

ПРЕВЫШЕНИЕ ПАРАМАГНИТНОГО ПРЕДЕЛА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЩЕЛЬЮ НА ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ

А.М. Габович, Э.А. Пашицкий, А.С. Шнигель

Показано, что в сверхпроводниках с малой диэлектрической щелью на поверхности Ферми верхнее критическое магнитное поле может превышать парамагнитный предел Клогстона – Чандрасекара.

1. В последние годы был открыт целый ряд сверхпроводников второго рода верхнее критическое поле которых $H_{c2}(0)$ значительно превышает парамагнитный предел $H_p \approx 18,4 T_c$ (кГс) [1 – 5]. Это явление обычно связывают с различными причинами: с неоднородным состоянием Фульде – Феррела – Ларкина – Овчинникова, со спин-орбитальным рассеянием электронов на примесях, с отсутствием центра инверсии в кристаллах вследствие образования волн зарядовой плотности (ВЗП), с триплетным спариванием электронов из разных слоев в слоистых системах, с компенсацией внешнего магнитного поля внутренним обменным полем [2, 3], а также с сильным электрон-фононным взаимодействием, когда не выполняется соотношение БКШ $2\Delta_0/T_c \approx 3,52$ [6]. Между тем, общим свойством сверхпроводящих соединений, в которых наблюдается превышение парамагнитного предела, является неустойчивость электронного спектра относительно образования диэлектрической щели на поверхности Ферми (ПФ). Так, структурная неустойчивость, сопровождающаяся частичной диэлектризацией электронного спектра, имеет место в слоистых дихалькогенидах переходных металлов [3], в соединениях С-15 (фазах Лавеса) [7] и тернарных халькогенидах молибдена (фазах Шевреля) [8]. Что же касается неорганического полимера $(SN)_x$, то здесь также не исключена возможность существования очень малой диэлектрической щели на части ПФ, поскольку температурная зависимость его удельного сопротивления имеет характерный минимум [9] и аналогична зависимости $\rho(T)$ для органического металла $HMTSeF - TCNQ$ [10], в котором вплоть до комнатных температур наблюдались ВЗП [11], по-видимому, обусловленные пайерлсовской неустойчивостью.

В настоящей работе показано, что наличие диэлектрической щели Σ наряду со сверхпроводящей щелью Δ , в смешанной (SD -) фазе сверхпроводник – экситонный диэлектрик [12] приводит к существенному превышению парамагнитного предела H_{p0} .

2. В собственном изотропном полуметалле, благодаря виртуальным одночастичным межзонным переходам, при любом знаке константы электрон-дырочного взаимодействия Λ существует диэлектрическая щель Σ , удовлетворяющая уравнению

$$\Sigma \left(1 - \Lambda \int \frac{\Omega}{\sqrt{\xi^2 + \Sigma^2}} \operatorname{th} \frac{\sqrt{\xi^2 + \Sigma^2}}{2T} d\xi \right) = 2\rho\Omega, \quad (1)$$

где Ω — энергия обрезания взаимодействия, ρ — матричный элемент межзонных переходов. При $\rho \neq 0$ фазовый переход второго рода полуметалл — диэлектрик подавляется, и щель Σ слабо зависит от температуры T .

При условии $\Sigma < \Delta_0$, где Δ_0 — сверхпроводящая щель при $\Sigma = 0$, возможно сверхпроводящее состояние (смешанная SD -фаза) с критической температурой перехода T_c , которая определяется уравнением

$$\ln \frac{T_c}{T_{c_0}} = \int_0^{\infty} d\xi \left\{ \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \Sigma^2}} \operatorname{th} \frac{\sqrt{\xi^2 + \Sigma^2}}{2T_c} - \frac{1}{\xi} \operatorname{th} \frac{\xi}{2T_c} \right\}, \quad (2)$$

где $T_{c_0} = (\gamma/\pi) \Delta_0$, γ — постоянная Эйлера. Зависимость T_c от Σ , полученная из (2), приведена на рис. 1.

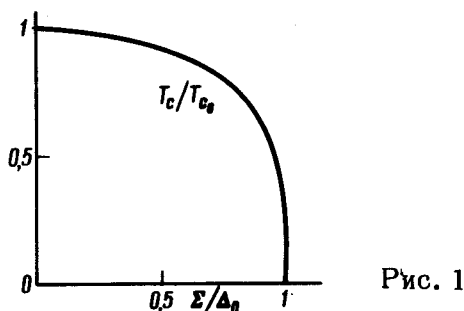


Рис. 1

В магнитном поле уравнение самосогласования для сверхпроводящего параметра порядка Δ в SD -фазе без учета орбитальных эффектов при $\Sigma = \text{const}$ и $T = 0$, кроме тривиального решения $\Delta = 0$, имеет два сверхпроводящих решения:

$$\Delta = \sqrt{\Delta_0^2 - \Sigma^2}, \quad \mu_B H < \Delta_0; \quad (3)$$

$$\Delta = [\Delta_0 (2\mu_B H - \Delta_0) - \Sigma^2]^{1/2}; \quad \Delta_0/2 < \mu_B H < \Delta_0. \quad (4)$$

Решение (4) является обобщением решения Сарма [13] и, как следует из сравнения свободных энергий, термодинамически невыгодно.

