

УГОЛ ОТСЕЧКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК-СВЕРХПРОВОДНИК ВТОРОГО РОДА

© Ю.И.Беспятых, В.Василевский,¹
В.Д.Харитонов, В.И.Щеглов

В работах [1-3] анализировались особенности дисперсии и затухания поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в структуре ферромагнетик-сверхпроводник второго рода, обусловленные магнитоупругой связью вихревой решетки сверхпроводника с намагниченностью. Рассматривалась структура, состоящая из ферромагнитного слоя толщиной L и прилегающего к нему сверхпроводящего полупространства, в касательном поле подмагничивания $H_e \parallel n_z$ в интервале полей $H_{c1} \ll H_e \ll H_{c2}(H_{c1})$ и H_{c2} — соответственно нижнее и верхнее критическое поле сверхпроводника). В работе [1] исследовался случай, когда сила вязкого трения вихрей намного превышает упругую возвращающую силу вихревой решетки. Противоположный случай (для некоторых сверхпроводников соответствующий интервал частот относится к нижней части СВЧ диапазона) изучался в [2,3], где, кроме того, считалось, что $d \ll \lambda_L$, $k\lambda_L \ll 1$, d — период вихревой решетки, λ_L — лондоновская глубина, $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$ — волновой вектор ПМСВ.

К сожалению, в работе [2] (и в ее кратком изложении в [3]) содержатся опечатки и ошибки. Их устранение, сохраняя физическую идеологию работ, в то же время приводит к значительным количественным изменениям окончательных выводов. Настоящее сообщение посвящено изложению возникающих при этом новых результатов.

Исправление упомянутых ошибок² приводит к следующему выражению для безразмерной константы магнито-

¹ Высшая инженерная школа, г. Радом, Польская Республика.

² В формулах (2), (4), (9), (11) работы [1] надо произвести замену $G_m \rightarrow G_m/4\pi^{-2}$, $G_u/8\pi^2$, $W_s \rightarrow W_s/2d^2$, $G_{int} \rightarrow 2G_{int}$, а в уравнении (17) той же работы — замену $\zeta \rightarrow \zeta e^{ky}$.

упругой связи намагниченности с вихрями:³

$$\zeta_{\mathbf{k}} = 2(k_z^2/k)/(\bar{q} + kz^2/k), \quad (1)$$

где $\bar{q} = \sqrt{k_z^2 + k_0^2}$ — обратная комплексная глубина проникновения поля ПМСВ в сверхпроводник, $k_0^2 = 2H_{c2}/\delta^2 H_e$, $\delta = c\sqrt{\rho/2\pi\omega}$ — скин-глубина, ρ — удельное сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии, ω — частота волны. Как видно из (1), величина $\zeta_{\mathbf{k}}$ отнюдь не является малым параметром (можно лишь утверждать, что $|\zeta_{\mathbf{k}}| \leq 1$, $\text{Im}\zeta_{\mathbf{k}} \ll 1$). Поэтому ту часть результатов работы [2,3], которая получена в предположении, что $\text{Re}\zeta_{\mathbf{k}} \ll 1$, следует признать неверной.

Далее рассматриваем идеальный сверхпроводник без пиннинга. Как показано в [2], Фурье-компонента возникающего под действием силы Лоренца со стороны ПМСВ смещения $u_{\mathbf{k}}^y$ вихрей из плоскости, параллельной границе раздела ферромагнетик-сверхпроводник, пропорциональна величине $\zeta_{\mathbf{k}}$. В свою очередь это смещение приводит к перенормировке спектра ПМСВ, которая описывается полученным в [3] дисперсионным соотношением:

$$\begin{aligned} \text{th}qL = qk\omega_{\text{H}} \cos^2 \varphi / \{ & (q^2 \sin^2 \varphi - k^2)\omega_{\text{H}} + (q^2 - k^2) \times \\ & \times (\omega \sin \varphi + \omega_{\text{M}} \sin^2 \varphi) - \frac{\zeta_{\mathbf{k}}}{2}(q^2 - k^2) \times \\ & \times [\omega_{\text{H}}(1 + \sin^2 \varphi) + 2\omega \sin \varphi + \omega_{\text{M}} \sin^2 \varphi] \}, \quad (2) \end{aligned}$$

