

05.2; 05.4

©1994

УСИЛЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ МАГНЕТИК—СВЕРХПРОВОДНИК С НЕЛИНЕЙНОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

Н.И.Ползикова, А.О.Раевский

Рассмотрим распространение спиновой волны (СВ) с волновым вектором $\mathbf{q} = (q, 0, 0)$ и частотой ω в слое непроводящего магнетика толщины d , прилегающего к слою сверхпроводника II рода толщины b . Эта структура находится во внешнем нормальном поле $\mathbf{V}_0 = (0, V_0, 0)$ таком, что $H_{C1} < V_0 < H_{C2}$, где H_{C1} и H_{C2} — нижнее и верхнее критические поля сверхпроводника. При этом в сверхпроводнике существует решетка вихрей Абрикосова с периодом $a \cong \sqrt{B_0/\Phi_0}$, где Φ_0 — квант магнитного потока. Будем рассматривать СВ с длиной волны $\lambda = 2\pi/q \gg a$, что позволяет описывать электродинамику сверхпроводника с помощью эффективных (усредненных по периоду вихревой решетки) параметров.

Распространение СВ описывается уравнением прецессии магнитного момента в форме Ландау–Лифшица и системой уравнений Максвелла. Связь тока \mathbf{j} с электромагнитными полями \mathbf{E} и \mathbf{V} в сверхпроводнике, находящимся в смешанном состоянии, определяется из уравнений

$$\mathbf{j} = \sigma_s \left\{ \mathbf{E} - \frac{1}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{V}] \right\}, \quad (1)$$

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \eta \mathbf{v} + \mathbf{f}_p = \frac{\Phi_0}{cB} [\mathbf{j}, \mathbf{V}], \quad (2)$$

где $\sigma_s = ic^2/4\pi\Lambda^2\omega$, c — скорость света, Λ — лондоновская глубина проникновения, \mathbf{v} — скорость вихря, m — масса единицы длины вихря, η — коэффициент вязкого трения, \mathbf{f}_p — сила пиннинга. Для частот рассматриваемых СВ вклад инерционного члена в (2) пренебрежимо мал по сравнению с силой вязкого трения.

Электромагнитные поля $\delta\mathbf{V} = (\delta V_x, \delta V_y, 0)$ и $\delta\mathbf{E} = (0, 0, \delta E)$, сопровождающие колебания намагниченности, проникают в сверхпроводник и вызывают в нем переменный ток $\delta\mathbf{j} = (0, 0, \delta j)$. Если частота $\omega \ll \omega_p \sim f_p/\eta$,

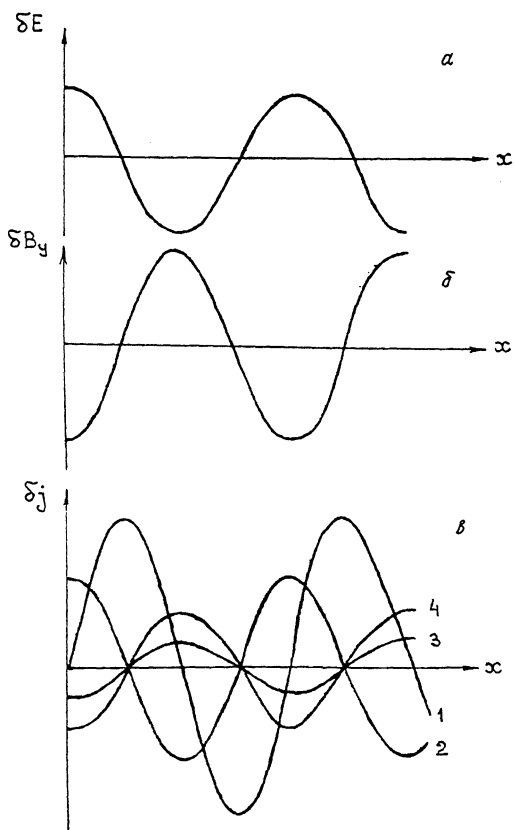


Рис. 1. Колебания электрического δE — (а) и магнитного δB_y — (б) полей, парциальных токов — (в): 1 — δj_s , 2 — δj_+ , 3 — δj_- , 4 — δj_d .

