = 4.2$ К отношение коэффициентов диффузии тепла и магнитного потока

$$\tau = \frac{\mu_0 \alpha \sigma}{\gamma} \quad (1)$$

при $T_0 = 77.4$ К становится много меньше единицы не только для сверхпроводящих филаментов, но и для нормальной матрицы композита. Это связано в основном с возрастанием на 3–4 порядка теплоемкости и некоторым уменьшением произведения электропроводности σ и теплопроводности α . Например, для технической меди $\sigma_n(77\text{K}) \approx 1.0^9 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, $\alpha_n(77\text{K}) = 5.1 \cdot 10^2 \text{ Вт/мК}$, $\nu_n(77\text{K}) = 2.1 \cdot 10^6 \text{ Дж/м}^3 \text{ К}$, откуда $\tau \sim 10^{-2}$, т.е. перераспределение магнитного потока в композитном сверхпроводнике при $T_0 = 77.4$ К происходит адиабатически.

В результате максимально допустимый диаметр сверхпроводящего провода d_c определяется адиабатическим критерием устойчивости сверхпроводящего состояния, а максимально возможный транспортный ток I_m дается выражением [1]:

$$I_m = \frac{\pi}{4} x_s d_c^2 j_c = \frac{18 \nu}{\mu_0 x_s |dj_c/dT|_{T_0}}, \quad (2)$$

где $j_c(T)$ – критическая плотность тока сверхпроводника, а x_s – его объемная доля в композите. При $I < I_m$ сверхпроводящее состояние устойчиво к малым возмущениям. Таким образом, при $j_c(77\text{K}) \sim j_c(4\text{K})$ переход от гелиевых к азотным температурам приводит к существенному росту I_m ($I_m(77\text{K})/I_m(4\text{K}) \sim \sqrt{(77\text{K})/(4\text{K})} \sim 10^3$), если $I_m < I_c = \pi x_s d_c^2 j_c / 4$. В случае, когда $I \rightarrow I_c$, устойчивость определяется видом вольт-амперной характеристики сверхпроводника в области крипа магнитного потока [1].

Рассмотрим теперь разрушение сверхпроводимости в присутствии транспортного тока, инициированное локальным тепловым импульсом, вызывающим зарождение и последующее распространение нормальной фазы. Такое распространение возможно, если нормальная фаза может самоподдерживаться джоулевым тепловыделением, т.е. [1]:

$$\alpha = \frac{x_s^2 j_c^2 A}{\rho(1-x_s)\sigma_n(T_c)q(T_c)} > 1. \quad (3)$$

Здесь A – площадь, а P – периметр поперечного сечения проводника, $q(T) = h(T)(T - T_0)$ – мощность потока тепла с единицы поверхности образца в охладитель, h – коэффициент теплоотдачи. При охлаждении жидким азотом максимальные значения $q(T)$ и разности температур между сверхпроводником и охладителем в режиме пузырькового кипения увеличиваются примерно на порядок по

сравнению с ситуацией, когда охлаждение происходит жидким гелием [2]. С ростом T_c уменьшается и $\sigma_n(T_c)$ в (3), так что при $T_c \sim 100$ К произведение $q(T_c) \cdot \sigma(T_c)$ для технической меди остается практически неизменным. В результате само по себе увеличение T_0 от 4.2 до 77.4 К не приводит к существенному изменению параметра α , который в гораздо большей степени будет определяться достигнутыми для высокотемпературных сверхпроводников значениями j_c .

