УДК 537.312.62:538.32

ДИСПЕРСИЯ И ЗАТУХАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК–СВЕРХПРОВОДНИК ВТОРОГО РОДА

Ю.И.Беспятых, В.Василевский[1], *М.Гайдек*[2], *А.Д.Симонов, В.Д.Харитонов*

В лондоновском приближении рассмотрено взаимодействие поверхностных магнитостатических волн с вихрями Абрикосова в структуре ферромагнетик–сверхпроводник. Показано, что это взаимодействие приводит к затуханию волн, величина которого в реальной ситуации может составлять $\Delta H \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ Э, что сравнимо с собственными потерями волн в изолированном ферромагнетике.

В настоящее время проблема использования уникальных свойств высокотемпературных сверхпроводников второго рода в спин-волновой электронике стала весьма актуальной [1]. Как известно, основное состояние сверхпроводника второго рода в интервале полей подмагничивания $H_{C1} < H_e < H_{C2}$ (H_{C1} и H_{C2} — нижнее и верхнее критические поля соответственно) является смешанным и представляет собой решетку вихрей Абрикосова, периодом которой можно управлять, меняя величину поля подмагничивания H_e. Обычно $H_{C1} \sim 10 \div 10^2$ Э, а H_{C2} может достигать значений $\sim 10^6$ Э. Период решетки вихрей при значениях поля подмагничивания, обычных в технике ферритов, составляет 10^{-2} мкм и соответствует диапазону длин волн, используемых в спин-волновой электронике. В связи с этим исследование взаимодействия спиновых волн с абрикосовскими вихрями в структурах ферромагнетик–сверхпроводник представляет значительный интерес. Теоретические работы в этом направлении имеются, однако почти все они выполнены в континуальном приближении для решетки вихрей (исключение составляют лишь немногие работы, например [2–5]). Между тем уже в работе [6] было показано, что в СВЧ диапазоне нельзя пренебрегать поверхностными эффектами, так что континуальная модель вихревой решетки неприменима.

Целью настоящей работы является последовательный учет влияния вихрей Абрикосова на характер распространения магнитостатических волн в гибридных структурах ферромагнетик–сверхпроводник.

---

[1] Высшая инженерная школа, г.Радом, Польская Республика.
[2] Политехнический институт, г.Кельце, Польская Республика.

1. Постановка задачи и вывод основных уравнений

Рассмотрим структуру, состоящую из ферромагнитного ($-l-L<y<-l$), диэлектрического ($-l < y < 0$) слоев и сверхпроводящего полупространства ($y > 0$), считая при этом, что диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика $\varepsilon_d = \mu_d = 1$. Пусть ферромагнетик обладает одноосной магнитной анизотропией с константой анизотропии β и осью $\mathbf{n}_A$, перпендикулярной поверхностям слоев, $\mathbf{n}_A \parallel \mathbf{n}_y$. Структура находится в касательном поле подмагничивания $\mathbf{H}_e \parallel \mathbf{n}_z$, превышающем поле насыщения изолированного ферромагнетика. Далее рассматриваем интервал полей подмагничивания $H_{C1} \ll H_e \ll H_{C2}$, так что для описания основного состояния и динамики магнитного потока в сверхпроводнике применимо лондоновское приближение.

Свободная энергия системы F может быть представлена как сумма свободных энергий ферромагнетика F_f, сверхпроводника F_s и энергии магнитного поля в окружающем их пространстве F_v

$$F = F_f + F_s + F_v,$$

$$F_f = \int\limits_{V_f} dv \left[\frac{1}{8\pi}H^2 - \frac{\beta}{2}M_y^2 + \frac{\alpha}{2}(\nabla\mathbf{M})^2\right],$$

$$F_s = \frac{1}{8\pi}\int\limits_{V_f} dv \left[H^2 + \lambda_L^2(\operatorname{rot}\mathbf{H})^2\right], \quad F_v = \frac{1}{8\pi}\int\limits_{V_v} dv H^2, \tag{1}$$

где $\mathbf{H}$ — магнитное поле в системе; $\mathbf{M}$ — намагниченность; α — константа неоднородного обмена в ферромагнетике; λ_L — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник; V_f, V_s и V_v — объемы ферромагнетика, сверхпроводника и окружающего их пространства соответственно.

