

Были рассчитаны также групповые показатели преломления n_0^* для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ при $x=0.1$, представляющего активную среду исследованных лазеров, по соотношению (3); при этом использовались значения $n(\lambda)$, приведенные в работе [8].

Как видно, экспериментально определенные по соотношению (2) значения n^* несколько превышают величины n_0^* , рассчитанные для той же активной среды.

Приблизительно такое же превышение величин n_0^* , измеренных этим же способом, по сравнению с рассчитанными n^* наблюдалось для лазеров с активной областью AlGaAsSb , что, вероятно, связано с зависимостью оптического ограничения от длины волны в тонких волноводах.

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Рогачеву и А. Абрагаму за полезные дискуссии и А. М. Литваку за техническую помощь.

Литература

- [1] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 11 с. 664—668.
- [2] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н. и др. ФТП, 1986, т. 20, № 12, с. 2217—2221.
- [3] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 9, с. 557—561.
- [4] Аверкиев Н. С., Баранов А. Н., Именков А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 6, с. 333—337.
- [5] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 9, с. 517—523.
- [6] Андреев И. А., Афраилов М. А., Баранов А. Н. и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 21, с. 1311—1316.
- [7] Casey H. C., Jr., Panish M. B., Merz J. L. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, № 12, p. 5470—5475.
- [8] Долгинов Л. М., Дракан А. Е., Дружинина Л. В. и др. Труды ФИАН, 1983, т. 141, с. 46—61.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
26 сентября 1987 г.

УДК 537.312.62

Журнал технической физики, т. 53, в. 8, 1988

О ПЕРЕХОДЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ

Н. А. Казанцев, Р. Г. Минц, А. Л. Разманов

Композитный сверхпроводник с транспортным током I в поперечном магнитном поле $B_a(t)$ может перейти в нормальное состояние либо из-за разогрева, связанного с потерями, либо в результате развития в нем термомагнитной неустойчивости [1]. В первом случае температура проводника T относительно медленно растет вплоть до температуры резистивного перехода. Во втором случае величина T практически не меняется до момента зарождения неустойчивости, а затем скачкообразно изменяется от $T < T_c$ до $T > T_c$, где T_c — критическая температура.

В настоящей работе определен доминирующий механизм перехода скрученных композитных сверхпроводников в нормальное состояние. Показано, что, как правило, при характерных значениях параметров он является результатом развития термомагнитной неустойчивости.

Рассмотрим провод из скрученного композитного сверхпроводника радиусом R_0 в поле $B_a(t)$. Его разогрев из-за изменения $B_a(t)$ можно исследовать с помощью уравнения теплового баланса [1]

$$c\dot{T} = -\frac{2W_0}{R_0}(T - T_0) + Q, \quad (1)$$

где c — удельная теплоемкость, W_0 — коэффициент теплоотвода в охладитель с температурой T_0 , Q — усредненная по сечению образца удельная мощность тепловыделения.

Скрутка композита [1, 2] приводится к образованию в поперечном сечении образца двух областей — внутренней и внешней. Во внешней электрическое поле E имеет составляющие как вдоль сверхпроводящих жилок $E_{||}$, так и поперек них E_{\perp} . Возникающая здесь продольная компонента плотности тока $j_{||} \approx j_s$, где j_s — критическая плотность тока. Во внутренней области $E_{||} = 0$. Возникающий здесь резистивный ток $j_{\perp} = \sigma_{\perp} E_{\perp}$, где σ_{\perp} — поперечная проводимость композита.

Удельную мощность тепловыделения Q , обусловленную изменением $B_a(t)$, запишем как

$$Q = \sigma_{\perp} \langle E_{\perp}^2 \rangle + j_s \langle E_{||} \rangle, \quad (2)$$

где символ $\langle f \rangle$ означает усреднение функции f по поперечному сечению провода, кроме того, предполагается, что $B_a \gg B_p = (2/\pi) \mu_0 j_s R_0$ (B_p — поле полного проникновения магнитного потока) и, следовательно, можно пренебречь координатной зависимостью j_s , положив $j_s \equiv j_s(B_a)$.

Критерий возникновения термомангнитной неустойчивости в скрученном композитном сверхпроводнике имеет вид [1]

$$\langle E_{||} \rangle < E_c = \frac{2W_0}{R_0 |\partial j_s / \partial T|} \frac{j_1}{j_s}. \quad (3)$$

Здесь параметр j_1 определяет крутизну вольт-амперной характеристики. Для композитных сверхпроводников $j_1 = j_1(B, T) = E_{||} dj_{||} / dE_{||}$, причем $j_1 < j_s$ [1].