где теперь параметр $\zeta_{\mathbf{k}}$ определяется формулой (1); $q^2/k^2 = 1 + \omega_{\text{M}}\omega_{\text{H}} \cos^2 \varphi / [\omega^2 - \omega_{\text{H}}/\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}}]$, φ — угол между волновым вектором \mathbf{k} и полем подмагничивания \mathbf{H}_e , а остальные обозначения общеприняты. Заметим, что в отличие от случаев контакта ферромагнетика с металлом или с вакуумом (они описываются формулой (2) соответственно при $\zeta = 0$ и при $\zeta_{\mathbf{k}} \cong 1$) здесь мы имеем дело с неявной зависимостью $\mathbf{k}(\omega)$. Очевидно, что вещественная часть параметра ζ пропорциональна изменению закона дисперсии ПМСВ по сравнению с законом дисперсии в

³ Мы определяем параметр $\zeta_{\mathbf{k}}$ в соответствии с обозначениями работы [2]; введенный в [1] параметр, обозначенный той же буквой, отличается от фигурирующего в [2] и в настоящей работе отсутствием множителя k_z/k .

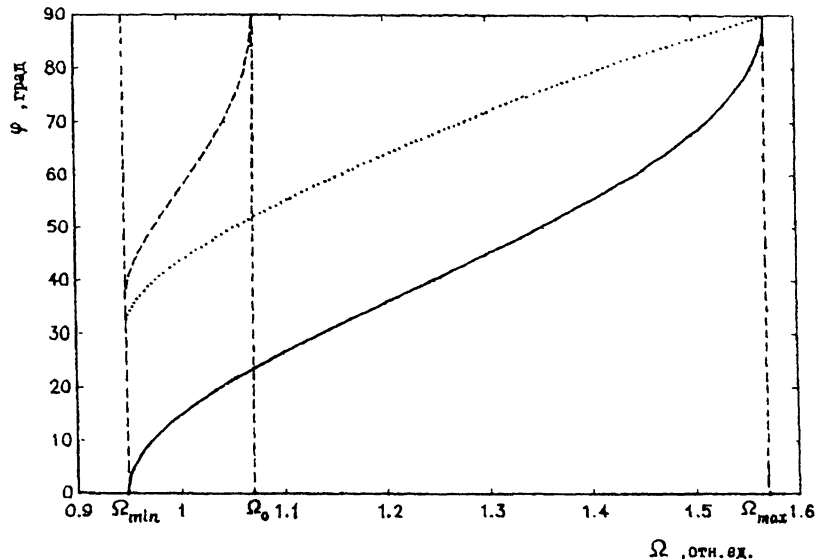


Рис. 1. Частотная зависимость углов отсечки ПМСВ в гибридных структурах (штриховая линия — структура ферромагнетик-вакуум, точечная — структура ферромагнетик-сверхпроводник, сплошная — структура ферромагнетик-металл); $\Omega \equiv \omega/\omega_M$, $\Omega_M \equiv \omega_M/\omega_M$, $\Omega_{\min} \equiv \sqrt{\Omega_M(\Omega_M + 1)}$, $\Omega_0 \equiv \Omega_M + 1/2$, $\Omega_{\max} \equiv \Omega_M + 1$; $f_{\min} = \Omega_{\min}\omega_M/2\pi = 4.64$ ГГц, $f_0 = \Omega_0 \cdot \omega_M/2\pi = 5.25$ ГГц, $f_{\max} = \Omega_{\max}\omega_M/2\pi = 7.7$ ГГц.

структуре ферромагнетик-металл, а мнимая — затуханию ПМСВ, обусловленному затратой части ее энергии на смещение вихрей. При этом, хотя $J_m = \zeta_k \ll 1$, “вихревое” затухание достаточно велико (см. ниже).

