

- [1] Баранов А.Н., Воронина Т.И., Лагунова Т.С., Тимченко И.М., Чугуева З.И., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1989. Т. 23. № 5. С. 780-783.
- [2] Якушева Н.А., Чикичев С.И. // Изв. АН СССР, Сер. Неорг. матер. 1987. Т. 23. № 10. С. 1607-1609.
- [3] Hall R.W. // J. Electrochem. Soc. 1963. V. 110. N 5. P. 385-388.
- [4] Jordan A.C. // Met. Trans. B. 1976. V. 7. N 6. P. 191-202.
- [5] Гусейнов А.А., Джуртанов Б.Е., Литвак А.М., Мирсагатов М.Е., Чарыков Н.А., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // Письмо в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 12. С. 67-73.
- [6] Баранов А.Н., Джуртанов Б.Е., Литвак А.М., Сяврис С.В., Чарыков Н.А. // ЖНХ. 1990. Т. 35. № 4. С. 1020-1023.
- [7] Баранов А.Н., Литвак А.М., Моисеев К.Д., Чарыков Н.А., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // ЖПХ. 1990. Т. 63. № 5. С. 976-981.
- [8] Баранов А.Н., Литвак А.М., Моисеев К.Д., Чарыков Н.А., Шерстнев В.В. // ЖФХ. 1990. Т. 64. № 6. С. 1651-1654.

Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
5 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 23

12 декабря 1990 г.

05.4; 05.2

© 1990

## ВОЛНЫ ДЕЙМОНА-ЭШБАХА В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ СО СВЕРХПРОВОДЯЩИМ ПОКРЫТИЕМ

Ю.И. Б е с п я т ы х, А.Д. С и м о н о в,  
В.Д. Х а р и т о н о в

1. В связи с проблемой использования уникальных свойств высокотемпературных металлпроксидных сверхпроводников (СП) Проблема для целей спинволновой электроники весьма актуальна задача о влиянии СП на спектр магнитостатических волн в ферромагнетике (ФМ). Взаимодействие объемных магнитостатических волн с

вихревой структурой, возникающей в СП в интервале полей  $H_c < H_0 < H_{c2}$  ( $H_0$  - поле подмагничивания,  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  - нижнее и верхнее критическое поле СП соответственно), для случая нормального поля подмагничивания рассматривалось в работе [1] на основе модельного уравнения движения вихрей [2]. Представляющий наибольший интерес случай касательного поля подмагничивания, в котором существуют поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ), анализировался в [3], где, однако, рассматривалась лишь полубесконечный СП в „канонической“ геометрии, когда ПМСВ распространяется перпендикулярно полю  $H_0$ . Между тем влияние СП на спектр ПМСВ кардинальным образом зависит как от толщины сверхпроводящего слоя, так и от направления распространения волны. Исследованию этой зависимости в структуре ФМ-СП и посвящено данное сообщение. Параметр Гинзбурга-Ландау СП предполагается большим:  $\alpha = \lambda_L / \xi \gg 1$  ( $\lambda_L$  - лондоновская глубина,  $\xi$  - длина когерентности).

Пусть пленка ФМ толщины  $d_\phi$  и пленка СП толщины  $d_c$  прижаты друг к другу без зазора. Поверхность раздела между ними есть плоскость  $y = 0$ , ФМ занимает область пространства  $-d_\phi < y < 0$ , а СП - область  $0 < y < d_c$ ; внешнее магнитное поле параллельно оси  $z$ . Предположим вначале, что вихревая структура в СП отсутствует:  $H_S < H_0 < H_{c1}$ , где  $H_S$  - поле насыщения ФМ. Используя уравнения магнитостатики и уравнения нестационарной теории сверхпроводимости [4, 5] с соответствующими граничными условиями, получаем дисперсионное соотношение для ПМСВ частоты с волновым вектором  $\vec{k} = k\vec{n}_x$ :

$$D_{mo} + Z [\mu ch |\vec{k}| d_\phi + (1 + \nu k / |\vec{k}|) sh |\vec{k}| d_\phi] = 0, \quad (1)$$