Введем безразмерную температуру $\Theta = (T - T_0) / (T_c - T_0)$. Из (1) нетрудно получить ограничение на величину Θ

$$\Theta = \frac{R_0}{2W_0 (T_c - T_0)} (Q - c\dot{T}) \leq \frac{R_0}{2W_0 (T_c - T_0)} \times [\sigma_{\perp} \langle E_{\perp}^2 \rangle + j_s \langle E_{||} \rangle]. \quad (4)$$

Подставив в (4) значение $\langle E_{||} \rangle = E_c$ и положив для оценок $|\partial j_s / \partial T| \sim j_s / (T_c - T_0)$, получим, что второе слагаемое в правой части неравенства (4) порядка $j_1 / j_s \ll 1$. Следовательно, разогрев сверхпроводящего композита до момента появления неустойчивости может быть существенным ($\Theta \gg 1$), если $\sigma_{\perp} \langle E_{\perp}^2 \rangle \gg j_s \langle E_{||} \rangle$.

Пусть по проводу течет транспортный ток $I < I_s = \pi R_0^2 j_s$. В этом случае [3] размер внешней области $d \sim R_0 i$, где $i = I / I_s$, а для величин $E_{||}$ и E_{\perp} справедливы оценки $E_{||} \sim \dot{B}_a d \sim \sim B_a R_0 i$ и $E_{\perp} \sim \dot{B}_a L / 2\pi$, где L — шаг скрутки композита. Тогда $\langle E_{||} \rangle \sim \dot{B}_a d^2 / R_0$ и $j_s \langle E_{||} \rangle \ll \ll \sigma_{\perp} \langle E_{\perp}^2 \rangle$, если

$$i^2 \ll \dot{B}_a \tau_0 / B_p = a. \quad (5)$$

Здесь $\tau_0 = \mu_0 L^2 \sigma_{\perp} / 8\pi^2$ — время затухания поперечного тока в проводе [2]. При характерных значениях параметров $B_p < 1$ Тл, $\tau_0 \leq 10^{-3}$ с. Тогда, согласно (5), при $\dot{B}_a \sim 10$ Тл/с разогрев перед возникновением неустойчивости может стать существенным, если $I < 0.1 I_s$. Таким образом, в ситуациях, наиболее актуальных для приложений ($I \sim I_s$), причиной перехода скрученного композитного сверхпроводника в нормальное состояние будет развитие термомангнитной неустойчивости.

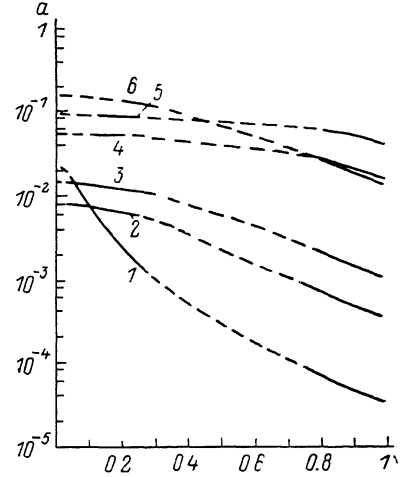
При характерных значениях параметров величина $a \ll 1$. В этом случае решение уравнений электродинамики можно получить в аналитическом виде для различных i [1-3]. Если $i \ll a$, то в основном приближении по a и $(2\pi R_0 / L)^2 \ll 1$ имеем [2, 3]

$$E_{\perp} = \dot{B}_a L / 2\pi, \quad E_{||} = -\dot{B}_a [R - R_1(\varphi)] \sin \varphi, \quad (6), (7)$$

$$R_1(\varphi) / R_0 = 1 - \frac{4}{\pi} a |\sin \varphi|. \quad (8)$$

Здесь $R = R_1(\varphi)$ — уравнение границы между внутренней и внешней областями в цилиндрических координатах R, φ, z (ось z направлена вдоль оси провода, угол φ отсчитывается от направления вектора B_a). Если $(4/\pi) a < i \ll 1$, то выражения (6), (7) в основном приближении останутся без изменений, меняется лишь зависимость $R_1(\varphi)$ [1, 3]

$$\frac{R_1(\varphi)}{R_0} = \begin{cases} 1 - i/2 - 4a \sin \varphi / \pi, & 0 < \varphi < \pi, \\ 1 - 2a |\sin \varphi| / \pi, & \pi < \varphi < 2\pi. \end{cases} \quad (9)$$