где ω_p — деппингивовая частота, то вихри неподвижны и $\delta \mathbf{j} = \delta \mathbf{j}_s = \sigma_s \delta \mathbf{E}$. Поглощаемая при этом в сверхпроводнике мощность СВ $\langle \delta \mathbf{j} \delta \mathbf{E} \rangle = 0$ (здесь угловые скобки означают усреднение по периоду СВ). Если $\omega \gg \omega_p$, то в (2) можно отбросить силу пиннинга и вихри приходят в движение со скоростью $\delta v = (\Phi_0 / c\eta) \delta j$. В линейном приближении по амплитуде СВ колебательное движение вихрей в постоянном поле B_0 приводит, как видно из (1) и (2), к соотношению $\delta j = \delta j_+ = \sigma_B \delta E$, где $\sigma_B \cong c\eta / \Phi_0 B_0^2 \ll |\sigma_s|$, и, следовательно, к поглощению энергии СВ. Пусть теперь в сверхпроводнике протекает постоянный транспортный ток с плотностью

$\mathbf{j} = (0, 0, j_0)$, причем $j_0 \gg j_p \sim c\Phi_0/f_p$, где j_p — ток пиннинга. Тогда вихри движутся со скоростью $v_0 = j_0\Phi_0/c\eta$ в направлении движения волны. Как следует из (1), это приводит к замене $\sigma_B \rightarrow \sigma_B \left(I - \frac{v_0}{v_{ph}} \right)$, где $v_{ph} = \omega/q$ — фазовая скорость СВ, что соответствует возникновению тока δj_- , противофазного току δj_+ . Если вольт-амперная характеристика (ВАХ) сверхпроводника является нелинейной, т.е. $\sigma_B \equiv \sigma_B(E) = \sigma_B(E_0 + \delta E)$, где $E_0 = j_0/\sigma_B = (v_0/c)B_0$, то возникает дополнительный линейный вклад в ток $\delta j_d = (\partial\sigma_B/\partial E_0)E_0\delta E$ (рис. 1). В результате полный ток $\delta j = \delta j_+ + \delta j_- + \delta j_d$ может быть представлен в виде $\delta j = \sigma^*\delta E$, где введена эффективная высокочастотная проводимость сверхпроводника

$$\sigma^* = \sigma_B(E_0) \left(I - \frac{v_0}{v_{ph}} + \frac{\partial\sigma_B(E_0)}{\partial E_0} \frac{E_0}{\sigma_B(E_0)} \right). \quad (3)$$

Необходимым условием возникновения неустойчивости является неравенство $\sigma^* < 0$. Как следует из (3), в случае линейной ВАХ неустойчивость возможна при $v_0 > v_{ph}$. Однако требуемые для этого токи близки к токам распаривания [1]. С другой стороны, при $(E_0/\sigma_B)(\partial\sigma_B/\partial E_0) < -1$, что означает наличие на ВАХ падающего участка (отрицательная дифференциальная проводимость); неустойчивость возможна при любой скорости движения вихрей [2]. Однако в этой области нарушается электрическая однородность сверхпроводника. Поэтому важно то, что условие $\sigma^* < 0$ может выполняться и тогда, когда ни один из упомянутых механизмов неустойчивости не работает. Для этого необходимо, чтобы ток δj_d оказался противофазным δj_+ , что соответствует сублинейной ВАХ. Таким образом, неустойчивость СВ достигается при меньших токах и в области электрической однородности сверхпроводника.

