УДК 537.312.62 : 538.32

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК-СВЕРХПРОВОДНИК ВТОРОГО РОДА

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

На основе строгих нестационарных уравнений теории сверхпроводимости исследовано возбуждение спиновых волн на границе ферромагнетик—сверхпроводник второго рода за счет рассеяния электромагнитных волн решеткой вихрей Абрикосова. Рассмотрен интервал значений касательного поля подмагничивания $H_{c_1} \ll H_0 \ll H_{c_2}$, где H_{c_1}, H_{c_2} — нижнее и верхнее критические поля сверхпроводника. Вычислены коэффициенты преобразования электромагнитной волны в поверхностные спиновые волны с пространственными периодами, кратными периоду вихревой решетки сверхпроводника. Показано, что в области резонанса коэффициент преобразования по амплитуде может достигать нескольких процентов.

В работе [1] был предложен способ возбуждения магнитостатических волн (МСВ) на границе сверхпроводник второго рода—вакуум, основанный на преобразовании однородного высокочастотного магнитного поля в поле коротких МСВ вследствие рассеяния на решетке вихрей Абрикосова, и способ приема МСВ, основанный на обратном преобразовании. Согласно оценкам работы [1], в которой рассматривался случай поля подмагничивания $\mathbf{H}_0$, нормального к поверхности сверхпроводника, эффективность такого преобразования довольно высока. Преобразование однородного высокочастотного магнитного поля в поле спиновых волн на границе раздела сверхпроводник второго рода—ферромагнетик в той же геометрии поля подмагничивания рассматривалось в работе [2]. Было показано, что эффективность преобразования резко увеличивается, если в спектре спиновых волн существует поверхностная дипольно-обменная мода, частота и пространственный период которой совпадают с частотой внешнего высокочастотного магнитного поля и периодом вихревой решетки соответственно. В данной работе рассмотрена геометрия касательного поля подмагничивания, для которой в широком диапазоне частот существует поверхностная МСВ, используемая в большинстве устройств спиновой электроники. Вычислен коэффициент преобразования внешнего высокочастотного магнитного поля в поле поверхностной спиновой волны в структуре ферромагнетик—сверхпроводник второго рода. Рассмотрен случай монокристаллического сверхпроводника, параметр Гинзбурга—Ландау (см. ниже) $\varkappa$ которого велик $\varkappa \gg 1$. Как сверхпроводник, так и ферромагнетик предполагаются однородными и изотропными.

1. Основные уравнения

Движение намагниченности $\mathbf{M}$ в ферромагнетике будем описывать уравнением Ландау—Лифшица

$$\partial \mathbf{M}/\partial t = \gamma [\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\text{эфф}}], \tag{1}$$

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

где γ — гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_{эфф}=\mathbf{H}_0+\mathbf{h}_0+\mathbf{H}_M+\mathbf{H}_e$ — эффективное магнитное поле, $\mathbf{h}_0$ — высокочастотное внешнее магнитное поле, $\mathbf{H}_M$ — дипольное поле, $\mathbf{H}_e=4\pi D\nabla^2\mathbf{M}$ — обменное поле, D — константа неоднородного обмена. Спины на поверхности ферромагнетика считаем незакрепленными

$$[\mathbf{M},\ \partial\mathbf{M}/\partial n_f]=0, \tag{2}$$

где $\mathbf{n}_f$ — нормаль к поверхности ферромагнетика.

Для описания сверхпроводника воспользуемся феноменологическим нестационарным уравнением для комплексного параметра порядка ψ (см., например [3])

$$\Gamma\left(\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}+2ie\Phi\psi\right)-(C_1-C_2|\psi|^2)\psi+\frac{1}{2m^*}\left(-i\hbar\nabla-\frac{2e}{c}\mathbf{A}\right)^2\psi=0 \tag{3}$$

и выражением для плотности тока $\mathbf{j}=\mathbf{j}_n+\mathbf{j}_s$

$$\mathbf{j}_n=\sigma\mathbf{E},\quad \mathbf{j}_s=-\frac{ie\hbar}{m^*}(\psi^*\nabla\psi-\psi\nabla\psi^*)-\frac{4e^2}{m^*c}|\psi|^2\mathbf{A}, \tag{4}$$