Термодинамический потенциал Гиббса $\mathcal{G}$ системы

$$\mathcal{G} = F + \frac{1}{8\pi}\int\limits_{V} dv\mathbf{H}_e(\mathbf{H}_e - 2\mathbf{B}) \tag{2}$$

минимален, если система находится в основном состоянии, и имеет экстремум, если система пребывает в устойчивом метастабильном состоянии. Магнитная индукция $\mathbf{B}$ в подынтегральном выражении (2) равна $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$ в ферромагнетике и $\mathbf{B} = \mathbf{H}$ вне ферромагнетика. Интегрирование в (2) ведется по полному объему системы V. Форма (2) термодинамического потенциала сверхпроводника отличается от общепринятой на постоянную величину

$$\frac{1}{8\pi}\int\limits_{V_s} dv\mathbf{H}_e^2,$$

исчезающую при варьировании по полю и намагниченности.

Основное состояние сверхпроводящей пластины толщиной, много большей λ_L, в касательном поле подмагничивания детально исследовалось в работе [7]. Было показано, что оси вихрей параллельны полю подмагничивания $\mathbf{H}_e$. Координаты осей невозмущенных вихрей равны

$$\tilde{x}_{ps} = sd + \frac{1}{4}[1 + (-1)^p]d, \quad \tilde{y}_{ps} = \tilde{y}_p, \tag{3}$$

где $p = 1, 2, 3, \ldots$ — номер слоя, $s = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$ — номер вихря в слое.

В рассматриваемой области полей $H_{C1} \ll H \ll H_{C2}$ вихри образуют практически идеальную треугольную решетку, так что расстояние между соседними слоями вихрей связано с расстоянием d между соседними вихрями в слое соотношением $\tilde{y}_{p+1} - \tilde{y}_p \approx d\sqrt{3}/2$. Поскольку система вихрей изолированного сверхпроводника не создает поля вне его, а намагниченность в однородном по координатам x, z основном состоянии изолированного ферромагнетика не создает полей рассеяния, основное состояние каждого из слоев гибридной структуры не отличается от основного состояния изолированных слоев.

Так как основное состояние системы известно, перейдем к анализу свойств слабых возбуждений системы. Пусть оси вихрей в сверхпроводнике испытывают малые двумерные смещения от равновесного положения, так что координаты их выражаются формулами

$$x_{ps} = \tilde{x}_{ps} + u^x_{ps}(z,t), \quad y_{ps} = \tilde{y}_{ps} + u^y_{ps}(z,t), \tag{4}$$

и имеются малые отклонения магнитного поля $\mathbf{h}$ и намагниченности $\mathbf{m}$ от равновесных значений $\mathbf{H}_0$, $\mathbf{M}_0$ соответственно

$$\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}, \qquad \mathbf{M}_0 = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}. \tag{5}$$

Полное магнитное поле в структуре есть сумма внешнего поля и полей, создаваемых вихрями и намагниченностью. Поле в сверхпроводнике удовлетворяет уравнению Лондонов

$$\mathbf{H} + \lambda_L^2 \operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{H} = \Phi_0 \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} (\mathbf{n}_z + \partial \mathbf{u}_{ps}/\partial z)\delta(x - x_{ps})\delta(y - y_{ps}) \tag{6}$$

(где $\Phi_0 = \pi\hbar c/e \cong 2 \cdot 10^{-7}$ Гс $\cdot$ см^2 — квант магнитного потока), а вне сверхпроводника — уравнениям магнитостатики

$$\mathbf{H} = \operatorname{grad}\Phi, \qquad \Delta\Phi = -4\pi \operatorname{div}\mathbf{M}. \tag{7}$$