Будем считать, что толщина сверхпроводника $b \ll l(v_0)$, где $l(v_0) = c\sqrt{2\pi\omega\sigma^*}$ — глубина проникновения электромагнитных полей в сверхпроводник. Это позволяет пренебречь неоднородностью распределения плотности тока j_0 по толщине сверхпроводника и искривлением вихрей. Тогда в пределе $ql(v_0) \ll 1$ дисперсионное уравнение, получаемое из стандартных электродинамических граничных условий, имеет следующий вид [3]

$$D_0(\omega, q) - iK(v_0)D_m(\omega, q) = 0, \quad (4)$$

где $K(v_0) = 2b/ql^2(v_0)$, $D_0(\omega, q) = 0$ и $D_m(\omega, q) = 0$ — дисперсионные уравнения для свободной пленки магнетика и для

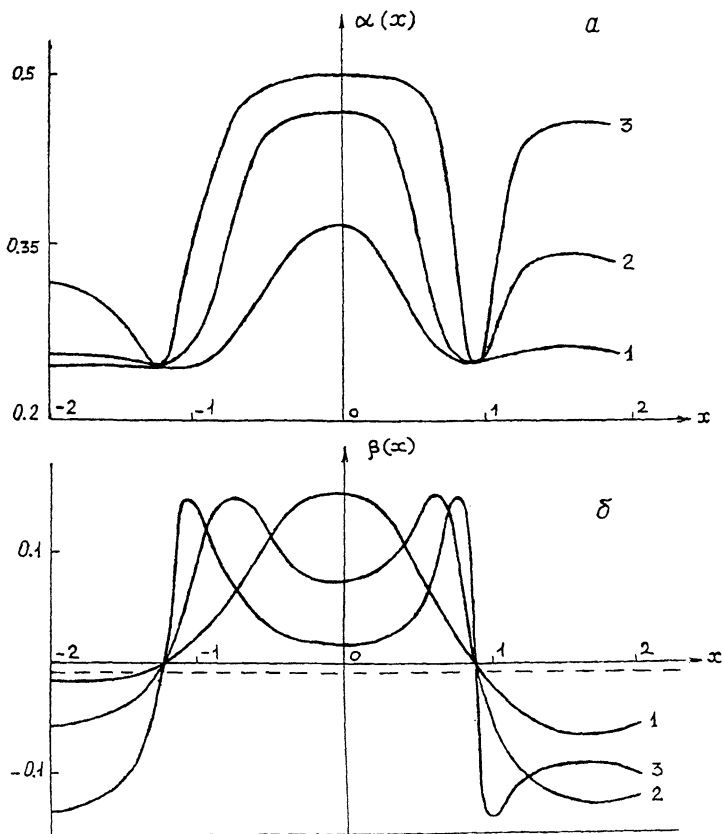


Рис. 2. Влияние электрического поля на дисперсию $\alpha(x)$ — (а) и поглощение $\beta(x)$ — (б) спиновой волны:

1 — $K(0) = 2$, 2 — $K(0) = 8$, 3 — $K(0) = 32$, пунктир: $-\gamma\Delta H/\omega_m$.

пленки магнетика, покрытой идеальным металлом, соответственно. Для тонкого слоя магнетика ($\sqrt{qd} \ll 1$) решение (4) получается в явном виде

$$\omega = \omega' + i\omega'' = \omega_H + \frac{qd}{2}\alpha(v_0)\omega_m - i\left[\frac{qd}{2}\beta(v_0)\omega_m + \gamma\Delta H\right], \quad (5)$$

где $\omega_H = \gamma(B_0 - 4\pi M_0)$, $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$; M_0 и ΔH — намагниченность насыщения и полуширина резонансной кривой

магнетика соответственно,

$$\alpha(v_0) = \frac{2 + \left[K(0) \frac{\sigma^*}{\sigma_B(E_0)} \right]^2}{4 + \left[K(0) \frac{\sigma^*}{\sigma_B(E_0)} \right]^2}, \quad (6)$$

$$\beta(v_0) = \frac{K(0) \frac{\sigma^*}{\sigma_B(E_0)}}{4 + \left[K(0) \frac{\sigma^*}{\sigma_B(E_0)} \right]^2}. \quad (7)$$

