Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 5, стр. 257 – 259 *10 сентября 1989 г.*

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ТЕМПЕРАТУРА–МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ДЛЯ СВЕРХПРОВОДНИКА ВТОРОГО РОДА В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

Е.Б.Коломейский, А.П.Леванюк

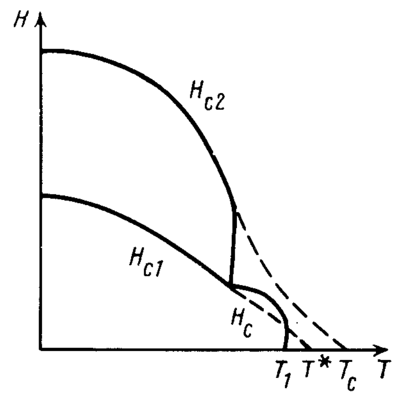
Приводятся доводы в пользу того, что в сверхпроводнике второго рода фазовый переход в нормальное состояние связан со спонтанным рождением вихрей Абрикосова и является переходом первого рода. Определено влияние дефектов на этот переход.

Природа фазового перехода в нормальное состояние в сверхпроводниках второго рода до сих пор не вполне ясна. В работе [1] был сделан вывод, что этот переход носит скачкообразный характер (также как в сверхпроводниках первого рода). Однако численный анализ, проведенный в работе [2], привел к заключению о непрерывности перехода. Отметим, что рассмотрение, проведенное в упомянутых статьях, является неполным: в работе [1] не учитывались флуктуации фазы, а в работе [2] – амплитуды параметра порядка. Авторы работ [3,4] нашли, что на фазовой диаграмме имеется точка, где глубина проникновения магнитного поля δ сравнивается с корреляционной длиной ξ и интерпретировали ее как переход к сверхпроводимости первого рода (правда, соответствующие величины ξ в этих работах несколько отличаются).

Отметим, что фазовая диаграмма температура–магнитное поле (T–H-диаграмма), вытекающая из результатов работ [3,4], представляется невозможной уже из соображений непрерывности: две линии фазовых переходов второго рода сливаются в линию переходов первого рода с конечным скачком в точке слияния.

Отмеченное противоречие может быть устранено, если предположить, что при $H = 0$ фазовый переход в нормальное состояние связан со спонтанным рождением абрикосовских вихрей при конечном ξ. Поскольку вихри разного знака притягиваются, такой переход будет с неизбежностью переходом первого рода. Соответствующая фазовая диаграмма имеет вид, приведенный на рисунке. В окрестности T_1 термодинамическое критическое поле H_c обращается в нуль по корневому закону, поскольку переход является скачкообразным. Из соображений непрерывности в тройной точке $dH_c/dT = 0$. Вертикальная линия, соединяющая кривые $H_{c_1}(T)$ и $H_{c_2}(T)$, нарисована условно и ее положение, в действительности, не известно.

Приведем доводы в пользу высказанного предположения. Идея о том, что фазовый переход из сверхтекучего в нормальное состояние в жидком гелии связан со спонтанным рождением вихрей была высказана Фейнманом более 30 лет назад [5]. Фактически, однако, свободная энергия вихря обращается в нуль лишь при $\xi = \infty$, что представляется вполне естественным в свете принципа универсальности критических явлений: действительно, кроме $\xi = \infty$ в данном случае не представляется возможным указать характерную длину, которой можно было бы приравнять ξ в точке фазового перехода со спонтанным рождением вихрей. В то же время в сверхпроводнике такая длина $\xi^* \sim \Phi_0^2/T_c$ имеется [4] (Φ_0 – квант магнитного потока, T_c – температура фазового перехода без учета заряженности сверхпроводящей жидкости).



Указание на то, что свободная энергия вихря может обратиться в нуль при $\xi \sim \xi^*$ можно получить уже в рамках линейной теории упругости для одиночного вихря. Для свободной энергии единицы длины одиночного вихря f с логарифмической точностью имеем

$$f = \epsilon - C_1 \epsilon \langle \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \rangle = \epsilon - C_1 \epsilon \int \frac{dk}{2\pi} k^2 \langle \mathbf{u}_k^2 \rangle = \epsilon - C_2 T/\xi. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{u}$ – вектор смещения точки вихря, параллельного оси z, C_1, C_2 – постоянные порядка единицы. Интегрирование по k ограничено $k_{max} \sim 1/\xi$, т.е. обратной толщиной сердцевины вихря. Последнее соотношение может быть получено при рассмотрении спектра колебаний вихря, аналогичного проведенному в [6]. Учитывая определение линейного натяжения вихря $\epsilon = (\Phi_0/4\pi\delta)^2 \ln\kappa$, $\kappa = \delta/\xi$, находим

$$f = \frac{T}{\xi} \left(\frac{\Phi_0^2 \xi}{16\pi^2\delta^2 T} \ln\kappa - \text{const} \right). \quad (2)$$

