

05; 09

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗАМЕДЛЕННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛЕНКЕ СО СВЕРХПРОВОДЯЩИМ ПОКРЫТИЕМ

*А. Ф. Попков*

Исследуется характер распространения замедленной электромагнитной волны в планарной структуре феррит—сверхпроводник и эффекты взаимодействия ее с вихревой структурой, образующейся в сверхпроводнике при переходе его в смешанное состояние. Найдена дисперсионная зависимость волнового числа с учетом потерь в экране. На примере высокотемпературного металлооксидного сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  показано, что вносимый экраном вклад в затухание волны мал в отсутствие вихревой структуры, но при переходе сверхпроводника в смешанное состояние с подвижной вихревой структурой становится сравнимым с потерями в обычном металлическом экране. В последнем случае возможен эффект сильного увлечения вихревой магнитной структуры замедленной электромагнитной волной в феррите. Этот эффект сопровождается появлением напряжения в поперечном направлении, величина которого пропорциональна плотности вихрей.

С открытием высокотемпературных металлооксидных сверхпроводников [<sup>1-3</sup>] актуальными стали вопросы практического их применения в электронике. Очевидна идея замены металлических слоев на сверхпроводящие в межсоединениях сверхбыстродействующих интегральных схем, работающих при азотном охлаждении [<sup>4</sup>]. Не исключено применение будущих специализированных азотноохлаждаемых процессоров в сочетании с аналоговыми интегральными устройствами микроволнового диапазона, содержащими ферритовые слои [<sup>5</sup>]. В связи с этим интересно обсудить особенности распространения электромагнитных волн в планарной структуре феррит—сверхпроводник, а также вопросы взаимодействия волны с вихревой магнитной структурой, образующейся в сверхпроводящем слое в постоянном магнитном поле. Как показано ниже, благодаря этому взаимодействию открывается возможность управления вихревой решеткой с помощью электромагнитной волны и наоборот.

Металлооксидные сверхпроводники являются типичными сверхпроводниками II рода, поэтому характеристики распространения электромагнитной волны в структуре феррит—сверхпроводник будут зависеть от состояния сверхпроводника в магнитном поле. Очевидно, что появление в сверхпроводнике вихрей Абрикосова при переходе в смешанное состояние будет приводить к увеличению затухания бегущей вдоль его поверхности волны. С другой стороны, электромагнитная волна благодаря силе Лоренца и создаваемым ею экранирующим токам оказывает давление на вихревую решетку, которое приведет к увлечению вихрей, когда сила давления превысит силу пиннинга. Наиболее ярко этот эффект будет проявляться при распространении замедленной электромагнитной волны в феррите, называемой в литературе магнитоэлектрической, так как создаваемые этой волной токи в экране имеют большую величину. Ниже будет показано, что эффект увлечения магнитных вихрей может легко наблюдаться из-за высокой подвижности вихрей в оксидных сверхпроводниках по возникновению постоянного напряжения в поперечном к движению волны направлении. Кроме того, будет получено дисперсионное соотношение с учетом

потерь в сверхпроводнике для поверхностной электромагнитной волны в ферромагнитной пленке и проведено сравнение ее затухания со случаем распространения в структуре феррит—металл.

### Дисперсия и затухание поверхностной электромагнитной волны в структуре феррит—сверхпроводник

Рассмотрим структуру, состоящую из ферритового слоя толщиной  $d$  на неограниченной диэлектрической подложке, покрытого сверхпроводником, как показано на рис. 1. Будем считать, что электромагнитная волна распространяется в направлении  $x$ , а равновесное направление намагниченности в ферритовом слое во внешнем магнитном поле параллельно плоскости слоя и перпендикулярно направлению волны (ось  $z$ ). Исходными уравнениями являются уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \varepsilon_i \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad i = I, II, III, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_i, \varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость  $i$ -го слоя и вакуума соответственно.

