

## ОСЦИЛЛЯЦИИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА И СИЛЬНЫЙ ДИАМАГНЕТИЗМ В СРЕДЕ СОДЕРЖАЩЕЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СОСТОЯНИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ НА ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЛЯХ

В.М.Набутовский, Б.Я.Шапиро

Рассмотрены осцилляции магнитного момента в локализованномблизи дислокационной петли сверхпроводящем состоянии. Показано, что зависимость критической температуры от магнитного поля осциллирует. В случае, когда дислокационные петли примерно одного размера образуют среду, в ней возникают эффекты сильного диамагнетизма и в ряде случаев появляются неустойчивости. Рассмотрение ведется в рамках уравнения Гинзбурга – Ландау.

В сверхпроводящем состоянии существующем вблизи дислокационной петли при температуре превышающей критическую температуру однородного сверхпроводника, во внешнем магнитном поле возникают осцилляции магнитного момента. В случае, когда дислокационные петли образуют среду, система обнаруживает сильный диамагнетизм.

Ранее нами было показано, что вблизи краевой линейной дислокации при температуре и в поле выше критических, образуется локализованное состояние параметра порядка, которое в этом случае имеет вид сверхпроводящей нити, диаметром  $l$  расположенной вдоль оси дислокации [1]. Такие состояния, по-видимому, наблюдались в эксперименте Хлюстикова и Хайкина [2].

Наряду с линейными дислокациями, к очень распространенному виду дефектов в кристаллах относятся дислокационные петли (ДП). Благодаря замкнутости ДП, образующееся сверхпроводящее состояние двухсвязно и требование однозначности параметра порядка приводит к квантовым осцилляциям в магнитном моменте  $M$ , зависимости температуры сверхпроводящего перехода  $T_c(\mathbf{B})$ ,  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля. Это явление аналогично эффекту Литтла и Паркса [3].

При наличии в образце большого количества ДП примерно одной площади мы имеем дело со средой с осциллирующей зависимостью  $M(\mathbf{B})$ . При этом в среде могут возникать диамагнитные фазовые переходы, аналогичные тем, которые возникают при сильном диамагнетизме в металлах при эффекте де Гааза – ван Альфена.

Ниже, для простоты, мы рассмотрим случай  $L \gg l$ , где  $L$  – длина ДП. Будем считать также, что выполнимо условие  $\lambda(T) \gg l$ ,  $\lambda$  – глубина проникновения магнитного поля.

Для формального решения задачи запишем функционал Гинзбурга – Ландау (ГЛ) в виде

$$G = \int dV \left\{ \frac{1}{2m} \left| \left( -i\hbar \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \psi \right|^2 + (V - E) |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{(\mathbf{B} - \mathbf{B}_e)^2}{8\pi} \right\};$$

$$u_{ii} = b_0 \frac{\sin \phi}{r}; \quad U = \alpha(0) u_{ii} \gamma; \quad \gamma = \partial \ln T_c / \partial \ln V; \quad E = \frac{T - T_c}{T_c} c \alpha(0); \quad (1)$$

$$b_0 = \frac{b}{2\pi} \frac{1 - 2\sigma}{1 - \sigma}; \quad l \approx \xi_0^2 / b_0 \gamma.$$

где  $m$ ,  $e$  — масса и заряд электрона,  $c$  — скорость света,  $\mathbf{B}_e$  — внешнее магнитное поле,  $\psi$  — параметр порядка,  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал,  $V$  — объем,  $\alpha(T)$ ,  $\beta$  — коэффициенты в разложении ГЛ,  $T_c$  — критическая температура однородного сверхпроводника,  $u_{ik}$  — тензор деформаций ДП,  $\mathbf{r}$  — вектор проведенный из ближайшей точки ДП,  $\mathbf{b}$  — вектор Бюргерса,  $\phi$  — угол между векторами  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{b}$ ,  $\xi_0$  — длина когерентности.

Плотность сверхпроводящего тока и параметр порядка токового состояния имеют вид

$$\mathbf{j} = \frac{ie\hbar}{m} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) - \frac{4e^2}{mc} |\psi|^2 \mathbf{A}; \quad \psi = q e^{i\phi(\zeta)} \psi_0, \quad (2)$$

где  $\vec{\zeta}$  — вектор вдоль линии особенностей ДП,  $\psi_0$  — собственная функция низшего состояния  $E_0$  линейной по  $\psi$  части уравнения ГЛ получающегося из (1) варьированием по  $q^2$ . Полный ток, текущий по сверхпроводящему кальцу имеет вид

$$\mathbf{J} = \langle \psi_0^2 \rangle \frac{2e}{m} q^2 (\hbar \nabla \phi(\zeta) - \frac{2e}{c} \mathbf{A}), \quad \langle \psi_0^2 \rangle \equiv \int \psi_0^2 d^2 \mathbf{r}. \quad (3)$$