где

$$D_{mo} = (\mu^2 - \nu^2 - \nu k / |\vec{k}|) sh |\vec{k}| d_\phi + \mu ch |\vec{k}| d_\phi, \quad \nu = \omega \omega_M / (\omega_H^2 - \omega^2),$$

$$\omega_H = \gamma H_0, \quad \omega_M = \gamma M_0, \quad Z = (|\vec{k}| \lambda_L / u_0) [u_0 ch (u_0 d_c / \lambda_L) + |\vec{k}| \lambda_L sh (u_0 d_c / \lambda_L)] \times$$

$$\times [u_0 sh (u_0 d_c / \lambda_L) + |\vec{k}| \lambda_L ch (u_0 d_c / \lambda_L)]^{-1}, \quad u_0^2 = 1 + \lambda_L^2 (k^2 + 4\pi i \sigma \omega / c^2),$$

$M_0$  - намагниченность насыщения,  $\gamma$  - гиромангнитное отношение,  $\sigma$  - проводимость СП в нормальном состоянии,  $c$  - скорость света; уравнение  $D_{mo} = 0$  представляет собой дисперсионное соотношение для ПМСВ с  $k_z = 0$  в пленке ФМ с поверхностью  $y = 0$ , покрытой пленкой идеального металла. Если толщина пленки СП мала ( $u_0 d_c / \lambda_L \approx d_c / \lambda_L \ll 1$ ), то  $Z \approx (1 + d_c / |\vec{k}| \lambda_L^2)^{-1}$ . Для ПМСВ с  $k < 0$  и  $|\vec{k}| \ll 3 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup> при  $\lambda_L \sim 10^{-5}$  см,  $d_c / \lambda_L \sim 0,3$ , влияние пленки СП аналогично влиянию идеального металла. Такое сильное экранирование столь тонкими пленками объясняется очень большой эффективной проводимостью пленок СП в области низких частот  $\omega \ll c^2 / 4\pi \sigma \lambda_L^2$ . С уменьшением толщины пленки СП или с увеличением волнового числа ПМСВ экранирование уменьшается, и при

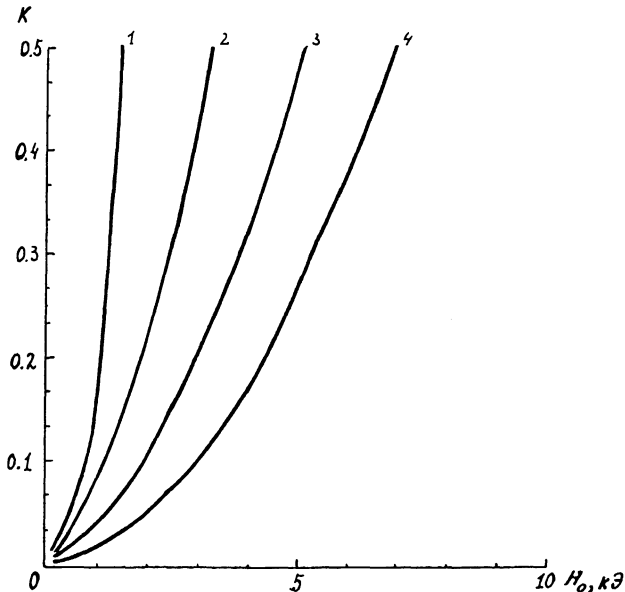


Рис. 1. Зависимость коэффициента преобразования  $K$  от величины касательного поля подмагничивания  $H_0$  при  $\lambda_L = 10^{-5}$  см и следующих значениях параметра Гинзбурга-Ландау: 1 -  $\alpha = 5$ , 2 -  $\alpha = 10$ , 3 -  $\alpha = 15$ , 4 -  $\alpha = 20$ .