Кроме того, на границах раздела сред должны выполняться условия непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля и нормальной составляющей магнитной индукции. Нахождение поля из уравнений (6), (7) и подстановка выражения для него в (2) позволяют вычислить потенциал $\mathcal{G}$ как функцию возмущений намагниченности $\mathbf{m}$ и смещений осей вихрей $\mathbf{u}_{ps}$. При этом, поскольку магнитное поле имеет особенности вблизи осей вихрей, при вычислении $\mathcal{G}$ производится обрезание интегралов, аналогичное проделанному в [8]. После преобразований с учетом (6), (7) и граничных условий выражение для $\mathcal{G}$ приобретает вид

$$\mathcal{G} = \frac{\Phi_0}{8\pi}\sum_{p=1}^{\infty}\sum_{s=-\infty}^{+\infty}\int_0^{\infty} dz\,[\mathbf{H}(z,x_{ps},y_{ps})(\mathbf{n}_z + \partial\mathbf{u}_{ps}/\partial z) - 2\mathbf{H}_2] +$$

$$+\frac{\lambda_L^2}{4\pi}\int_{S_0} d\mathbf{s}[\mathrm{rot}\,\mathbf{H},\mathbf{H}_e] + \int_{V_f} dv\left[-\mathbf{H}_e\mathbf{M} - \frac{1}{2}(\mathbf{H}-\mathbf{H}_e)\mathbf{M} - \frac{\beta}{2}M_y^2 + \frac{\alpha}{2}(\nabla\mathbf{M}^2)\right], \tag{8}$$

причем поле $\mathbf{H}(z,x_{ps},y_{ps})$ в подынтегральном выражении (8) следует брать не на оси ps-вихря, а на расстоянии ξ от нее ($\xi \ll \lambda_L$ — корреляционный радиус параметра порядка в сверхпроводнике); S_0 — поверхность сверхпроводника.

Далее, поскольку невозмущенное состояние системы обладает трансляционной симметрией в плоскости xz, удобно использовать Фурье-представление для магнитного поля, намагниченности и смещений осей вихрей

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(y)\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp),$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{k}\mathbf{M}_{\mathbf{k}}(y)\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp),$$

$$\mathbf{u}_{ps}(z) = \frac{d}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty} dk_z\exp(ik_z z)\int_{-\pi/d}^{\pi/d} dk_x\mathbf{u}_{p\mathbf{k}}\exp(ik_x ds),$$

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{r}_\perp\mathbf{H}(\mathbf{r})\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp),$$

$$\mathbf{M}_{\mathbf{k}}(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\mathbf{r}_\perp\mathbf{M}(\mathbf{r})\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp),$$

$$\mathbf{u}_{p\mathbf{k}} = \int_{-\infty}^{\infty} dz\exp(-ik_z z)\sum_{s=-\infty}^{+\infty}\mathbf{u}_{ps}(z)\exp(-ik_x ds), \tag{9}$$

где

$$\mathbf{r}_\perp = \{x, 0, z\}.$$

Не приводя громоздких вычислений магнитного поля в структуре, запишем окончательное выражение для потенциала системы (мы опускаем энергию основного состояния)

$$\mathcal{G} = \mathcal{G}_M + \mathcal{G}_u + \mathcal{G}_{int}, \tag{10}$$

где энергия возбуждений намагниченности

$$\mathcal{G}_M = \frac{1}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k} \int\limits_{-l-L}^{-l} dy \Bigg\{ \frac{H_e}{M_0}\mathbf{m}_\mathbf{k}\mathbf{m}_{-\mathbf{k}} + 4\pi \mathbf{m}_\mathbf{k}^y \mathbf{m}_{-\mathbf{k}}^y + 2\pi \int\limits_{-l-L}^{-l} dy' \times$$

$$\times \Bigg\{ \left[\frac{k_x^2}{k}\mathbf{m}_\mathbf{k}^{x'}\mathbf{m}_{-\mathbf{k}}^x - k\mathbf{m}_\mathbf{k}^y\mathbf{m}_{-\mathbf{k}}^y + 2ik_x\mathbf{m}_\mathbf{k}^{x'}\mathbf{m}_{-\mathbf{k}}^y \mathrm{sgn}(y-y') \right] \times$$

