

ТЕОРИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ЗАРОДЫШЕЙ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И. А. Привороцкий

В этой статье рассматриваются фазовые переходы в сверхпроводниках и в диамагнитных металлах (в условиях эффекта де Гааза – ван Альфена).

Сверхпроводники первого рода в магнитном поле H_c переходят в нормальное состояние. В поле, меньшем H_c ($H_{c2} < H < H_c$; в теории Гинзбурга – Ландау [1] $H_{c2} = \kappa\sqrt{2}H_c$) нормальная фаза может существовать лишь как метастабильная (переохлажденная). Метастабильное состояние может быть разрушено, например, если в результате термической активации образуется зародыш сверхпроводящей фазы¹⁾, размеры которого достаточно велики для того, чтобы рост зародыша привел бы к уменьшению свободной энергии тела. Вероятность образования таких зародышей пропорциональна $\exp(-R_{min}/T)$, где T – температура, а энергетический барьер R_{min} есть работа, необходимая для создания так называемого критического зародыша: его форма такова, что при заданной толщине зародыша свободная энергия тела будет минимальной, а толщина соответствует максимуму свободной энергии. Здесь мы предполагаем, что размеры зародыша велики по сравнению с толщиной границы между нормальной и сверхпроводящей фазами, что справедливо в случае слабой метастабильности:

$$1 - H/H_c = \gamma \ll 1 - H_{c2}/H_c .$$

Работа R , необходимая для образования зародыша, может быть представлена в виде

$$R = -\gamma \frac{H_c^2}{4\pi} V + \Delta \frac{H_c^2}{8\pi} S + \int dV' \frac{(\delta H)^2}{8\pi} , \quad (1)$$

¹⁾ Зародыши нормальной фазы в перегретом сверхпроводнике ($H > H_c$) могут образовываться лишь у поверхности образца. Этот случай мы не рассматриваем.

где V и S – объем и площадь зародыша, $\Delta_0 (H_c^2/8\pi)$ – поверхностное натяжение, а δH – изменение магнитного поля в нормальной фазе, связанное с образованием зародыша.

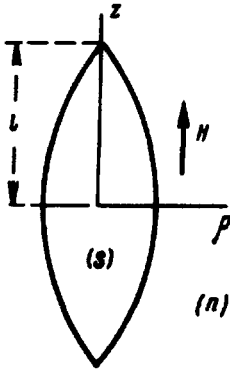


Рис. 1

В случае слабой метастабильности ($\gamma \ll 1$) критический зародыш оказывается вытянутым вдоль магнитного поля H : $\rho_0(0) \ll \ell$ (см. рис. 1; форма зародыша описывается функцией $\rho_0(z)$, зародыш симметричен относительно оси z). Можно считать, что поле δH создается фиктивными "магнитными зарядами", сосредоточенными на поверхности зародыша. Плотность этих зарядов при $\gamma \ll 1$ равна $-(1/4\pi)H_c(d\rho_0/dz)$ (это следует из условия равенства нулю нормальной к границе составляющей магнитного поля $H + \delta H$). В области $\rho \ll \ell$

$$\delta H_z \ll \delta H_\rho = - \frac{H_c \rho_0 d\rho_0/dz}{\rho}. \quad (2)$$

При $\rho \gg \ell$ поле δH есть поле диполя и убывает как $(\rho^2 + z^2)^{-3/2}$. Поэтому

$$R = \frac{H_c^2}{4} \int_{-\ell}^{\ell} dz \left\{ \ln \frac{\ell}{\rho_0(0)} \rho_0^2 \left(\frac{d\rho_0}{dz} \right)^2 + \gamma \rho_0 (\rho_m - \rho_0) \right\}; \quad \rho_m = \frac{\Delta_0}{\gamma}. \quad (3)$$

Седловой точке функционала R , т. е. критическому зародышу соответствует форма, заданная уравнением

$$\frac{z}{\rho_m} = \left(\frac{1}{2\gamma} \ln \frac{1}{\gamma} \right)^{1/2} \left[\arcsin \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_m} \right) + \frac{1}{\rho_m} \sqrt{\rho_0 (\rho_m - \rho_0)} \right]. \quad (4)$$

Энергетический барьер R_{min} равен:

$$R_{min} = \frac{\pi H_c^2 \Delta_0^3}{16\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\gamma} \right)^{5/2} \left(\ln \frac{1}{\gamma} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Термическая активация зародышей возможна, по-видимому, в сверхпроводниках с малыми H_c . В таких веществах переохлаждение не наблюдалось [2]²⁾.