$d_c/|\vec{k}|\lambda_L^2 \ll 1$  влияние СП исчезает. Отметим, что из-за уменьшения выталкивания высокочастотного поля из СП с ростом  $|\vec{k}|$ , в структурах ФМ-тонкая пленка СП при  $k < 0$  может существовать область обратных ПМСВ, если толщина слоя ФМ достаточно велика ( $d_\phi d_c/\lambda_L^2 \gg 1$ ). По порядку величины эта область определяется неравенством  $k < d_\phi^{-1}$ .

3. Рассмотрим теперь интервал полей  $H_{c1} < H_0 < H_{c2}$ . Для оценки влияния на спектр ПМСВ колебательного движения вихрей в тонкой пленке СП ( $\xi \ll d_c \ll \lambda_L$ ) используем, как и в [1, 3], модельное уравнение движения вихря. В пренебрежении взаимодействием между вихрями и их инерционностью в СВЧ диапазоне [6] это уравнение имеет вид

$$\Phi_0 c^{-1} [\vec{j}, \vec{n}_z] - \gamma \vec{v} - \beta \vec{u} = 0, \quad (2)$$

где  $\Phi_0 = \pi \hbar c/e$  - квант магнитного потока,  $e$  - заряд электрона,  $\hbar$  - постоянная Планка,  $\vec{j}$  - плотность высокочастотного транспортного тока,  $\vec{u}(u_x, u_y, 0)$  и  $\vec{v} = \dot{\vec{u}}$  - колебательное смещение и скорость вихря соответственно, коэффициент вязкого трения  $\gamma$  по порядку величины равен [2]  $\gamma = \Phi_0 H_{c2}/\rho_n c^2$ , где  $\beta$  - ко-

эффицент жесткости, учитывающий пиннинг,  $\rho_n$  - удельное сопротивление СП в нормальном состоянии.

Движущиеся вихри индуцируют в СП переменное электрическое поле

$$\vec{e} = B_0 c^{-1} [\vec{n}_z, \vec{v}], \quad (3)$$

где  $B_0$  - статическая индукция магнитного поля в СП. При гармонической зависимости высокочастотного поля  $\sim e^{i(\omega t - k_x x - k_z z)}$  от времени и координат в плоскости пленки СП из уравнений (2), (3), уравнений магнитостатики  $\text{rot } \vec{h} = 4\pi c^{-1} \vec{j}$ ,  $\text{div } \vec{b} = 0$  и уравнения  $\text{rot } \vec{e} = -c^{-1} \partial \vec{b} / \partial t$  - находим аналогично [1] эффективные граничные условия, связывающие высокочастотное магнитное поле и магнитную индукцию на поверхностях  $y=0, y=d_c$ :

$$b_y(d_c) = b_y(0), \quad b_y(0) = (k_z^2 \Delta / k_x) [h_x(d_c) - h_x(0)], \quad (4)$$

где  $\Delta = B_0 \Phi_0 / 4\pi d_c (\omega \tau - i\beta)$  - параметр размерности длины. Используя (4), нетрудно получить дисперсионное соотношение для рассматриваемой структуры

$$\zeta D_0 - D_m = 0 \quad (5)$$

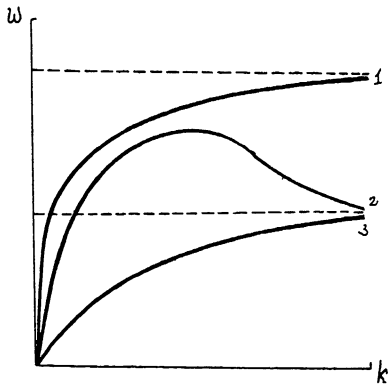
причем уравнения  $D_0 = (\mu^2 \rho^2 + k^2 - \nu^2 k_x^2) \text{sh} \rho d_\varphi + 2\mu \rho |\vec{k}| \text{ch} \rho d_\varphi = 0$ ,

$$D_m = (\mu^2 \rho^2 - \nu^2 k_x^2 - \nu k_x |\vec{k}|) \text{sh} \rho d_\varphi + \mu \rho |\vec{k}| \text{ch} \rho d_\varphi = 0$$