где $\mathbf{j}_n$, $\mathbf{j}_s$ — плотности нормального и сверхпроводящего токов соответственно; m^* — эффективная масса; e — заряд электрона; c — скорость света; σ — проводимость металла в нормальном состоянии; C_1, C_2, Γ — феноменологические константы, зависящие только от температуры. Электрическое $\mathbf{E}$ и магнитное $\mathbf{B}$ поля при этом выражаются через скалярный Φ и векторный $\mathbf{A}$ потенциалы обычным образом $\mathbf{E}=-\nabla\Phi-(1/c)(\partial\mathbf{A}/\partial t)$, $\mathbf{B}=\mathrm{rot}\,\mathbf{A}$. На поверхности сверхпроводника должны обращаться в нуль нормальные составляющие плотностей тока $\mathbf{j}$ и $\mathbf{j}_s$ и производная модуля параметра порядка ψ по нормали $\mathbf{n}_s$ к поверхности

$$\mathbf{j}\cdot\mathbf{n}_s=0,\quad \mathbf{j}_s\cdot\mathbf{n}_s=0,\quad \partial|\psi|/\partial n_s=0. \tag{5}$$

Уравнения (1), (3), (4) совместно с уравнениями Максвелла, граничными условиями (2), (5) и электродинамическими условиями непрерывности нормальных составляющих электрической и магнитной индукции и тангенциальных составляющих электрического и магнитного поля на границах раздела сред образуют полную систему уравнений для структуры ферромагнетик—сверхпроводник.

Для анализа свойств сверхпроводника удобно ввести длину когерентности $\xi=\hbar/(2m^*C_1)^{1/2}$, параметр порядка в отсутствие магнитного поля $\psi_\infty=(C_1/C_2)^{1/2}$, характерные глубины проникновения поля $\lambda_L=(m^*c^2/16\pi e^2\psi_\infty)^{1/2}$, $\lambda_s=(m^*c^2\xi^2\Gamma/2\pi\hbar\sigma)^{1/2}$ и параметр Гинзбурга—Ландау $\varkappa=\lambda_L/\xi$. Переходя к безразмерным величинам $\mathbf{r}'=\mathbf{r}/\lambda_L$, $t'=tC_1/\hbar\Gamma$, $\psi'=\psi/\psi_\infty=Re^{i\theta}$, $\mathbf{E}'=\mathbf{E}\cdot 2e\Gamma\xi/C_1$, $\mathbf{B}'=\mathbf{B}\cdot 2\pi\xi\lambda_L/\Phi_0$, $\Phi'=\Phi\cdot 2e\Gamma/C_1$, $\mathbf{A}'=\mathbf{A}\cdot 2\pi\xi/\Phi_0$, $\mathbf{j}'=\mathbf{j}\cdot 8\pi e\xi\lambda_L^2/\hbar c^2$ ($\Phi_0=\pi\hbar c/e$ — квант магнитного потока), легко получить систему уравнений для модуля R и фазы θ параметра порядка и потенциалов Φ', $\mathbf{A}'$ поля в сверхпроводнике

$$\frac{\partial R}{\partial t}-(1-R^2-Q^2)R-\frac{1}{\varkappa^2}\nabla^2R=0,$$

$$\mu R^2+\frac{1}{\varkappa}\,\mathrm{div}\,(R^2\mathbf{Q})=0,$$

$$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{Q}+\eta^2\left(\frac{\partial\mathbf{Q}}{\partial t}+\frac{1}{\varkappa}\nabla\mu\right)+R^2\mathbf{Q}=0, \tag{6}$$

где $\eta=\lambda_L/\lambda_s$, $\mathbf{Q}=\mathbf{A}-(1/\varkappa)\nabla\theta$, $\mu=\Phi+\partial\theta/\partial t$, причем поля связаны с градиентно-инвариантными величинами $\mathbf{Q}$ и μ соотношениями

$$\mathbf{E}=-\frac{\partial\mathbf{Q}}{\partial t}-\frac{1}{\varkappa}\nabla\mu,\quad \mathbf{B}=\mathrm{rot}\left(\mathbf{Q}+\frac{1}{\varkappa}\nabla\theta\right). \tag{7}$$

В формулах (6), (7) дифференцирование производится по безразмерным координатам $\mathbf{r}'$ и времени t'; штрих у всех величин опущен.

Как было установлено Горьковым и Элиашбергом [4], система уравнений (6) количественно описывает сверхпроводники второго рода с большой концентрацией парамагнитных примесей на частотах $\omega \ll \tau_s^{-1}$ (τ_s^{-1} — частота столкновений с переворотом спина электрона) при температурах T, близких к температуре Кюри T_C. Для этого случая имеют место соотношения [5]

$$C_1 = \alpha\tau, \quad C_2 = \frac{7\zeta(3)}{2\pi^3}\frac{\hbar\alpha}{T_C\tau_s}, \quad \Gamma = \frac{\hbar}{4mD_0}, \quad \eta^2 = \frac{14\zeta(3)}{\pi^4}, \tag{8}$$

где $\tau = (T_C - T)/T_C$, $\alpha = (6/\pi)(\hbar T_C m/\tau_s p_F^2)$, $m = m^*/2$ — масса свободного электрона, p_F — импульс Ферми, $n_0 = p_F^3/3\pi^2\hbar^3$ — концентрация электронов проводимости, D_0 — константа диффузии, $\zeta(x)$ — дзета-функция Римана.