Проинтегрируем (3) по  $\vec{\zeta}$  вдоль ДП. Учитывая однозначность  $\psi$  получим:

$$J = 2hq^2 e |n - x| / mL; \quad x = \Phi / \Phi_0; \quad (4)$$

$$\Phi = \int \mathbf{B} d\mathbf{S}; \quad \Phi_0 = hc / 2e; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

Подставим  $\psi$  из (2) в (1), минимизируем  $G$  по  $q^2$  и заменим  $J$  по формуле (4), в результате получим уравнение на  $q^2$ . Полагая в этом уравнении  $q = 0$  получим кривую сосуществования  $T_0(B)$

$$T_0(0) - T_0(B) = \pi T_c F^2(x) b_0 l / S_0; \quad F = x - [x - 1/2], \quad (5)$$

где  $S_0$  — площадь ДП,  $[...]$  — целая часть. При этом следует, однако, учесть что истинное значение  $T_0$  само есть функция от  $B$ . Как было показано нами ранее  $T_0(B) \sim B^2 [1]$ .

Кривая сосуществования с учетом этого обстоятельства изображена на рис. 1.

Определяя  $q^2$  из уравнения, подставляя его в выражение для  $G$  и дифференцируя  $G$  по  $B$  найдем магнитный момент  $\tilde{m}(x)$ . (Здесь и ниже знак  $\sim$  означает осциллирующую часть) (рис. 2)

$$\tilde{m}(x) \approx -\mu_0 L l^2 (T_0(B) - T) F(x) / a^3 T_c, \quad (6)$$

$$\mu_0 = e\hbar / 2mc.$$

Период осцилляций  $\Delta B \sim \Phi_0 / S_0$ ,  $a$  — межатомное расстояние.

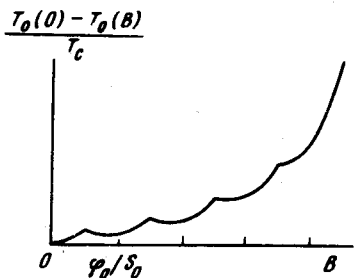


Рис. 1

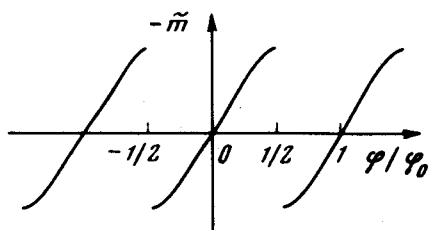


Рис. 2

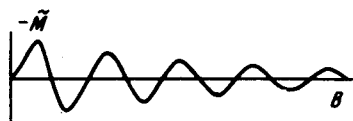


Рис. 3

В случае, когда в образце существует большое количество непересекающихся ДП ( $N$  петель в единице объема), для нахождения магнитного момента такой среды следует усреднить (6) по площадям ДП. Пусть  $\phi((S - S_0)/\Delta)$  быстро спадающая, нормированная на единицу функция распределения ДП по площадям.

В результате усреднения получим для намагниченности (рис. 3):

$$M(B) = N \int \tilde{m}(x) \phi((S - S_0)/\Delta) dS. \quad (7)$$

При этом нетрудно убедиться, что  $\tilde{M}(B)$  также будет осциллирующей функцией, однако скачки  $\tilde{m}$  сглаживаются. Ширина области размытия  $n$ -го скачка  $\delta B_n \sim \Phi_0 n^2 \Delta / S_0^2$ .

Как известно [4] в системе возникает неустойчивость при условии  $\partial \tilde{M} / \partial B > 1/4 \pi$ . В частности, если образец имеет вид тонкого стержня, будут иметь место фазовые переходы первого рода. Для образца в форме пластины, должно иметь место расслоение на домены. Из (6), (7) нетрудно получить, что неустойчивыми будут области скачков  $\tilde{m}(BS_0/\Phi_0)$  с номерами вплоть до  $n_{max}$

$$n_{max} \sim (S_0/\Delta) N L S_0 / \kappa^2, \quad \kappa \sim \lambda(0) / \xi_0. \quad (8)$$

При  $n_{max} \ll 1$  неустойчивость не возникает вообще.

В заключение приведем некоторые оценки. Для  $V_3\text{Ge}$  при  $L \approx 10^{-4}$  см,  $\Delta \approx 10^{-2} S_0$  получим:

$$\Delta B \approx 10 \text{ Гс}, \quad \delta B_1 \approx 0,1 \text{ Гс}, \quad \tilde{M} \sim 1 \text{ Гс}, \quad (\partial \tilde{M} / \partial B)_{\max} \sim 10.$$

Эти оценки показывают, что экспериментальное обнаружение предсказанных эффектов вполне возможно и представляло бы несомненный интерес.

Авторы благодарны И.М.Лифшицу за внимание к работе.

Институт неорганической химии  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
19 июля 1979 г.

### Литература

- [1] В.М.Набутовский, Б.Я.Шапиро. ЖЭТФ, 75, 948, 1978.
  - [2] И.Н.Хлюстиков, М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 75, 1158, 1978.
  - [3] W.A.Little, R.D.Parks. Phys. Rev. Lett., 9, 9, 1962.
  - [4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., 1964.
-