являются дисперсионными соотношениями для ПМСВ в ФМ без сверхпроводящего покрытия и в ФМ, покрытом пленкой идеального металла, соответственно,  $\zeta = k_z^2 \Delta / |\vec{k}|$ ,  $\rho^2 = k_x^2 + k_z^2 / \mu$ ,  $|\vec{k}| = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$ . Как следует из (5), в предельном случае  $\zeta \rightarrow 0$  влияние пленки СП аналогично влиянию идеального металла, в случае же  $\zeta \rightarrow \infty$  влияние СП отсутствует. При фиксированной частоте и параметрах структуры  $|\zeta|$  монотонно растет с ростом величины  $k_z$ . „Вихревого“ затухания ПМСВ с  $k_z = 0$  нет, так как сила Лоренца, действующая на вихри, в этом случае равна нулю. С ростом  $|k_z|$  временной декремент ПМСВ вначале резко возрастает, а затем монотонно убывает при приближении к углу отсечки ПМСВ. Вблизи этого угла, однако, соотношение (5) не имеет смысла, поскольку условиями его применимости являются неравенства  $|\vec{k}| d_c \ll 1$ ,  $|\vec{k}| \sqrt{\alpha} \ll 1$  ( $\alpha$  - постоянная неоднородного обмена ФМ). Рост закрепления вихрей приводит к уменьшению  $|\Delta|$ , и, как следствие, к уменьшению „вихревых“ потерь ПМСВ. При выводе граничных условий (4) предполагалось лишь, что пленка СП достаточно тонкая ( $|\vec{k}| d_c \ll 1$ ). Поэтому (5) дает правильные оценки дисперсии и затухания ПМСВ и при толщинах  $d_c \gtrsim \lambda_L$ .

4. Проанализируем теперь случай  $k_z = 0$  ( $k_x = k$ ),  $|\vec{k}| \lambda_L \ll 1$  более подробно. Во избежание громоздкости формул СП будем счи-

Рис. 2. Закон дисперсии ПМСВ в касательно намагниченной структуре ферромагнетик-сверхпроводник П рода (1 - структура ферромагнетик-идеальный металл, 2 - структура ферромагнетик-сверхпроводник, 3 - структура ферромагнетик-вакуум).



гать полубесконечным, но учтем влияние зазора  $d_3$  между СП ( $y > 0$ ) и ФМ ( $-d_3 - d_\varphi < y < -d_3$ ). Так как сила Лоренца в данном случае отсутствует, речь идет о

вкладе рассеяния на неподвижных вихрях в дисперсию ПМСВ. Используя нестационарные уравнения теории сверхпроводимости [4, 5], уравнения движения магнитного момента, уравнения магнито-статистики, условие (4) на поверхности СП, а также обычные электродинамические граничные условия на границе раздела ФМ-вакуум, получим дисперсионное соотношение для ПМСВ в рассматриваемой структуре:

$$(\mu^2 - \nu^2 - 1) \operatorname{sh} |\vec{k}| d_\varphi + 2\mu \operatorname{ch} |\vec{k}| d_\varphi + (\mu^2 - \nu^2 - 1 - 2\nu k / |\vec{k}|) \times \\ \times \operatorname{sh} |\vec{k}| d_\varphi e^{-2|\vec{k}| d_3} = (2|\vec{k}| \lambda_L / u_0) (1 + K) (\mu^2 - \nu^2 - 1 + 2\nu k / |\vec{k}|) \operatorname{ch} |\vec{k}| d_\varphi e^{-2|\vec{k}| d_3}, \quad (6)$$

