

- [4] Haraldson S., Peterson L. // J. Phys. Chem. Sol. 1981. V. 42. P. 681-686.
- [5] Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: ИИЛ. 1956. 784 с.
- [6] Новиков В.И., Ганелин В.Я., Трусов Л.И. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 4. С. 1251-1254.
- [7] Трусов Л.И., Лаповок В.Н., Грязнов В.Г. и др. В кн.: Свойства и применение дисперсных порошков. Киев: Наукова думка, 1986. С. 98-114.
- [8] Новиков В.И., Трусов Л.И., Лаповок В.Н. и др. // Порошковая металлургия. 1984. № 3. С. 29-35.

Поступило в Редакцию
31 марта 1990 г.
В окончательной редакции
29 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 22

26 ноября 1990 г.

05.4

© 1990

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СПИНОВЫХ ВОЛН
В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-СВЕРХПРОВОДНИК
С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

Н.И. Ползикова, А.О. Раевский

Транспортный ток, текущий по пленке сверхпроводника II рода (СП), находящейся в перпендикулярном магнитном поле, приводит к движению вихрей магнитного потока. Из-за неравновесных эффектов в ядрах движущихся вихрей проводимость СП оказывается нелинейной, и на вольт-амперной характеристике (ВАХ) имеется падающий участок [1]

$$\vec{j} = \sigma(E) \vec{E} = \sigma_N \cdot \frac{H_{c2}}{B} \cdot \frac{4.04}{\sqrt{1-T/T_c}} \cdot \frac{1}{1 + E^2/E_*^2} \vec{E}, \quad (1)$$

где \vec{E} - электрическое поле в СП, σ_N - проводимость СП в нормальном состоянии, H_{c2} - верхнее критическое поле СП, B - магнитная индукция в СП, T_c - критическая температура, T - температура, $E_* = \frac{Bv_F}{c} \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \sqrt{\frac{\tau_p}{3\tau_E}}$, v_F - фермиевская скорость электронов, τ_p и τ_E - времена релаксации импульса и энергии, c - скорость света.

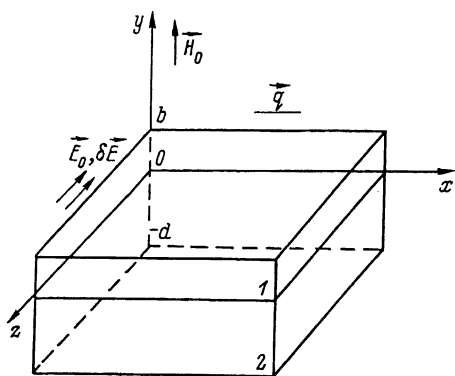


Рис. 1. Вид исследуемой структуры: 1 - сверхпроводник, 2 - феррит.

Если такая пленка является частью слоистой структуры, изображенной на рис. 1, то переменное электрическое поле спиновой волны (СВ) $\delta \vec{E}$, распространяющейся в феррите, проникая в СП, вызывает там переменный ток $\delta \vec{j}$. В линейном приближении по амплитуде СВ можно записать ($\vec{E} = \vec{E}_0 + \delta \vec{E}$, $\delta \vec{E} \parallel \vec{E}_0$, где \vec{E}_0 - статическое электрическое поле, приложенное к СП):

$$\delta \vec{j} = \left\{ \sigma(E_0) + \frac{\partial \sigma(E_0)}{\partial E_0} E_0 \right\} \delta \vec{E}. \quad (2)$$

Согласно (1) знаки $\sigma(E_0)$ и $\frac{\partial \sigma(E_0)}{\partial E_0}$ противоположны. При определенных условиях ток $\delta \vec{j}$ может оказаться противофазным вызывающему его полю $\delta \vec{E}$, в результате чего возникнет генерация колебаний. Если эта генерация достаточно велика, чтобы превысить магнитные потери в феррите, то СВ становится неустойчивой.

