компактностью и плотностью энергии [6]. Предлагается конструкция трехколесного велосипеда с электрическим двигателем и суперконденсатором (рис.3).

Рис.3. Блок-схема трёхколесного велосипеда с электрическим двигателем и суперконденсатором. 1- переднее колесо; 2- заднее правое колесо; 3- заднее левое колесо; 4- электродвигатель; 5- суперконденсатор.

Электрический двигатель устанавливается на задних колесах велосипеда. Под сидением водителя располагаются суперконденсаторы. Суперконденсаторы служат для питания электрического двигателя и рекуперации энергии. Зарядка суперконденсаторов осуществляется с помощью солнечных панелей, установленных на крыше велосипеда.

1. <http://velo.moy.su/publ/velomobili/2>
2. <http://elektromobile.narod.ru/>
3. [http:// sun-shines.ru](http://sun-shines.ru)
4. <http://natoke.ru/>
5. Деньщиков К.К., Жук А.З., Герасимов А.Ф. Голиков М.В. Основные характеристики суперконденсаторов. Известия РАН, Энергетика, №5, 2011, с.125-131
6. <http://www.elit-cap.co>

Парфенова Е.Л., Ситдикова Л.А.

Магнитный эффект близости в наноструктурах ферромагнитный диэлектрик-сверхпроводник

*КНИТУ-КАИ им.А.Н.Туполева, Чистопольский филиал
(Россия, Чистополь)*

doi: 10.18411/lj-02-2020-11

idsp: ljjournal-02-2020-11

Аннотация

В рамках обменной модели эффекта близости для контактов ферромагнетик/сверхпроводник (FI/S) показано, что конкуренция между прямым ферромагнитным обменом и антиферромагнитным косвенным обменом приводит к поверхностной модуляции спинового упорядочения на FI/S-границе. Вычислена глубина δ проникновения поверхностных искажений магнитного порядка в толщу ферромагнитного изолятора, граничащего со сверхпроводником. Возмущение магнитного порядка, возникающее на FI/S-границе, экспоненциально спадает вглубь ферромагнетика.

Ключевые слова: эффект близости, глубина проникновения, ферромагнитный диэлектрик, сверхпроводник.

Abstract

the exchange model of the proximity effect for ferromagnetic/superconductor (FI/S) contacts is developed, it is shown that competition between direct ferromagnetic exchange and antiferromagnetic indirect exchange leads to surface modulation of the spin ordering at the FI / S boundary. The depth δ of penetration of surface distortions of the magnetic order into the thickness of a ferromagnetic insulator bordering a superconductor is calculated. The magnetic order perturbation that occurs at the FI /S boundary falls exponentially deep into the ferromagnet.

Keywords: the proximity effect, penetration depth, ferromagnetic insulator, superconductor

Распространим модель обменных взаимодействий, предложенную М.Г.Хусаиновым [1,2,3,4], на случай плоского контакта, образованного массивной пластиной ферромагнитного диэлектрика (FI), занимающей область $d_z < z < 0$, со сверхпроводящей тонкой пленкой (S), занимающей область $0 < z < d_s$. Средняя энергия прямого обмена локализованных спинов упорядоченных в простую кубическую решетку в FI-области, может быть преобразована к виду

$$\begin{aligned} \langle H_{FI} \rangle &= -J \sum_{\mathbf{r}, \mathbf{a}} \langle \mathbf{S}_{\mathbf{r}} \rangle \langle \mathbf{S}_{\mathbf{r}+\mathbf{a}} \rangle = -\frac{J}{2} \sum_{\mathbf{r}, \mathbf{a}} (\langle S_r^+ \rangle \langle S_{r+a}^- \rangle + \langle S_r^- \rangle \langle S_{r+a}^+ \rangle) = \\ &= -\frac{J}{2} \sum_{\mathbf{r}, \mathbf{a}} \{ \langle S \rangle \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{p}) \exp(-q_z |z|) \langle S \rangle \exp(-i\mathbf{q}_{\perp} (\mathbf{p} + \mathbf{a}) \exp(-q_z (|z| + a)) + \\ &+ \langle S \rangle \exp(-i\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{p}) \exp(-q_z |z|) \langle S \rangle \exp(i\mathbf{q}_{\perp} (\mathbf{p} + \mathbf{a}) \exp(-q_z (|z| + a)) \} \\ &= -\frac{J}{2} \langle S \rangle^2 \exp(-q_z a) \sum_n \exp(-2aq_z n) \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{a}} (\exp(-i\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{a}) + \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{a})), \end{aligned}$$