Отметим, что в касательно намагниченной структуре отсутствует как статическое дипольное поле вихрей Абрикосова вне сверхпроводника, так и статическое дипольное поле спинов ферромагнетика вне ферромагнетика. Поэтому основное состояние ферромагнетика в поле, превышающем поле насыщения, будет однородным ($\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_0$), а основное состояние сверхпроводника будет таким же, как и в отсутствие ферромагнетика.

Если амплитуды высокочастотных возбуждений в структуре малы, то динамические уравнения задачи линеаризуются. Вводя для описания ферромагнетика безразмерное время $\tilde{t} = t \cdot 4\pi\gamma M_0$ (M_0 — намагниченность насыщения) и расстояние $\tilde{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/\sqrt{D}$ и представляя намагниченность и эффективное поле как сумму статических и динамических частей $4\pi\mathbf{M} = 4\pi\mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$, $\mathbf{H}_{\text{эфф}} = \mathbf{H}_{\text{эфф}_0} + \mathbf{h}_{\text{эфф}}$, из уравнения (1) находим уравнение для определения динамических распределений намагниченности и дипольного поля

$$\frac{\partial\mathbf{m}}{\partial t} = [\mathbf{m}, \ \mathbf{\Omega}_i + \tilde{\nabla}^2(\mathbf{M}_0/M_0)] + [\mathbf{M}_0/M_0, \ \mathbf{h}_0 + \mathbf{h}_M + \tilde{\nabla}^2\mathbf{m}], \tag{9}$$

где $\mathbf{\Omega}_i = \mathbf{H}_i/(4\pi M_0)$, $\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{M0}$ — внутреннее статическое поле; оператор $\tilde{\nabla}$ означает дифференцирование по безразмерным координатам $\tilde{\mathbf{r}}$.

При линеаризации системы уравнений сверхпроводимости (6) будем исходить из того факта, что электромагнитная волна с поляризацией электрического поля $\mathbf{e} \parallel \mathbf{H}_0$ и магнитного поля $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$ (такой поляризацией обладает, в частности, поверхностная МСВ, распространяющаяся перпендикулярно полю подмагничивания) не влияет на решетку вихрей Абрикосова, в том смысле, что действующая со стороны ее на вихри сила Лоренца [5] равна нулю. Ограничиваясь далее именно такой поляризацией электромагнитного поля, мы можем считать вихри неподвижными. Полагая $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_0 + \mathbf{q}$, $R = R_0 + \rho$, где $q \ll Q_0$, $\rho \ll R_0$, получаем систему уравнений для определения статического распределения $\mathbf{Q}_0$, R_0 ($\mu = 0$) в поле $\mathbf{H}_0$, а также динамическую систему уравнений для возмущений $\mathbf{q}$, ρ, μ в сверхпроводнике.

$$\partial\rho/\partial t + 2\rho - \frac{1}{\varkappa^2}\nabla^2\rho = (3 - 3R_0^2 - Q_0^2)\rho - 2R_0(\mathbf{Q}_0 \cdot \mathbf{q}),$$

$$\mu + \frac{1}{\varkappa}\operatorname{div}\mathbf{q} = (1 - R_0^2)\mu + \frac{1}{\varkappa}\operatorname{div}[(1 - R_0^2)\mathbf{q} - 2R_0\mathbf{Q}_0\rho],$$

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\mathbf{q} + \eta^2\left(\partial\mathbf{q}/\partial t + \frac{1}{\varkappa}\nabla\mu\right) + \mathbf{q} = (1 - R_0^2)\mathbf{q} - 2R_0\mathbf{Q}_0\rho. \tag{10}$$

Из системы уравнений (10) видно, что наряду с механизмом рассеяния, рассмотренным в работе [1], при котором однородное высокочастотное магнитное поле возбуждает высокочастотные колебания параметра порядка, имеет место рассеяние высокочастотного магнитного поля на неоднородностях статического параметра порядка. Роль последнего механизма зависит от поляризации статического и высокочастотного магнитных полей и в рассматриваемой здесь геометрии является основной.