$$\times \exp(-k|y-y'|) + \frac{a_\mathbf{k}-k}{a_\mathbf{k}+k}\left(\frac{k_x^2}{k}\mathbf{m}_\mathbf{k}^{x'}\mathbf{m}_{-\mathbf{k}}^x + k\mathbf{m}_\mathbf{k}^{y'}\mathbf{m}_{-\mathbf{k}}^y - 2ik_x\mathbf{m}_\mathbf{k}^{x'}\mathbf{m}_{-\mathbf{k}}^y \right) \times$$

$$\times \exp(k(y+y')) \Bigg\} + \beta \mathbf{m}_\mathbf{k}^y\mathbf{m}_{-\mathbf{k}}^y + \alpha\left[k^2(\mathbf{m}_\mathbf{k}\mathbf{m}_{-\mathbf{k}}) + \frac{d\mathbf{m}_\mathbf{k}}{dy}\frac{d\mathbf{m}_{-\mathbf{k}}}{dy} \right] \Bigg\}, \tag{11}$$

упругая энергия возбуждений решетки вихрей

$$\mathcal{G}_u = \int\limits_{-\infty}^{\infty} dk_z \int\limits_{-\pi/d}^{\pi/d} dk_x \sum_{p,p'=1}^{\infty} \Big(\Phi_{pp'\mathbf{k}}^{xx} u_{p\mathbf{k}}^x u_{p',-\mathbf{k}}^x + \Phi_{pp'\mathbf{k}}^{yy} u_{p\mathbf{k}}^y u_{p',-\mathbf{k}}^y +$$

$$+ \Phi_{pp'\mathbf{k}}^{xy} u_{p\mathbf{k}}^x u_{p',-\mathbf{k}}^y \Big), \tag{12}$$

энергия взаимодействия упругой и спиновой подсистем

$$\mathcal{G}_{int} = \frac{\Phi_0}{4\pi^2\lambda^2}\int\limits_{\infty}^{\infty} d\mathbf{k} \sum_{p=1}^{\infty} \exp(ik_x\tilde{x}_{p0} - a_\mathbf{k}\tilde{y}_p)\left(\frac{k_z}{a_\mathbf{k}+k} \right) \times$$

$$\times \int\limits_{-l-L}^{-l} dy \left(\frac{k_x}{k} m_\mathbf{k}^x + im_\mathbf{k}^y \right) u_{p,-\mathbf{k}}^y \exp(ky), \tag{13}$$

$$a_\mathbf{k} = \sqrt{k^2 + \lambda_L^{-2}}, \quad \mathbf{m}'_\mathbf{k} = \mathbf{m}_\mathbf{k}(y').$$

Далее мы будем интересоваться распространением спиновых волн в СВЧ диапазоне. В этой области частот вязкость вихрей велика, так что можно пренебречь упругой энергией вихревой решетки (поэтому мы не будем приводить здесь полученных нами компонент упругого тензора $\Phi_{pp'\mathbf{k}}^{ij}$), а также пиннингом.

Потенциал $\mathcal{G}$ играет роль гамильтониана системы. Отсюда можно обычным образом записать динамические уравнения для намагниченности [9]. При написании же динамических уравнений для смещений вихрей учтем, что инерционностью вихрей в СВЧ диапазоне можно пренебречь

[10]. Тогда уравнения для $\mathbf{u}_{p\mathbf{k}}$ получаются из условия равенства нулю полной силы, действующей на элемент длины вихря

$$\mathbf{f}_{int} + \mathbf{f}_{mp} = 0, \tag{14}$$

где $\mathbf{f}_{int} = -\delta\mathcal{G}_{int}/\delta\mathbf{u}$ отвечает взаимодействию вихрей с магнитной подсистемой, а сила трения $\mathbf{f}_{mp} = -\delta W_s/\delta\dot{\mathbf{u}}_s$ (где W_s — диссипативная функция сверхпроводника) описывает собственные потери в сверхпроводнике.

