Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 5, стр. 301 – 304 5 марта 1978 г.

ПИК-ЭФФЕКТ В ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА СВЕРХПРОВОДНИКА ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников

Вблизи критического поля в сверхпроводнике второго рода магнитные силовые линии отрываются от изгибных деформаций абрикосовской решетки. Этот эффект приводит к дипольнительному смягчению решетки и резкому увеличению критического тока пиннинга.

Во многих экспериментах наблюдался узкий высокий максимум в зависимости критического тока пиннинга при магнитных полях, близких к H_{c2} [1 – 3]. При приближении к H_{c2} сила взаимодействия отдельного пиннинг-центра с решеткой вихрей убывает независимо от природы пиннинг-центра. Однако критический ток определяется коллективным действием большого числа хаотически распределенных неоднородностей. В абсолютно жесткой решетке средняя сила, действующая на вихри со стороны большого числа пиннинг-центров, равна нулю. Поэтому критический ток, пропорциональный этой силе, растет с уменьшением жесткости решетки. При приближении к H_{c2} модуль сдвига C_{66} быстро падает. Как было показано в работе авторов [4], это падение компенсирует уменьшение силы, действующей со стороны отдельного пиннинг-центра на решетку вихрей и дает плато на зависимости силы пиннинга от магнитного поля.

Как показано ниже, вблизи H_{c2}, особенно в сверхпроводниках с большим значением параметра Гинзбурга – Ландау κ, происходит дополнительное смягчение решетки. Это смягчение связано с тем, что при коротковолновых изгибных деформациях магнитные силовые линии отрываются от решетки и изгибаются слабо. Окончательный ответ слабо зависит от природы пиннинг-центров и для определенности мы будем считать, что константа эффективного взаимодействия между электронами является случайной функцией координат

$$g^{-1}(\mathbf{r}) = \langle g^{-1}(\mathbf{r}) \rangle + g_1(\mathbf{r}); \qquad \langle g_1(\mathbf{r}) g_1(\mathbf{r}') \rangle = \phi(\mathbf{r} - \mathbf{r}').$$

Свободная энергия в этом случае имеет вид

$$F = F_{\text{o}} + \nu \int g_1(\mathbf{r}) \, |\Delta|^2 d^3 r, \tag{1}$$

где F_{o} — свободная энергия Гинзбурга — Ландау в однородном сверхпроводнике, $\nu = mp/2\pi^2$ — плотность состояний на поверхности Ферми. Ниже предполагается, что неоднородности достаточно слабые и в системе существует ближний порядок. Параметр порядка Δ и векторный потенциал A могут быть выбраны в виде

$$\Delta(\mathbf{r}) = \Delta_{\text{o}}(\mathbf{r} - \mathbf{u})\exp(2ie\mathbf{u}A_{\text{o}})(1 + s + i\chi); \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{A}_{\text{o}}(\mathbf{r}) + \mathbf{A}_1(\mathbf{r}), \tag{2}$$

где $\mathbf{A}_{\text{o}}$, Δ_{o} — решение уравнений Гинзбурга — Ландау в однородном случае. Величины $\mathbf{u}$, s, χ, $\mathbf{A}_1$ в полях, близких к H_{c2}, мало меняются на расстояниях порядка периода решетки. Подставляя выражения (2) в формулу (1), получим выражение для изменения свободной энергии, связанное с наличием деформации и неоднородностей

$$\delta F = \int d^3\mathbf{r} \left\{ \frac{1}{8\pi} (\operatorname{rot} \mathbf{A}_1)^2 + \langle \mathbf{j} \rangle \mathbf{A}_1 + \frac{k_h^2}{8\pi} \left[\left(\mathbf{A}_1 + [\mathbf{B}\mathbf{u}] - \frac{1}{2e} \frac{\partial \chi}{\partial \mathbf{r}} \right)^2 + \frac{1}{4e^2} \left(k_\psi^2 s^2 + \left(\frac{\partial s}{\partial \mathbf{r}} \right)^2 \right) - \frac{1}{e} Bs \operatorname{div} \mathbf{u} \right] + \frac{C_{66}}{2} \frac{\partial \mathbf{u}^\beta}{\partial \mathbf{r}_a} \frac{\partial \mathbf{u}^\beta}{\partial \mathbf{r}_a} + \nu g_1(\mathbf{r})(1 + 2s) |\Delta_{\text{o}}(\mathbf{r} - \mathbf{u})|^2 \right\}, \tag{3}$$