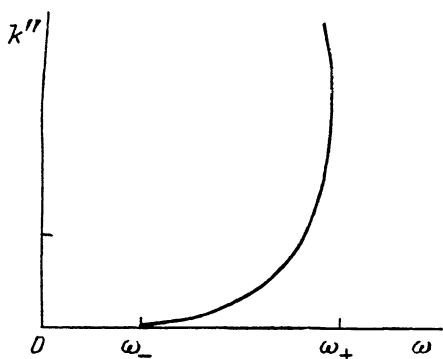
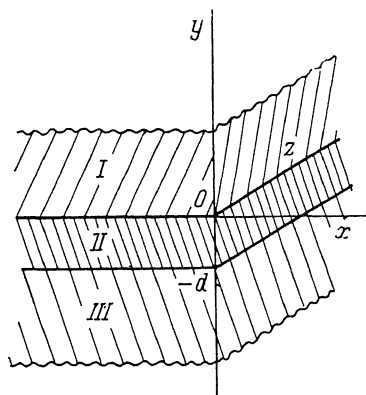


Рис. 1. Исследуемая структура.

$I$  — сверхпроводник,  $II$  — феррит,  $III$  — диэлектрик.

Рис. 2. Дисперсионная зависимость мнимой части волнового числа магнитоэлектростатической волны, распространяющейся в феррите со сверхпроводящим экраном (в отн. ед.).

В сверхпроводящей среде ток  $\mathbf{j}$ , напряженность электрического поля  $\mathbf{E}$  и векторный потенциал магнитного поля  $\mathbf{A}$  в приближении двухжидкостной модели с учетом уравнения Лондонов связаны соотношением [6]

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} - \lambda^{-2} \mathbf{A}, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — проводимость для нормальной компоненты тока,  $\lambda$  — лондоновская глубина экранирования. При этом  $\mathbf{V} = \mu_0 \mathbf{H}$ ,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$ ,  $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$ .

В выбранной геометрии намагничивания и распространения электромагнитной волны наведенный ток параллелен магнитному полю и не действует на образующиеся магнитные вихри при превышении первого критического поля. Поэтому для простоты пока будем считать, что магнитных вихрей нет, что строго справедливо при полях намагничивания, меньших первого критического поля.

В ферромагнетике и диэлектрической подложке  $\mathbf{j} = 0$ . Динамика магнитной системы описывается уравнением Ландау—Лифшица

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma| [\mathbf{M} \times \mathbf{V}], \quad (3)$$

где  $\gamma$  — гиромеханическое отношение,  $\mathbf{M}$  — намагниченность насыщения.

Для монохроматической волны с частотой  $\omega$  последнее уравнение позволяет связать магнитную индукцию  $\mathbf{V}$  и напряженность магнитного поля  $\mathbf{H}$  через тензор магнитной проницаемости  $\hat{\mu} = \mu_0 \hat{\mu} \mathbf{H}$ ,

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{10} & \mu_{12} & 0 \\ \mu_{21} & \mu_{10} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $\mu_{10} = (\omega_-^2 - \omega^2)/(\omega_H^2 - \omega^2)$ ,  $\mu_{12} = i\omega\omega_M/(\omega_H^2 - \omega^2)$ ,  $\omega_- = \sqrt{\omega_H\omega_M + \omega^2}$ ,  $\omega_H = \gamma\mu_0 H$ ,  $\omega_M = \gamma\mu_0 M$ . Граничные условия — непрерывность компонент  $B_y$  и  $H_x$ .