Инкремент СВ находится из дисперсионного уравнения, которое получается в результате совместного решения уравнения прецессии Ландау-Лифшица в безобменном приближении и уравнений Максвелла в магнитостатическом приближении. Электродинамика СП определяется величиной σ_{eff} , которая, как следует из (1) и (2), есть

$$\sigma_{eff} = \sigma_N \frac{Hc_2}{B} \cdot \frac{4.04}{\sqrt{1-T/T_c}} \cdot \frac{1-x^2}{(1+x^2)^2}, \quad x = \frac{E_0}{E_*}. \quad (3)$$

В случае тонкой пленки СП $b \ll l_{СК}(0)$ и в длинноволновом приближении $q l_{СК}(0) \ll 1$ искомое дисперсионное уравнение имеет следующий вид [2]:

$$D_0(\omega, q) - 2iK D_M(\omega, q) = 0, \quad (4)$$

где $D_0(\omega, q) = 0$ и $D_M(\omega, q) = 0$ - дисперсионные уравнения для свободной ферритовой пленки и пленки, покрытой идеальным металлом [3], $K \equiv K(E_0) = \delta / q l_{CK}^2(E_0)$, $l_{CK}(E_0) = (c^2 / 2\pi\omega\epsilon_{eff})^{1/2}$ - глубина проникновения электромагнитного поля в СП, ω и q - частота и волновое число СВ. Решение (4) в приближении тонкого слоя феррита ($\sqrt{q}d \ll 1$) есть

$$\omega(q) = \omega' + i\omega'' = \omega_H + \alpha(E_0)\omega_m - i[\beta(E_0)\omega_m - \gamma\Delta H]. \quad (5)$$

Здесь

$$\alpha(E_0) = \frac{qd}{2} \cdot \frac{2(1+x^2)^4 + K^2(0)(1-x^2)^2}{4(1+x^2)^4 + K^2(0)(1-x^2)^2}, \quad (6)$$

$$\beta(E_0) = \frac{qd}{2} \cdot \frac{(1-x^2)(1+x^2)^2 K(0)}{4(1+x^2)^4 + K^2(0)(1-x^2)^2}. \quad (7)$$

$\omega_H = \gamma(H_0 - 4\pi M_0)$, $\omega_m = \gamma 4\pi M_0$, γ - гиромагнитное отношение, ΔH - полуширина резонансной кривой, H_0 - внешнее насыщающее магнитное поле, M_0 - намагниченность насыщения феррита. Графики функций (6) и (7) изображены на рис. 2, а, б при различных значениях параметра $K(0)$.

Для развития неустойчивости необходимо выполнение условия $\omega'' < 0$. Это условие выполняется в достаточно широком ($\sim E_*$) диапазоне полей $E_1 \leq E_0 \leq E_2$. При увеличении параметра $K(0)$ область существования неустойчивости разбивается на две отдельные области (см. рис. 2, б). Следует, однако, учитывать, что уменьшение проводимости с ростом поля продолжается только до значения поля $E_{KP} = E_*(1 - T/T_c)^{-1/4}$ [1]. При дальнейшем увеличении электрического поля проводимость остается постоянной и начинается линейный подъем на ВАХ. Таким образом, область неустойчивости определяется неравенством $E_1 \leq E_0 \leq \min\{E_2, E_{KP}\}$ и может исчезать при $E_1 > E_{KP}$.

Влияние электрического поля на дисперсию СВ, как видно из рис. 2, а, наиболее заметно в области $E_0 < E_*$. Различие в поведении кривых, соответствующих различным $K(0)$, связано с нелинейной зависимостью глубины проникновения электромагнитного поля СВ в СП.

Поскольку в настоящее время большой интерес привлекают структуры, содержащие высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), то проведем оценки рассматриваемого эффекта для ВТСП типа 123 с $T_c = 93$ К, $v_F \sim 10^8$ см/с, $(\tau_p / \tau_E)^{1/2} \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ при $T = 77$ К, $B = 3 \cdot 10^3$ Гс. Тогда $E_* \sim (15-150)$ В/см, $E_{KP} \approx 1.6 E_*$. При этих значениях параметров и при $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$ см, $d = 10^{-3}$ см, $q \approx 10^2$ см $^{-1}$, $l_{CK}(0) \approx 5 \cdot 10^{-4}$ см, что соответствует $K(0) \approx 2$, электронное усиление спиновых СВ превосходит магнитные потери вплоть до значений $\Delta H \leq 10$ Э. Для феррита

