

МЕЗОСКОПИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ТОКА В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Б.З. Стивак, А.Ю. Зюзин

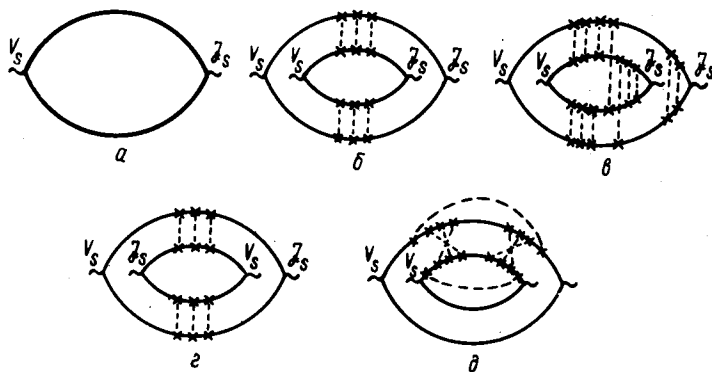
Исследованы мезоскопические флуктуации плотности сверхтекучего тока в неупорядоченных сверхпроводниках, возникающие из-за случайного расположения примесей. Показано, что эти флуктуации могут превышать среднее значение плотности сверхтекучего тока. Обсуждаются возможности наблюдения таких флуктуаций.

В последнее время большое внимание уделяется изучению мезоскопических флуктуаций плотности тока в неупорядоченных нормальных металлах^{1, 2}. Цель данной работы показать, что плотность сверхтекучего тока в сверхпроводниках испытывает аналогичные пространственные мезоскопические флуктуации, связанные с неупорядоченным расположением примесей.

Мы будем исходить из выражения для плотности сверхтекучего тока $J_s(\mathbf{r})$ в неупорядоченном сверхпроводнике

$$J_{si}(\mathbf{r}) = \int S_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') v_{sk}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (1)$$

Здесь $v_s = \frac{1}{2m} (\hbar \nabla \varphi - \frac{2e}{c} \mathbf{A})$ – сверхтекучая скорость, $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ – векторный потенциал; φ , Δ – фаза и модуль параметра порядка. Для получения $S_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ необходимо суммировать графики теории возмущений, изображенные на рис. 1 а³, где жирные линии соответствуют нормальным и аномальным электронным функциям Грина в сверхпроводнике в поле рассеивающего потенциала $u(r)$. Подчеркнем, что выражение (1) имеет смысл при произвольном $u(r)$ еще до усреднения по случайным реализациям рассеивающего потенциала.



Усреднение (1) по реализациям случайного потенциала приводит к известным результатам³. При $\xi(0) \gg l \gg \hbar p_F^{-1}$

$$\langle J_s \rangle = e N_s \langle v_s \rangle; \quad N_s = \frac{N}{3} \left(\frac{l}{\xi(T)} \right)^2 \text{th} \frac{\Delta(T)}{2T} \quad (2)$$

Здесь $\xi(T) = \sqrt{\frac{D\hbar}{\Delta(T)}}$; l , D – длина свободного пробега и коэффициент диффузии электрона в нормальном металле, N – концентрация электронов, p_F – импульс Ферми, символ $\langle \rangle$ означает усреднение по реализациям.

Величина $J_s(\mathbf{r})$ в неупорядоченных сверхпроводниках испытывает пространственные флуктуации, так, что $\delta J_s = J_s - \langle J_s \rangle$ может даже превышать $\langle J_s \rangle$. Оценку для δJ_s можно получить, вычисляя величину $\langle (\delta J_s)^2 \rangle$, которая, согласно (1) выражается через коррелятор

$K = \langle \delta S_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \delta S_{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'_1) \rangle$, $\delta S_{ik} = S_{ik} - \langle S_{ik} \rangle$. Для вычисления величины $K(r, r_1, k'_1)$ аналогично ¹ необходимо суммировать графики теории возмущений, изображенные на рис. 1 б, где сплошные линии изображают усредненные по реализациям случайного потенциала нормальные и аномальные функции Грина в сверхпроводнике, а пунктирные линии — рассеяние на примесях. В результате, при $\zeta(0) \gg l$

$$\langle (\delta J_s)^2 \rangle \approx \langle J_s \rangle^2 \frac{\zeta(0) \hbar^2}{l(p_F^2 l^2)}. \quad (3)$$

