Письма в ЖЭТФ, том 55, вып. 4, стр. 248 - 251 25 февраля 1992 г.

ФЛУКТУАЦИОННЫЙ НЕЛОКАЛЬНЫЙ ДИАМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК В ОКРЕСТНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕХОДА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ

Ю.С.Бараш, А.В.Галактионов

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924, Москва*

Поступила в редакцию 27 января 1992 г.

Для нормального металла и сверхпроводника вблизи T_c найдены зависящие от волнового вектора выражения для флуктуационного вклада в статическое значение ядра $Q(k)$. Рассмотрены некоторые следствия, обусловленные нелокальностью флуктуационного диамагнитного отклика.

Температурная зависимость диамагнитной восприимчивости нормального металла вблизи критической температуры T_c, как известно, в основном описывается вкладом от флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка. Теоретическое и экспериментальное изучение данного вклада до сих пор ограничивалось случаем, когда связь индуцированного магнитного момента с приложенным магнитным полем можно считать локальной [1]. Однако, пространственная дисперсия флуктуационного диамагнетизма, как показано ниже, имеет характерный масштаб $\xi(T)$. Большое макроскопическое значение корреляционного радиуса сверхпроводящих флуктуаций $\xi(T)$ приводит к тому, что эффекты пространственной дисперсии становятся существенными уже для макроскопически плавно изменяющегося в пространстве магнитного поля. В сверхпроводнике, при $T < T_c$, флуктуационная поправка к связи тока с полем вблизи T_c также оказывается нелокальной с характерным радиусом нелокальности порядка $\xi(T)$. В предлагаемой работе для нормальной и сверхпроводящей фазы вблизи T_c найдены зависящие от волнового вектора выражения для флуктуационного вклада в статическое значение ядра $Q(k)$, связывающего в линейном по полю приближении пространственные фурье-компоненты тока и поля. Рассмотрены некоторые следствия, обусловленные нелокальностью диамагнитного отклика.

Усредним выражение для сверхпроводящего электрического тока по флуктуациям параметра порядка, используя в качестве эффективного гамильтониана обычный функционал Гинзбурга - Ландау

$$F = \int dV \left[a|\psi(\vec{r})|^2 + \frac{b}{2}|\psi(\vec{r})|^4 + \frac{1}{4m}\left| \left(\vec{\nabla} - \frac{2ie}{c}\vec{A}(\vec{r}) \right) \psi(\vec{r}) \right|^2 \right]. \tag{1}$$

При выполнении калибровочного условия $\mathrm{div}\vec{A} = 0$ имеем в линейном по полю приближении для усредненного тока

$$\vec{j}(\vec{k}) = -Q(k)\vec{A}(\vec{k}). \tag{2}$$

Для величины $Q(k) - Q(0)$ в гауссовом приближении получаем явное выражение, а для $Q(0)$ приходим к формуле, содержащей расходящийся в области больших импульсов интеграл. В случае, $T > T_c$ когда речь идет о нормальном металле, в силу градиентной инвариантности должно быть $Q(0) = 0$. Это, разумеется, подтверждает и микроскопический расчет. Выше T_c вместо величины $Q(k)$ удобно ввести магнитную восприимчивость $\chi(k) = -Q(k)/(ck^2 + 4\pi Q(k)) \simeq -Q(k)/ck^2$, для которой получаем

$$\chi(k) = \chi_0 f\left(\frac{1}{2}k\xi(T)\right) = \frac{3\chi_0}{k\xi(T)}\left[\left(1+\frac{4}{k^2\xi^2(T)}\right)\mathrm{arctg}\left(\frac{k\xi(T)}{2}\right) - \frac{2}{k\xi(T)}\right]. \qquad (3)$$

Здесь $\xi(T) = 1/\sqrt{4m|a|}$ - зависящая от температуры длина когерентности, а $\chi_0 = -e^2T_c\xi(T)/6\pi c^2$ - хорошо известное выражение для флуктуационной диамагнитной восприимчивости в однородном поле [2,3]. В предельных случаях малых и больших значений $k\xi(T)$ из (3) следует

$$\chi(k) = \chi_0\left(1 - \frac{k^2\xi^2(T)}{20}\right), \qquad k\xi(T) \ll 1;$$

$$\chi(k) = \frac{3\pi\chi_0}{2k\xi(T)}\left(1 - \frac{8}{\pi k\xi(T)}\right), \qquad k\xi(T) \gg 1. \qquad (4)$$