Используя приведенное в работе [6] выражение, нетрудно показать, что в интервале полей $H_e \ll H_{C2}$ диссипативная функция системы вихрей W_s сводится к сумме диссипативных функций отдельных вихрей и может быть записана в виде

$$W_s = W_0 \frac{d}{4\pi^2} \sum_{p=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k_z \int_{-\pi/d}^{\pi/d} dk_x \left(\dot{\mathbf{u}}_{p\mathbf{k}} \dot{\mathbf{u}}_{p',-\mathbf{k}}\right), \tag{15}$$

где коэффициент вязкости W_0 выражается через феноменологические параметры, $W_0 = \Phi_0 H_{C2}/\rho c^2$ (ρ — удельное сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии) или микроскопические параметры сверхпроводника. В частности, для сверхпроводников второго рода с большой концентрацией парамагнитных примесей

$$W_0 = \frac{\pi^5}{28\zeta(3)} \left[1 - \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{K_0(1/2\sqrt{3})}{K_1(1/2\sqrt{3})}\right] \frac{\hbar\tau_s n_e}{mD_0}(T_c - T). \tag{16}$$

Здесь τ_s^{-1} — частота столкновений с переворотом спина электрона, n_e — концентрация электронов проводимости, m — масса электрона, D_0 — константа диффузии, T_c — температура Кюри сверхпроводника, $\zeta(x)$ — дзета-функция Римана, $K_n(x)$ — модифицированные функции Бесселя 3-го рода.

На основе полученных в этом разделе уравнений рассмотрим далее влияние сверхпроводника (включая его вихревую структуру) на дисперсию и затухание поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в структуре ферромагнетик–диэлектрик–сверхпроводник.

2. Дисперсия и затухание ПМСВ

Далее мы будем рассматривать достаточно толстые пластины ферромагнетика $L \gg \sqrt{\alpha}$ (α — константа неоднородного обмена), когда справедливо дипольное приближение. Отметим, кроме того, что во всех разработанных к настоящему времени технологиях приготовления гибридных структур между сверхпроводником и ферритом всегда существует зазор $l \gg d$. Учет этого обстоятельства существенно упрощает расчет дисперсии и затухания ПМСВ (см. ниже).

Удобно производить дальнейшие вычисления в терминах нормальных мод ферромагнетика в структуре ферромагнетик–диэлектрик–безвихревой сверхпроводник; эти моды можно получить из магнитной энергии (11). Для этого перейдем к операторам спиновых отклонений $a^+_{\mathbf{k}}, a_{\mathbf{k}}$.

$$m^x_{\mathbf{k}} = \frac{1}{2}\sqrt{2\mu_0 M_0}(a^+_{\mathbf{k}} + a_{\mathbf{k}}),$$

$$m^y_{\mathbf{k}} = \frac{1}{2i}\sqrt{2\mu_0 M_0}(a^+_{-\mathbf{k}} - a_{\mathbf{k}}) \tag{17}$$

и далее — к операторам $C^+_{\mathbf{k}\eta}$, $C_{\mathbf{k}\eta}$ рождения и уничтожения магнонов в пластине ферромагнетика

$$a^+_{\mathbf{k}}(y) = \sum_\eta \left[u_{\mathbf{k}\eta}(y)C_{\mathbf{k}\eta} + v^*_{-\mathbf{k}\eta}(y)C^+_{-\mathbf{k}\eta}\right],$$

$$a_{\mathbf{k}}(y) = \sum_\eta \left[u^*_{\mathbf{k}\eta}(y)C^+_{\mathbf{k}\eta} + v_{-\mathbf{k}\eta}(y)C_{-\mathbf{k}\eta}\right], \tag{18}$$

где η — номер собственного колебания. Из уравнений движения для $C^+_{\mathbf{k}\eta}$, $C_{\mathbf{k}\eta}$ с магнитной энергией (11) легко получить спектр поверхностных и объемных МСВ (обменную энергию и анизотропию не учитываем). Закон дисперсии ПМСВ буквенно тот же, что и для структуры ферромагнетик–вакуум [11]

$$\omega^2_{s\mathbf{k}} = \omega_H(\omega_H + \omega_M) + \omega_H\omega_M k^2 \cos^2\varphi/(q^2 - k^2). \tag{19}$$