2. Возбуждение поверхностных спиновых волн

Вычислим коэффициенты преобразования однородного высокочастотного поля в поле спиновых волн для структуры, состоящей из ферромагнитного ($y < 0$) и сверхпроводящего ($y > 0$) полупространств. Поскольку в интересующем нас диапазоне частот период вихревой решетки мал по сравнению с длиной электромагнитной волны в вакууме, для расчета этих коэффициентов достаточно вычислить магнитное поле вне сверхпроводника в приближении магнитостатики. Высокочастотное магнитное поле в структуре определяется однозначно, если общее решение для магнитного поля системы уравнений (10) с двумя последними граничными условиями на поверхности сверхпроводника из (5) и общее решение для магнитного поля уравнения (9) совместно с уравнениями магнитостатики и граничным условием (4) на поверхности ферромагнетика сшить с помощью условий непрерывности нормальной составляющей магнитной индукции и тангенциальных составляющих магнитного поля.

Выберем систему координат с осью $\mathbf{z} \parallel \mathbf{H}_0$. Как показано в работе [6], период решетки вихрей в полуограниченном касательно намагниченном сверхпроводнике практически не зависит от расстояния до его поверхности и решетка вихрей остается треугольной, как и в неограниченном образце. Поэтому координаты центров вихрей $\mathbf{r}_\perp^{mn}$ в плоскости xy выражаются через основные векторы решетки $\mathbf{a}_1 = a\mathbf{n}_x$, $\mathbf{a}_2 = a\left(\mathbf{n}_x + \mathbf{n}_y/\sqrt{3}\right)/2$ соотношением

$$\mathbf{r}_\perp^{mn} = d\mathbf{n}_y + m\mathbf{a}_1 + n\mathbf{a}_2. \tag{11}$$

где в соответствии с [6] $a^2 = 4\pi/(\varkappa H_0\sqrt{3})$, $d = a\sqrt{3}/2$ (напомним, что мы используем безразмерные единицы). Статические распределения $\mathbf{Q}_0$, R_0 представляются рядами Фурье

$$\mathbf{Q}_0 = \sum_{\mathbf{g}} \mathbf{Q}_{\mathbf{g}} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}}, \quad R_0 = \sum_{\mathbf{g}} R_{\mathbf{g}} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}}, \tag{12}$$

где $\mathbf{g} = \mathbf{g}_{mn}$ — безразмерные векторы обратной решетки, определяемые как

$$\mathbf{g}_{mn} = m\mathbf{A}_1 + n\mathbf{A}_2, \quad \mathbf{A}_1 = \frac{2\pi}{a}\left(\mathbf{n}_x - \mathbf{n}_y/\sqrt{3}\right), \quad \mathbf{A}_2 = \left(4\pi/a\sqrt{3}\right)\mathbf{n}_y. \tag{13}$$

Из уравнений (10) видно, что для дальнейших вычислений нам понадобятся лишь Фурье-образы статических величин $R_0\mathbf{Q}_0$ и $(1 - R_0^2)$. Выражения для этих величин нетрудно получить, если учесть, что статическое магнитное поле в сверхпроводнике есть сумма поля вихревой решетки бесконечного сверхпроводника и поля поверхностных «магнитных зарядов». Последнее практически не меняет распределение параметра порядка вблизи сердцевин вихрей и в первом приближении по параметру $\varkappa^{-1}$ может быть найдено из уравнения Лондонов. Поступая аналогично [1], получим

$$(R_0Q_0^x)_{\mathbf{g}} = -\frac{2\pi}{\varkappa S}\frac{1}{1+g^2}\left[\left(p_{\mathbf{g}} - \delta_{0,\mathbf{g}}\right)e^{-p_{\mathbf{g}}y} + ig^y e^{ig^y y}\right]e^{-ig^y d}J_0(g/\varkappa),$$

$$(R_0Q_0^y)_{\mathbf{g}} = -\frac{2\pi i}{\varkappa S}\frac{g^x}{1+g^2}\left(e^{-p_{\mathbf{g}}y} - e^{ig^y y}\right)e^{-ig^y d}J_0(g/\varkappa), \quad (R_0Q_0^z)_{\mathbf{g}} = 0, \tag{14}$$

где $p_{\mathbf{g}} = \sqrt{1 + (g^x)^2}$, $S = \left(\sqrt{3}/2\right)a^2$ — безразмерная площадь элементарной ячейки, $J_0(x)$ — функция Бесселя,

$$\delta_{0,\mathbf{g}} = \begin{cases} 1 & \text{при } \mathbf{g} = 0, \\ 0 & \text{при } \mathbf{g} \neq 0. \end{cases}$$

Вдали от сердцевин вихрей $R_0\mathbf{Q}_0 \simeq \mathbf{Q}_0$, а в центрах вихрей $R_0Q_\theta \sim 1$. Учитывая, что вдали от сердцевин вихрей $1-R_0^2 \simeq Q_0^2$, а в центрах вихрей $1-R_0^2=1$, для величины $(1-R_0^2)$ мы будем использовать аппроксимацию $1-R_0^2 \approx (R_0Q_\theta)^2$. Тогда Фурье-образ величины $(1-R_0^2)$ выражается через Фурье-образ (14) величины $R_0\mathbf{Q}_0$.