И наконец, когда $i \gg a$, во внутренней области выражение, описывающее E_{\perp} , остается без изменений, а во внешней [3]

$$E_{\parallel} = \frac{B_a R_0}{2-i} \frac{R^2 - R_0^2(1-i)}{R^2} \sin \varphi, \quad 0 < \varphi < \pi,$$

$$E_{\perp} = \frac{B_a L}{2\pi} \frac{1-i}{2-i} \left[1 + \left(\frac{R_0}{R} \right)^4 - \frac{2R_0^2}{R^2} (1 - 2 \sin^2 \varphi) \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Кривая $R_1(\varphi)$ в интервале $0 < \varphi < \pi$ — окружность с радиусом $R_1 = R_0 \sqrt{1-i}$. Наличие внешней области с $E_{\parallel} \neq 0$ при $\pi < \varphi < 2\pi$ в основном приближении по $a \ll 1$ можно пренебречь.

После простых вычислений с помощью формул (6)–(10) находим

$$j_s \langle E_{\parallel} \rangle = \frac{B_p^2}{\mu_0 \tau_0} a \begin{cases} 32a^2/3\pi^2, & i \ll a, \\ i^2/8 + ai/2 + 20a^2/3\pi^2, & 4a/\pi < i \ll 1, \\ [(1-i)^{3/2} + 1.5i - 1]/3(1-i/2), & a \ll i \sim 1, \end{cases} \quad (11)$$

$$\sigma_{\perp} \langle E_{\perp}^2 \rangle = \frac{2B_p^2}{\mu_0 \tau_0} a^2 \begin{cases} 1, & i \ll 1, \\ (1 - 0.75i)/(1 - 0.5i), & i \sim 1. \end{cases} \quad (12)$$

Примем для расчетов следующие значения параметров: $j_s = 10^9$ А/м², $R_0 = 10^{-3}$ м, $\tau_0 = 10^{-3}$ с, $T_c - T_0 = 3$ К, $j_{\perp}/j_s = 10^{-2}$, $W_0 = 10^2$ Вт/м². К (ситуация, характерная для стационарных и импульсных устройств). Граница устойчивой области, построенная с помощью критерия (3) и формул (11), показана на рисунке (кривая 1). Там же (кривые 2, 3) изображены построенные с помощью формул (4), (11), (12) границы областей, где величина θ не превышает значений 0.1 и 0.3 соответственно. В область промежуточных значений i кривые 1–3 экстраполированы пунктиром. Из этого рисунка видно, что существенный разогрев композита до начала развития неустойчивости возможен лишь в узкой области параметров, если $I \ll I_s$.

Расчет, аналогичный приведенному выше, для проводника с параметрами: $R_0 = 10^{-4}$ м, $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-6}$ с, $W_0 = 10^8$ Вт/м². К, $j_{\perp}/j_s = 7.5 \cdot 10^{-2}$ (ситуация, характерная для устройств на переменном токе) также показан на рисунке (кривая 4 — граница устойчивой области, кривые 5, 6 соответствуют $\theta = 0.1$ и 0.3). Видно, что область, где возможен существенный разогрев, увеличилась. Однако и в этом случае при $I \sim I_s$ переход в нормальное состояние обусловлен развитием термомагнитной неустойчивости.

Литература

- [1] Гуревич А. Вл., Минц Р. Г., Разманов А. Л. Физика сверхпроводящих композитов. М.: Наука, 1987. 234 с.
- [2] Carr W. J. AC loss and macroscopic theory of superconductors. New York: Gordon and Breach, 1983. 274 p.
- [3] Минц Р. Г., Разманов А. Л. ЖТФ, 1987, т. 57, № 10, с. 2047–2050.

Институт высоких температур
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
2 октября 1987 г.

ШИРОКОАПЕРТУРНАЯ ФОКУСИРОВКА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА С ПОМОЩЬЮ КОЛЬЦЕВОЙ РЕШЕТКИ

В. А. Киселев, С. Н. Шапошников

Для обеспечения компактности, монолитности и надежности приемных оптических устройств, осуществляющих фокусировку и детектирование внешнего излучения, целесообразно использовать интегрально-оптические волноводные структуры вместо объемных линзовых