Здесь $\omega_{H=\gamma H_e}$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ — гиромагнитное отношение, φ — угол между волновым вектором $\mathbf{k}$ и полем $\mathbf{H}_e$. Постоянная же распространения волны оказывается, естественно, другой. Мы приведем здесь выражение для нее в частном случае $l = 0$

$$\operatorname{th} qL = 2\omega_H qk\cos^2\varphi/\Big\{\left(\omega_M\sin^2\varphi - \omega_H\cos^2\varphi\right)q^2 - \left(\omega_M\sin^2\varphi + \omega_H\cos^2\varphi\right)k^2 -$$

$$-V_{\mathbf{k}}k^2\left[\omega\sin\varphi + \omega_H(1+\sin^2\varphi) + \omega_M\sin^2\varphi\right]\Big\}. \tag{20}$$

При $V_{\mathbf{k}} = (a_{\mathbf{k}} - k)/(a_{\mathbf{k}} + k) \to 0$ выражение (20) переходит в обычное выражение [12] для структуры ферромагнетик–вакуум. При $V_{\mathbf{k}} \to 1$ (идеальный металл) формула (20) переходит в известные выражения [12,13]. Нами найдены также волновые функции $u_{\mathbf{k}\eta}$, $v_{\mathbf{k}\eta}$; при $l = 0$ они совпадают со случаем контакта феррита с вакуумом, рассмотренным в [14].

С учетом (17), (18) получаем следующее выражение для энергии взаимодействия магнонов с вихрями:

$$\mathcal{G}_{int} = \sum_\eta \sum_{p=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \int_{-\pi/d}^{\pi/d} dk_x \left(u^y_{p,-\mathbf{k}}C_{\mathbf{k}\eta}A_{p\mathbf{k}\eta} + u^{*y}_{p,-\mathbf{k}}C^+_{\mathbf{k}\eta}A^*_{p\mathbf{k}\eta}\right), \tag{21}$$

где константа «магнитоупругой связи» $A_{p\mathbf{k}\eta}$ равна

$$A_{p\mathbf{k}\eta} = \frac{\Phi_0}{8\pi^2\lambda_L^2}\sqrt{2\mu_0 M_0}\sum_{\mathbf{g}} \exp\left[i(k_x + \mathrm{g})\tilde{x}_{p0} - a_{\mathbf{k}+\mathbf{g}}\tilde{y}_p\right]\left(\frac{k_z}{a_{\mathbf{k}+\mathbf{g}} + |\mathbf{k}+\mathbf{g}|}\right)\times$$

$$\times \int\limits_{-l-L}^{-l} dy\,[v_{\mathbf{k}\eta}(\sin\varphi_{\mathbf{g}}+1)+u_{\mathbf{k}\eta}(\sin\varphi_{\mathbf{g}}-1)]\exp(y|\mathbf{k}+\mathbf{g}|), \tag{22}$$

$$\sin\varphi_{\mathbf{g}} = (k_x+\mathrm{g})/|\mathbf{k}+\mathbf{g}|, \quad \mathbf{g} = \frac{2\pi m}{d}\mathbf{n}_x, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots.$$

Как показывает анализ выражения (22), при вычислении величины $A_{p\mathbf{k}\eta}$ при условии $l \gg d$ можно пренебречь процессами переброса (т.е. опустить суммирование по $\mathbf{g}$). С другой стороны, поскольку $kl \ll 1$, $lL^{-1} \ll 1$, во всех дальнейших формулах можно положить $l = 0$.