где

$$C_{66} = 0{,}24 \frac{(H_{c2} - B)^2}{4\pi} \frac{2\kappa^2 - 1}{((2\kappa^2 - 1)\beta + 1)^2};$$

$$k_h^2 = \frac{2e^2 p^2 v \tau_{t2}}{3T} \langle |\Delta|^2 \rangle \left[1 - \frac{8T\tau_{tr}}{\pi} \left(\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4\pi T \tau_{tr}} \right) - \psi(\tfrac{1}{2}) \right) \right] \tag{4}$$

$k_\psi^2 = k_h^2 (2\kappa^2\beta - \beta + 1)$, B — индукция, коэффициенты a, β пробегают значения 1,2. Минимизируя свободную энергию (3) по $\mathbf{A}_1$, χ, s, $\mathbf{u}$, получим систему уравнений для этих величин. После исключения величин $\mathbf{A}$, χ, s эта система принимает вид

$$C_{66} K_\perp^2 \mathbf{u} + \frac{B^2 k_h^2}{4\pi} \left\{ \frac{K_z^2 \mathbf{u}}{\mathbf{K}^2 + k_h^2} + \mathbf{K}_\perp(\mathbf{K}\mathbf{u}) \left(\frac{1}{\mathbf{K}^2 + k_h^2} - \frac{1}{\mathbf{K}^2 + k_\phi^2} \right) \right\} =$$

$$= \nu \int d^3 r \exp(-i\mathbf{K}\mathbf{r}) g_1(\mathbf{r}) \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \frac{4ieB}{\mathbf{K}^2 + k_\psi^2} \mathbf{K}_\perp \right) |\Delta_{\text{o}}(\mathbf{r} - \mathbf{u})|^2 + (2\pi)^3 \delta(\mathbf{K}) [\langle \mathbf{j} \rangle \mathbf{B}]. \tag{5}$$

При $K << k_h$ (5) переходит в уравнение, полученное в работах [5, 4]. Зависимость упругих модулей от $\mathbf{K}$ совпадает с результатами работы Брандта [6].

Вблизи H_{c2} модуль C_{66} мал и поперечная компонента $\mathbf{u}$ оказывается большой по сравнению с продольной. Из уравнения (5) находим корреляционную функцию смещений на расстояниях, много больших периода решетки

$$< (\mathbf{u}(\mathbf{r}) - \mathbf{u}(0))^2 > = \int \frac{d^3K}{(2\pi)^3} W(\mathbf{k}) \left(1 - \cos \mathbf{Kr}\right) \left[C_{66}\mathbf{K}_\perp^2 + \frac{B^2 k_h^2 K_z^2}{4\pi(\mathbf{K}^2 + k_h^2)} \right]^{-2},$$

$$W(\mathbf{K}) = \nu^2 \int d^3 r_1 \exp(-i\mathbf{K}\mathbf{r}_1)\phi(\mathbf{r}_1) \left\langle \frac{\partial |\Delta(\mathbf{r})|^2}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial |\Delta(\mathbf{r}+\mathbf{r}_1)|^2}{\partial \mathbf{r}} \right\rangle. \quad (6)$$

Вычисляя интегралы в формуле (6) с логарифмической точностью, получим

$$<(\mathbf{u}(\mathbf{r}) - \mathbf{u}(0))^2> = \frac{W(0)}{4\pi^{1/2}} \frac{1}{BC_{66}^{3/2}} \left\{ \left(\rho^2 + \frac{4\pi C_{66}}{B^2} z^2\right)^{1/2} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2k_h} \ln\left(\frac{\rho^2}{\zeta^2} + \frac{z^2}{\zeta^4} \frac{4\pi C_{66}}{B^2 k_h^2}\right)\right\}. \quad (7)$$

На больших расстояниях главным является первое слагаемое в формуле (7), полученное в работе [5]. Однако существенными являются расстояния, на которых теряется порядок.

