Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 9, стр. 624 – 627 *5 ноября 1977 г.*

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА ВБЛИЗИ ДИСЛОКАЦИИ

В.М.Набутовский, Б.Я.Шапиро

При температуре выше температуры упорядочения объемной фазы, вдоль дислокации образуются нити новой фазы. Найдены размеры этих областей и температура их возникновения. В случае сверхпроводящего перехода, найдены критические поле и ток разрушающие эти локальные состояния.

1. Дислокации, обладая полем напряжений, взаимодействуют через это поле с упорядочивающейся системой (спиновая система, система куперовских пар). В простейшем случае такое взаимодействие описывается членами вида $u_{ii}(\mathbf{r})\eta^2(\mathbf{r})$, где u_{ik} – тензор деформации, $\eta(\mathbf{r})$ – параметр порядка (для краевой дислокации $u_{ii} = (b/2\pi r)(1-2\sigma)/(1-\sigma)$, где r – расстояние до оси дислокации, $\mathbf{b}$ – вектор Бюргерса, σ – коэффициент Пуассона [1]), возникающими благодаря зависимости температуры упорядочения от плотности вещества. Благодаря медленному спаданию (и наличию знакопеременного множителя) u_{ii}, вблизи дислокации существует обширная область, в которой переход может произойти при температуре T_0, более высокой чем температура перехода в объеме T_c. Ниже мы вычислим T_0, величину свободной энергии возникающего локализованного состояния F, а также поведение $\eta(\mathbf{r})$ вбли-

зи дислокации. Мы будем рассматривать, главным образом, сверхпроводящий фазовый переход и оценим критические поле и ток для локализованного состояния.

2. Свободную энергию запишем в виде функционала Гинзбурга – Ландау (Г – Л):

$$F = \int d^2\mathbf{r} dz \{C|\nabla\eta|^2 + (-a_0\tau + a_0 U_1(\mathbf{r}))|\eta|^2 + \beta/2|\eta|^4\}, \qquad (1)$$

$$\tau = (T - T_c)/T_c; \; U_1(r) = -B\sin\phi/r; \; B = \frac{b}{2\pi}\,\frac{1-2\sigma}{1-\sigma}\,\frac{\partial\ln T_c}{\partial\ln V}, \qquad (2)$$

где T – температура, V – удельный объем, C, $a(T)$, β – коэффициенты в разложении свободной энергии, или в удобной для нас безразмерной форме:

$$F = F_0\int d^2\vec{\rho}\, d\zeta\{|\nabla_{\vec{\rho}}\psi|^2 + (U_1(\vec{\rho}) - E)|\psi|^2 + 1/2|\psi|^4\},$$

$$\rho = r/l; \; \psi = -\eta\sqrt{\beta C}/a_0 B; \; \zeta = z/l, \qquad (3)$$

$$U_1(\vec{\rho}) = -\sin\phi/\rho; \; E = \tau C/a_0 B^2,$$

$$l = -C/a_0 B; \; F_0 = |a_0|BC/\beta; \; a_0 \equiv a(0).$$

Задача сводится к минимизации функционала (3). Требуется найти минимальное значение $E^{(o)}$, при котором F также отрицательна. Функционалу (3) соответствует уравнение Г – Л:

$$-\Delta\psi + [(U_1(\vec{\rho}) - E) + |\psi|^2]\psi = 0. \qquad (4)$$

Для нахождения $E^{(o)}$ достаточно решить (4) без нелинейного члена. Дислокационный потенциал $U_1(\vec{\rho})$ не допускает разделения переменных из-за наличия множителя $\sin\phi$. Мы рассмотрели наряду с U_1 два потенциала моделирующие дислокационный потенциал:

$$U_2(\rho) = -1/\pi\rho; \quad U_3(\vec{\rho}) = \begin{cases} 2U_2(\rho) & 0 < \phi < \pi \\ \infty & \pi < \phi < 2\pi \end{cases}.$$

Потенциалы "нормированы" так, чтобы их средние по углам значения в области ямы были одинаковы. Потенциал U_2 не учитывает асимметрию по ϕ, а U_3 предельно асимметричен. Истинный потенциал обладает промежуточной асимметрией. Очевидно:

$$E_2^{(o)} < E_1^{(o)} < E_3^{(o)}.$$

Потенциалу U_2 соответствует линейное уравнение, собственными решениями которого являются функции $\psi^{cs}_{nm\kappa}(\vec{\rho}/\pi)$ (ненормированные) [2]

$$\psi^{cs}_{nm\kappa}(\vec{\rho}) = \exp(i\kappa\zeta)\begin{Bmatrix}\cos m\phi \\ \sin m\phi\end{Bmatrix} \rho^{m}_{nm} \exp(-\rho_{nm}/2) \times$$

$$\times\ \Phi(-n,\ 2m+1;\ \rho_{nm});\ \rho_{nm} = \rho/(n+m+1/2);\ n, m = 0,\ 1,\ 2\ldots, \quad (5)$$