Система уравнений (1)–(3) допускает решение в виде поперечной электромагнитной волны ( $TE$ -волны), низкочастотная ветвь которой соответствует поперечной магнитостатической волне, распространяющейся в феррите с экраном [7]. В этой волне отличные от нуля компоненты  $H_y$  и  $H_x$  стандартным образом выражаются через составляющую электрического поля  $E_z$ , которая удовлетворяет следующим уравнениям:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = \begin{cases} \left(-\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_I - i\omega\mu_0\sigma + \frac{1}{\lambda^2}\right) E_z, & y > 0, \\ \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{II} \frac{(\mu_{21}\mu_{10} - \mu_{10}^2)}{\mu_{10}} E_z, & -d < y < 0, \\ -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{III} E_z, & y < -d, \end{cases} \quad (5)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме.

Условие разрешимости системы (5) с соответствующими граничными условиями для бегущей вдоль оси  $x$  волны с волновым числом  $k$  приводит к дисперсионному уравнению

$$\frac{(\alpha + ik\mu_{12}/\det + \beta\mu_{10}/\det)(\gamma - ik\mu_{12}/\det + \beta\mu_{10}/\det)}{(\alpha + ik\mu_{12}/\det - \beta\mu_{10}/\det)(\gamma - ik\mu_{12}/\det - \beta\mu_{10}/\det)} = \exp(-2\beta d),$$

$$\det = \mu_{10}^2 - \mu_{12}\mu_{21}, \quad (6)$$

$$\text{где } \alpha^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_I - i\omega\mu_0\sigma + \frac{1}{\lambda^2}, \quad \beta^2 = k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{II} \frac{(\mu_{21}\mu_{12} - \mu_{10}^2)}{\mu_{10}},$$

$$\gamma^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{III}.$$

Полученное уравнение определяет дисперсию  $TE$ -волны в рассматриваемой структуре с учетом затухания только в сверхпроводнике. Проанализируем затухание электромагнитной волны в магнитостатическом приближении, когда  $k \gg (\omega/c) \sqrt{\varepsilon}$ . При этом в хорошем приближении можно считать  $\lambda^{-1} \gg k$ ,  $\sqrt{\omega\mu_0\sigma}$ . Тогда, полагая  $k = k' + k''$ , где  $k'' \ll k'$  и  $k''d \ll 1$ , получим

$$k'' = \frac{k' \omega \mu_0 \sigma \lambda^3}{2d} \frac{(\omega^2 - \omega_+^2)}{(\omega_+^2 - \omega^2)}, \quad (7)$$

где  $\omega_+ = \omega_H + \omega_M$ .

Из формулы (7) следует, что в начальной области спектра магнитостатических волн ( $\omega \sim \omega_-$ ,  $kd \ll 1$ ) рассматриваемый вклад в затухание волны растет примерно как  $(\omega - \omega_-)^2$  и неограниченно нарастает вблизи верхней границы спектра, когда  $\omega \rightarrow \omega_+$ ,  $k \rightarrow \infty$  (рис. 2). Интересно сравнить вклад в затухание от сверхпроводящего покрытия с вкладом от нормального металлического экрана. В последнем случае в исходной формуле (6) следует положить  $\lambda = \infty$ , так что

$$k''_M \simeq \frac{k'}{2d} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\omega\mu_0\sigma_M}} \frac{(\omega^2 - \omega_+^2)}{(\omega_+^2 - \omega^2)}. \quad (8)$$

Сравнительный вклад в затухание определяется отношением (7) и (8)

$$\frac{k_s''}{k_M''} = \left(\frac{\omega l_{s1}}{2}\right)^{3/2} \lambda^3 \sigma_M^{-1/2} = \frac{\lambda^3}{\delta_s^2 \delta_M}, \quad (9)$$

где  $\delta_s$  и  $\delta_M$  — толщина скин-слоя в сверхпроводнике и металле.