Минимальный ток распространения нормальной фазы I_p слабо меняется при переходе к охлаждению жидким азотом, т.к. его величина при $\alpha \gg 1$ не зависит от j_c [1]:

$$I_p \approx I_c \sqrt{\frac{2}{\alpha}} = [2(1-x_s)\sigma_n(T_c)q(T_c)AP]^{1/2}. \quad (4)$$

В случае, когда $\alpha > 1$ и $I > I_p$, сверхпроводимость может быть разрушена локальным тепловым импульсом, инициирующим распространение нормальной фазы. Характерная скорость такого распространения при $I \sim I_c$ равна [1]

$$v \approx \frac{j_c}{\nu} \left[\frac{x_n}{\sigma_n(T_c - T_0)} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Критическую энергию возмущения Q_c , необходимую для зарождения нормальной фазы, можно записать как $Q_c = Q_0 f(i)$ [1], где $f(i)$ — безразмерная функция $i = I/I_c$, которая для всех значений I (кроме окрестностей $I = I_c$ и $I = I_p$) оказывается порядка единицы, причем

$$Q_0 = \frac{\sqrt{A} \sqrt{x_n \sigma_n} (T_c - T_0)^{3/2}}{x_s j_c}. \quad (6)$$

Пусть, например, $j_c \sim 3 \cdot 10^9$ А/м², тогда для типичных значений параметров (иттриевая керамика в медной матрице) имеем $T_c - T_0 = 20$ К, $\nu = 2 \cdot 10^6$ Дж/м³К, $x_n = 5 \cdot 10^2$ Вт/м К, $\sigma_n = 10^9$ Ом⁻¹м⁻¹, $A = 10^{-6}$ м², находим $v \sim 0.1$ м/с и $Q_0 \sim 0.1$ Дж. Эти оценки показывают, что значения v оказываются на 2–3 порядка меньше, а Q — на 2–3 порядка больше характерных величин для традиционных сверхпроводников, охлаждаемых жидким гелием.

Таким образом, переход от охлаждения жидким гелием к охлаждению жидким азотом качественно не изменяет величины параметра Стекли α и минимального тока распространения нормальной фазы I_p , т.е. уровень криостатической стабильности сверхпроводящего состояния. Его динамическая устойчивость по отношению к импульсным возмущениям существенно возрастает из-за увеличения на 3–4 порядка теплоемкости композита. В результате уменьшается вероятность перехода частично стабилизированного композитного сверхпроводника ($\alpha > 1$, $I > I_p$) в нормальное состояние, что дает возможность существенно увеличить плотности транспортного тока в сверхпроводящих системах.

- [1] Гуревич А.Вл., Милиц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [2] Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В. Кипение криогенных жидкостей. М.: Энергия, 1977. 288 с.

Институт высоких температур
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
27 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ПРИСТЕНОЧНОМ СЛОЕ ПЛАЗМЫ

Н.А. Азаренков, А.Н. Кондратенко,
В.В. Костенко

В работах [1–3] было показано, что на границе металла с плазмой при учете теплового движения электронов могут существовать волны поверхностного типа. Дисперсионные свойства этих волн, топографии полей отличаются от поверхностных волн (ПВ), существующих на границе плазма–диэлектрик [1, 4]. Так, ПВ в структуре плазма–металл в области частот $\omega^2 \ll \Omega_e^2$ (Ω_e – электронная плазменная частота) – потенциальны, а в структуре плазма–диэлектрик в этом диапазоне частот – электромагнитные, с совершенно разными законами дисперсии. Граница плазма–диэлектрик является плоскостью максимальной амплитуды для всех компонент электромагнитного поля ПВ [4]. Для ПВ на границе плазма–металл это не так [1, 2]. Возбуждение ПВ на границе плазма–металл пучками электронов было рассмотрено в [5]. Однако возможно также параметрическое возбуждение ПВ, которое рассматривается в данном сообщении. При этом возбуждаются ПВ на границах плазмы с вакуумом и с металлом.

Пусть падающая из вакуума на слой плазмы, граничащей с металлом, электромагнитная F -волна (вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости падения), образует угол α с нормалью к границам слоя. Система координат выбрана таким образом, что вакуум занимает область пространства $x > a$, в области $0 < x < a$ – плазма, а в области $x < 0$ – металл. Ось z направлена вдоль границы плазма–металл. Зависимость от координаты y отсутствует. Границы плазма–вакуум и плазма–металл предполагаем резкими. Частота падающей ЭМВ $\omega_0 < \Omega_e$, т.е. поле в плазме экспоненциально убывает от границы.