Как видно из (1), при малых волновых числах $k_z \ll k_0$ имеем $\text{Re}\zeta \ll 1$, т. е. смещение вихрей мало, обратная глубина проникновения поля ПМСВ в сверхпроводнике $\tilde{q} \sim k_0 \gg k_z$, так что сверхпроводник ведет себя как металл с удельным сопротивлением $(H_e/H_{c2})\rho$, и спектр ПМСВ мало отличается от спектра ПМСВ в структуре ферромагнетик-металл. С ростом волновых чисел ($k_z \gtrsim k_0$), $\text{Re}\zeta_k \sim 2 \cos \varphi / (1 + \cos \varphi)$ и при малых углах φ близко к “вакуумному” значению; смещение вихрей u_k^y велико, что приводит к росту глубины проникновения ПМСВ ($\tilde{q} \sim k_z$). Иными словами, экранирующие свойства сверхпроводника ухудшаются и спектр ПМСВ “приближается” к спектру ПМСВ в структуре ферромагнетик-вакуум.

Проанализируем эту ситуацию более подробно. Разделяя в (2) вещественную и мнимую части с учетом неравенства $J_m = \zeta_k \ll 1$ и действуя обычным образом [4], получим,

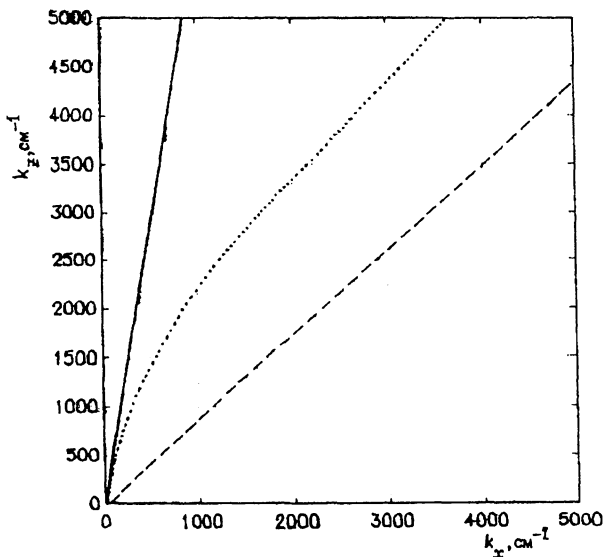


Рис. 2. Изочастотные кривые ПМСВ ($f = \omega/2\pi = 4.75$ ГГц) вблизи нижней границы Ω_{\min} частотного интервала (маркировка линией та же, что на рис. 1).

что линии постоянной частоты на плоскости (k_x, k_z) имеют асимптоты $k_x = \pm k_z \operatorname{tg} \varphi_c(\omega)$, где

$$\operatorname{tg} \varphi_0(\omega) = \omega_m \left[\omega + \sqrt{1 + \omega_n/\omega_m} \times \right. \\ \left. \times \sqrt{\omega^2 - \omega_n(\omega_n + \omega_m)} \right] / [(\omega_n + \omega_m)^2 - \omega^2]. \quad (3)$$

Отметим, что величина угла отсечки φ_c не зависит от свойств сверхпроводника, скорость же выхода изочастотных кривых на асимптоты зависит от величины k_0 , определяемой параметрами сверхпроводника, полем H_e и частотой ω от нижней границы $\sqrt{\omega_n(\omega_n + \omega_m)}$ интервала частот, в котором существуют ПМСВ в данной структуре (в приближении $k\lambda_L \ll 1$ он совпадает с интервалом для структуры ферромагнетик-идеальный металл), до верхней границы $\omega_n + \omega_m$ величина $\varphi_c(\omega)$ монотонно увеличивается от $\operatorname{arctg}[\sqrt{\omega_n(\omega_n + \omega_m)}/\omega_m]$ до $\pi/2$. Сравнивая (3) с известными выражениями [4] для углов отсечки φ_m в структуре ферромагнетик-металл и φ_b в структуре ферромагнетик-вакуум (отсчитываемых, как и φ_c , от направления H_e), видим, что всегда $\varphi_m \leq \varphi_c < \varphi_b$. На рис. 1 приведена частотная зависимость углов отсечки для всех трех типов струк-