Форма нелокального ядра, связывающего флуктуационную намагниченность $\vec{M}$ с магнитным полем $\vec{H}$, согласно (3), в координатном пространстве в точности совпадает с выражением, предложенным Пиппардом для нелокальной связи тока $\vec{j}$ с векторным потенциалом $\vec{A}$ в сверхпроводниках [4] (см. также [5])

$$\vec{M}(\vec{r}) = \frac{3\chi_0}{2\pi\xi(T)}\int\frac{\vec{R}(\vec{R}\cdot\vec{H}(\vec{r}'))}{R^4}e^{-2R/\xi(T)}d\vec{r}'; \qquad \vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'. \qquad (5)$$

Существенно, что характерный радиус нелокальности в (5) есть $\xi(T) \gg \xi(T = 0) \equiv \xi_0$.

Вблизи T_c внешнее магнитное поле H, параллельное плоской границе массивного нормального металла, индуцирует в глубине металла намагниченность $M_0 = \chi_0 H$. Пространственная дисперсия магнитной восприимчивости (3) задает профиль изменения на масштабе длины $\sim \xi(T)$ намагниченности M, от нуля на границе металла до M_0 в объеме металла. Если образец занимает полупространство $x > 0$, то из (3) при условии зеркального отражения получаем для намагниченности $M(x) = (B(x) - H)/4\pi$:

$$M(x) = M_0\left\{1 - e^{-2x/\xi} + \frac{x}{2\xi}\left[\left(\frac{2x}{\xi} - 1\right)e^{-2x/\xi} + 2\left(\frac{2x^2}{\xi^2} - 3\right)\mathrm{Ei}\left(-\frac{2x}{\xi}\right)\right]\right\}. \qquad (6)$$

Здесь $\mathrm{Ei}(-x) = \int_{-\infty}^{-x} dt e^t/t$. Для $x \ll \xi/2$ из (6) находим

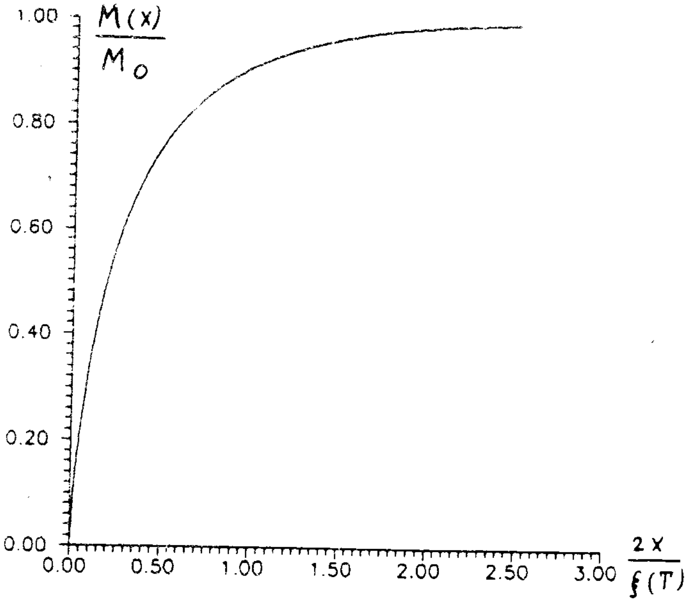
$$M(x) = \frac{3M_0x}{\xi(T)}\ln\left(\frac{\xi(T)}{2,16x}\right). \qquad (7)$$

В области $x \gg \xi/2$ из (6) следует

$$M(x) = M_0\left(1 - \frac{3\xi^2(T)}{4x^2}e^{-2x/\xi(T)}\right). \qquad (8)$$

Зависимость $M(x)/M_0$ от безразмерной координаты $2x/\xi(T)$ изображена на рисунке.

В сверхпроводнике, при $T < T_c$, характерный масштаб нелокальной связи основной (нефлуктуационной) части сверхтока с полем во всей области температур определяется, как известно, длиной когерентности ξ_0 при нулевой температуре. Вблизи T_c имеем $\xi_0 \ll \xi(T)$, и в соответствии с приближением, позволяющим использовать теорию Гинзбурга - Ландау, мы пренебрегаем



нелокальностью с масштабом ξ_0. Флуктуационный вклад в экранирующий ток представляет собой в гауссовом приближении лишь малую поправку к основному сверхтоку. Флуктуационная поправка к величине $Q(0)$ была недавно найдена в [6]. При этом рассматриваются флуктуации параметра порядка относительно однородного сверхпроводящего состояния. Учет зависимости флуктуационного вклада от волнового вектора приводит в гауссовом приближении к выражению

$$Q(k) = \frac{c}{4\pi}\lambda_L^{-2}\left[1 + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{Gi}{t}}\left(1 + \frac{k^2\xi^2(T)}{2}\right) f\left(\frac{1}{\sqrt{2}}k\xi(T)\right)\right]. \tag{9}$$

