

ОДНОНАПРАВЛЕННОЕ УМЕНЬШЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ МАГНЕТИК – СВЕРХПРОВОДНИК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТРАНСПОРТНОГО ТОКА

Ю.В.Гуляев, Ю.Ф.Огрин, Н.И.Ползикова¹⁾, А.О.Раевский

*Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 28 мая 1997 г.

Экспериментально исследовано влияние тока на распространение спиновых волн в слоистой структуре магнетик – сверхпроводник. Обнаружено явление невязанного "просветления" структуры. Показано, что это явление связано с движением гипервихрей магнитного потока в джозефсоновской среде.

PACS: 74.60.Ge, 75.30.Ds

Электродинамические свойства сверхпроводников в поле бегущей волны отличаются от таковых в однородном электромагнитном поле. Так, в [1,2] было показано, что для однородной пленки сверхпроводника комплексная высокочастотная проводимость содержит вклад от движения вихрей Абрикосова, вызванного как переменным током, наводимым бегущей волной, так и постоянным транспортным током. В этих работах рассматривалось поглощение и усиление бегущей спиновой волны (СВ), распространяющейся в слоистой структуре магнетик – сверхпроводник перпендикулярно транспортному току. Однако в экспериментальном плане этот вопрос оставался не изученным.

В настоящей работе экспериментально исследуется влияние величины и направления транспортного тока на изменение поглощения СВ. Предлагается теоретическая интерпретация полученных результатов на основе модели движения гипервихрей магнитного потока в джозефсоновской среде.

Исследуемая структура состояла из пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) и пленки высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) на соответствующих подложках. Использовалась эпитаксиальная легированная пленка ЖИГ толщиной $d = 32$ мк с намагниченностью насыщения $4\pi M_0 = 475$ Гс при 77 К. Для возбуждения и приема СВ на пленке ЖИГ помещались проволочные преобразователи диаметром 20 мк. Пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, полученные методом катодного распыления, имели толщину $b = (1 \cdot 10^3 \div 1.5 \cdot 10^3)$ Å. Электрические параметры пленки измерялись четырехзондовым методом. Зависимость удельного сопротивления пленок от температуры носила металлический характер и была близка к линейной с характерными значениями $\rho_{300} \approx 180$ мкОм·см, $\rho_{100} \approx 45$ мкОм·см. Переход пленок в сверхпроводящее состояние происходил при $T_C \approx 88$ К. Плотность критического тока при 77 К составляла 10^5 А/см². Пленка ВТСП прижималась к пленке ЖИГ между преобразователями. Магнитное поле величиной 1.2 кЭ было направлено нормально к плоскостям пленок. В такой геометрии возбуждаются прямые объемные СВ, нижняя граница спектра которых составляла 2.2 ГГц. Постоянный транспортный ток пропусклся нормально к направлению распространения волны. Размер пленки в напри-

¹⁾ e-mail: polz@mail.cplire.ru

влении протекания тока был равен $L = 1$ см, в направлении распространения волны $-l = 0.5$ см.

При температуре $T = 77$ К измерялась вольт-амперная характеристика (ВАХ) $U(I)$ структуры. Коэффициент поглощения волны определялся по величине максимумов амплитудно-частотных характеристик структуры $A(I)$, измерявшихся при различных транспортных токах одновременно с ВАХ. Величина $A(I)$ соответствует минимальным суммарным потерям, которые складываются из чисто магнитных потерь в пленке ЖИГ, потерь из-за проводимости пленки ВТСП и потерь на преобразование.

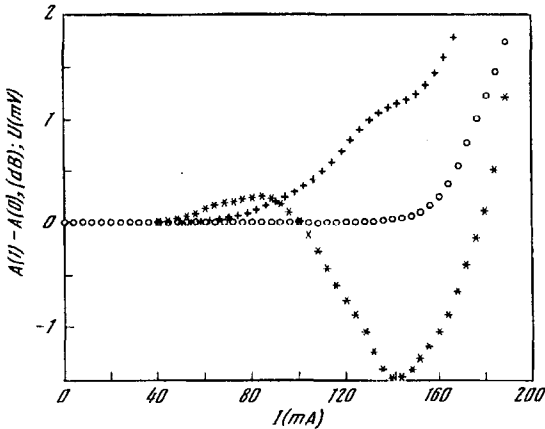


Рис.1. Вольт-амперная характеристика структуры $U(I)$ (o) и изменение поглощения спиновой волны $A(I) - A(0)$ в случае параллельности (+) и антипараллельности (*) \mathbf{q} и \mathbf{v}