где $n=1,2,3\dots d_f/a$ пробегает по магнитным слоям вдоль оси z и a – двумерный период квадратной решетки в плоскости FI/S-границы. После очевидных преобразований получаем. После суммирования по квадратной решетке с периодом $\mathbf{a}$ в плоскости FI/S-границы, а также по атомным слоям вдоль оси z получим

$$\langle H_{FI} \rangle = -4J \langle S \rangle^2 \frac{1}{a^2} \frac{\sinh q_z d_f}{\sinh q_z a} \cos \frac{q_{\perp} a}{\sqrt{2}} \exp(-q_z d_f). \quad (1)$$

Для определенности, мы здесь считали, что $q_x = q_y = q_{\perp} / \sqrt{2}$. Компоненты волнового вектора $\mathbf{q} = (\mathbf{q}_{\perp}, q_z)$ взаимозависимые величины, т.е. случай $q_{\perp} = q_z = 0$ соответствует чисто ферромагнитному порядку без искажений, который проникает на всю толщину FI-слоя. Если $q_{\perp} \neq 0$ то имеется поверхностная модуляция спинового порядка, которая проникает вглубь, на расстояние порядка $1/q_z \ll 1/q_{\perp}$. При условии равенства $q_{\perp} = q_z = 0$ средняя энергии прямого обмена принимает вид

$$\langle H_{FI}^0 \rangle = -4J \langle S \rangle^2 \frac{d_f}{a^3}. \quad (2)$$

Таким образом, функционал поверхностной плотности свободной энергии принимает вид

$$f = f_{FI}^0 + f_N^0 + 4J \langle S \rangle^2 \frac{1}{a^2} \left\{ 1 - \frac{a}{d_f} \frac{\sinh q_z d_f}{\sinh q_z a} \cos \frac{q_\perp a}{\sqrt{2}} \exp(-q_z d_f) \right\} - \frac{J_{sd}^2 S^2}{8a} \delta \chi_s(q_\perp, 0, 0) - \frac{d_s N(0)}{2a^3} \Delta^2(z) \ln \frac{e \Delta_0^2}{\Delta^2(z)}. \quad (3)$$

Здесь f_{FI}^0 и f_N^0 – плотности свободной энергии FI-слоя и S-пленки в нормальной фазе. Третье слагаемое будет описывать проигрыш в энергии прямого обмена за счет длинноволновой модуляции ферромагнитного упорядочения ЛС. Следующее слагаемое будет играть двоякую роль. С одной стороны оно будет описывать дальнедействующие антиферромагнитные корреляции приграничных ($z=z'=0$) ЛС через куперовские пары сверхпроводника, а с другой – учитывать подавление параметра порядка Δ за счет парамагнитного эффекта этих спинов. И последнее слагаемое в (3) будет ответственно за выигрыш в энергии конденсации, связанный с переходом S-пленки в сверхпроводящее состояние.

Рассмотрим плоский контакт, образованный массивным ферромагнитным диэлектриком FI, занимающим область $-d_f \leq z \leq 0$ и тонкой сверхпроводящей пленкой S, занимающей область $0 \leq z \leq d_s$. Ограничимся вначале областью низких температур $T \sim 0$. В этом случае термодинамическое среднее спина совпадает с его максимальным значением, т.е. $\langle S \rangle = S$. Далее, считая, что $q_\perp a, q_z a \ll 1$, а $q_z d_f \gg 1$ воспользуемся разложением соответствующих трансцендентных функций в третьем слагаемом (3). Для простоты будем считать, что толщина S-пленки мала, т.е. $d_s \ll \xi$. В этом случае подавление параметра порядка Δ обменным полем ЛС, граничащих со сверхпроводником, будет происходить однородно по всей толщине S-слоя и Δ от z в (3) зависеть не будет. Тогда выражения для четвертого и пятого слагаемого в (3) существенно упрощаются. В результате этих преобразований выражение для плотности свободной энергии примет вид:

$$f = f_{FI}^0 + f_N^0 + \left\{ 4 \frac{J S^2}{a^2} \left[1 - \frac{1}{d_f 2 q_z} \left(1 - \frac{2(q_z a)^2 + 3(q_\perp a)^2}{12} \right) \right] \right\} - \frac{J_{sd}^2 S^2}{8a} \delta \chi_s(q_\perp, 0, 0) - \frac{d_s N(0)}{2a^3} \Delta^2 \ln \frac{e \Delta_0^2}{\Delta^2}. \quad (4)$$

