Краткие сообщения по физике № 4-1987 г.

УДК 537.312.62

ДИССИПАТИВНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.Д. Заикин, С.В. Панюков

Построена фазовая диаграмма сверхпроводящей гранулированной системы. Показано, что макроскопическая фазовая когерентность в такой системе может отсутствовать в бездиссипативном пределе. Восстановление сверхпроводимости обусловлено подавлением квантовых флуктуаций фазы при диссипативном фазовом переходе.

В экспериментах /1, 2/ наблюдалась резкая зависимость сверхпроводящих свойств гранулированных пленок от их сопротивления в нормальном состоянии R_N. В работе /2/ содержатся аргументы в пользу того, что наблюдавшееся отсутствие сверхпроводимости при $R_N > R_c \sim 10^4$ Ом связано с флуктуациями разности фаз $\Delta\varphi_{ij}$ между сверхпроводящими гранулами. Качественное объяснение подобного поведения гранулированных систем дано в работах /3, 4/. В /3/ на основе вариационной оценки свободной энергии предложена фазовая диаграмма упорядоченной d-мерной системы сверхпроводящих гранул с джозефсоновским взаимодействием, из которой следует, что разрушение макроскопической фазовой когерентности в такой системе при T = 0 возможно лишь в пределе малых (по сравнению с характерной кулоновской энергией E_Q) значений джозефсоновской энергии V.

В настоящей работе будет показано, что при достаточно слабой диссипации (большие значения R_N) квантовые флуктуации могут приводить к исчезновению фазовой когерентности в системе сверхпроводящих гранул вне зависимости от величины V. Переход такой системы в сверхпроводящее состояние связан с диссипативным фазовым переходом, исследованным ранее для систем с одной степенью свободы /5/. В предельных случаях $V \ll E_Q$ и $V \gg E_Q$ единственным параметром, "ответственным" за такой переход в гранулированных сверхпроводниках, при определенных условиях является омическое сопротивление системы.

Сверхпроводящую гранулированную систему будем описывать эффективным действием, которое в методе "мнимого" времени имеет вид:

$$S_E = \int d\tau \sum_{\langle i,j\rangle} \left\{ \frac{1}{8e^2} C_{ij}\varphi_i\varphi_j + V_{ij}(1-\cos\Delta\varphi_{ij}) + \frac{1}{16\pi e^2 R_{ij}} \int d\tau' \left(\frac{\Delta\varphi_{ij}(\tau)-\Delta\varphi_{ij}(\tau')}{\tau-\tau'} \right)^2 \right\}, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi_{ij} = \varphi_i - \varphi_j$; C_{ij} – тензор емкости; V_{ij} – максимальная энергия джозефсоновского взаимодействия и R_{ij} – омическое сопротивление между гранулами i и j; $\sum_{\langle i,j\rangle}$ означает суммирование по всем джозефсоновским связям между контактирующими гранулами. Эффективное действие работы /3/ отличается от (1) лишь отсутствием недиагональных членов C_{ij}, $i \neq j$. Это отличие не является существенным для получаемых здесь результатов. Действие (1) инвариантно относительно преобразований $\varphi_i \to \varphi_i + 2\pi$. Важно подчеркнуть, что для системы сверхпроводящих гранул, как и для одиночных джозефсоновских контактов, состояния φ_i и $\varphi_i + 2\pi$ даже при отсутствии внешнего тока являются физически различными, поскольку квантовомеханические переходы между ними приводят к изменению состояния термостата и (или) измерительной системы /6, 7/. Таким образом, область изменения φ_i в (1) следует определить условием $-\infty < \varphi_i < \infty$.

Рассмотрим случай $V_{ij} \gg e^2/C_{ii} \sim E_Q$. При флуктуации φ_i в окрестностях минимумов потенциала $\varphi_{n_i} = 2\pi n_i$ малы. Это, однако, не означает, что малы квантовые эффекты, поскольку основную роль могут играть нетривиальные вакуумные флуктуации (инстантоны), соответствующие квантовому проскальзыванию фазы на гранулах. Для иллюстрации сказанного будем считать, что система состоит из гранул двух типов, так что емкость любой гранулы первого типа много меньше емкости соседних с ней гранул второго типа, $C_{1ii} \ll C_{2jj}$. Роль гранул второго типа могут играть также кластеры из большого числа гранул первого типа, между которыми в силу каких-либо причин установилась фазовая когерентность. Рассмотрение проводится наиболее просто, если предположить, что любая гранула первого типа связана джозефсоновским взаимодействием только с гранулами второго типа. В этом случае квантовое проскальзывание фазы на гранулах первого типа описывается инстантонными траекториями ($T \to 0$)

$$\widetilde{\varphi}_i(\tau) = \sum_{k_i} e_{k_i} 4\mathrm{arctg}\,[\exp \omega_i(\tau - \tau_{k_i})]\,, \quad e_{k_i} = \pm 1, \qquad (2)$$
$$\omega_i^2 = (4e^2/C_{1\,ii}) \sum_{\langle j \rangle} V_{ij},$$