где $\Phi(a, b, x)$ – вырожденная гипергеометрическая функция. "Уровни энергии" имеют "кулоновский" вид:

$$E_{nm\kappa} = -[\pi(2n + 2m + 1)]^{-2} + \kappa^2. \quad (6)$$

В частности: $E^{(o)}_2 = E^c_{ooo} = -1/\pi^2$; $\psi^{(o)}_2 = \exp(-\rho/\pi)$. Собственные решения для потенциала U_3 имеют вид $\psi^s_{nm}(2\rho/\pi)$

$$E^{(o)}_3 = E^s_{010} = -4/9\pi^2;\ \psi^{(o)}_3 = \sin\phi\,\theta(\phi)\,\rho\exp(-\rho/3).$$

Приближенное решение с потенциалом U_1 было получено нами с использованием вариационной процедуры и разложением пробной функции по $\psi^{cs}_{nm\kappa}$. При четырех пробных функциях $E^{(o)}_1 = -0{,}089$, т.е. действительно выполняется (5). Функция $\psi^{(o)}_1 \sim f(\rho, \phi)\exp(-\rho)$, где $f(\rho,\phi) \sim 1$ и обладает анизотропией несколько меньшей, чем $\psi^{(o)}_3(\rho, \phi)$.

Можно показать, что при $\Delta E = (E - E^{(o)}_i)/E^{(o)}_i << 1$ решение нелинейного уравнения имеет вид: $A(E)\,\psi^{(o)}_i + O((\Delta E)^{3/2})$. Минимизация функционала (3) по A дает:

$$A^2 = \frac{<|\psi^{(o)}_i|^2>}{<|\psi^{(o)}_i|^4>}(E - E^{(o)}_i);\quad F = -\frac{1}{2} F_o A^4 <|\psi^{(o)}_i|^4> \frac{L}{l};$$

$$E \geqslant E^{(o)}_i, \quad (7)$$

где L – длина дислокации, $<x> = \int x\, d^2\vec{\rho}$. В частности для истинного потенциала дислокации: $F \approx -83F_o(E - E^{(o)}_1)^2 L/l$ т.е. в этом приближении имеет место скачек теплоемкости при температуре:

$$T_o = T_c\left(1 + \frac{a_o E^{(o)}_1 B^2}{C}\right). \quad (8)$$

(Всюду ниже в оценках мы полагали, что формулы (7) имеют место и при $\Delta E \sim 1$).

3. Для сверхпроводников наличие локализованных состояний означает появление сверхпроводящих нитей при температуре выше критической на величину $\Delta T \approx 0{,}16 T_c (B/\xi_o)^2$. Характерный диаметр этих нитей: $l_o \sim (\xi^2_o / B) >> \xi_o$, что позволяет применять к этим состояниям уравнения Г – Л.

Разрушение сверхпроводимости в нитях происходит при верхнем критическом поле $H_{c_2}^{(1)}$ [3]. Рассмотрим случай, когда магнитное поле направлено параллельно оси дислокации. Записывая обычным образом уравнение Г – Л с полем, в предельном случае "сильного" поля $\nu >> 1$, ($\nu = el^2 H/\hbar c$, c – скорость света) потенциал дислокации можно учитывать по теории возмущений. В обратном предельном случае по теории возмущений учитывается магнитное поле. Для истинного потенциала дислокации зависимость ν от E имеет вид

$$\nu(E) = 0{,}13\sqrt{E - E_1^{(o)}} \qquad (E - E_1^{(o)})/E_1^{(o)} << 1$$

$$\nu(E) = 0{,}05 + 0{,}5E + 0{,}23\sqrt{E} \qquad E >> 1. \tag{9}$$

Экстраполяция обоих зависимостей на $E = 0$ дает $\nu \approx 0{,}045$, что соответствует полям $H_{c_2}^{(1)} \approx 0{,}26\,\Phi_o (B/\xi_o^2)^2$, где Φ_o — квант потока.

Вдоль образующихся вблизи дислокаций сверхпроводящих областей может течь ток. Критическое значение этого тока для одной дислокации оценено нами для потенциала U_2 из условий:

$$H_c(r) = H_c\,|\eta(r)|^2 = 2I/rc; \quad -\frac{\partial H_c(r)}{\partial r} = 2I_c/r^2 c \tag{10}$$

так что $I_c \approx 0{,}09\,c\,(E - E_2^{(o)})\,BH_c$.

Для Nb_3Sn полагая $\xi_o \approx 65$ Å, $B \approx 10$ Å, $H_c = H_{c_1} \approx 300$ *гс* получим:

$$\Delta T \approx 0{,}07\,\text{K};\ l_o \approx 230\ \text{Å};\ H_{c_2}^{(1)} \approx 3000\ \text{гс};\ I_c \approx 10^{-6}\ a.$$

Экспериментально локальные состояния можно обнаружить, например, по резкому падению сопротивления, в местах выхода дислокации на поверхность.

Авторы признательны академику И.М.Лифшицу за внимание к работе и полезное обсуждение.

Институт неорганической химии
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
4 октября 1977 г.

Литература

[1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория упругости, М., 1965 г.

[2] В.Л.Бонч-Бруевич. ФТТ, 3, 47, 1961,

[3] А.А.Абрикосов. ЖЭТФ, 32, 1442, 1957.