Как видно из (2), условием усиления является

$$-\beta(v_0) \geq \frac{2\gamma \Delta H}{qd\omega}. \quad (8)$$

Для определенности рассмотрим нелинейность ВАХ сверхпроводника, возникающую из-за неравновесных процессов в корах движущихся вихрей [4,5]. Согласно [4], коэффициент вязкого трения, а следовательно, и проводимость сверхпроводника, зависят от электрического поля как $\eta(E) = \eta(0)/(1 + E^2/E_*^2)$, где $E_* = (B_0 v_F/c) \sqrt{(1 - T/T_c) \tau_p/3\tau_\epsilon}$, v_F — фермиевская скорость электронов, T — температура, T_c — температура перехода, τ_p и τ_ϵ — времена релаксации импульса и энергии соответственно. Тогда

$$\frac{\sigma^*}{\sigma_B(E_0)} = \frac{(1 - x^2) - \zeta x(1 + x^2)}{(1 + x^2)^2}, \quad (9)$$

где $x = E_0/E_*$, $\zeta = v_0(E_*)/v_{ph}$.

На рис. 2 приведены графики функций $\alpha(x)$ и $\beta(x)$, построенные с учетом (9), при $\zeta = 0.2$. Как видно из рис. 2, б, условие усиления (8) выполняется в диапазоне полей $\leq E_*$, что соответствует области электрической стабильности образца и токам, значительно меньшим тока распаривания.

Приведем оценки рассматриваемого эффекта для высокотемпературного сверхпроводника типа 123 с $T_c = 93$ К, $v_F \sim 10^8$ см/с, $\tau_p/\tau_\epsilon \sim (10^{-4} - 10^{-2})$ при $T = 77$ К и $B_0 = 3 \cdot 10^3$ Гс. Тогда $E_* \sim (15 - 150)$ В/см. При таких значениях параметров и при $b = 5 \cdot 10^{-5}$ см, $d = 10^{-3}$ см, $q \sim 10^2$ см $^{-1}$ получаем $1(0) \sim 5 \cdot 10^{-5}$ см, что соответствует $K(0) \cong 2$. Для магнетика типа железо-иттриевого граната с $4\pi M_0(77 \text{ К}) = 2400$ Гс и $\Delta H(77 \text{ К}) \leq 1$ Э результирующее усиление может иметь величину от единиц до 10^2 дБ/см.

Функция $\alpha(x)$ фактически описывает изменение групповой скорости СВ $v_{gr} \cong \omega_m d\alpha(x)/2$ в зависимости от приложенного электрического поля. Максимальное изменение $[v_{gr}(E_0) - v_{gr}(0)]/v_{gr}(0) \cong 1$ достигается при больших $K(0)$ и при $E_0 < E_*$. Экспериментальное наблюдение такого изменения явилось бы прямым подтверждением развитых здесь теоретических представлений о взаимодействии СВ с вихрями магнитного потока в сверхпроводнике.

Авторы выражают благодарность П.Е. Зильберману и Э.М. Эпштейну за дискуссии и полезные критические замечания.

Список литературы

- [1] Попков А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 5. С. 9-15.
- [2] Ползикова Н.И., Раевский А.О. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 22. С. 59-63.
- [3] Polzikova N.I., Raevskii A.O. // J. of Advanced Science. 1992. V. 4. N 3. P. 197-203.
- [4] Larkin A.I., Ovchinnikov Yu.N. In: Nonequilibrium Superconductivity / Ed. by D.N. Langenberg and A.I. Larkin. Amsterdam, 1986. P. 493-542.
- [5] Мусиенко Д.Е., Дмитренко И.М., Волоцкая В.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. В. 10. С. 603-606.

Институт радиотехники
и электроники
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
29 апреля 1994 г.