Минимизируя (4) легко убедиться, что q_z и $q_\perp$ пропорциональны друг другу, т.е.

$$q_z = \sqrt{\frac{3}{2}} q_\perp. \quad (5)$$

Теперь мы можем определить глубину поверхностных искажений магнитного порядка в толщу ферромагнитного изолятора. Вспоминая определение пространственного поведения магнитного параметра порядка для упорядочения типа «легкая плоскость» получим при $T=0$

$$\langle S_{\mathbf{r}}^\pm \rangle = S \exp(\pm i \mathbf{q}_\perp \cdot \mathbf{r}) \exp(-q_z z); \quad \langle S_r^z \rangle = 0.$$

Тогда глубина проникновения дается следующим простым уравнением

$$\delta = \frac{1}{2q_z} = \frac{1}{\sqrt{6} q_{\perp}}. \quad (6)$$

Полученный результат является физически прозрачным. Возмущение магнитного порядка, возникающее на FI/S-границе, экспоненциально спадает вглубь ферромагнетика. Чем более длинноволновой является модуляция спинового упорядочения, задаваемая волновым вектором $q_{\perp}$ на поверхности слоя FI, граничащей со сверхпроводником, тем глубже проникает это поверхностное искажение. Наоборот, чем мелкомасштабнее наведенная сверхпроводящим слоем модуляция спинового порядка на поверхности полупространства FI, тем меньше глубина проникновения поверхностного криптоферромагнетизма в толщу ферромагнитного изолятора.

Величина δ в разных интервалах изменения $q_{\perp}$ будет иметь разные значения, которые будут приведены в следующем параграфе.

Учитывая связь q_z с $q_{\perp}$ (5) и с δ (6) выпишем соответствующее приращение к свободной энергии в виде:

$$\begin{aligned} \delta f_{bulk} = & 2JS^2 \frac{\delta}{a} q_{\perp}^2 + \frac{J_{sd}^2 S^2}{4ad_s} N(0) \left(1 + \frac{\pi d_s^2}{6\xi^2} - \frac{\pi}{4} q_{\perp}^2 \xi^2 + \frac{2}{3} q_{\perp}^4 \xi^4 \right) - \\ & - \frac{d_s N(0)}{2a^3} \Delta^2 \ln \frac{e\Delta_0^2}{\Delta^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Минимизируя функционал (7) по параметру $q_{\perp}$ и Δ с учетом соотношения $\xi^2 = \frac{D}{2\Delta}$, получаем связанную систему уравнений для нахождения равновесных значений $q_{\perp}$ и Δ

$$\begin{aligned} q_{\perp} \left[q_{\perp}^2 \xi^2 - \frac{3\pi}{16} \left(1 - \frac{1}{B} \right) \right] &= 0, \\ \Delta^2 \ln \frac{\Delta_0}{\Delta} &= \frac{h^2}{2} \left(\frac{\pi d_s^2}{6\xi^2} + \frac{\pi}{4} q_{\perp}^2 \xi^2 - \frac{4}{3} q_{\perp}^4 \xi^4 \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где мы ввели следующие обозначения

$$B = \frac{h^2 N(0) \pi \xi^2 d_s}{8JS^2 \delta a^2}, \quad h = \frac{J_{sd} S a}{2d_s}.$$

Параметр B имеет смысл отношения абсолютных величин антиферромагнитного и ферромагнитного молекулярных полей, величина h есть среднее обменное поле, действующее на электроны проводимости со стороны локализованных спинов FI/S-границы.

Таким образом, мы получили систему связанных между собой уравнений (8) на оптимальные значения параметра порядка Δ и волнового вектора модуляции магнитного порядка $q_{\perp}$. Первое из уравнений (8) имеет по два решения $q_{\perp}=0$ и $q_{\perp} \neq 0$, а также $\Delta=0$ и $\Delta \neq 0$. Выражение (6) для δ может быть преобразовано с учетом оптимизированных значений $q_{\perp}$.