тур при $H_e = 1000$ Э и $M_0 = 140$ Гс (железоиттриевый гранат). На рис. 2 показаны изочастотные кривые ПМСВ для структуры из массивного сверхпроводника $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ (его параметры приведены в [5] и пленки железоиттриевого граната толщиной 15 мкм при $H_e = 1000$ Э и $k_x > 0$ вблизи нижней границы частотного интервала (где $\text{tg } \varphi_c = \sin \varphi_B$). Параметры сверхпроводника выбраны так, чтобы величина k_0 в рассматриваемом интервале частот попадала в магнитостатическую область спектра ($k_0 \sim 10^3$ см⁻¹). На том же рис. 2 для сравнения изображены “металлическая” и “вакуумная” изочастотные кривые. Сближение “сверхпроводниковой” и “вакуумной” изочастотных кривых наглядно демонстрирует ухудшение экранирующих свойств сверхпроводника. Это сближение будет еще бóльшим при $k_z \gg k_0$, когда “сверхпроводниковая” кривая пересечет свою собственную асимптоту (приведенная на графике часть кривой лежит выше асимптоты) и будет приближаться к ней снизу (так что $\varphi > \varphi_c$). Реально, однако, эта область k выходит за пределы магнитостатических значений (поэтому термин “угол отсечки” для ПМСВ в данной структуре является в известной степени условным).

Приведем также оценку для “вихревого” затухания ПМСВ при $kL \sim 1$, $k_x > 0$, которая следует из (1), (2):

$$\Gamma = \text{Im} \omega / \omega_m \sim \begin{cases} k_z^2 / k k_0, & k_z \ll k_0, \\ k_0^2 / k k_z (1 + k_z/k)^2, & k_z \gg k_0, \end{cases} \quad (4)$$

откуда при $k_z \sim 10^2$ см⁻¹, $\omega \sim 10^{10}$ с⁻¹, $k \sim k_0 \sim 10^3$ см⁻¹ имеем $\Gamma \sim 10^{-1}$. Таким образом, вклад вихрей в затухание может превышать (в отсутствие пиннинга) не только собственное затухание ПМСВ, но и затухание, обусловленное двухмагнонным рассеянием на дефектах [6–8].

В заключение подчеркнем, что сильная “магнитоупругая” связь намагниченности с вихрями имеет место лишь в структурах с массивным сверхпроводником; в структурах с пленкой сверхпроводника (толщиной меньше лондоновской глубины) соответствующий параметр связи мал [9].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96–02–17283а).

Авторы признательны А.В. Вашковскому за конструктивное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Беспятых Ю.И., Василевский В., Гайдек М., Симонов А.Д., Харитонов В.Д. // ФТТ. 1993. Т. 35. В. 11. С. 2983–2992.
- [2] Беспятых Ю.И., Василевский В., Гайдек М., Харитонов В.Д. // ФТТ. 1995. Т. 37. В. 10. С. 3049–3055.

- [3] *Беспятых Ю.И., Василевский В., Харитонов В.Д., Шеглов В.И.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 18. С. 27-31.
- [4] *Вугальтер Г.А., Гилинский И.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 10. С. 1187-1220.
- [5] *Головашкин А.И.* // УФН. 1987. Т. 152. С. 553-573.
- [6] *Герус С.В., Тарасенко В.В., Харитонов В.Д.* // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 8. С. 2526-2529.
- [7] *Беспятых Ю.И., Харитонов В.Д.* // ФТТ. 1985. Т. 27. С. 3132-3134; В. 11. С. 3494-3496.
- [8] *Харитонов В.Д.* // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 10. С. 3191-3193.
- [9] *Беспятых Ю.И., Симонов А.Д., Харитонов В.Д.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 23. С. 27-32.

Поступило в Редакцию
1 марта 1996 г.
