Письма в ЖЭТФ, том 52, вып. 10, стр. 1141 - 1145 25 ноября 1990 г.

О ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М.В.Фейгельман, В.Б.Гешкенбейн, В.М.Винокур

Показано, что фазовый переход из состояния абрикосовской вихревой решетки в нормальное состояние может расщепляться на два перехода. Промежуточная фаза вихревой жидкости отличается от нормальной фазы наличием экранировки для тока j параллельного внешнему магнитному полю.

1. До последнего времени считалось установленным,что фазовый переход (ФП) в сверхпроводящее состояние во внешнем магнитном поле связан (для сверхпроводников второго рода) с образованием периодического в пространстве решения (абрикосовской решетки вихрей) уравнений Гинзбурга - Ландау . Этот вывод, однако, был сделан в пренебрежении ролью тепловых флуктуаций вблизи точки ФП, что вполне оправданно для обычных сверхпроводников, где область сильных критических флуктуаций ненаблюдаемо узкая. Иная ситуация в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП): даже в отсутствии внешнего магнитного поля флуктуационная область в YBaCuO вполне заметна: ее относительная ширина $\Delta T/T_c$ дается числом Гизбурга Gi $\sim 10^{-2}$ [1]; с увеличением внешнего поля B ширина флуктуационной области $\Delta T(B)$, как следует из резистивных [2] и термодинамических [3] измерений, сильно растет. В этой связи представляет интерес теоретическое рассмотрение ФП в сверхпроводящее состояние при $B \neq 0$ вне рамок теории среднего поля Гинзбурга - Ландау - Абрикосова (ГЛА). При этом прежде всего следует определить, каким параметром порядка характеризуется данное состояние. Простейший ответ на этот вопрос состоял бы в том, что ниже $T_c(B)$ возникает состояние типа абрикосовской решетки, но с сильно развитыми флуктуациями вихревых линий. Однако, исследование устойчивости вихревой решетки (ВР) по отношению к плавлению с помощью критерия Линдеманна [4] (подтверждаемого Монте-Карло моделированием [5]) показывает, что плавление ВР происходит при $B = B_M(T) \ll H_{c2}^{(0)}(T)$ (где $H_{c2}^{(0)}(T)$ - верхнее критическое поле в теории ГЛА). С другой стороны, исследование устойчивости нормального состояния по отношению к сверхпроводящим флуктуациям в достаточно сильном магнитном поле $B \geq B_{fl} = \mathrm{Gi}H_{c2}^{(0)}(0)$ показывает [6], что это состояние теряет устойчивость уже при $B \approx H_{c2}^{(0)}(T)$ (относительная ширина флуктуационной области $\Delta T(B)/T_c \simeq (B/B_{fl})^{2/3}\mathrm{Gi} \ll 1$ [7]). Поэтому возникает вопрос о возможности существования промежуточной фазы, отличной как от высокотемпературной (нормальной), так и от абрикосовской

фазы. Такое состояние представляло бы собой жидкость вихревых линий, не обладающую трансляционным порядком, но сохраняющую сверхпроводящие корреляции в направлении фонового поля B_0. В настоящей статье мы покажем, что высказанное предположение непротиворечиво, а именно: жидкость вихревых линий обладает свойством экранирования тока j параллельного B_0, чем и отличается от нормальной (высокотемпературной) фазы.

2. Наша задача состоит в выводе эффективного функционала свободной энергии $\mathcal{F}_v$, описывающего жидкость взаимодействующих вихревых линий с заданной средней плотностью $n_0 = B_0/\Phi_0$. Такая задача обсуждалась в ряде статей [8-10], где было показано, что $\mathcal{F}_v$ эквивалентно эвклидову действию двумерной (2D) квантовой нерелятивистской бозе-жидкости, причем вихревые линии оказываются представленными мировыми линиями частиц этой жидкости; соответствующая "постоянная Планка" совпадает с реальной температурой системы T, а эффективная "температура" жидкости $T_* = T/L_z$, где L_z - размер системы в направлении поля $\mathbf{B_0} \parallel \mathbf{z}$ (мы имеем в виду периодические граничные условия вдоль z, физически соответствующие тороидальной геометрии образца; в дальнейшем полагаем $L_z^{-1} = 0$, т.е. рассматриваем основное состояние бозе-жидкости). Однако, в работах [8-10] взаимодействие вихрей считалось (для простоты) локальным. В действительности ВТСП характеризуются значениями параметра Гинзбурга- Ландау $\kappa = \lambda/\xi \sim 10^2$, т.е. в основной области полей $H_{c1}^{(0)}(T) \ll B_0 \ll H_{c2}^{(0)}(T)$ лондоновская длина спадания взаимодействия между вихрями велика: $\lambda \gg n_0^{-1/2}$. Последовательным методом вывода эффективного действия в этом случае является дуальное преобразование исходного функционала Гинзбурга - Ландау с флуктуирующим электромагнитным полем. При условии, что "размер вихря" $\xi \ll n_0^{-1/2}$ (т.е. $B_0 \ll H_{c2}^{(0)}(T)$), такое дуальное преобразование аналогично описанному для решеточной модели сверхпроводника в работах [11-12] (где не рассматривался случай конечного фонового поля $B_0 \neq 0$), и приводит к функционалу $\mathcal{F}_v$ вида (см. также [13])