Минимизация функционала (7) по параметрам $q_{\perp}$ и Δ приводит к наличию трех фаз:

- 1) ферромагнитной нормальной фазы **FN** с $B = q_{\perp} = \Delta = 0$;

- 2) ферромагнитной сверхпроводящей фазы **FS** с $\Delta = \Delta_{FS}$, $q_{\perp} = 0$, $B < 1$;
- 3) криптоферромагнитной сверхпроводящей фазы **CFS** с $\Delta = \Delta_{CFS}$, $q_{\perp} \neq 0$ и $B > 1$.

В случае, когда $B < 1$, ферромагнитное упорядочение устойчиво по отношению к длинноволновой модуляции, тенденция к которой возникает благодаря РККИ-обмену, поэтому δ стремится к нулю.

При $B > 1$ ферромагнитное упорядочение неустойчиво по отношению к длинноволновой модуляции, и минимуму свободной энергии (7) отвечает уже криптоферромагнитная сверхпроводящая фаза **CFS**, параметры которой

$$q_{\perp} = \frac{1}{\xi} \sqrt{\frac{3\pi}{16} \left(1 - \frac{1}{B}\right)}, \quad \delta = \frac{\xi}{\sqrt{6}} \sqrt{\frac{16B}{3\pi(B-1)}}, \quad (9)$$

$$\Delta^2 \ln \frac{\Delta_0}{\Delta} = \frac{h^2}{2} \left(\frac{\pi d_s^2}{6\xi^2} + \frac{\pi}{4} q_{\perp}^2 \xi^2 - \frac{4}{3} q_{\perp}^4 \xi^4 \right).$$

Откуда видно, что поверхностные искажения магнитного порядка носят длинноволновый характер, так как $q_{\perp} \xi \ll 1$, и распространяются вплоть до глубин $\delta \gg \xi$. Эта ситуация реализуется, когда проигрыш в энергии прямого обмена оказывается меньше, чем выигрыш в энергии, связанный с переходом S-слоя в сверхпроводящее состояние и уменьшением парамагнитного эффекта обменного поля.

При переходе FI/S-контакта в ферромагнитное нормальное состояние **FN** с $B = q_{\perp} = \Delta = 0$ и свободной энергией $f_{FN} = f_{FI}^0 + f_N^0$ глубина поверхностных искажений δ будет стремиться к бесконечности.

Физически интересным является также случай тонких FI/S-контактов, где $d_f \ll \delta$ и $d_s \ll \xi_0$. В этом случае поверхностные искажения магнитного упорядочения будут однородно передаваться на всю толщину FI-пленки. Подавление сверхпроводящего параметра порядка Δ также будет однородно по толщине S-слоя.

При наложении и увеличении магнитного поля H (орбитальный эффект) разрушение куперовских пар будет постепенно уменьшать баланс молекулярных полей B и волновой вектор $q_{\perp}$, сглаживая осцилляции спиновой структуры в ферромагнетике. Кроме того, действие магнитного поля на подсистему локализованных спинов FI-пленки приведет к появлению направления преимущественной ориентации и трансформирует CFS-фазу в полосовую доменную, аналогичную той, что предлагалась в [7]. Только ширина доменов, ориентированных по полю, будет больше, по сравнению с теми, которые ориентированы против поля. Дальнейший рост внешнего поля приведет к переходу системы в однодоменную FS-фазу с $q_{\perp} = 0$. Наблюдаемое зеемановского расщепления БКШ-пика в плотности состояний электронов проводимости в FI/S-контактах будет содержать дополнительный вклад, порождаемый осциллирующим обменным полем $h \cdot \cos(q_{\perp} r)$ локализованных спинов FI/S-границы. Это избыточное расщепление будет выходить на насыщение в точке фазового перехода CFS $\rightarrow$ FS, где $q_{\perp}$ обращается в нуль. При дальнейшем увеличении внешнего поля в точке $H^2 + h^2 \propto \Delta^2(H)$ произойдет фазовый переход первого рода FS $\rightarrow$ FN. Именно такое поведение избыточного зеемановского расщепления наблюдалось в туннельных экспериментах с FI/S-контактах EuO/Al [10] и EuS/Al [8,9]. Действительно, было обнаружено, что тонкая пленка алюминия ведет себя как БКШ-сверхпроводник с внутренним полем, вызывающим дополнительное расщепление пика в плотности состояний квазичастиц. Это расщепление зависело от толщины пленки Al как d_s^{-1} . По выходу его на насыщение можно определить величину эффективного обменного интеграла J_{sd} и, следовательно, оценить интегралы переноса t_s или t_f в соответствии с