Пусть на систему действует однородное переменное внешнее магнитное поле $\mathbf{h}_0$ частоты ω и амплитуды h_0, поляризованное вдоль оси $\mathbf{x}$

$$\mathbf{h}_0 = h_0 \mathbf{n}_x e^{i\omega t}. \tag{15}$$

Поле $\mathbf{h}_0$ создает в сверхпроводнике переменное поле $\mathbf{h}_s$, которое в безвихревом приближении равно

$$\mathbf{h}_s = h_0 \mathbf{n}_x e^{-u_0 y + i\omega t}, \tag{16}$$

где $u_0^2 = 1 + i\gamma^2\Omega$, $\Omega = \hbar\omega\Gamma/C_1$ — отношение частоты переменного поля к обратному времени релаксации параметра порядка.

Рассеяние поля (16) на решетке вихрей приводит к появлению гармоник с волновыми числами $g_{mn}^x = g_m^x$, $m = \pm 1, \pm 2, \ldots$ (как видно из (13), g_{mn}^x от индекса n не зависит). Отметим, что при рассматриваемой поляризации внешнего переменного магнитного поля $\mathbf{h}_0 \perp \mathbf{H}_0$ высокочастотные колебания параметра порядка в первом приближении по $\varkappa^{-1}$ отсутствуют и рассеяние (в отличие от [1]) происходит только на статических неоднородностях параметра порядка. Величина μ в этом приближении равна нулю, и для нахождения магнитного поля достаточно решить последнее из уравнений (10). Единственной отличной от нуля компонентой Фурье-образа $\mathbf{q}_m$ оказывается компонента q_m^z, равная

$$q_m^z = \alpha_m e^{-u_m y} + \frac{h_0}{u_0}\left[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_{mn} \sum_{k=1}^{2} \frac{A_{mn}^{(k)}}{(\varkappa_{mn}^{(k)})^2 - u_m^2} e^{-\varkappa_{mn}^{(k)} y} + \right.$$

$$\left. + \sum_{n,\, m',\, n' = -\infty}^{+\infty} \Pi_{mm'nn'} \sum_{k=1}^{4} \frac{B_{mm'nn'}^{(k)}}{(\lambda_{mm'nn'}^{(k)})^2 - u_m^2} e^{-\lambda_{mm'nn'}^{(k)} y}\right], \tag{17}$$

где

$$H_{mn} = (-1)^m \frac{2\pi}{\varkappa S} \frac{J_0(g_{mn}/\varkappa)}{1 + g_{mn}^2}, \qquad A_{mn}^{(1)} = -\frac{4\pi i}{\varkappa S} g_{mn}^y, \qquad A_{mn}^{(2)} = -\frac{4\pi}{\varkappa S} p_m,$$

$$\varkappa_{mn}^{(1)} = 1 + u_0 - i g_{mn}^y, \qquad \varkappa_{mn}^{(2)} = 1 + u_0 + p_m,$$

$$\Pi_{mm'n'} = H_{m-m',\, n-n'} H_{m'n'}, \qquad B_{mm'nn'}^{(1)} = -g_{m-m'}^x g_{m'}^x - g_{m-m',\, n-n'} g_{m'n'}^y,$$

$$B_{mm'nn'}^{(2)} = i g_{m-m',\, n-n'}^y p_{m'} + g_{m-m'}^x g_{m'}^x, \qquad B_{mm'nn'}^{(3)} = i g_{m'n'}^y p_{m-m'} + g_{m'}^x g_{m-m'}^x,$$

$$B_{mm'nn'}^{(4)} = p_{m-m'} p_{m'} - g_{m-m'}^x g_{m'}^x, \qquad \lambda_{mm'nn'}^{(1)} = u_0 - i g_{mn}^y,$$

$$\lambda_{mm'nn'}^{(2)} = -i g_{m-m',\, n-n'}^y + p_{m'} + u_0, \qquad \lambda_{mm'nn'}^{(3)} = -i g_{m'n'}^y + p_{m-m'} + u_0,$$

$$\lambda_{mm'nn'}^{(4)} = p_{m-m'} + p_{m'} + u_0, \qquad u_m^2 = u_0^2 + (g_m^x)^2.$$

Здесь α_m — постоянные, определяемые из граничных условий. Здесь и при необходимости далее мы используем более детальные обозначения: $p_{mn} \equiv p_{g_{mn}}$ и т. п.