Если $\zeta(0) \gg l(p_F l / \hbar)^2$, то $\langle (\delta J_s)^2 \rangle \gg \langle J_s \rangle^2$. Большая величина флуктуаций сверхтекучего тока (3) связана с дальнедействующим характером спадания величины $\delta S_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. При $l < |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| < \zeta(0)$,

$$\langle (\delta S_{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'))^2 \rangle \sim |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-2}. \quad (4)$$

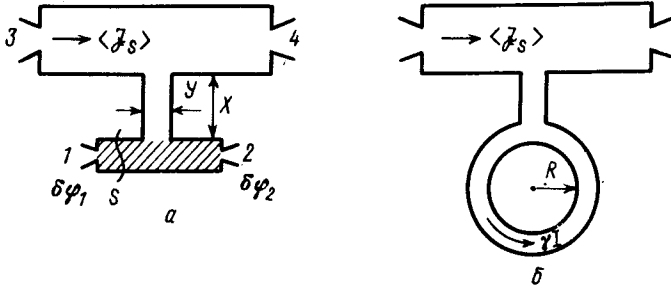
Отметим аналогию между (3), (4) и соответствующими выражениями для флуктуаций плотности тока в нормальном металле ⁴⁻⁶.

Для вычисления коррелятора $\langle \delta J_{si}(\mathbf{r}) \delta J_{sj}(\mathbf{r}') \rangle$ при $l \ll |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \ll \zeta(0)$ необходимо суммировать графики рис. 1 в. Другой, эквивалентный путь состоит, согласно ⁶ в решении системы уравнений

$$\delta J_s = e N_s \delta v_s + J_{ct}^s; \quad v_s = \langle v_s \rangle + \delta v_s \quad (5)$$

$$\text{div } \delta J_s = 0.$$

Причем величина $\langle J_{ct}^s(\mathbf{r}) J_{ct}^s(\mathbf{r}') \rangle \approx \delta_{ik} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \frac{\zeta(0) \hbar^4}{(l p_F^2)^2} \langle J_s \rangle^2$ определяется только графиками рис. 1 б.



Особенно ярко мезоскопические флуктуации сверхтекучего тока проявляются в геометрии эксперимента, предложенной в ⁷, когда образец имеет форму, изображенную на рис. 2 а. Ток через образец пропускается через контакты 3 и 4. Контакты 2, 1 используются для измерения величины $\Delta\varphi = \delta\varphi_1 - \delta\varphi_2$, где $\delta\varphi_{1,2}$ — флуктуации фазы параметра порядка, усредненные по размерам контактов. Если $x, y \gg l, x \gg y$, (см. рис. 2 а), то $\langle \Delta\varphi \rangle \sim \exp\{-\frac{x}{y}\}$ и мы будем пренебрегать этой величиной. Интегрируя (5) по объему V образца между контактами 1 и 2, заштрихованному на рис. 2 а, получаем

$$\langle (\Delta\varphi)^2 \rangle \approx \left(\frac{m}{e N_s S} \right)^2 \int_V d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \langle J_{ct,i}(\mathbf{r}) J_{ct,i}(\mathbf{r}') \rangle. \quad (6)$$

Здесь S и $V = S L$ — площадь сечения и объем области образца, заштрихованной на рис. 2 а. Коррелятор $\langle J_{ct}^s(\mathbf{r}) J_{ct}^s(\mathbf{r}') \rangle$ определяется графиками рис. 1 б, при $\zeta(0) > x$ получаем

$$\langle (\Delta\varphi)^2 \rangle \approx \left(\frac{\hbar^2}{p_F^2 l} \right)^2 \frac{\zeta(0) V \langle J_s \rangle m}{S^2 e N_s} \approx \left(\frac{\hbar^2}{p_F^2 l} \right)^2 \frac{\zeta(0) V}{S^2} \langle \nabla\varphi \rangle^2. \quad (7)$$

При $x > \zeta(0)$ в (7) появляется дополнительный множитель $\exp\left(-\frac{2x}{\zeta(0)}\right)$.