Для нахождения поправки к частоте $\omega_{s\mathbf{k}}$ ПМСВ, обусловленной взаимодействием магнонов с движущимися вихрями, запишем с помощью (11), (21) уравнения движения для $C_{\mathbf{k}\eta}$, $C^{+}_{\mathbf{k}\eta}$, $u_{p\mathbf{k}}$ (мы полагаем $C \sim \exp(-i\omega t)$, $C^{+} \sim \exp(i\omega t)$, $u \sim \exp(-i\omega t)$)

$$-\hbar\omega_{\mathbf{k}\eta} = -\hbar\omega_{\mathbf{k}\eta}C_{\mathbf{k}\eta} - \sum_p A^{*}_{p\mathbf{k}\eta}u^{y}_{p\mathbf{k}},$$

$$\hbar\omega C^{+}_{-\mathbf{k}\eta} = \hbar\omega_{-\mathbf{k}\eta}C^{+}_{-\mathbf{k}\eta} + \sum_p A^{*}_{p,-\mathbf{k}\eta}u^{y}_{p\mathbf{k}},$$

$$-i\frac{W_0 d}{4\pi^2}\omega u^{y}_{p\mathbf{k}} + \sum_\eta \left(A_{p\mathbf{k}\eta}C_{\mathbf{k}\eta} + A^{*}_{p,-\mathbf{k}\eta}C^{+}_{-\mathbf{k}\eta}\right) = 0. \tag{23}$$

Сравнивая последнее из уравнений (23) с модельным уравнением движения одиночного вихря [10], видим, что фактически наше уравнение отличается от модельного более детальным видом силы Лоренца, учитывающим как наличие границы раздела ферромагнетик–сверхпроводник, так и структуру МСВ.

Из уравнений (23) следует, что в нашем приближении (напомним, что мы не учитывали упругой энергии вихревой решетки, интересуясь СВЧ диапазоном) движение вихрей приводит к чисто мнимой поправке к частоте ПМСВ, т.е. к затуханию $\Gamma_{\mathbf{k}}$, равному

$$\Gamma_{\mathbf{k}} \approx \frac{1}{\hbar W_0 \omega_{s\mathbf{k}}}\sum_{p=1}^{\infty}|A_{p\mathbf{k}s}|^2. \tag{24}$$

При этом, поскольку поверхностная и объемная МСВ разделены энергетической щелью, вторичная МСВ, образующаяся в результате рассеяния ПМСВ на вихрях, также будет поверхностной. Вкладом же движения вихрей в сдвиг частоты $\omega_{s\mathbf{k}}$ в нашем приближении можно пренебречь. Отметим, что поправка к частоте, обусловленная рассеянием ПМСВ на неподвижных вихрях, была вычислена нами в [15]. Как видно из (22), «магнитоупругая» константа $A_{p\mathbf{k}s}$ равна нулю при $\varphi = 0$, когда ПМСВ распространяется перпендикулярно к полю $\mathbf{H}_e$. Иными словами, в такой геометрии, как и должно быть, равна нулю сила Лоренца, действующая на вихри со стороны ПМСВ. С другой стороны, при приближении к углу отсечки ПМСВ волновое число $q \to \infty$ и связь волны с вихрями падает, так что вихревое затухание $\Gamma_{\mathbf{k}}$ как функция φ имеет максимум при некотором угле φ_m. На это обстоятельство было указано в работе [15], а в работе [16] такая зависимость, по-видимому, экспериментально наблюдалась. Оценки с помощью (22), (24) дают следующее выражение для затухания при $\varphi \sim \varphi_m$:

$$\Gamma_{\mathbf{k}} \approx \frac{1}{16\pi^3}\left(\frac{\Phi_0^2}{W_0 d^3 L}\right)\left(\frac{\omega_M}{\omega_{s\mathbf{k}}}\right)\left(\frac{d}{\lambda_L}\right)^2 \times$$

$$\times \frac{kL}{\left(\exp\left(\sqrt{3}d/\lambda_L\right)-1\right)}\begin{cases} kL, & kL \ll 1, \\ \exp(-kL), & kL \gg 1. \end{cases} \qquad (25)$$

Аналитическое выражение для величины φ_m удается получить лишь для случая пленки сверхпроводника толщиной, много меньшей длины ПМСВ [15,16]. Из последней формулы видно, что затухание $\Gamma_{\mathbf{k}}$ как функция параметра $\delta = \sqrt{3}d/\lambda_L$ в свою очередь имеет максимум при $\delta \sim 1$, обращаясь в нуль как при $\delta \to 0$ (структура ферромагнетик–вакуум), так и при $\delta \to 0$ (ферромагнетик–идеальный металл).