Фурье-амплитуды высокочастотного потенциала φ дипольного поля $\mathbf{h}_M = \nabla\varphi$ и намагниченности $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}_z$ в ферромагнетике с учетом незакрепленности спинов на поверхности имеют вид

$$\varphi = \sum_{n=1}^{3} \beta^{(n)} e^{w^{(n)}\tilde{y}}, \qquad m^x = i\sum_{n=1}^{3} (\tilde{g}^x \chi_{xx}^{(n)} - i w^{(n)} \chi_{xy}^{(n)})\, \beta^{(n)} e^{w^{(n)}\tilde{y}},$$

$$m^y = -i\sum_{n=1}^{3} (\tilde{g}^x \chi_{xy}^{(n)} + i w^{(n)} \chi_{xx}^{(n)})\, \beta^{(n)} e^{w^{(n)}\tilde{y}}, \tag{18}$$

где $\beta^{(n)}$ — постоянные, определяемые из граничных условий,

$$\tilde g = g\sqrt{D}/\lambda_L, \quad w^{(1)^2}=(\tilde g^x)^2, \quad w^{(2,3)^2}=(\tilde g^x)^2+\Omega_H+\frac{1}{2}\left(1\mp\sqrt{1+4\tilde\Omega^2}\right),$$

$$\chi^{(1)}_{xx}=\Omega_H/(\Omega_H^2-\tilde\Omega^2), \quad \chi^{(1)}_{xy}=i\tilde\Omega/(\Omega_H^2-\tilde\Omega^2), \quad \chi^{(2,3)}_{xx}=-1,$$

$$\chi^{(2,3)}_{xy}=-i\left(1\pm\sqrt{1+4\tilde\Omega^2}\right)/2\tilde\Omega, \quad \Omega_H=H_0/4\pi M_0, \quad \tilde\Omega=\omega/4\pi\gamma M_0.$$

Индекс m у величин φ, $\mathbf{h}_M$, $\beta^{(n)}$, $\mathbf{m}$, $w^{(n)}$ в формулах (18) для простоты опущен. Используя выражения (17), (18), условия незакрепленности спинов на поверхности ферромагнетика и условия непрерывности касательной составляющей магнитной индукции на границе раздела, находим величины α_m и $\beta^{(n)}_m$. Определив коэффициент преобразования K_m однородного переменного внешнего поля в поле спиновой волны с волновым вектором $g^x_m\neq 0$ как отношение $K_m=h^x_{Mm}(y=0)/h_0$, где h^x_{Mm} $(y=0)$ — компонента амплитуды m-гармоники высокочастотного поля на поверхности ферромагнетика, получаем

$$K_m=\frac{(|g^x_m|+u_m)\,\psi_m}{g^x_m\psi_m-u_m\Phi_m}K^{(v)}_m. \tag{19}$$

Здесь

$$\psi=\tilde g^x[Z(1,\ 2)+Z(2,\ 3)+Z(3,\ 1)],$$

$$\Phi=-i\chi^{(3)}_{xy}\tilde g^x Z(1,\ 2)+[(1+\chi^{(1)}_{xx})w^{(1)}-i\chi^{(1)}_{xy}\tilde g^x]\,Z(2,\ 3)-i\chi^{(2)}_{xy}\tilde g^x Z(3,\ 1),$$

$$Z(k,\ l)=w^{(k)}w^{(l)}\{[w^{(k)}w^{(l)}-(\tilde g^x)^2](\chi^{(k)}_{xy}-\chi^{(l)}_{xy})+i\tilde g^x(w^{(k)}-w^{(l)})\times$$
$$\times(1+\chi^{(k)}_{xy}\chi^{(l)}_{xy})\},$$

$K^{(v)}_m$ — коэффициент преобразования в структуре сверхпроводник—вакуум, равный

$$K^{(v)}_m=\frac{|g^x_m|}{u_0(|g^x_m|+u_m)}\left[\sum_{n=-\infty}^{+\infty}H_{mn}\sum_{k=1}^{2}\frac{A^{(k)}_{mn}}{\varkappa^{(k)}_{mn}+u_m}+\right.$$
$$\left.+\sum_{n,\ m',\ n'=-\infty}^{+\infty}\Pi_{mm'nn'}\sum_{k=1}^{4}\frac{B^{(k)}_{mm'nn'}}{\varkappa^{(k)}_{mm'nn'}+u_m}\right]. \tag{20}$$

Отметим, что истинной поверхностной дипольно-обменной волны в касательно намагниченном ферромагнетике без поверхностной анизотропии не существует [7] и наряду с собственным затуханием поверхностной МСВ имеют место потери на излучение объемных спиновых волн в глубину ферромагнетика [8]. В связи с этим зависимость $K_m(\omega)$ (формула (19)) имеет резонанс с конечной шириной линии на частоте, при которой структура возбуждаемой спиновой волны близка к поверхностной. В области резонанса необходимо учитывать как упомянутые потери на излучение, так и прочие механизмы потерь в ферромагнетике и в сверхпроводнике.