Проделаем численные оценки отношения (9). При  $T=78$  К величина сопротивления для нормальной компоненты тока в двухжидкостной модели  $\sigma = \sigma_N (T/T_c)^4$  несколько меньше сопротивления при температуре сверхпроводящего перехода  $T_c=90$  К для соединения  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ , равного, согласно [3],  $\sigma_N=3 \cdot 10^{-6}$  Ом·м, в то время как для алюминия  $\sigma_M=3 \cdot 10^{-8}$  Ом·м. При  $\lambda=0.2$  мкм на частоте  $\omega=3 \cdot 10^{10}$  ГГц (типичной для металлизированных пленок железо-иттриевого граната) получим  $k_s''/k_M'' \sim 10^{-4}$ . С ростом частоты это отношение увеличивается, как видно из (9), тем не менее в рассмотренном идеальном случае выигрыш в потерях весьма значителен. В реальном случае поликристалличность, наличие зерен и границ двойникования, создающих «слабые» места сверхпроводимости, могут сильно ухудшать экранирующие свойства сверхпроводника [8]. Можно показать, что наличие вихревой решетки даже в идеальном сверхпроводнике сильно ухудшает экранирующие его свойства. В отсутствие пиннинга сверхпроводник с вихревой решеткой находится в резистивном состоянии с сопротивлением, зависящим от магнитного поля  $\sigma_s^{-1} = \sigma_N^{-1} (H/H_{c2})$  [8], где  $H_{c2}$  — второе критическое поле сверхпроводника. В касательно намагниченной структуре магнитостатическая волна, как уже указывалось, практически не взаимодействует с вихревой структурой. Но при наличии нормальной составляющей магнитного поля и образовании вихревой решетки, магнитный поток в которой перпендикулярен плоскости раздела феррит—сверхпроводник, колебания вихрей под действием наведенных токов будут приводить к дополнительному рассеянию мощности бегущей волны. Этот факт можно учесть, рассматривая сверхпроводник в смешанном состоянии как металлический экран с сопротивлением  $\sigma_s^{-1} = \sigma_N^{-1} (H_1/H_{c2})$ . В случае магнитостатической волны необходимо, вообще говоря, учесть также изменение характерных резонансных частот в связи с изменением равновесного направления намагничивания при наличии нормальной компоненты магнитного поля. Однако, если поле, перпендикулярное плоскости ферритового слоя, мало по сравнению с полем размагничивания, характерные частоты меняются незначительно, так что подобный прием позволяет грубо оценить поглощение магнитостатической волны вихревой решеткой. Относительное изменение затухания будет в этом случае определяться формулой

$$\frac{k_s''}{k_M''} = \left(\frac{\sigma_M}{\sigma_N} \frac{H_1}{H_{c2}}\right)^{1/2}. \quad (10)$$

Отсюда следует, что при  $H_1=8000$  А/м ( $\sim 100$  Э) и  $H_{c2}=10^4$  А/м, что соответствует  $T \approx 80$  К для  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ , согласно [3], выигрыша в поглощении практически нет  $k_s''/k_M'' \sim 0.3$ . Таким образом, возникновение вихревой решетки в отсутствие пиннинга сильно ухудшает высокочастотные экранирующие свойства сверхпроводника, что связано с большой величиной его удельного сопротивления в нормальном состоянии.

### Увлечение магнитных вихрей магнитостатической волной

Переменные экранирующие токи, возникающие в сверхпроводнике при движении вдоль него электромагнитной волны, вызывают нелинейные колебания вихрей в сверхпроводнике, находящемся в смешанном состоянии. Эти колебания будут сопровождаться однонаправленным смещением вихревой решетки в направлении движения волны. Рассмотрим это явление на примере динамики изолированного вихря, предполагая взаимовлияние вихрей малым и пренебрегая собственными упругими колебаниями решетки. Учитывая малую инерционность магнитного вихря, уравнение его движения можно записать в виде [6]

$$\eta \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{I \Phi_0}{a} \sin(kx - \omega t + \varphi_0), \quad (11)$$

где  $J$  — амплитуда поверхностной плотности экранирующего тока в волне,  $a$  — толщина сверхпроводника,  $\eta$  — вязкость вихря,  $\varphi_0$  — фаза колебаний волны.

