Письма в ЖЭТФ, том 51, вып. 10, стр. 511–513 *25 мая 1990 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ РЕШЕТКИ НЕСИНГУЛЯРНЫХ ВИХРЕЙ В UPt_3.

Ю.С.Бараш, А.С.Мельников

В работе показана возможность существования решетки двухквантовых несингулярных вихрей (ДР) в сверхпроводящих соединениях типа UPt_3 с нетривиальным спариванием. Предложено объяснение магнитного перехода в UPt_3, как перехода от несингулярной решетки вблизи H_{c2} к решетке одноквантовых сингулярных вихрей (ОР) при низких полях.

В последнее время в литературе обсуждаются возможные теоретические объяснения фазового перехода в сверхпроводящем UPt_3 в магнитных полях $H \sim 0{,}6\,H_{c2}$ [1-7]. В данной работе показано, что это может быть переход от несингулярной к сингулярной решетке вихрей. Вопрос о несингулярных вихрях ранее подробно рассматривался для сверхтекучего ^3He [8] и для триплетных сверхпроводников со слабым спин-орбитальным взаимодействием [9]. Изучались также несингулярные вихри в сверхпроводниках с s-спариванием и возникающим в корах вихрей параметром порядка d-типа [6].

Существуют экспериментальные свидетельства в пользу того, что для UPt_3 сверхпроводящие классы возникают из двумерного представления E_1 группы D_6 [10]. В этом случае параметр порядка есть двухкомпонентный вектор $\vec{\eta} = (\eta_x, \eta_y)$. Запишем соответствующий функционал Гинзбурга – Ландау (ГЛ) для магнитного поля, направленного вдоль оси симметрии шестого порядка $0z$.

$$F = \int(-a\eta_i\eta_i^* + \beta_1(\eta_i^*\eta_i)^2 + \beta_2|\eta_i\eta_i|^2 + K_1 p_i^*\eta_j^* p_i\eta_j + \\ + K_2 p_i^*\eta_i^* p_j\eta_j + K_3 p_i^*\eta_j p_j\eta_i)dV, \tag{1}$$

где $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla - {}^{2e}/_{c}\mathbf{A}$, $a = \alpha(T_c - T)$

$$\beta_1 > 0; \quad \beta_2 > -\beta_1; \quad K_1 + K_2 + K_3 > |K_2|; \quad K_1 > |K_3| \tag{2}$$

Согласно [10] в отсутствие магнитного поля в UPt_3, по-видимому, реализуется фаза с гексагональной симметрией. Отсюда следует $\beta_2 > 0$; $\vec{\eta} \sim (1, \pm i)$. Перейдем в (1) к функциям

$$\Psi_1 = \sqrt{\frac{\beta_1}{2a}}(\eta_x - i\eta_y); \qquad \Psi_2 = \sqrt{\frac{\beta_1}{2a}}(\eta_x + i\eta_y). \tag{3}$$

Решение уравнений ГЛ для одного абрикосовского вихря имеет вид

$$\Psi_1 = R_{1m}(\rho)e^{im\theta}; \qquad \Psi_2 = R_{2n}(\rho)e^{in\theta}, \tag{4}$$

где θ – полярный угол на плоскости (xy), ρ – расстояние до центра вихря. В области больших ρ одна из функций R_{1m}, R_{2n} равна 1, а другая спадает до нуля на расстояниях порядка $\xi = \hbar\sqrt{(2K_1 + K_2 + K_3)/a}$. Если, например, на больших расстояниях ρ отлична от нуля фаза Ψ_1, то вихрь содержит m квантов магнитного потока. При этом числа m и n связаны соотношением $m + 2 = n$. Последнее обстоятельство следует уже из соображений симметрии, аналогичных использованным в [6]. Существенно, что в частных случаях $m = -2$, $n = 0$ или $m = 0$, $n = 2$ одна из фаз не обращается в нуль на оси вихря, а, значит, возможны двухквантовые несингулярные вихри. В зависимости от того, какая из фаз (Ψ_1 или Ψ_2)

отлична от нуля при $\rho \to \infty$, возможны лишь несингулярные вихри с магнитной индукцией **B**, направленной либо по оси $0z$, либо против нее. Для сверхпроводника с постоянной ГЛ $\kappa \gg 1$, каким является UPt_3, двухквантовые вихри вблизи H_{c1} энергетически невыгодны. Но при полях, близких к H_{c2}, мы покажем, что существует широкая область параметров, в которой ДР более выгодна, чем ОР. Переход между ДР и ОР, возможно, и наблюдается в экспериментах [1-3].