$$\mathcal{F}_v = \mathrm{m_B} \sum_i \int \mathrm{ds_i} + \int \mathrm{d^2 r dz}[\mathrm{ig}(\mathbf{J} - \frac{1}{\Phi_0}\mathbf{rotA})\vec{\chi} + \frac{(\mathbf{rot}\vec{\chi})^2}{8\pi} + \frac{(\mathbf{rotA})^2}{8\pi}] \tag{1}$$

где ds_i -элемент траектории i-ой "частицы"-вихря, $m_B = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$ - масса этих частиц, $\mathbf{J}$ - плотность трехмерного сохраняющегося тока частиц: $\mathbf{J} = (J_x, J_y, n), \nabla\mathbf{J} = \partial_\alpha J_\alpha + \partial_z n = 0$; $\vec{\chi} = (a_\alpha, \chi)$- 3-компонентное векторное поле, обеспечивающее дальнодействующее взаимодействие вихрей; $g = \Phi_0/4\pi\lambda$, $\mathbf{A}$ - электромагнитный вектор-потенциал. Функциональное интегрирование $\exp[-\mathcal{F}_v/T]$ происходит по траекториям частиц и полям $\vec{\chi}$ и $\mathbf{A}$ с условием $<\mathrm{rot}\mathbf{A}> = (0, 0, B_0)$.

Для дальнейшего исследования удобно перейти от формально трехмерно-инвариантного ("релятивистского") действия $\mathcal{F}_v$ для частиц к нерелятивистскому действию $\mathcal{F}_B$ для бозе-поля ϕ ($|\phi|^2 = n$), взаимодействующего со "скалярным потенциалом" χ и векторным потенциалом a:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_B = \int d^2r\ dz\{\phi^*[T\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{2m_B}(T\nabla_\alpha - iga_\alpha)^2 - ig\chi]\phi + \\ \frac{i}{4\pi\lambda}[\epsilon_{\alpha\beta}(\partial_z A_\alpha - \partial_\alpha A_z)a_\beta + \epsilon_{\alpha\beta}\partial_\alpha A_\beta\chi] + \\ +\frac{1}{8\pi}[(\epsilon_{\alpha\beta}\partial_\alpha a_\beta)^2 + (\partial_z a_\alpha)^2 + (\partial_\alpha\chi)^2] + \frac{1}{8\pi}(\mathrm{rot}\mathrm{A})^2\}\end{aligned} \tag{2}$$

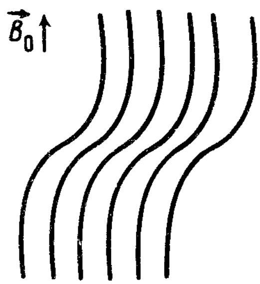
(выражение (2) записано в калибровке $\partial_\alpha a_\alpha = 0, \nabla\mathbf{A} = 0$). В функционале $\mathcal{F}_B$ координата z играет роль мнимого времени; поле χ и поперечная часть поля A_α обеспечивают "мгновенное" взаимодействие вихрей, в то время как поля a_α, A_0, и продольная часть A_α ответственны за "запаздывающее" взаимодействие.

В пределе малой плотности $n_0\lambda^2 \ll 1$ действие (2) описывает 2D бозе-газ с локальным взаимодействием и сверхтекучим основным состоянием ("entangled flux liquid" [9,11]). Приведенные в [6] аргументы показывают, что в обратном пределе $n_0\lambda^2 \gg 1$ в некотором интервале плотностей n_0 возможно существование бозе-жидкости с несверхтекучим основным состоянием. Как мы сейчас убедимся, именно такое состояние соответствует фазе вихревой жидкости с экранировкой продольного тока.