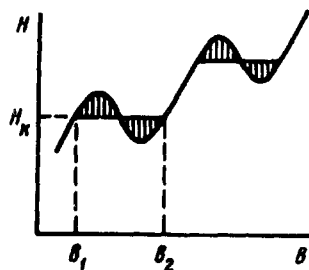


Рис. 2

Аналогичные результаты справедливы и в случае фазовых переходов в диамагнитных металлах в условиях эффекта де Гааза – ван Альфена. Этот фазовый переход исследован в работах [4, 5]. На рис. 2 показана зависимость поля H от индукции B . В поле $H = H_k$, определяемом из условия равенства заштрихованных площадей, возможно

сосуществование фаз (свободные энергии $\tilde{F} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int B dH$ совпадают).

При $H - H_k \neq 0$ одна из фаз является метастабильной. Работа R , необходимая для образования зародыша, в данном случае равна

$$R = - |\tilde{F}_2(H) - \tilde{F}_1(H)| V + \frac{\Delta_0 (B_2 - B_1)^2}{8\pi} S + \int d^3x \frac{(\delta H)^2}{8\pi} \quad (6)$$

Поле δH создается „поверхностным зарядом“ $\sigma(z) = \pm \frac{B_2 - B_1}{4\pi} \frac{d\rho_0}{dz}$.

Дифференциальная проницаемость метастабильной фазы анизотропна $\left(\mu = \frac{dB_z}{dH_z} \neq \frac{dB_\rho}{dH_\rho} \approx 1 \right)$. Поэтому логарифмический интеграл в выражении для энергии полей размагничивания обрезается на расстояниях порядка $\ell/\sqrt{\mu}$.

При малых $H - H_k$

$$|\tilde{F}_2(H) - \tilde{F}_1(H)| \approx \frac{\gamma (B_2 - B_1)^2}{4\pi}; \quad \gamma = \frac{|H_k - H|}{B_2 - B_1}; \quad \rho_m = \frac{\Delta_0}{\gamma} \quad (7)$$

(предполагается, что $\gamma \ll 1$, а при $\mu \gg 1$ параметр $\gamma \ll \mu^{-1}$).

²⁾ Можно показать, что вероятность образования квантовых зародышей сверхпроводящей фазы [3] чрезвычайно мала из-за большой величины массы границы раздела. Автор признателен Г.М. Элиашбергу за обсуждение этого вопроса.

Поэтому

$$R_{min} = \frac{(B_2 - B_1)^2}{4} \int_{-\ell}^{\ell} dz \left[\rho_o^2 \left(\frac{d\rho_o}{dz} \right)^2 \ln \frac{\ell}{\rho_o(0)\sqrt{u}} + \gamma \rho_o (\rho_m - \rho_o) \right] =$$

$$= \frac{\pi(B_2 - B_1)^2}{16\sqrt{2}} \Delta_o^3 \frac{1}{\gamma^{5/2}} \left(\ln \frac{1}{\gamma\mu} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

$$\frac{z}{\rho_m} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{2\gamma} \ln \frac{1}{\gamma\mu} \right)^{1/2} \left[\arcsin \left(1 - \frac{\rho_o}{\rho_m} \right) + \frac{1}{\rho_m} \sqrt{\rho_o (\rho_m - \rho_o)} \right]. \quad (9)$$

Энергетический барьер R_{min} может меняться в очень широких пределах. Нетрудно представить себе ситуацию, когда при $T = 1^\circ\text{K}$ барьер $R_{min} \ll T$. По-видимому термическая активация зародышей возможна в условиях эксперимента Кондона и Вальстедта [4]. Отметим, что в этом эксперименте переохлаждение наблюдалось лишь при достаточно низких температурах.

Аналогичные результаты для ферромагнетиков получены в работе автора [6].

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

Поступила в редакцию
2 ноября 1971 г.

Литература

- [1] В.Л.Гинзбург, Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 20, 1064, 1950.
- [2] Д.Шенберг. Сверхпроводимость, ИИЛ, 1955; Э.А.Линтон. Сверхпроводимость, Мир, 1964.
- [3] И.М.Лифшиц, Ю.М.Каган. ЖЭТФ, 62, вып. 1, 1972. С.В.Иорданский, А.М.Финкельштейн. ЖЭТФ, 62, вып. 1, 1972.
- [4] J.H.Condon. Phys. Rev., 145, 526, 1966; J.H.Condon, R.E.Walstedt. Phys. Rev. Lett., 21, 612, 1968.
- [5] И.А.Привороцкий. ЖЭТФ, 52, 1755, 1967; И.А.Привороцкий, М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 56, 398, 1969.
- [6] И.А.Привороцкий. ЖЭТФ, 62, вып. 3, 1972.