Интегрирование этого уравнения приводит к следующему решению:

$$x(t) = \begin{cases} v_{\Phi} t + \frac{2}{k} \arctg \left[ \frac{v}{v_{\Phi}} - \sqrt{1 - \frac{v^2}{v_{\Phi}^2}} \operatorname{tg} \left( \frac{kt}{2} \sqrt{v_{\Phi}^2 - v^2} \right) \right] - \frac{\varphi_0}{k}, & v < v_{\Phi}, \\ v_{\Phi} t + \frac{\pi}{2k} - \frac{\varphi_0}{k}, & v > v_{\Phi}, \end{cases} \quad (12)$$

где  $v_{\Phi} = \omega/k$ ,  $v = J\Phi_0/a\eta$ .

Средняя величина пространственного смещения находится из (12) путем усреднения по периоду колебаний и имеет вид

$$\frac{\bar{\partial x}}{\partial t} = \begin{cases} v_{\Phi} (1 - \sqrt{1 - (J/J_k)^2}), & J < J_k = \frac{a\eta\omega}{\Phi_0 k}, \\ v_{\Phi}, & J > J_k. \end{cases} \quad (13)$$

Амплитуду поверхностного тока можно связать с мощностью электромагнитной волны в ферритовом слое. Проделаем это для поверхностной магнито-статической волны. Амплитуда экранирующего тока пропорциональна тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля в волне на границе раздела феррит—сверхпроводник, так что в длинноволновом приближении  $kd \ll 1$  с учетом (4) и (6) она равна

$$J = H_x(y=0) \simeq kd \left( 1 + \frac{\omega_H}{\omega_-} \right) m_x. \quad (14)$$

Мощность электромагнитной волны определяется путем интегрирования вектора Пойнтинга  $\mathcal{P} = \int_{-\infty}^0 \frac{1}{2} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] dy$  и в длинноволновом пределе для поверхностной магнито-статической волны в металлизированной ферритовой пленке она равна

$$\mathcal{P} = \frac{5}{8} d^2 \omega \mu_0 m_x^2 \left( 1 + \frac{2\omega_H}{\omega_-} + \frac{\omega_H^2}{5\omega_-^2} \right). \quad (15)$$

Теперь можно проделать численные оценки. Коэффициент вязкости определяется выражением  $\eta = \Phi_0 \mu_0 H_{c2} \sigma_N$  и для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  при  $T=80$  К по оценкам составляет  $\eta = 10^{-9}$  Н·с/м<sup>2</sup>. Возьмем толщину сверхпроводящего слоя  $a = 0.2$  мкм, что достаточно для экранировки и соответствует толщине пленок, получаемых лазерным распылением [9]. Длину волны будем считать такой, что  $kd \sim 0.3$ , толщина ферритового слоя  $d = 3$  мкм, а магнитные параметры феррита, как в железо-иттриевом гранате, т. е.  $M = 1.4 \cdot 10^5$  А/м. Амплитуду колебаний намагниченности возьмем максимально возможной, т. е.  $m_x/M \sim 10^{-2}$ . Тогда  $J/a \rightarrow 7 \cdot 10^3$  А/м,  $\mathcal{P} = 1$  мВт/см, а средняя скорость увлечения вихря равна

$$\frac{\bar{\partial x}}{\partial t} = \frac{1}{2} \left( \frac{\Phi_0 J}{a\eta} \right)^2 \frac{k}{\omega} \simeq \frac{\Phi_0^2 (kd)^2 (1 + \omega_H/\omega_-)^2}{a^2 \eta^2} = 10^3 \text{ м/с.}$$

Движение вихрей будет приводить к возникновению электрического напряжения в поперечном направлении согласно формуле

$$E = n\Phi_0 \frac{\partial x}{\partial t} \simeq \mu_0 H_{\perp} \frac{\partial x}{\partial t}, \quad (16)$$

где  $n$  — плотность магнитных вихрей. При  $H_{\perp} = 800$  А/м ( $\sim 10$  Э) и найденной скорости увлечения  $10^3$  м/с получим  $E = 1$  В/м.