нашей моделью. Оценки показывают, что для контакта EuO/Al [10] $J_{sd} \cong 0,7$ мЭВ, а для EuS/Al [8] $J_{sd} \cong 1,6$ мЭВ ($S_{Eu}=7/2$, $d_{Al}=4$ нм, $a_{Al}=0,4$ нм). Наблюдаемый в контактах Au/EuS/Al [9] гистерезис, т.е. избыточное расщепление после снятия поля, превышающего парамагнитный предел, может объясняться тем, что в результате пиннинга неоднородной спиновой структуры основное состояние контакта EuS/Al окажется CFS-фазой с периодом модуляции $q_{\perp}^{-1}$, сравнимым с ξ . Дополнительные эксперименты по магнитному рассеянию нейтронов могли бы дать ценную информацию о спиновом упорядочении в контактах EuO/Al, EuS/Al и его изменениях под действием внешнего поля.

1. Изюмов, Ю.А. Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник / Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов // УФН. – 2002. – Т. 172, №2. – С. 113 – 154.
2. Хусаинов, М.Г. Косвенный обмен РККИ и магнитные состояния сверхрешеток ферромагнетик – сверхпроводник / М.Г.Хусаинов // ЖЭТФ. – 1996. – Т.109, Вып.2. – С.524 – 545.
3. Хусаинов, М.Г. Мультикритические точки на фазовых диаграммах слоистых структур ферромагнетик-сверхпроводник / М.Г.Хусаинов // ЖЭТФ. – 1979. – Т.76, Вып.2. – С.578 – 587.
4. Хусаинов, М.Г. Косвенный обмен РККИ и магнитные состояния слоистых структур ферромагнетик – сверхпроводник / М.Г.Хусаинов // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т.61 – С.947 – 951.
5. Parfenova, E.L. Exchange model of proximity effect for the F/S nanostructures / E.L. Parfenova, D.S. Sattarov, Y.N. Proshin, M.G. Khusainov // Low Temperature Physics: Official Conference Book 24th International Conference on Low Temperature Physics. – Orlando, Florida, USA, 2005. – P. 17.
6. Парфенова, Е.Л. Обменная модель эффекта близости в F/S/F-структурах / Е.Л. Парфенова, Д.С. Саттаров, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов // Туполевские чтения: Программа и тезисы докладов международной молодежной научной конференции, посвященной 1000-летию Казани. – Казань, 2005. – Т4. – С. 139 – 140.
7. Jagannathan, A. Magnetic exchange in disordered metals / A. Jagannathan, E. Abrahams, M.J. Stehnen // Phys. Lett. B – 1988. – V.37, №1. – P.436–441.
8. Hao, X. Thin-film superconductor in an exchange field / X. Hao, J.S. Moodera, R. Meservey // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67. – №10. – P.1342 – 1345.
9. Moodera, J.S. Electron – spin polarization in tunnel junctions in zero applied field with ferromagnetic EuS barriers/ J.S. Moodera, X. Hao, G.A. Gibson, R. Meservey // Phys. Rev. Lett. – 1988. – Vol. 61. – №5. – P.637 – 640.
10. Tedrow, P.M. Spin-polarized electron tunneling study of artificially layered superconductor with internal magnetic field / P.M. Tedrow, J.E. Tkaczyk, A. Kumar // Phys. Rev. Lett. – 1986. – Vol. 56. – №16. – P.1746 – 1749.

Юров В.М., Гученко С.А., Маханов К.М.

Поверхностное натяжение многоэлементных плазменных покрытий

*Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова
(Казахстан, Караганда)*

doi: 10.18411/lj-02-2020-12

idsp: ljjournal-02-2020-12

Аннотация

В работе измерены значения поверхностного натяжения многоэлементных покрытий. Показано, что поверхностное натяжение покрытий, полученных в среде азота меньше, чем для покрытий, полученных в среде аргона. Отсюда следует, что образование нитридных фаз приводит к уменьшению поверхностной энергии покрытий. Показано, что чем больше поверхностное натяжение покрытия, тем выше его коррозионная стойкость. Установлено, что коррозионная стойкость большей части исследованных покрытий не уступает наиболее коррозионно-стойким сталям.

Предложены методы определения и осуществлена оценка температур плавления и рекристаллизации плазменных покрытий. Установлено, что температура плавления покрытий, полученных в среде аргона выше, чем для покрытий, полученных в среде азота.