Здесь $t = (T_c - T)/T_c$, $\lambda_L = (mc^2 b/8\pi e^2|a|)^{1/2}$ - лондоновская глубина проникновения магнитного поля без учета флуктуаций параметра порядка. Число Гинзбурга определено выражением $Gi = 2T_c m^3 b^2/\pi^2\alpha$, где $a = \alpha(T - T_c)$. Функция $f(x)$ определена в (3).

В случае $k\xi(T) \ll 1$, который отвечает большим значениям параметра Гинзбурга - Ландау $\kappa \gg 1$, из (9) находим

$$Q(k) = \frac{c}{4\pi}\lambda_L^{-2}\left[1 + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{Gi}{t}}\left(1 + \frac{2}{5}k^2\xi^2(T)\right)\right]. \tag{10}$$

Отсюда получаем флуктуационную поправку к глубине проникновения

$$\lambda^{-2} = \lambda_L^{-2}\left[1 + \frac{1}{3}\sqrt{\frac{Gi}{t}}\left(1 + \frac{2}{5\kappa^2}\right)\right], \quad \kappa \gg 1. \tag{11}$$

По сравнению с результатом работы [6], в (11) дополнительно учтена обусловленная нелокальностью отклика малая поправка $\propto \kappa^{-2}$.

При выполнении условия $k\xi(T) \gg 1$, соответствующего сверхпроводникам первого рода с $\kappa \ll 1$, из (9) имеем

$$Q(k) = \frac{c}{4\pi}\lambda_L^{-2}\left\{1 + \frac{\pi k\xi(T)}{4\sqrt{2}}\sqrt{\frac{Gi}{t}}\left(1 - \frac{4\sqrt{2}}{\pi k\xi(T)}\right)\right\}. \tag{12}$$

Для глубины проникновения поля, определяемой по формуле $\lambda = \int_0^\infty B(x)dx/H$, из (12) получаем в случае зеркального отражения на границе

$$\lambda^{-2} = \lambda_L^{-2}\left[1 + \frac{1}{2\sqrt{2}\kappa}\sqrt{\frac{Gi}{t}}(1 - 2\sqrt{2}\kappa)\right], \quad \kappa \ll 1. \tag{13}$$

Нелокальный характер диамагнитного отклика здесь важен уже для первой флуктуационной поправки к глубине проникновения.

Область применимости полученных выше результатов связана с применимостью теории Гинзбурга - Ландау, с предположением о малости флуктуаций параметра порядка и с возможностью пренебречь флуктуациями магнитного поля. Указанные требования приводят к неравенствам

$$k \ll \xi_0^{-1}; \quad \max\{Gi,\ \kappa^{-6}Gi\} \ll |t| \ll 1. \tag{14}$$

Условие $|t| \gg Gi/\kappa^6$, существенное для сверхпроводников первого рода с $\kappa < 1$, позволяет при описании малых флуктуаций параметра порядка не принимать во внимание, что вследствие флуктуаций магнитного поля сверхпроводящий переход есть фазовый переход первого рода [7]. В частности, из данного условия находим $(Gi/|t|)^{1/2}\kappa^{-1} \ll \kappa^2$, и, следовательно, второй член в (13) всегда мал по сравнению с первым, как и должно быть.

Приведенные результаты относятся к случаю массивного (трехмерного) сверхпроводника. Аналогичные вопросы для образцов меньшей размерности, а также пространственная дисперсия флуктуационной проводимости будут рассмотрены отдельно.

Благодарим В.Л.Гинзбурга и Г.Е.Воловика за обсуждение работы.

---

1. W.J.Skocpol, M.Tinkham, Rep. Progr. Phys. 38, 1049 (1975).
2. A.Schmid, Phys. Rev. 180, 527 (1969).
3. H. Schmidt, Z. Phys. 216, 336 (1968).
4. A.B.Pippard, Proc. Roy. Soc. London A 216, 547 (1953).
5. A.L.Fetter and J.D.Walecka, Quantum Theory of Many-Particle Systems. N.Y.: McGraw-Hill, 1971.
6. A.Buzdin and B.Vuyichit, Mod. Phys. Lett. B 4, 485 (1990).
7. B.I.Halperin, T.C.Lubensky and S.K.Ma, Phys. Rev. Lett., 32, 292, (1974).