Таким образом, в отсутствие вихревой решетки в сверхпроводящем экране вклад в потери на распространение замедленной электромагнитной волны в ферритовом слое будет пренебрежимо мал. Но переход в смешанное состояние сверхпроводящего покрытия в отсутствие пиннинга будет приводить к значи-

тельному росту потерь на распространение, а также к эффекту увлечения вихревой решетки пропорционально мощности электромагнитной волны и возникновению напряжения в поперечном направлении. Ток пиннинга ограничивает снизу критическое значение мощности, при котором происходит увлечение вихрей. Сверху значение мощности ограничивается нелинейными явлениями в ферритовом слое [10]. Тем не менее оценки показывают, что амплитуда наведенного экранирующего тока может быть достаточно велика, чтобы преодолеть ток пиннинга плотностью  $j_c \sim 10^5$  А/см<sup>2</sup>. Это достаточно для наблюдения предсказываемого эффекта в пленках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  [11].

Большая величина токов экранировки в магнитостатической волне приводит к сильному эффекту взаимодействия вихрей с волной. Однако высокая подвижность вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках может приводить, согласно оценкам по формуле  $V = j\Phi_0/\eta$ , к скоростям  $10^3$ — $10^4$  м/с при плотностях токов  $j = 10^9$ — $10^{10}$  А/м<sup>2</sup>. Два эти обстоятельства позволяют надеяться, что указанное взаимодействие вихрей с волной можно использовать для усиления магнитостатической волны в структуре феррит—сверхпроводник в смешанном состоянии по аналогии с обсуждавшимся ранее в литературе эффектом усиления в структуре феррит—полупроводник [12]. Обсуждение этого вопроса однако выходит за рамки настоящей статьи.

В заключение автор благодарит А. Г. Гуревича, Н. Г. Ковшикова, С. В. Яковлева и других участников семинара «Спиновые волны» за интерес к работе и полезные замечания.

#### Список литературы

- [1] *Microwaves* J. R. F. 1987. Vol. 26. N 7. P. 35—42.
- [2] *Chu C. W., Bechtold J., Gao L. et al. // Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 60. N 10. P. 941—943.
- [3] *Cava R. J., Batlogg B., van Dover R. B. et al. // Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58. N 16. P. 1676—1679.
- [4] *Kwon O. K., Langley B. W., Pease R. F., W., Beasley M. R. // IEEE Electron Dev. Lett.* 1987. Vol. EDL-8. N 12. P. 2386—2387.
- [5] *Звездин А. К., Попков А. Ф. // Итоги науки и техники. Сер. Электроника.* 1987. № 19. С. 3—36.
- [6] *Линтон Э. Сверхпроводимость.* М.: Мир, 1971. 264 с. *Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников.* М.: Наука, 1982. 238 с.
- [7] *Bongianini W. L. // J. Appl. Phys.* 1972. Vol. 43. N 6. P. 2541—2548.
- [8] *Бельски М., Вендик О. Г., Гайдуков М. М. и др. // Письма в ЖЭТФ. Приложение.* 1987. Т. 46. С. 172—175.
- [9] *Головашкин А. И., Екимов Е. В., Краснозвободцев С. И., Печень Е. В. / Письма в ЖЭТФ.* 1988. Т. 47. Вып. 3. С. 157—159.
- [10] *Suhl H. // J. Phys. Chem. Sol.* 1957. N 1. P. 209—239.
- [11] *Chaudhari P., Koch R. H., Laibowitz R. B. et al. // Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58. N 25. P. 2684—2686.
- [12] *Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. // РиЭ.* 1978. Т. 23. № 5. С. 897—917.

Поступило в Редакцию  
17 июня 1988 г.