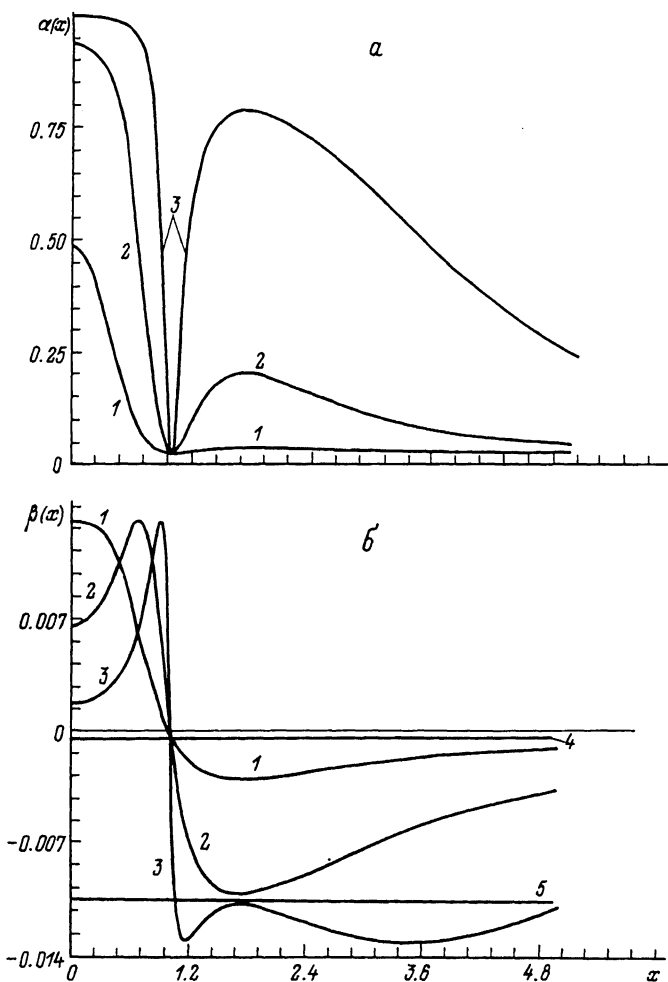


Рис. 2. Влияние электрического поля на (а) дисперсию и (б) затухание СВ при $qd=0.1$. 1 - $K(0)=2$, 2 - $K(0)=8$, 3 - $K(0)=32$, 4 - $-\Delta H/4\pi M_0$, $\Delta H=1$ э, $4\pi M_0=2400$ гс, 5 - $-\Delta H/4\pi M_0$, $\Delta H=25$ э.

типа ЖИГ с $4\pi M_0(77\text{ К})=2400$ Гс и $\Delta H(77\text{ К}) \sim 1$ Э результирующее усиление может иметь величину $\sim 10^2$ дБ/см.

Отметим, что нелинейные эффекты начинаются при значениях плотностей тока меньших или порядка необходимых для усиления СВ с помощью черенковского механизма [4]. Кроме того, в рассматриваемом механизме усиления в отличие от [4] возможно усиление быстрых СВ.

Рассмотренная здесь структура для усиления СВ имеет некоторые преимущества перед предложенной в [5], содержащей полупроводник с отрицательной дифференциальной проводимостью. Во-первых, требуемые для усиления значения волновых чисел СВ составляют $q \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$ и легко возбуждаются микрополосковыми антеннами. Во-вторых, оптимальные условия для усиления СВ могут регулироваться внешним магнитным полем.

Как видно из (3), усиление не зависит от направления вектора \vec{E}_0 и, следовательно, этот механизм может быть использован для генерации магнитных колебаний. Для этого необходимо выполнить условие

$$\beta(E_0)\omega_m l + \gamma \Delta H \cdot L + R < 0,$$

где l, L - размеры СП и феррита в направлении распространения СВ, R - потери на отражение СВ от границ структуры.

Следует отметить, что принципиально важный вопрос об устойчивости однородного состояния СП при $E_0 > E_*$ исследован недостаточно. Однако подробное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки данного сообщения.

Авторы благодарят П.Е. Зильбермана за ценные замечания и О.А. Бышевского за помощь при вычислениях.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] L a r k i n A.I., O v s h i n n i k o v Yu.N. In: Nonlinear Superconductivity / Ed. Langenberg D.N., Larkin A.I. ESP BV: Amsterdam, 1986. P.492-543.
- [2] P o l z i k o v a N.I. 1990 Digest of the Intermag Conference. Brighton UK, AP-12.
- [3] Г у р е в и ч А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [4] П о п к о в А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 5. С. 9-13.
- [5] Б е с п я т ы х Ю.И., З и л ь б е р м а н П.Е., З у б - к о в В.И. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. В. 12. С. 568-572.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР,
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
8 августа 1990 г.