

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ПИННИНГ ДВУМЕРНОЙ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ

А.Е.Кошелев

Определена температурная зависимость критического тока для двумерного сверхпроводника в магнитном поле. Имеются две характерные температуры, при которых происходит существенное изменение вида зависимости. В области сильного влияния флуктуаций имеется интервал полей, в котором критический ток возрастает с увеличением поля

Высокая температура перехода и малая длина когерентности оксидных сверхпроводников приводят к тому, что тепловые флуктуации оказывают существенное влияние на сверхпроводящие свойства этих материалов. Одним из наиболее ярких флуктуационных эффектов является появление сильной температурной зависимости критического тока в магнитном поле при температурах заметно меньших температуры сверхпроводящего перехода¹⁻³. Подавление флуктуациями силы пиннинга абрикосовских вихрей в трехмерном сверхпроводнике впервые было рассмотрено в работе⁴.

В ВТСП пленках, толщина которых меньше параметра вихревой решетки флуктуации решетки носят двумерный характер и следует ожидать, что их влияние на силу пиннинга будет еще сильнее. Кроме того, в настоящее время известны слоистые высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) с очень слабым джозефсоновским взаимодействием между слоями, в которых при наличии достаточно сильных неоднородностей пиннинг вихревой решетки будет осуществляться в каждом слое независимо от других. Таким образом, представляет интерес определение температурной зависимости критического тока для смешанного состояния двумерного сверхпроводника.

Упругая энергия вихревой решетки в двумерном неоднородном сверхпроводнике имеет следующий вид:

$$E_{el} = \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{C_{66}}{2} (\partial_i u_j)^2 + \frac{C_{11}}{2} (\partial_i u_i)^2 + v(\mathbf{r})p(\mathbf{r} - \mathbf{u}) - d(\mathbf{B} \times \mathbf{j})u/c \right\}, \quad (1)$$

\mathbf{u} — смещение решетки, \mathbf{j} — внешний ток, d — расстояние между сверхпроводящими слоями (слоистый сверхпроводник) или толщина пленки (тонкая пленка). В области полей $H_{c1} \ll B \ll H_{c2}$ сдвиговый модуль определяется выражением $C_{66} = d\Phi_0 B / (8\pi\lambda)^2$ (λ — Лондоновская глубина проникновения). Модуль сжатия C_{11} намного больше C_{66} и поэтому слабо влияет на силу пиннинга⁵. Функция $v(\mathbf{r})$ описывает случайные вариации сверхпроводящей энергии конденсации и характеризуется коррелятором:

$$\langle v(\mathbf{r})v(\mathbf{r}') \rangle = \gamma\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (2)$$

Безразмерная периодическая функция $p(\mathbf{r})$ описывает модуляцию амплитуды параметра порядка и может быть представлена в виде

$$p(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{R}_l} f(|\mathbf{r} - \mathbf{R}_l|/\xi).$$

Суммирование осуществляется по узлам \mathbf{R}_l идеальной треугольной решетки, ξ — длина когерентности, $f(0) = 0, \dots, f(x) \rightarrow 1$ при $x \rightarrow \infty$.

Тепловые флуктуации ослабляют случайный потенциал. При конечной температуре перенормированный флуктуациями случайный потенциал $V_{rp}(\mathbf{r}, \mathbf{u})$ имеет вид $V_{rp}(\mathbf{r}, \mathbf{u}) = v(\mathbf{r}) \langle p(\mathbf{r} - \mathbf{u}_f - \mathbf{u}) \rangle$, где \mathbf{u}_f — флуктуационное смещение решетки, $\langle \dots \rangle$ обозначает термодинамическое среднее.

Важной характеристикой пиннинга является корреляционный радиус R_c ⁵, определяемый как расстояние, на котором обусловленное неоднородностями смещение решетки становится порядка радиуса действия случайного потенциала r_p . Корреляционный радиус может быть оценен из условия баланса упругой энергии и энергии взаимодействия со случайным потенциалом

$$R_c \sim \frac{C_{66} r_p^2}{E_{rp}}, \quad (3)$$

где $E_{rp} S^{1/2}$ — характерная флуктуация случайного потенциала на площади S . Разлагая функцию $p(\mathbf{r})$ в ряд Фурье $p(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{K}} p_{\mathbf{K}} \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r})$ (\mathbf{K} — обратные вектора решетки), получим следующее выражение для E_{rp} :

$$E_{rp}^2 = \gamma \sum_{\mathbf{K}} |p_{\mathbf{K}}|^2 \exp\left(-\frac{K^2}{2} \langle u_f^2 \rangle\right). \quad (4)$$

В однородном случае среднеквадратичная флуктуация $\langle u_f^2 \rangle$ логарифмически расходится из-за наличия длинноволновых мягких возбуждений. Случайный потенциал нарушает трансляционную симметрию решетки, что приводит к обрезанию расходимости на волновом векторе $k_c \sim 1/R_c$. Таким образом, $\langle u_f^2 \rangle$ оказывается конечным и определяется следующим выражением:

$$\langle u_f^2 \rangle = \frac{T}{4\pi C_{66}} \ln(n_v R_c^2), \quad (5)$$

$n_v = B/\Phi_0$ — плотность вихрей. Радиус действия случайного потенциала r_p зависит от соотношения между характерными длинами ξ , $(\langle u_f^2 \rangle)^{1/2}$ и параметром вихревой решетки a :

$$r_p \approx \begin{cases} \xi, & \text{при } (\langle u_f^2 \rangle)^{1/2} < \xi \\ (\langle u_f^2 \rangle)^{1/2}, & \text{при } \xi < (\langle u_f^2 \rangle)^{1/2} < a \\ a, & \text{при } (\langle u_f^2 \rangle)^{1/2} > a \end{cases} \quad (6)$$