В отсутствие сверхпроводимости ($\Delta = 0$) при $\Sigma < \mu_B H$ диэлектрическая (D -) фаза переходит в парамагнитную (DP -) фазу, которая характеризуется отличной от нуля намагниченностью

$$M = 4\mu_B N(0) \sqrt{(\mu_B H)^2 - \Sigma^2}, \quad (5)$$

где $N(0)$ — плотность состояний электронов (дырок) на ПФ в расчете на один спин.

Границу между SD - и DP -фазами, полученная путем сравнения соответствующих свободных энергий, определяется условием

$$\frac{1}{2} (\Delta_0^2 - \Sigma^2) - \mu_B H \sqrt{(\mu_B H)^2 - \Sigma^2} + \Sigma^2 \ln \frac{\mu_B H + \sqrt{(\mu_B H)^2 - \Sigma^2}}{\Delta_0} \geq 0. \quad (6)$$

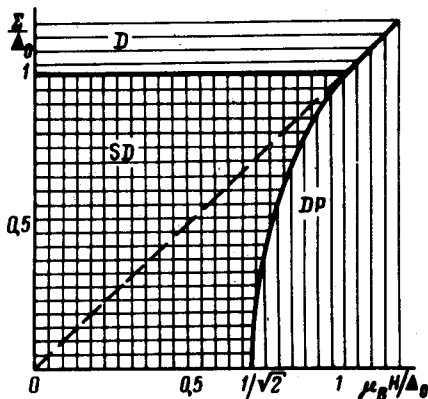


Рис. 2

На рис. 2 изображены области D -, SD - и DP -фаз на плоскости параметров $(\Sigma/\Delta_0, \mu_B H / \Delta_0)$. Как видим, при $\Sigma \neq 0$ предельное магнитное поле SD -фазы $H_p > \Delta_0 / \mu_B \sqrt{2}$, т. е. всегда превышает парамагнитный предел Клогстона – Чандрасекара. С другой стороны, как видно из рис. 1, наличие конечной диэлектрической щели Σ приводит к уменьшению T_c по сравнению с T_c^0 , в силу чего истинный парамагнитный предел SD -фазы $H_p \approx \Delta_0 / \mu_B$ может значительно превышать величину $H_p^0 \approx T_c / \mu_B$.

Таким образом, тот факт, что в ряде сверхпроводящих соединений $H_{c2}(0) > 18,4 T_c$ (кГс), может быть объяснен частичной диэлектризацией электронного спектра.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
10 июля 1978 г.

Институт металлофизики
Академии наук Украинской ССР

Литература

- [1] К. Inoue, К. Tachikawa, Y. Iwasa. Appl. Phys. Lett., **18**, 235, 1971.
- [2] Ф. Fisher. Proc of 14-th Int. Conf. LT-14, V5, 172, 1975.
- [3] Л.Н.Булаевский. УФН, **116**, 449, 1975.
- [4] J.A.Woolam, R.B.Somoano. Phys. Rev., **B13**, 384, 1976.
- [5] L.J.Azevedo, W.G.Clark, G.Deutscher, R.L.Greene. G.B.Street, L.J.Suter. Sol. State Comm., **19**, 147, 1976.
- [6] Б.Т.Гейликман, В.З.Кресин. ФТТ, **7**, 3294, 1965; **9**, 3111, 1967; Письма в ЖЭТФ, **5**, 271, 1967.
- [7] В.М.Пан, И.Е.Булах, А.Л.Касаткин, А.Д.Шевченко. Письма в ЖЭТФ, **27**, 629, 1978.
- [8] К.Yoon. Sol. State Comm., **25**, 327, 1978.
- [9] R.L.Greene, P.M.Grant, G.B.Street. Phys. Rev. Lett., **34**, 89, 1975.

- [10] A.N.Bloch, D.O.Cowan, K.Bechgaard, R.E.Pyle, R.N.Banks, T.O.Poehler. Phys. Rev. Lett., 34, 1561, 1975.
- [11] C.Weyl, E.M.Engler, K.Bechgaard, G.Jehanno, S.Etemad. Sol. State Comm., 19, 925, 1976.
- [12] А.М.Габович, Э.А.Пашицкий, А.С.Шпигель. ФТТ, 18, 3279, 1976.
- [13] G. Sarma. J. Phys. Chem. Solids, 24, 1029, 1963.
-