Выражение (20) имеет сложный вид; асимптотическую оценку для него удается получить лишь для области малых магнитных полей, когда $2\pi/a\ll 1$. Переходя в (20) в этом случае от суммирования к интегрированию, после вычисления интегралов для $m=1$ находим

$$K^{(v)}_1\simeq\frac{2\pi(\pi-2)\sqrt{3}}{9}\frac{\lambda_L^2}{\varkappa^2\Phi_0}H_0, \tag{21}$$

где H_0 — внешнее поле (в обычных единицах). Таким образом, $K^{(v)}_1\sim H_0$, в то время как в случае нормально намагниченной структуры соответствующий коэффициент преобразования пропорционален $H_0^{3/2}$ [1].

Для оценки коэффициентов преобразования возьмем типичные значения параметров сверхпроводников второго рода: $\varkappa=10\div10^2$, $\lambda_L=10^{-5}$ см, $\tau_s^{-1}\sim 5\cdot10^{11}\div10^{12}$ с$^{-1}$, $\sigma\sim10^{17}$ с$^{-1}$ и параметры ферромагнетика: $4\pi M_0=1750$ Гс, $\gamma=-2.8\cdot10^6$ Гц/Э, $D=2.6\cdot10^{-12}$ см^2 (железоиттриевый гранат).

На рис. 1 представлены результаты численного расчета зависимости $K_1^{(v)}$ от поля подмагничивания при некоторых фиксированных значениях $\varkappa$. Из сравнения этих результатов с оценкой, приведенной в работе [1], видно, что коэффициент преобразования $K_1^{(v)}$ при заданном поле подмагничивания имеет тот же порядок величины, что и коэффициент преобразования низшего порядка для случая нормального поля подмагничивания. Причина этого понятна из следующих соображений. В обоих случаях высокочастотное внешнее магнитное поле проникает в сверхпроводник на глубину λ_L и периоды вихревой структуры по порядку величины сов-

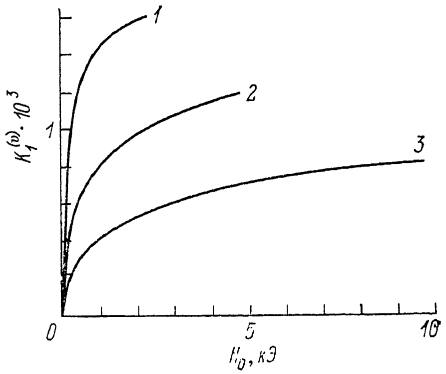

Рис. 1. Зависимость коэффициента преобразования $K_1^{(v)}$ от величины касательного поля подмагничивания H_0 при $\lambda_L = 10^{-5}$ см. Параметр Гинзбурга—Ландау $\varkappa=10$ (*1*), 15 (*2*), 20 (*3*).

падают. Поэтому суммарная длина участков вихрей L, дающих вклад в амплитуду рассеяния низшего порядка на единицу площади поверхности сверхпроводника, для обеих геометрий примерно одинакова. Коэффициенты преобразования пропорциональны этим длинам, поэтому они имеют одинаковый порядок величины. Коэффициенты преобразования