и происходит независимо на всех гранулах первого типа. Туннелирование фазы на гранулах второго типа сильно подавлено и здесь не учитывается. При таких условиях статистическую сумму системы с точностью до несущественного нормировочного множителя можно представить в виде $Z = \prod_{i=1}^{N_1} Z_i$, где N_1 – число гранул первого типа, а величина Z_i эквивалентна статсумме одномерного "газа" логарифмически "взаимодействующих" туннельных траекторий (2) /5/. В соответствии с результатами /5/ при $T \to 0$ и достаточно большой вязкости $\alpha_i \equiv R_Q/R_i > 1$ ($R_Q = \pi/2e^2 \simeq 6{,}5$ кОм, R_i здесь определяется как $R_i^{-1} = \sum_{\langle j \rangle} R_{ij}^{-1}$) туннелирование фазы подавлено, т.е. φ_i локализована и, следовательно, имеет место фазовая когерентность между i-ой гранулой первого типа и соседними гранулами второго типа. При $\alpha_i < 1$ туннелирование фазы приводит к ее делокализации и к отсутствию сверхпроводящего тока через рассматриваемую гранулу первого типа. Условием существования сверхпроводимости в рассматриваемой гранулированной системе является существование бесконечного кластера, "проводящего" куперовские пары. При достаточно большой концентрации гранул первого типа каждый такой кластер должен содержать подобные гранулы. Следовательно, при $V_{ij} \gg E_Q$ сверхпроводимость в системе может существовать лишь при условии $R_i < R_Q$. В частности, для упорядоченной гранулированной d-мерной кубической решетки, состоящей из чередующихся гранул первого и второго типов с $R_{ij} = R$, при $T \to 0$ и $V_{ij} \gg E_Q$ сверхпроводимость возникает при $R < R_c$, где $R_c = ZR_Q$, $Z = 2d$ – число ближайших соседей.

В предельном случае $V_{ij} \ll E_Q$ свойства системы удобно описывать матрицей плотности в представлении квазизаряда /6, 7/:

$$\rho_{Q,Q'} = \sum_{\vec{\varphi},\vec{\varphi}'} \rho(\vec{\varphi},\vec{\varphi}') \exp(-i\vec{\varphi}Q + i\vec{\varphi}'Q').$$

Вероятность того, что к моменту времени t между гранулами не произошел обмен куперовскими парами, определяется величиной $\rho_{0,0}$. При достаточно малых t эта величина представляется в виде произведения матриц плотности $\rho^{ij}_{0,0}$ для каждого из контактов с эффективным сопротивлением $\widetilde{R}_{ij} = R_{ij}$ для одномерной ($d = 1$) цепочки гранул и $\widetilde{R}_{ij} = (R_{ij}^{-1} + R_{Gij}^{-1})^{-1}$ при $d > 1$, где R_{Gij} – эффективное сопротивление между гранулами i и j при $R_{ij} \to \infty$. Временная эволюция $\rho^{ij}_{Q,Q}$ была детально исследована в /7/. Результаты этой работы позволяют заключить, что при $V_{ij} \ll E_Q$ и $T = 0$ обмен куперовскими парами между гранулами i и j невозможен (т.е. квазизаряд локализован: $\rho^{ij}_{0,0} = 1$ для всех t) при условии $\widetilde{R}_{ij} > R_Q$. Это также подтверждает проведенный нами ренормгрупповой анализ статистической суммы системы, который показывает, что при $\widetilde{R}_{ij} > R_Q$ ренормированное значение $V_{ij} \to 0$ при $T \to 0$, а $\widetilde{R}_{ij}$ не ренормируется.

Таким образом, в рассмотренных предельных случаях макроскопическая фазовая когерентность зависит лишь от омического сопротивления (но не от величины емкости). Для упорядоченной d-мерной кубической решетки с одинаковыми значениями $R_{ij} = R$ при $V_{ij} \ll E_Q$ такая когерентность отсутствует при $R > R_c = dR_Q$*. Условие $R < dR_Q$ является необходимым условием существования сверхпроводимости в подобной системе при $T \to 0$. Однако, как показано в недавней работе Цвергера /8/, коллективные эффекты в двумерной гранулированной структуре при очень малых значениях V_{ij}/E_Q могут приводить к более жесткому условию появления макроскопической фазовой когерентности. Вопрос о применимости при

---

* Этот результат в пределе $V_{ij}/E_Q \to 0$ был получен вариационным методом в работе /3/.

$V_{ij}/E_Q \gtrsim 0{,}1$ использованного в /8/ приближения среднего поля остается открытым, поскольку при таких V_{ij}/E_Q указанное приближение даже в упорядоченной системе дает результат, противоречащий результатам динамического и ренормгруппового подходов. При наличии беспорядка сверхпроводимость может разрушаться даже при больших значениях V_{ij}/E_Q за счет макроскопического квантового туннелирования фазы на гранулах.

Рассмотренные здесь квантовые флуктуации фазы (или квазизаряда) на гранулах не связаны с появлением в системе вихрей магнитного потока, а поэтому электромагнитная энергия таких флуктуаций мала и может не учитываться.

Авторы благодарны В. Цвергеру, любезно приславшему работу /8/ до ее публикации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dynes R.C., Garno L.P., Rowell L.M. Phys. Rev. Lett., **40**, 479 (1978); Hebard A.F., Paalanen M.A. Phys. Rev., **B30**, 4063 (1984); Orr B.G., Jaeger H.M., Goldman A.M. Phys. Rev., **B32**, 7586 (1985).
2. Orr B.G. et al. Phys. Rev., Lett., **56**, 378 (1986).
3. Chakravarty S. et al. Phys. Rev. Lett., **56**, 2303 (1986).
4. Fisher M.P.A. Phys. Rev. Lett., **57**, 885 (1986).
5. Schmid A. Phys. Rev. Lett., **51**, 1506 (1983); Булгадаев С.А. Письма в ЖЭТФ, **39**, 264 (1984).
6. Likharev K.K., Zorin A.B. J. Low Temp. Phys., **59**, 347 (1985); Аверин Д.В., Зорин А.Б., Лихарев К.К. ЖЭТФ, **88**, 692 (1985).
7. Заикин А.Д., Панюков С.В. ЖЭТФ, **91**, 1677 (1986); Препринт ФИАН № 337, М., 1986.
8. Zwerger W. Preprint.

Поступила в редакцию 31 октября 1986 г.