Коэффициент перед логарифмом вблизи точки перехода, согласно соотношению Джозефсона [7], является постоянной порядка единицы, а $\ln\kappa$, как показано в [3,4], убывает. Поэтому при $\xi \sim \xi^*$ скобка в выражении (2) может обратиться в нуль. Однако при $\xi \sim \xi^*$ вклады в свободную энергию нелинейных членов в гамильтониане изолированного вихря оказываются также порядка T/ξ, в результате чего знак коэффициента при T/ξ определить не удается. Кроме того, само выражение для энергии вихря, выписанное в предположении $\ln\kappa \gg 1$, становится неприменимым. Тем не менее высказанные в начале статьи топологические соображения требуют обращения в нуль свободной энергии вихря еще при конечном ξ.

Как уже отмечалось, фазовый переход с рождением вихрей должен быть переходом первого рода. Естественно он происходит при температуре более низкой, чем температура обращения в нуль свободной энергии изолированного вихря. Скачок плотности сверхпроводящей компоненты n может быть оценен подстановкой $\xi = \xi^*$ в соотношение Джозефсона. Имеем

$$n \sim mT_c^2 e^2/\hbar^4 C^2 \sim \frac{m}{m_0} \left(\frac{T_c}{T_{ат}}\right)^2 \alpha^2 N_{ат}, \tag{3}$$

где m, m_0 – эффективная и истинная массы электрона, $N_{ат}$ – атомная электронная плотность, $T_{ат}$ – характерная атомная температура ($\sim 10^4$ К), $\alpha = 1/137$ – электродинамическая постоянная. Как видно из формулы (3), даже при $T_c \sim 100$ К, n составляет $10^{-8} N_{ат}$, т.е. трудно обнаружим экспериментально.

Наличие в кристалле дефектов, представляющих собой включения нормальной фазы, приводит к дополнительному понижению энергии вихря. Как вытекает из работы [8], концентрация дефектов c входит в выражение для свободной энергии в комбинации $c\xi^3$. Это означает, что в системе появляется дополнительная длина $\tilde{\xi} \sim c^{-1/3}$ и энергия вихря может менять знак при $\xi \sim \tilde{\xi}$, т.е. переход со спонтанным рождением вихрей может быть обусловлен дефектами. Это будет иметь место, если $\tilde{\xi} \ll \xi^*$. Характер аномалий будет при этом иным, чем в чистом веществе. При обратном неравенстве дефекты лишь несколько понижают температуру перехода. При увеличении концентрации дефектов $\tilde{\xi}$ может стать меньше характерного размера дефекта и характер перехода изменится. Вполне возможно, что это будет уже переход второго рода: в работе [9] методом $4 - \epsilon$-разложения показано, что в сверхпроводнике второго рода с большой концентрацией примесей фазовый переход в нормальное состояние является переходом второго рода.

Отметим, что даже при концентрации $c = 10^{12}$ см$^{-3}$ и температуре перехода в бездефектном кристалле $T_c \sim 100$ К $\tilde{\xi}/\xi^* \sim 10^{-4}$, т.е. аномалии вблизи перехода будут определяться наличием дефектов.

Авторы благодарны анонимному рецензенту за полезные замечания, позволившие правильно расставить акценты в настоящей работе.

Литература

1. *Halperin B.I. et al.* Phys. Rev. Lett., 1974, **32**, 292.
2. *Dasgupta C., Halperin B.I.* Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 1556.
3. *Булаевский Л.Н. и др.* ЖЭТФ, 1988, **94**, 355.
4. *Коломейский Е.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **48**, 279.
5. *Feynman R.P.* In Progress in Low Temp. Phys., **1**, N.-Y., 1955.
6. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика, ч. 2, М.: Наука, 1978, с. 144.
7. *Josephson B.D.* Phys. Lett., 1988, **61**, 2508.
8. *Nattermann T., Lipowsky R.* Phys. Rev. Lett., 1988, **61**, 2508.
9. *Boyanovsky D., Cardy J.L.* Phys. Rev. B, 1982, **25**, 7058.

Поступила в редакцию
2 февраля 1989 г.

После переработки
7 августа 1989 г.

Институт кристаллографии
Академии наук СССР