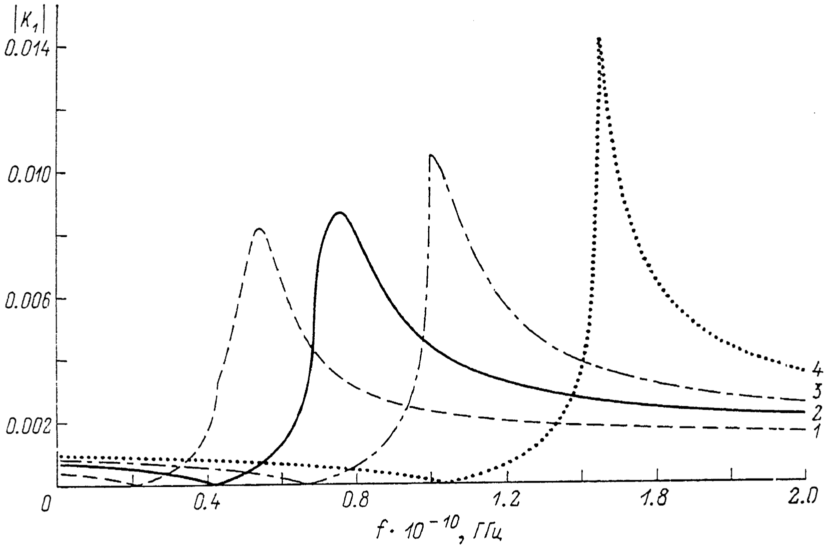

Рис. 2. Зависимость коэффициента преобразования K_1 от частоты $f = \omega/2\pi$ переменного магнитного поля при $\lambda_L = 10^{-5}$ см, $\varkappa=10$.

Величина касательного поля подмагничивания H_0 (Э): *1* — 500, *2* — 1000, *3* — 1600, *4* — 2500.

$K_m^{(v)}$ высших порядков быстро убывают с ростом $|m|$ из-за уменьшения «интеграла перекрытия» поля поверхностной спиновой волны и поля вихревой структуры.

Нами была рассчитана также частотная зависимость коэффициента преобразования K_1 при различных величинах поля подмагничивания (рис. 2). Видно, что в области резонанса коэффициент преобразования может достигать нескольких процентов.[3] Анализ этих зависимостей пока-

[3] При расчете коэффициента преобразования в области резонанса учитывалась собственная ширина линии однородного ферромагнитного резонанса в железоиттриевом гранате $2\Delta H \sim 1$ Э.

зывает, что при полях подмагничивания $H_0 \sim 1$ кЭ потери на излучение являются преобладающими и другие механизмы затухания спиновых волн в структуре можно не учитывать. С физической точки зрения резонансная зависимость коэффициента преобразования от частоты должна приводить к тому, что наряду с максимумом поглощения на частоте однородного ферромагнитного резонанса возникнут дополнительные максимумы поглощения, связанные с резонансным возбуждением спиновых волн решеткой вихрей в сверхпроводнике.

Как показали численные расчеты, величина коэффициента преобразования практически не меняется, если вместо использованной выше аппроксимации величины $1-R_0^2$ применить модельную аппроксимацию (см., например, работу [9]).

Случай касательного подмагничивания по сравнению с нормальным обладает, на наш взгляд, следующим преимуществом. Вследствие однородности и изотропности структуры в плоскости границы раздела при нормальном подмагничивании существенны искажения идеальности решетки вихрей. При использовании сверхпроводящего полоска с решеткой вихрей в качестве преобразователя флуктуации направления основных векторов решетки по ширине и длине полоска нарушают когерентность рассеяного поля. Как следствие этого, резонансная линия уширяется и преобразование электромагнитной волны в спиновые волны становится неэффективным. Для касательного намагничивания флуктуации направления основных векторов решетки вихрей у поверхности сверхпроводника в значительной мере подавлены из-за влияния поверхностного энергетического барьера, сходного с барьером Бина—Ливингстона для единичного вихря [10] и препятствующего выходу вихрей на поверхность сверхпроводника. В силу этих факторов случай нормальной геометрии представляется менее перспективным и, учитывая весьма жесткие условия применимости приближения неподвижных вихрей, по крайней мере требует более детального рассмотрения.

Отметим, что для практического использования структур ферромагнетик—сверхпроводник второго рода в качестве преобразователей электромагнитных волн в спиновые необходимо создание технологии нанесения сверхпроводящих пленок непосредственно на поверхность магнетика, так как коэффициенты преобразования быстро убывают с увеличением зазора между магнитной и сверхпроводящей пленками.

Авторы признательны А. В. Вашковскому и В. В. Тарасенко за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

Список литературы

[1] Царевский С. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 5. С. 1903—1910.
[2] Мериакри С. В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 11. С. 64—69.
[3] Горьков Л. П., Копнин Н. Б. // УФН. 1975. Т. 116. № 3. С. 413—448.
[4] Горьков Л. П., Элиашберг Г. М. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. № 2. С. 612—626.
[5] Абрикосов А. А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 520 с.
[6] Шмидт В. В. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 1 (7). С. 398—413.
[7] De Wames R. E., Wolfram T. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 3. P. 987—993.
[8] Беспятых Ю. И., Зубков В. И., Тарасенко В. В. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 11. С. 3409—3413.
[9] Hu C.-R., Thompson R. S. // Phys. Rev. 1972. V. 6B. N 1. P. 110—120.
[10] Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982. 240 с.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Фрязино
Московской области

Поступило в Редакцию
19 сентября 1990 г.
В окончательной редакции
12 декабря 1990 г.