Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 6, стр. 387 – 390 *20 сентября 1973 г.*

ПАРАМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А. Г. Аронов

Исследуются магнитные свойства неравновесных сверхпроводников. Показано, что при определенных условиях сверхпроводник может перейти из состояния идеального диамагнетика в состояние с "идеальным" парамагнетизмом. В этом случае магнитное поле проникает в сверхпроводник, осциллируя с координатой.

Наиболее важным свойством сверхпроводников является идеальный диамагнетизм – эффект Мейснера. Цель настоящей статьи в том, чтобы показать, что в неравновесных условиях сверхпроводник может перейти в состояние "идеального парамагнетизма". Это состояние, в котором магнитное поле внутри сверхпроводника отлично от нуля, хотя полный магнитный поток через односвязный сверхпроводник равен нулю. Для иллюстрации этого утверждения обратимся к рассмотрению магнитных свойств модели неравновесного сверхпроводника, предложенной для объяснения опытов Тестарди [2] Оуэном и Скалапино [1] и получившей экспериментальное подтверждение в работе [3]. При облучении сверхпроводника светом рождающиеся квазичастичные возбуждения быстро приходят в равновесие с фононами, однако из-за большого времени рекомбинации их число отличается от равновесного значения. При этом функция распределения возбуждений по энергиям имеет вид

$$n_p = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_0 - \nu}{T}} + 1}, \tag{1}$$

где $\epsilon_p = \sqrt{\xi_p^2 + |\Delta|^2}$, $\xi_p = \dfrac{p^2}{2m} - \mu$, μ – химический потенциал электронов в нормальном металле, $|\Delta|$ – полуширина энергетической щели, а ν – квазиуровень ферми-возбуждений. Устойчивость модели относительно флуктуаций параметра порядка и коллективные колебания были рассмотрены в [4].

Если внешнее поле характеризуется вектор потенциалом $\mathbf{A}(\mathbf{r})$, медленно меняющимся на расстоянии порядка длины когерентности, то плотность тока есть [5]

$$\mathbf{j} = 2e\sum_p \mathbf{v}_p n_p + e\mathbf{p}_s \frac{N}{m}, \tag{2}$$

где $\mathbf{p}_s = \Delta\chi - (e/c)\mathbf{A}$; 2χ – фаза параметра порядка $\Delta = \Delta_0 e^{2i\chi}$, N – полная концентрация электронов, $\mathbf{v}_p = \partial\xi_p/\partial\mathbf{p}$ – скорость электронов, n_p – функция распределения возбуждения при наличии поля $\mathbf{A}(\mathbf{r})$, которое определяется из решения кинетического уравнения. В нашем случае

$$n_p = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_p - \mathbf{p}_s \mathbf{v}_p - \nu}{T}} + 1}. \tag{3}$$

Выберем калибровку с $\Delta\chi = 0$, тогда $\mathbf{p}_s = -(e/c)\mathbf{A}$. Найдем сначала линейный отклик. Раскладывая n_p по p_s, получим

$$\mathbf{j} = -\frac{Ne^2}{mc}\mathbf{A}\left[1 + 2\int_0^\infty d\xi \frac{\partial n_p^{(0)}}{\partial\epsilon_p}\right] = -\frac{1}{\Lambda^2}\mathbf{A} \tag{4}$$

Λ – глубина проникновения магнитного поля. В равновесии выражение (4) есть обычное выражение Лондона, так как выражение в квадратных скобках есть не что иное, как отношение плотности сверхпроводящих электронов к полной плотности. В равновесии выражение в скобках всегда положительно. Иное дело в неравновесных условиях. В этом случае выражение в квадратных скобках может изменить знак, что будет соответствовать мнимой глубине проникновения магнитного поля.

Действительно, в рассматриваемой модели глубина проникновения обращается в бесконечность при условии

$$\left.\frac{\partial n}{\partial \nu}\right|_{\Delta = \mathrm{const}} = \frac{\partial N}{\partial \mu}, \tag{5}$$

где n – полная концентрация неравновесных возбуждений. Таким образом, с ростом числа неравновесных возбуждений глубина проникновения магнитного поля растет, обращаясь в бесконечность в точке, определенной условием (5), а затем выражение для тока (4) меняет знак, что приводит к осциллирующей зависимости магнитного поля от координаты внутри сверхпроводника с периодом $|\Lambda|/2\pi$. При этом поток по сечению равен нулю. В случае больцмановской статистики возбуждений, когда $\Delta - \nu \gg T$ система парамагнитна, если

$$\frac{3}{2}\frac{T}{\mu} < \frac{n}{N}.$$

Рассмотрим пластинку сверхпроводника толщиной d, помещенную в магнитное поле, параллельное поверхности. Тогда распределение магнитного поля в ней имеет вид

$$H = H_0 \frac{\cos\dfrac{x}{|\Lambda|}}{\cos\dfrac{d}{2|\Lambda|}}, \tag{6}$$

где H_0 – поле на границе сверхпроводник – вакуум. Из (6) видно, что если толщина d удовлетворяет условию

$$\frac{d}{|\Lambda|} = \pi(2\ell + 1), \qquad \ell = 0, 1, 2\ldots$$

то распределение поля (6) невозможно. В этом случае линейного приближения недостаточно. Из (2), используя (3) и зависимость Δ от A, можно найти нелинейные члены в уравнении Лондона.

Распределение магнитного поля выражается через эллиптические функции Якоби, и мы его не будем здесь приводить. Отметим лишь, что когда начинает выполняться условие $d/|\Lambda| = \pi(2\ell + 1)$, период начинает зависеть как от H_0, так и от d. Если же магнитное поле направлено нормально к поверхности пластины, то должно возникнуть смешанное состояние, а в сверхпроводящую фазу магнитное поле будет проникать осциллируя так, что магнитный поток через нее равен нулю с точностью до краевых эффектов. В заключение отметим, что так же и в равновесии поток, проходящий через сверхпроводящее кольцо, оказывается квантованным. Для доказательства заметим, что если поле осциллирует по диаметру кольца, то всегда найдется контур внутри кольца, по которому ток $j = 0$, а тогда из требования однозначности $\Delta(r) = \Delta_0 e^{2i\chi}$ сразу следует квантование потока.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 августа 1973 г.

Литература

[1] T.S.Owen, D.J.Scalapino. Phys. Rev. Lett., 28, 1559, 1972.

[2] L.R.Testardi. Phys. Rev., B4, 2189, 1971.

[3] W.H.Parker, W.D.Williams. Phys. Rev. Lett., 29, 924, 1972.

[4] А.Г.Аронов, В.Л.Гуревич. ЖЭТФ, 65, 111, 1973.

[5] Ю.М.Гальперин, В.Л.Гуревич, В.И.Козуб. ЖЭТФ, 65, 1045, 1973.