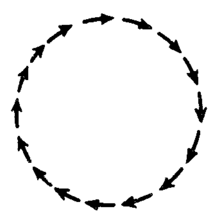
3.Рассмотрим вклад бозе-поля ϕ в эффективное действие калибровочного поля a_α . Этот (поляризационный) вклад в квадратичном приближении имеет вид $\frac{1}{8\pi}\Pi(\mathbf{k})a_\alpha(\mathbf{k})a_\alpha(-\mathbf{k})$. Диагонализуя квадратичную форму по a_α и $\mathbf{A}$, возникающую из (2) с учетом поляризационного члена, получаем коррелятор флуктуаций компоненты A_z векторного потенциала в виде

$$D_{zz}(\mathbf{k}) = < A_z(k_z, k_\perp)A_z(-k_z, -k_\perp) > = (1 + \frac{\Pi(\mathbf{k})}{k^2})\frac{T}{k^2 + \lambda^{-2} + \Pi(\mathbf{k})}(1 - \frac{k_z^2}{k^2}) \qquad (3)$$

В сверхтекучей фазе бозе-жидкости величина $\Pi(0)$ отлична от нуля и дается выражением (в нулевом приближении, т.е. без учета квантовых флуктуаций над основным состоянием) $\Pi(0) = 4\pi g^2 n_0/m_B = 4\pi n_0$. В результате выражение (3) в длинноволновом пределе переходит в обычный кулоновский коррелятор (в калибровке $\nabla\mathbf{A} = 0$) для среды с магнитной проницаемостью $\mu = \Pi(0)/(\Pi(0)+\lambda^{-2}) < 1$. Иначе говоря, сверхтекучая фаза бозе-жидкости вихрей соответствует высокотемпературной фазе сверхпроводника (нормальному металлу) [9]. Диамагнитная восприимчивость $\chi_{DM} = -\Phi_0/4\pi\lambda^2 B_0$ по отношению к полю $\delta\mathbf{H} \perp \mathbf{B}_0$ связана с наличием предпереходных сверхпроводящих флуктуаций. Отметим, что χ_{DM} равна по величине и противоположна по знаку дифференциальной восприимчивости абрикосовской решетки по отношению к изменению величины фонового поля B_0.



а



б

В нормальной (несверхтекучей) фазе бозе-жидкости $\Pi(\mathbf{k}) \approx \eta k^2$ при $k \to 0$. В результате из (3) получаем для A_z коррелятор массивного поля:

$$D_{zz}(\mathbf{k}) = \frac{T}{k^2 + \lambda_{eff}^{-2}}(1 - \frac{k_z^2}{k^2}) \qquad (4)$$

(где $\lambda_{eff}^2 = \lambda^2(1+\eta)$), что и означает наличие экранировки $z-$ компонент вектор-потенциала $\mathbf{A}$ и электрического тока j.

Заметим также, что коррелятор $D_{\alpha\beta}(\mathbf{k})$ поперечных компонент векторного потенциала имеет кулоновский вид в любом случае, поскольку в отсутствие пиннинга экранировка изменения продольного поля $\delta\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}_0$ невозможна.