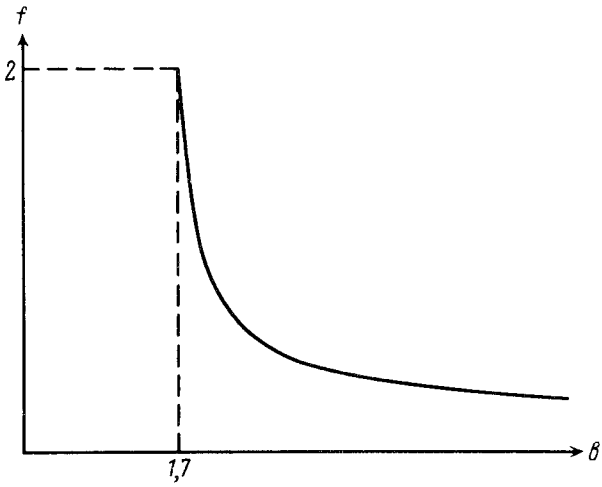

Рис.1

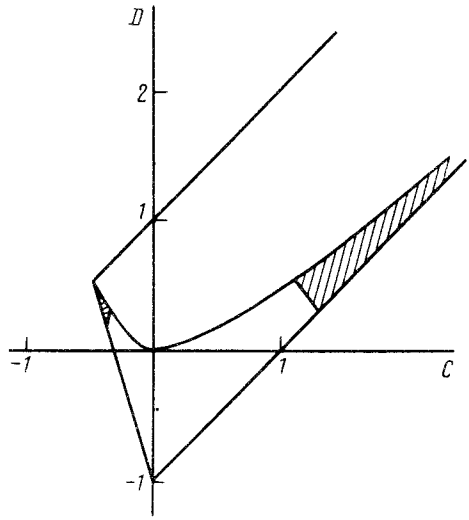

Рис.2

Как было показано в [5], в случае $D < C^2/(1+C)$ (где $D=(K_3-K_2)/2K_1$, $C=(K_2+K_3)/2K_1$) ниже H_{c2} величины Ψ_1 и Ψ_2 одновременно отличны от нуля и имеют вид волновых функций нулевого и второго уровней Ландау, соответственно. Для $\kappa \gg 1$ энергия решетки $F \sim -(H-H_{c2})^2/\beta$, где

$$\beta = \frac{\langle |\Psi_1|^4 \rangle + \langle |\Psi_2|^4 \rangle + 2(1+2b)\langle |\Psi_1|^2 |\Psi_2|^2 \rangle}{\langle |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 \rangle^2}. \tag{5}$$

Скобки означают усреднение по объему, Ψ_1 и Ψ_2 в (5) есть решения линеаризованных уравнений ГЛ при $H=H_{c2}$. Задача о нахождении β с учетом конкретной структуры решетки вихрей при отличных от нуля Ψ_1 и Ψ_2 весьма громоздка и будет рассмотрена отдельно. Здесь же для расчета β ограничимся приближенным методом, аналогичным методу Вигнера–Зейтца и позволяющим получить результаты в простой аналитической форме. Для сверхпроводников с однокомпонентным параметром порядка было показано, что этот метод дает очень хорошие результаты [11]. Можно надеяться, что и в нашем случае для правильной треугольной решетки получатся разумные оценки. Однако, этот метод, конечно, не учитывает возможные искажения структуры решетки. Возьмем в качестве элементарной ячейки решетки круг, поток через который равен кванту ϕ_0 для ОР и $2\phi_0$ для ДР. Будем считать, что центр ячейки совпадает с узлом вихревой решетки, где параметр порядка Ψ_1 обращается в нуль. Для приближенного описания функций Ψ_1 и Ψ_2 внутри ячейки возьмем решения линеаризованных уравнений ГЛ при H_{c2} с определенным моментом импульса. Используя их, можно вычислить β для одноквантового и двухквантового случаев и получить следующее условие энергетической выгодности ДР:

$$\left|\frac{C}{1+C-D/2}\right| > f(b); \qquad D < \frac{C^2}{1+C}, \tag{6}$$

где $f(b)$ изображена на рис. 1, $b = \beta_2 / \beta_1$. На фазовой диаграмме, изображенной на рис. 2 (ср. с [5]), заштрихована указанная область значений параметров C и D для $b = 2{,}5$. При $b < 1{,}7$ для любых C и D, допускаемых условиями (2), будет более выгодна ОР.

Литература

1. *Muller V. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 1224.
2. *Qian Y.J. et al.* Sol. St. Commun., 1987, **63**, 599.
3. *Schenstrom A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, **62**, 332.
4. *Volovik G.E.* J. Phys. C, 1988, **21**, L 221.
5. *Житомирский М.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1989, **49**, 333.
6. *Volovik G.E.* J. Phys. C., 1988, **21**, L215.
7. *Sundaram S., Joynt R.* Phys. Rev. B, 1989, **40**, 8780.
8. *Salomaa M.M., Volovik G.E.* Rev. Mod. Phys., 1987, **59**, (3), 533.
9. *Бурлачков Л.И., Копнин Н.Б.* ЖЭТФ. 1987, **92**, 1110.
10. *Fisk Z. et al.* Science, 1988, **239**, 33.
11. *Ihle D.* Phys. St. Sol. (b), 1971, **47**, 429.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 апреля 1990 г.