Сделаем с помощью (25) численные оценки величины $\Gamma_{\mathbf{k}}$ для структуры из высокотемпературного сверхпроводника $(La_{0.9}Sr_{0.1})_2CuO_4$ (его характеристики приведены в [17]: $\rho = 0.55$ мОм $\cdot$ см, $H_{C2} = 5.3 \cdot 10^5$ Э, $\lambda_L = 2500$ Å, $\varkappa = 120$) и пленки ЖИГ ($4\pi M_0 = 1750$ Гс). Полагая в (25) $k = 10^3$ см$^{-1}$, $L = 10^{-4}$ см (тонкая пленка магнетика) и взяв $H \approx 500$ Э (чтобы было $\delta \sim 1$), получаем, что относительное вихревое затухание $\Gamma_{\mathbf{k}}/\omega_{s\mathbf{k}}$ может составлять 10^{-4}–10^{-5}, что соответствует ширине линии $\Delta H_{\mathbf{k}} \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$ Э. Таким образом, вихревое затухание ПМСВ может оказаться сравнимым с собственным затуханием волны, обусловленным процессами релаксации в изолированном ферромагнетике.

В случае отсутствия зазора между ферромагнетиком и сверхпроводником характер распространения ПМСВ принципиально меняется. Во-первых, существенную роль начинают играть процессы переброса, вследствие которых возникает пересечение ветвей в спектре спиновых волн, что может привести к резонансной частотной зависимости вихревого затухания спиновых волн. Во-вторых, возрастает амплитуда вторичных коротких спиновых волн, т.е. увеличиваются потери на излучение, причем вклад в эти потери могут давать и процессы переброса (эта ситуация аналогична рассмотренной в работе [18]). Эти эффекты, однако, не рассматриваются нами подробно, так как в реальных гибридных структурах зазор всегда существует.

Список литературы

[1] Альтман А.Б., Лебедь Б.М., Никифоров А.В., Яковлев И.А., Яковлев С.В. // ФХТ. 1990. Т. 3. № 10. Ч. 1. С. 2205–2216.
[2] Царевский С.Л. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 5. С. 1903–1912.
[3] Мериакри С.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 11. С. 64–69.
[4] Беспятых Ю.И., Василевский В., Гайдек М., Симонов А.Д., Харитонов В.Д. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 5. С. 1545–1552.
[5] Беспятых Ю.И., Симонов А.Д., Харитонов В.Д. // ФММ. 1992. № 4. С. 87–98.
[6] Горьков Л.П., Копнин Н.Б. // УФН. 1975. Т. 116. № 3. С. 413–448.
[7] Шмидт В.В. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 1(7). С. 398–413.

[8] Шмидт В.В., Мктрчян Г.С. // УФН. 1974. Т. 112. № 3. С. 458–490.
[9] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
[10] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982. 240 с.
[11] Беспятых Ю.И., Зубков В.И., Тарасенко В.В. // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 1. С. 140–146.
[12] Берегов А.С. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1981. Т. 24. № 9 С. 56–59.
[13] Вугальтер Г.А., Гилинский И.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 10. С. 1187–1220.
[14] Герус С.В., Харитонов В.Д. // ФММ. 1988. Т. 66. № 1. С. 192–194.
[15] Беспятых Ю.И., Симонов А.Д., Харитонов В.Д. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 23. С. 27–32.
[16] Зубков В.И., Лебедь Б.М., Локк Э.Г., Харитонов В.Д., Шеглов В.И., Яковлев С.В. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 15. С. 5–9.
[17] Головашкин А.И. // УФН. 1987. Т. 152. № 4. С. 553–573.
[18] Беспятых Ю.И., Зубков В.И., Тарасенко В.В. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 11. С. 3409–3413.

Институт радиофизики и электроники РАН
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
10 июня 1993 г.