Уравнения (3–6) представляют собой самосогласованную систему, определяющую параметры R_c , $(\langle u_f^2 \rangle)^{1/2}$, r_p и E_{rp} . Плотность критического тока j_c пропорциональна характерной силе пиннинга, действующей на корреляционную площадь ($E_{rp}/r_p R_c$):

$$j_c \approx \frac{cE_{rp}}{dBR_c r_p}. \quad (7)$$

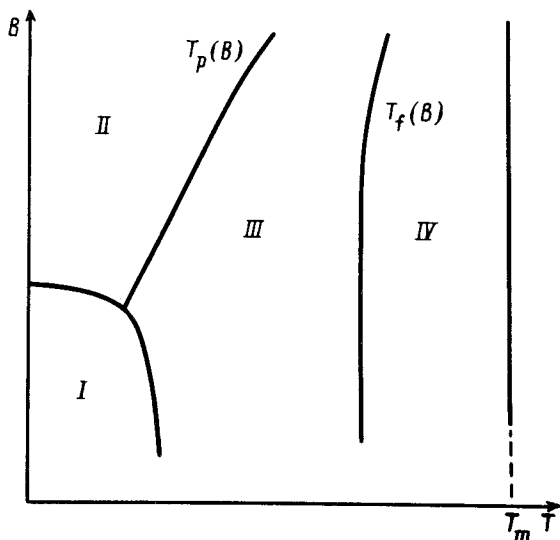
Рассмотрим диапазон полей, в котором пиннинг решетки является коллективным при $T = 0$. Это означает, что безразмерный параметр $C_{66} \xi / \gamma^{1/2}$ предполагается большим. Результаты решения системы (3–7) в различных температурных интервалах могут быть представлены следующим образом:

1. При $T < T_p \approx 2\pi C_{66} \xi^2 / \ln(C_{66} \xi / \gamma^{1/2})$ флуктуациями можно пренебречь и для плотности критического тока получаем известный результат Ларкина и Овчинникова⁵:

$$j_{c0} \approx \frac{c\gamma}{\Phi_0 C_{66} \xi}. \quad (8)$$

2. При $T_p < T < T_f \approx (3/4\pi) C_{66} a^2 / \ln(C_{66} / (\gamma n_v^3 \xi^4))$ суммирование в формуле (4) обрезается при $K \sim 1/\langle u_f^2 \rangle^{1/2}$, и самосогласованное решение системы (3–7) дает:

$$j_c = j_{c0} \left\{ \frac{T}{T_p} \left(1 + \frac{3 \ln(T/T_p)}{2 \ln(C_{66} \xi / \gamma^{1/2})} \right) \right\}^{-5/2} \quad (9)$$



Области, отличающиеся характером пиннинга вихревой решетки: I – область индивидуального пиннинга, II, III, IV – области коллективного пиннинга; II – область слабого влияния флуктуаций, III – область теплового депиннинга, IV – флуктуационная область

3. При $T > T_f$ в сумме (4) можно сохранить шесть слагаемых, соответствующих минимальному значению вектора обратной решетки $K_0 = 4\pi/(\sqrt{3}a)$, и решение системы имеет следующий вид:

$$j_c = j_{c0} \{n_v \xi^2\}^{5/2} \left\{ \frac{C_{66}^2}{\gamma m_v^3 \xi^4} \right\}^{-\frac{\Delta}{1-\Delta}}, \quad (10)$$

где $\Delta = 2\pi T / (3C_{66}a^2)$. Зависимости типа (10) типичны для флуктуационной области двумерных систем, в которых непрерывное вырождение снято слабым возмущением⁶. В точке плавления решетки $T = T_m = C_{66}a^2 / (4\pi)$ ⁷ показатель степени $\Delta / (1 - \Delta)$ имеет универсальное значение 1/5. В этой точке появляются свободные дислокации, что приводит к занулению критического тока. Отметим, что характерные значения температуры (T_p и T_f) определяются в основном параметрами материала и магнитным полем и слабо (логарифмически) зависят от степени неоднородности, определяемой параметром γ . В области сильного влияния флуктуаций критический ток возрастает с увеличением магнитного поля по закону $j_c \sim B^{3/2}$. Это возрастание является следствием ужесточения решетки, которое приводит к ослаблению флуктуаций и усилению амплитуды случайного потенциала. На рисунке изображены области на плоскости температура – магнитное поле, в которых имеет место существенно различное поведение критического тока.

В заключение приведем оценки характерных температур. Для пленки ВТСП толщиной $d \sim 100 \text{ \AA}$ температура депиннинга T_p линейно растет с полем с наклоном $dT_p/dB \approx 5 \text{ К/Т}$, граница флуктуационной области T_f слабо зависит от поля и составляет примерно 50 К.

Автор благодарен В.Б.Гешкенбейну и В.М.Винокуру за полезные обсуждения.

Литература

1. Карцовник М.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 595.
2. Senoussi S, et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 9792.
3. Biggs B.D. et al. Phys. Rev. B, 1989, 39, 7309.
4. Vinokur V.M., Feigel'man M.V. Phys. Rev., B, 1990, in press.
5. Larkin A.I., Ovchinnikov Yu.N. J. Low. Temp. Phys., 1979, 43, 409.
6. Покровский В.Л., Уймин Г.В. ЖЭТФ, 1973, 65, 1691.
7. Fisher D.S. Phys. Rev. B, 1980, 22, 1190.