Письма в ЖЭТФ, том 59, вып.6, стр.406 - 408 ©1994 г. 25 марта

# ПЕРКОЛЯЦИОННЫЙ РЕЖИМ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ СМЕСИ МЕТАЛЛ–СВЕРХПРОВОДНИК

*А.А.Лужков*

*Государственный электротехнический университет*
*197376 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 18 ноября 1993 г.
После переработки 14 февраля 1994 г.

Показано, что перколяционные процессы в приповерхностном скин-слое приводят к аномальной частотной и температурной зависимостям эффективной проводимости, входящей в поверхностный импеданс смеси металл-сверхпроводник.

Свойства электромагнитной волны, отражаемой от плоской поверхности данного вещества определяются, как известно, эффективной продольной проводимостью $\sigma$. Поскольку внутри среды волна затухает в приповерхностном слое толщиной порядка глубины проникновения $\lambda$, в котором также сосредоточен экранирующий ток, то $\sigma$ есть эффективная проводимость среды на масштабе порядка $\lambda$. В случае перколяционных, а также любых фрактальных сред электрофизические свойства слоя существенно зависят от толщины $L$ [1]. В частности, от толщины слоя зависит порог продольной перколяции и, тем самым, продольная проводимость. Рассмотрим смесь нормальных (металлических) и сверхпроводящих включений с проводимостями $\sigma_n$ и $\sigma_s$ соответственно, при условии $|\sigma_n/\sigma_s| \ll 1$. Нас интересуют свойства такой среды при концентрации сверхпроводящих включений, большей трехмерного порога протекания, то есть когда ее сопротивление на постоянном токе равно нулю. Если, однако, концентрация сверхпроводящей фазы ниже двумерного порога протекания, то продольная квазидвумерная перколяция в приповерхностном слое толщиной $L$ будет существовать только при $L > L_c$, где критическая толщина $L_c$ зависит от концентрации фаз [1]. На масштабах меньших $L_c$ мы имеем эффективно однородный металл с изолированными сверхпроводящими включениями, а при $L \gg L_c$ – "плохой" сверхпроводник с металлическими включениями, причём при $L \sim L_c$ проводимость слоя резко изменяется с толщиной. Соответственно в нашем случае эффективная продольная проводимость есть функция глубины проникновения – $\sigma = \sigma(\lambda)$. С другой стороны, глубина проникновения связана с проводимостью обычной формулой

$$\lambda^{-2} = \mu_0\omega|\sigma|\gamma^2, \qquad \gamma = \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{1}{2}\arg\sigma\right), \tag{1}$$

причем $1/2 \le \gamma^2 \le 1$. Подставляя в (1) известное выражение для $\sigma(\lambda)$ из работы [1] мы получаем самосогласованное уравнение для определения эффективной проводимости, входящей в поверхностный импеданс данной смеси металл–сверхпроводник.

В качестве конкретной реализации такой модели рассмотрим неоднородные высокотемпературные сверхпроводники, многие свойства которых объясняют исходя из перколяционной модели сверхпроводящего перехода (см., например

[2]). Для таких ВТСП от температуры зависят как доля сверхпроводящей фазы, так и $\sigma_n$, $\sigma_s$. Будем считать применимой двухжидкостную модель, $\sigma_n$ – вещественным, тогда $\mathrm{Re}\,\sigma_s \leq \sigma_n$, $\mathrm{Im}\sigma_s \sim \omega^{-1}$. Температура перехода $T_s$ соответствует при этом трехмерной сверхпроводящей перколяции, а квазидвумерная перколяция происходит при $T < T_s$. Рассмотрим такую область частот, при которой $a \ll \lambda < R \ll a|\sigma_s/\sigma_n|^{\varphi}$, где $R$ – трехмерный коррадиус задачи протекания, $a$ – средний размер неоднородности, $\varphi = \nu/(s+t)$, а $\nu$, $s$, $t$ – индексы коррадиуса и проводимостей для трехмерного пространства. Специфическим свойством данной модели является то, что $\mathrm{Re}\sigma(\lambda)$ имеет острый максимум при $\lambda \simeq \lambda_c \equiv L_c$, в то время как $|\sigma(\lambda)|$ меняется монотонно. Это непосредственно следует из асимптотик $\sigma(\lambda)$ в окрестности $\lambda_c$, которые приводятся ниже. При $\lambda < \lambda_c$ имеем

$$\sigma \simeq \sigma_n(\lambda/a)^{s/\nu}[\tau(\lambda)]^{-z}, \qquad \tau(\lambda) = \frac{p_{c2} - p(\lambda)}{p_{c2}}, \tag{2}$$

где $z$ – двумерный аналог индекса $s$, $p_{c2}$ – двумерный порог протекания, $p(\lambda)$ – эффективная концентрация сверхпроводящей фазы на масштабе $\lambda$ [1], которая увеличивается с ростом $\lambda$. Асимптотика (2) справедлива вплоть до

$$\tau(\lambda) > [(\lambda/a)^{1/\varphi}|\sigma_n/\sigma_s|]^F, \qquad F = 1/(z+\theta), \tag{3}$$

где $\theta$ – двумерный аналог индекса $t$. При меньших $\tau(\lambda)$ проводимость определяется асимптотикой, соответствующей $\lambda = \lambda_c$

$$\sigma \simeq (\sigma_n\sigma_s)^{1/2}(a/\lambda)^{\delta}, \qquad \delta = \frac{t-s}{2\nu} \simeq 0,7. \tag{4}$$

Случай $\lambda > \lambda_c$, когда $|\tau(\lambda)|$ также удовлетворяет неравенству (3), фактически соответствует $\lambda \sim R$ [1], поэтому для таких масштабов имеем

$$\sigma \simeq \sigma_s(a/R)^{t/\nu} + A\sigma_n(R/a)^{s/\nu}, \tag{5}$$

где $A$ – положительная константа порядка единицы.