На рис.1 представлены ВАХ пленки и зависимость изменения затухания $\Delta A(I) = A(I) - A(0)$. Видно, что в диапазоне от 100 мА до 180 мА имеется область "просветления", где затухание волны меньше, чем в отсутствие тока. При изменении направления распространения волны на обратное затухание монотонно возрастает. Аналогичное изменение в поведении затухания СВ наблюдалось при фиксированном направлении волнового вектора \mathbf{q} , но при изменении направления транспортного тока или магнитного поля. При одновременном изменении направлений любых двух векторов из тройки (\mathbf{H} , \mathbf{I} , \mathbf{q}) на обратные вид кривых не менялся. Это свидетельствует о том, что наблюдаемая невязимость поглощения связана с динамикой вихрей магнитного потока в сверхпроводнике. Электромагнитное поле СВ создает переменную концентрацию вихрей, которая под действием транспортного тока движется со скоростью $\mathbf{v} \propto \mathbf{I} \times \mathbf{H}$. В геометрии эксперимента \mathbf{v} оказывается либо параллельной, либо антипараллельной фазовой скорости СВ $v_{ph} = \omega/q$, что приводит к невязимости поглощения.

Поскольку величина поля H_0 соответствует области смешанного состояния пленки ВТСП, то естественно было бы считать, что эффект связан с движением вихрей Абрикосова. Однако из-за большой вязкости их скорость оказывается $\leq 10^2$ см/с, что намного меньше $v_{ph} = 10^7$ см/с. Проникновение магнитного поля в пленки ВТСП, представляющие в своем большинстве систему сверхпроводящих гранул, соединенных джозефсоновскими переходами, может происходить не только в виде вихрей Абрикосова, но и в виде джозефсоновских вихрей и гипервихрей [3,4]. Эти вихри не имеют кора из нормальной фазы и поэтому их скорость может значительно превышать

скорость вихрей Абрикосова. Существование гипervихрей подтверждено, например, экспериментами по собственному излучению мостиковых структур [5].

Рассмотрим вклад гипervихрей в поглощение СВ. Изменение затухания волны $\Delta A(I) = -4.3[q''(I) - q''(0)]l$ определяется мнимой частью волнового числа $q = q' + iq''$, которое связано с частотой волны ω соотношениями [6]

$$q''(\omega') = \frac{\text{Im}\omega(q')}{\partial\omega'(q')/\partial q'}, \quad \omega' = \text{Re}\omega(q'), \quad \omega(q) \cong \omega_H + \omega_m \frac{qd}{2} \frac{1+\chi}{2+\chi}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_H = \omega_{H0} - \omega_m$, $\omega_{H0} = \gamma H_0$, $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$, γ - гиромангнитное отношение, $\chi = b/q\lambda^2$, $\lambda = [q^2 + \bar{\lambda}^{-2}]^{-1/2}$ - комплексная глубина проникновения электромагнитного поля волны в проводящую среду, $\bar{\lambda} = [i \cdot 4\pi\omega\sigma/c^2]^{-1/2}$, $\sigma = \sigma' + i\sigma''$ - эффективная высокочастотная проводимость. Параметр χ равен отношению длины волны к эффективной длине экранирования электромагнитного поля λ^2/b тонкой пленкой. Приведенные соотношения справедливы для слабозатухающей ($q'' \ll q'$) низшей моды прямой объемной СВ в приближениях $q\lambda \ll 1$, $qd \ll 1$, $b/\lambda \ll 1$, что выполняются в условиях эксперимента. На основе уравнений электродинамики джозефсоновской среды [7-10] и самосогласованного описания движения вихрей [11] получаем выражение для глубины проникновения поля в пленку:

$$\bar{\lambda} = \left(\frac{\lambda_j^2 \cdot f(I) \cdot \mu + [\lambda_C^{-2} - 2i\lambda_F^{-2} \cdot (1 - v/v_{ph})]^{-1}}{1 - 2i\lambda_j^2/\lambda_{Nb}^2} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

$$\lambda_j = \left(\frac{c\Phi_0}{8\pi^2 j_C (\delta + 2\lambda_L)} \right)^{1/2}, \quad \lambda_F = \left(\frac{c^2}{2\pi\sigma_F\omega} \right)^{1/2}$$