Размер области, в которой существует ближний порядок, определяется из условия, что смещения становятся порядка периода решетки

$$a^2 = \frac{2\pi}{eB\,3^{1/2}} \sim < (\mathbf{u}(\mathbf{r}_c) - \mathbf{u}(0))^2 >. \quad (8)$$

Для нахождения критического тока с точностью до численного множителя воспользуемся следующим приближением. Будем считать, что весь объем сверхпроводника разбивается на области, размер которых определяется уравнением (8). Внутри этих областей существует правильная решетка, а области между собой не скоррелированы. Средняя сила, действующая на решетку со стороны неоднородностей, определяется усреднением уравнения (5) по такой области. Критический ток достигается, если эти силы, действующие в разных областях, направлены в одну сторону. Это возможно, поскольку области не скоррелированы. Выполняя такое усреднение, получим

$$j_c^2 B^2 \sim W(0)/V_c, \quad (9)$$

где V_c – объем области, определяемой формулой (8). В полях, не очень близких к H_{c2}, и при достаточно слабом пиннинге V_c велико и определяется первым слагаемым в формуле (7). В этом случае формула (9) переходит в соответствующее выражение работы [4]. В этой области и $W(0)$, и V_c пропорциональны $(H_{c2} - B)^2$ и в зависимости критического тока от поля имеется плато. При приближении к H_{c2} размер области V_c уменьшается и становится существенным второе слагаемое в формуле (7). Магнитное поле, при котором начинается рост критического тока, выражается через значение тока $j_{\text{пл}}$ на плато по формуле

$$H_{c2} - B = \left[\frac{2\pi}{e^{1/2}}\, j_{\text{пл}}\, B^{3/2}\kappa^4 \ln^2\!\left(\frac{1}{k_h\,\zeta(T)}\right)\right]^{1/3} . \qquad (10)$$

При дальнейшем приближении к H_{c2} размер области V_c экспоненциально падает, а ток экспоненциально растет

$$j_c \sim \exp\left\{- b\,\frac{(H_{c2} - B)^{3/2} e^{1/4}}{\kappa^2 B^{3/4} j_{\text{пл}}^{1/2}}\right\}, \qquad (11)$$

где b – число порядка единицы. Область экспоненциального роста критического тока распадается на две: в первой экспоненциально падает только поперечный размер ρ_c, при приближении к H_{c2} начинает экспоненциально падать и z_c. Коэффициент b при этом возрастает в 1,5 раза.

Экспоненциальный рост тока прекращается, когда поперечный размер области ρ_c становится порядка $\zeta(T)$. В этой точке j_c порядка

$$J_c \sim \frac{1}{10}\, B^{1/2} \kappa^{2/3} e^{1/6}\, j_{\text{пл}}^{2/3} .$$

При дальнейшем увеличении поля ток, по-видимому, падает. В этой области в решетке вихрей нет даже ближнего порядка.

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

Поступила в редакцию
31 января 1978 г.

Литература

[1] M.Steingart, A.G.Purz, E.J.Kramer. J. of Appl. Phys., **44**, 5580, 1973.

[2] С.Борка, И.Н.Гончаров, Д.Фричевски, И.С.Хухарева. Физика низких температур, **3**, 716, 1977.

[3] Л.Я.Винников, В.И.Григорьев, О.В.Жариков. ЖЭТФ, **71**, 252, 1976.

[4] А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, **65**, 1704, 1973.

[5] А.И.Ларкин. ЖЭТФ, **58**, 1466, 1970.

[6] E.H.Brandt. J. of Low. Temp. Phys., **26**, 709, 1976.