Если образец имеет форму, изображенную на рис. 2 б, то через сечение кольца течет ток

δI , имеющий в зависимости от реализации $u(r)$ случайный знак и величину, причем

$$\langle (\delta I)^2 \rangle \approx \frac{S\zeta(0)}{L^2} \left(\frac{\hbar^2}{lp_F^2} \right)^2 \min [L, \zeta(0)] \langle J_s \rangle^2; \quad L = 2\pi R. \quad (8)$$

Принимая $\zeta(0) \sim L \sim 10^{-5}$ см, $\lambda \approx 10^{-7}$ см, $S \approx 10^{-12}$ см², $l \approx 10^{-6}$ см, $\langle J_s \rangle \approx 10^5$ А/см², получаем $\delta I \sim 10^{-10}$ А, $\Delta\varphi \sim 10^{-3}$.

В случае $|r - r'| \gg \zeta(0)$ коррелятор $\langle \delta J_{si}(\mathbf{r}) \delta J_{jk}(\mathbf{r}') \rangle$ также можно получить, решая уравнение (5). Однако, для вычисления $\langle J_{st}^s(\mathbf{r}) J_{st}^s(\mathbf{r}') \rangle$ необходимо теперь суммировать графики рис. 1 б, в, г, д. При этом мезоскопические флуктуации δJ_s на масштабах порядка $\zeta(0)$ могут быть описаны флуктуациями плотности сверхтекучих электронов, определяемыми из равенства $\delta J_{si} = eN_s \delta \psi_{si} + e \delta N_{s,ik} \langle v_{sk} \rangle$

$$\left\langle \left(\frac{\delta N_s}{N_s} \right)^2 \right\rangle \approx \left\langle \left(\frac{\delta G}{G} \right)^2 \right\rangle \approx \left(\zeta(0) \frac{lp_F^2}{\hbar^2} \right)^{-2}. \quad (9)$$

Здесь G — кондактанс нормального металлического куба размером $\zeta(0)$. На расстояниях больших $\zeta(0)$ флуктуации δN_s независимы.

Величины δJ_s и $\Delta\varphi$ можно измерять точечными контактами.

Аналогично ζ^{-10} величины δJ_s , $\Delta\varphi$, δI аномально чувствительны к изменению случайного потенциала, связанному с диффузией примесей, либо релаксацией двухуровневых систем в стеклах. Другая возможность наблюдения флуктуаций δJ_s и $\Delta\varphi$ связана с помещением образца в конденсатор с напряжением U ¹¹. Электрическое поле проникает в металл на дебаевскую длину, что приводит к изменению условий рассеяния на поверхности.

При этом амплитуда вероятности диффузии электрона на расстояние $\zeta(0)$ приобретает дополнительную фазу, и величины δJ_s , $\Delta\varphi$, δI осциллируют с амплитудами (3), (7), (8) при изменении напряжения U .

Наконец, изученные флуктуации могут определять пиннинг вихрей в сверхпроводниках второго рода, а также флуктуации критического тока в квазиодномерных сверхпроводящих каналах.

Мы благодарны Б.Л.Альтшулеру, Б.И.Ивлеву, Ю.В.Шарвину за полезные обсуждения.

Литература

1. Альтшулер Б.Л. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 530.
2. Lee P.A., Stone A.D. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 1622.
3. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский М.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962.
4. Зюзин А.Ю., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 185.
5. Аронов А.Г., Зюзин А.Ю., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 431.
6. Зюзин А.Ю., Спивак Б.З. ЖЭТФ, 1987, 93, 994.
7. Washburn S., Webb R.A. Adv. in Phys., 1986, 35, 375.
8. Альтшулер Б.Л., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 151.
9. Feng S., Lee P.A., Stone A.D. Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 1960.
10. Beutler D.E., Meisenheimer T.L., Giordano N. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 1240.
11. Washburn S., Schmid H., Kern D., Webb R.A. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1791.