$$\lambda_{Nb} = (c^2/2\pi\sigma_{Nb}\omega)^{1/2},$$

где λ_j - джозефсоновская глубина проникновения, Φ_0 - квант магнитного потока, λ_L - лондоновская глубина проникновения, δ - средняя толщина межгранульной прослойки, $\mu \leq 1$ - эффективная магнитная проницаемость среды, j_C - критическая плотность тока контакта, λ_C - кемпбелловская глубина проникновения, определяемая пиннингом вихрей в джозефсоновской среде, λ_F - глубина проникновения, определяемая проводимостью вязкого течения вихрей σ_F , λ_{Nb} - глубина скин-слоя, σ_{Nb} - нормальная проводимость межгранульных прослоек, $f(I) = (1 - I^2/I_C^2)^{-1/2}$. Скорость движения гипervихрей $v = v_F \Theta(I - I_{CF})$, где I_{CF} - критический ток пиннинга вихрей, $\Theta(x)$ - ступенчатая функция, $v_F \cong \pi c_0 \sqrt{\beta} I / 4I_C$, c_0 - скорость Свайхарта, β - параметр Маккамбера - Стюарта [12]. Поскольку $c_0 \cong v_{ph} \cong 10^8$ см/с, то при $I_{CF} < I < I_C$ получаем $v/v_{ph} \leq 1$.

На рис.2 изображены зависимости изменения затухания волны как функции $x = I/I_C$ для различных значений λ_j и при $v/v_{ph} = -0.3x$, $1/\sigma_{Nb} = 38.5$ мкОм·см и $1/\sigma_F = 23$ мкОм·см. В расчете $\Theta(x)$ заменялась на "размазанную" ступеньку, что физически означает усреднение по разбросу токов пиннинга различных гранул. Наличие в (2) множителя $(1 - v/v_{ph})$ приводит при антипараллельности скоростей к эффективному увеличению проводимости вихрей σ_F , что дает монотонное уменьшение поглощения с ростом x . В то же время, при $x^2 \rightarrow 1$ поглощение должно неограниченно возрастать из-за эффективного увеличения джозефсоновской глубины λ_j . Конкуренция этих эффектов приводит

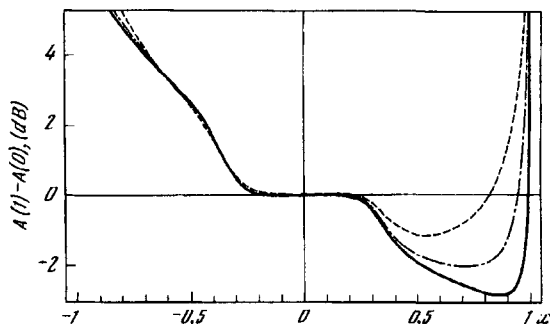


Рис.2. Вклад движения гипервихрей в поглощение спиновой волны: сплошная кривая - $\lambda_J = 1.26 \cdot 10^{-4}$ см, штрих-пунктирная - $\lambda_J = 1.79 \cdot 10^{-4}$ см, штриховая - $\lambda_J = 2.53 \cdot 10^{-4}$ см

в результате к минимуму в суммарном поглощении при $I \leq I_C$, что и дает наблюдающееся "просветление" структуры. При параллельности скоростей проводимость вихрей эффективно уменьшается и суммарное поглощение монотонно возрастает. Таким образом, наблюдаемая невязанность поглощения удовлетворительно объясняется движением гипервихрей.

Авторы благодарны И.М.Котелянскому за предоставление пленок ВТСП.

Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований 95-02-05465а и при финансовой поддержке Министерства науки и технологий по гранту 94-002.

1. А.Ф.Попков, Письма в ЖТФ 15, 9 (1989).
2. N.I.Polzikova and A.O.Raevskii, J. Adv. Sci. 4, 197 (1992).
3. Э.Б.Сонин, Письма в ЖЭТФ 47, 415 (1988).
4. M.Tinkham and C.J.Lobb, Solid State Physics, Eds. H.Ehrenreich and D.Turnbull, New York, 42, 91 (1989).
5. Л.Э.Аматуни, А.А.Ахтумян, Р.Б.Айапетян и др., Письма в ЖЭТФ 50, 355 (1989).
6. N.I.Polzikova and A.O.Raevskii, JMMM 146, 351 (1995).
7. T.L.Hylton, A.Kapitulnik, M.R.Beasley et al., Appl. Phys. Lett. 53, 1343 (1988).
8. Э.Б.Сонин, А.К.Таранцев, ЖЭТФ 95, 994 (1989).
9. C.Attanasio, L.Maritato, and R.Vaglio, Phys. Rev. B 43, 6128 (1991).
10. J.Halbritter, J. Superconductivity 8, 691 (1995).
11. M.W.Coffey and J.R.Clemm, Phys. Rev. B 45, 9872 (1992).
12. К.К.Лихарев, Введение в динамику джозефсоновских переходов, М.: Наука, 1985.