где  $K$  - коэффициент преобразования ПМСВ в себя при рассеянии на вихрях, явное выражение для которого ввиду громоздкости мы не приводим. Соотношение (6) отличается от дисперсионного соотношения для ПМСВ в структуре ФМ-диэлектрик-идеальный металл (ФМ-Д-М) ненулевой правой частью. Поскольку  $|\vec{k}| \lambda_L (1 + K) / u_0 \sim |\vec{k}| \lambda_L \ll 1$ , то частоту ПМСВ в рассматриваемой структуре можно записать в виде  $\omega = \omega_0 + \delta\omega$ , где  $\omega_0$  - частота ПМСВ в структуре ФМ-Д-М; поправка  $\delta\omega \ll \omega_0$  легко вычисляется методом возмущений. Оказывается, что если в структуре ФМ-Д-М область обратных ПМСВ существует лишь при конечной величине зазора  $d_3$ , то в анализируемой структуре при достаточно большой толщине ферромагнитного слоя  $d_\varphi$  эта область может существовать и в отсутствие зазора. Действительно, при  $d_3 = 0$  имеем из (6):

$$\delta\omega / \omega_M = (|\vec{k}| \lambda_L / u_0) (1 + K) (\omega_0^2 - \omega_H^2 - \omega_H \omega_M) (2\omega_H \omega_M + \omega_M^2 - 2\omega_0 \omega_M k / |\vec{k}|) \times \\ \times [2\omega_0 (\omega_H + \omega_M) + (\omega_H^2 + \omega_H \omega_M + \omega_0^2) k / |\vec{k}|]^{-1}. \quad (7)$$

Из (7) видно, что в полосе частот существования ПМСВ с  $k < 0$  смещение частоты  $\delta\omega < 0$ . Поскольку  $\delta\omega \sim |\vec{k}|$ , то для коротких волн ( $|\vec{k}| d_\varphi \gg 1$ ) дисперсия будет определяться из зависимости

$\delta\omega(k)$  и ПМСВ будет обратной, так как  $d\omega/dk \approx d(\delta\omega)/dk > 0$ . Полевая зависимость величины  $K$  (определяющей „вихревой“ вклад в дисперсию ПМСВ), вычисленная на ЭВМ, приведена на рис. 1. Вид дисперсионной кривой ПМСВ представлен на рис. 2, качественно он согласуется с [7], где использовалась керамика высокотемпературного СП.

Авторы благодарны А.В. Вашковскому за интерес к работе.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] П о п к о в А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 5. С. 9-14.
- [2] Ш м и д т В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982. 240 с.
- [3] П о п к о в А.Ф. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 9. С. 112-117.
- [4] Г о р ь к о в Л.П., Э л и а ш б е р г Г.М. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. В. 2. С. 612-626.
- [5] Ц а р е в с к и й С.А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 5. С. 1903-1910.
- [6] S u h l Н. // Phys. Rev. Letts. 1965. V. 14. N 7. P. 226-229.
- [7] Л е б е д ь Б.М., Я к о в л е в С.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 19. С. 27-29.

Институт радиотехники и  
электроники АН СССР,  
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию  
26 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 23

12 декабря 1990 г.

07; 11

© 1990

### ДЕФОРМАЦИОННО-ХИМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ САМООРГАНИЗАЦИИ КРУПНОМАСШТАБНОГО РЕЛЬЕФА ПРИ ЛАЗЕРНОМ РАЗРУШЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В.В. Б а ж е н о в, М.Н. Л и б е н с о н,  
В.С. М а к и н, В.В. Т р у б а е в

В последнее время повышенный интерес проявляется к лазерно-индуцированным процессам самоорганизации в различных системах. К таким процессам относится и формирование поверхностных периодических структур, связанное с резонансным возбуждением поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) и волноводных мод на границах раздела сред и их интерференцией с падающим излучением [1, 2]. Известны также явления спонтанного образования „нерезонансных“ поверхностных структур под воздействием силового лазерного излучения [3, 4].