С экспериментальной точки зрения перколяционный режим отражения электромагнитных волн от неупорядоченного сверхпроводника будет наиболее ярко проявляться в температурной и частотной зависимостях эффективной продольной проводимости. $\mathrm{Re}\,\sigma(T)$ будет иметь четко выраженный максимум, отвечающий $\lambda = \lambda_c$, а сама проводимость в этой точке удовлетворяет уравнению (см. (1) и (4))

$$\sigma = \exp\left(\frac{i\pi}{4}\right)\left[(\gamma^2 a^2 \mu_0\omega)^{\delta}|\sigma_n\sigma_s|\right]^{1/(2-\delta)}, \qquad \gamma = \sin(3\pi/8) \tag{6}$$

и имеет нетривиальную зависимость от частоты, управляемую индексом $\delta$. Поскольку $\lambda_c$ зависит от доли фазы и, следовательно, от температуры, то положение максимума $\mathrm{Re}\,\sigma$ определяется уравнением

$$\lambda_c(T_{max}) = \left[a^{\delta}\gamma^2\mu_0\omega|\sigma_n\sigma_s|^{1/2}\right]^{-1/(2-\delta)} \tag{7}$$

Характерная полуширина максимума $\Delta T$ определяется условием совпадения $\lambda_c(T_{max} - \Delta T)$ и глубины проникновения электромагнитной волны в образец при $T \simeq 0 - \lambda(0)$ :

$$-[p_{c3} - p(T_{max} - \Delta T)] = (p_{c2} - p_{c3})(\lambda(0)/a)^{1/\nu}. \tag{8}$$

Здесь $p(T)$ – доля сверхпроводящей фазы при данной температуре, $p_{c3}$ – трехмерный порог протекания.

Пик $\mathrm{Re}\,\sigma$, аналогичный рассмотренному выше, наблюдался в работе [3] при измерении поверхностного импеданса кристалла YBaCuO . Хотя авторы [3] и пытались, используя подгоночный параметр, интерпретировать его как пик когерентности, но, как показывает недавний обзор [4], вопрос об истинной природе такого рода аномалий проводимости ВТСП остается открытым. В случае, например, тонких пленок существование пика $\mathrm{Re}\,\sigma$ непосредственно следовало бы из двумерной перколяционной модели сверхпроводящего перехода.

Качественно, результаты работы [3] согласуются с рассмотренным выше режимом перколяционного отражения; в частности, толщина образца была много больше глубин проникновения в любую из фаз, температура перехода по сопротивлению равнялась 92 K, а пик наблюдался при $T_{\max} \simeq 89$ K. Поскольку информация о функции $p(T)$ для этого эксперимента отсутствует, мы можем только грубо оценить ширину максимума, используя данные по температурной зависимости поверхностного импеданса $Z_s = R_s + iX_s$. При 92 K $R_s \simeq X_s$ и образец находился в нормальной фазе, а при 86 K $R_s/X_s \simeq 0$, то есть образец был практически 100% сверхпроводящим. Именно в этом интервале и находился максимум $\mathrm{Re}\,\sigma$. Для величины $X_s/R_s$ при $T = T_{max}$ формула (6) дает значение 2,4, а эксперимент – 2,8. Из температурной зависимости $Z_s$ имеем также $X_s(95\,\mathrm{K})/X_s(86\,\mathrm{K}) \simeq 5$, откуда, используя двухжидкостную модель, получаем $\mathrm{Re}\,\sigma(T_{max})/\sigma_n \simeq 4(a/\lambda)^{\delta}$, где $\sigma_n$ – проводимость нормальной фазы при 95 K. Согласно (6) $\mathrm{Im}\,\sigma = \mathrm{Re}\,\sigma$ при $T = T_{max}$, что позволяет определить $\lambda$ по формуле (1). Таким образом, используя экспериментальное значение $\mathrm{Re}\,\sigma(T_{max})/\sigma_n \simeq 2,2$ мы можем оценить средний размер неоднородности, для которого получаем $a \sim 0,3$ мкм, что согласуется, например, с оценкой аналогичной величины в работе [5]. Однако наиболее надежным способом сравнения предсказаний данной работы с экспериментом является измерение частотной зависимости величины и положения максимума $\mathrm{Re}\,\sigma$, определяемые формулами (6), (7).

Автор выражает свою благодарность О.Г.Вендику и А.Л.Корженевскому за полезные обсуждения рассмотренных в статье вопросов.

---

1. А.В.Неймарк, ЖЭТФ **98**,611 (1990).
2. С.А.Виткалов, ЖЭТФ **103**, 1305 (1993).
3. O.Klein, K.Holczer, G.Grüner, and G.A.Emelchenko, J. de Phys. I **2**, 517 (1992).
4. J.T.Moonen, L.J.Adriaanse, H.B.Brom et al., Phys. Rev. B **47**, 14525 (1993).
5. O.G.Vendik, A.B.Kozyrev, S.F.Karmanenko et al. Sol. St. Commun. **84**, 327 (1992).