4.Изложенный выше подход применим только для исследования равновесной термодинамики и не может быть непосредственно использован для вычисления электросопротивления. Ниже мы приведем качественные аргументы в пользу того, что фаза "нормальной" вихревой жидкости обладает нулевым линейным сопротивлением ρ_{lin} для тока $j \parallel \mathbf{B}_0$. Действительно, диссипация энергии при прохождении тока связана с рождением и расширением вихревых колец, лежащих в плоскости $(x, y) \perp \mathbf{B}_0$. В присутствии фонового поля $\mathbf{B}_0$ такое вихревое кольцо представляет собой определенную деформацию исходного распределения вихревых линий. Конфигурация вихревых линий, соответствующая участку такого кольца, показана на рис.*а*. Проекция такой конфигурации на плоскость (x, y) и представляет собой вихревое кольцо, показанное на рис.*б*. В системе с периодическими вдоль z граничными условиями (тороидальная геометрия) образование и движение таких колец связано с разрывом и перецеплением вихревых линий (в отличие от дислокационных пѐтель, бесконечный рост которых (приводящий к плавлению вихревой решетки [14]) не связан с перецеплением вихревых линий). Заметим, что на языке 2D бозе-жидкости показанная на рисунке конфигурация соответствует многочастичному кольцевому обмену бозе-частиц. Сверхтекучее состояние характеризуется наличием сколь угодно далеких кольцевых обменов [15], т.е. присутствием вихревых колец произвольного размера в системе вихрей и при $j = 0$, что и обеспечивает конечную величину ρ_{lin}. С другой стороны, в нормальной фазе бозе-жидкости вклад процессов далекого кольцевого обмена мал, поскольку связанное с ними действие линейно растет с числом частиц, участвующих в обмене; иначе говоря, энергия поперечного вихревого кольца в промежуточной фазе вихревой жидкости пропорционально его длине. Таким образом, полная свободная энергия вихревого кольца радиуса r в присутствии тока j_z ведет себя как $f(r) = \mathrm{const} * r - \frac{\Phi_0}{c} j_z \pi r^2$. Скорость диссипации определяется вероятностью $\sim \exp(-f(r_c)/T)$ появления колец критического размера $r_c \sim j_z^{-1}$, отвечающих максимуму $f(r)$. В результате получаем электрическое поле $\mathcal{E}(j_z) \sim exp(-\mathrm{const}/j_z)$. Это означает, что в нормальной фазе вихревой жидкости $\rho_{lin} = 0$, что, разумеется, согласуется со сделанным выше выводом об экранировке тока $\mathbf{j} \parallel \mathbf{B}_0$. Для наблюдения явления экранировки продольного тока необходимо использовать образцы тороидальной геометрии (только в этом случае можно добиться выполнения условия $\mathbf{j} \parallel \mathbf{B}_0$ во всем образце); к измерениям ρ_{lin} это ограничение не относится.

5. Мы показали, что ФП из нормального (Н) состояния в сверхпроводящее в сильном магнитном поле может расщепляться на два ФП, с промежуточной фазой вихревой жидкости (ВЖ). Эта фаза характеризуется отсутствием линейного сопротивления и экранировкой тока (для $\mathbf{j} \parallel \mathbf{B}_0$). Невыясненным остается целый ряд вопросов, например, о критическом поведении вблизи переходов Н $\to$ ВЖ $\to$ ВР, о роли дефектов в фазе ВЖ; наконец, само существование фазы ВЖ хотя и весьма вероятно, но все же строго не доказано.

Мы благодарны Л.Б.Иоффе, А.И.Ларкину, Л.С.Левитову и А.В.Чубукову за многочисленные полезные обсуждения, а также Д.Нельсону за присылку препринта [10] до публикации статьи.

Литература

1. *Hikami S., Larkin A.I.* Mod.Phys.Lett.B, 1988,2, 693.
2. *Iye Y., Tamegai T., Takeya H., Takei H.* Jpn.J.Appl.Phys. 1987,26,1057.
3. *Bonjour E., Calemczuk R., Khoder A.F. et al.* Physica C, 1990, 166, 451; *Bonjour E., Calemczuk R., Henry J.Y., Khoder A.F.* Preprint, 1990.
4. *Houghton A., Pelcovits R.A., Sudbo A.* Phys.Rev.B, 1989,40, 6763.
5. *Xing L., Tesanovic Z.* Phys.Rev.Lett., 1990,65,794.
6. *Feigel'man M.V.* Physica A, 1990, 168, 319.
7. *Ikeda I., Ohmi T., Tsuneto T.* J.Phys.Soc.Jpn. 1989, 58, 1377.
8. *Nelson D.R.* Phys.Rev.Lett., 1988, 59, 1973.
9. *Fisher M.P.A., Lee D.H.* Phys.Rev.B, 39, 2756.
10. *Nelson D.R., Le Doussal P.* Harvard preprint, 1990.

11. *Thomas P.R., Stone M.* Nuclear Phys.B, 1978,144, 513.

12. *Dasgupta C., Halperin B.I.* Phys.Rev.Lett., 1981, 47, 1556.

13. *Попов В.Н.* Континуальные интегралы в квантовой теории поля и статистической физике. М.: Атомиздат, 1976, с.164.

14. *Marchetti M.C., Nelson D.R.* Phys.Rev.B, 1990, 41, 1910; Phys.Rev.B, 1990, in press.

15. *Фейнман Р.* Статистическая механика. М.: Мир, 1975, гл.11; *Nelson D.R., Seung S.* Phys.Rev.B, 1989, 39, 9153.

Институт теоретической физики им.Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 октября 1990 г.