

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ ФАЗА В СОЕДИНЕНИЯХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

М.А.Савченко, А.В.Стефанович

Рассмотрен микроскопический механизм возникновения высокотемпературной сверхпроводящей фазы в соединениях редкоземельных металлов, основанный на эффекте обменного усиления электрон-фонового взаимодействия. Найдена универсальная симметрия магнитной элементарной ячейки, задающая топологию поверхности Ферми, которая обеспечивает эффективное электрон-фононное взаимодействие при фазовом переходе первого рода из парамагнитной фазы в сверхпроводящее состояние. Предложены способы создания такой симметрии в редкоземельных металлах и их соединениях.

В последней работе авторов [1], на основе флуктуационной теории фазовых переходов была построена феноменологическая теория высокотемпературной сверхпроводящей фазы в сплавах редкоземельных металлов с алюминием. Подобные сверхпроводящие фазы экспериментально наблюдались при низких температурах в соединениях редкоземельных металлов с Rh, V, обладающих тетрагональной симметрией (например ErRh_4V_4 , [2]).

В данной работе мы дадим микроскопический механизм возникновения такой фазы в соединениях редкоземельных металлов. В последнее время в ряде работ было экспериментально обнаружено [2], что в соединениях типа $\text{RE}_{1,2}\text{Mo}_6\text{S}_8$ (RE = Tb, Dy, Er, Tm), в которых имеет место как сверхпроводящая, так и магнитная фаза, возможно появление антиферромагнитного упорядочения. Антиферромагнитная структура в общем случае может быть задана с помощью трех векторов

$$S_1 = S_{10} e^{i\pi x}, \quad S_2 = S_{20} e^{i\pi y}, \quad S_3 = S_{30} e^{i\pi z}. \quad (1)$$

Следовательно, в свободную энергию системы в парамагнитной области добавляется следующий обменный инвариант четвертого порядка

$$S_1^4 + S_2^4 + S_3^4. \quad (2)$$

Известно [3], что в магнитоупорядоченном состоянии электроны проводимости локализируются вблизи узельных спинов, с помощью $s-d$ -обмена. В парамагнитной фазе, магнитный порядок отсутствует, однако электроны проводимости стремятся локализоваться в d -состояниях магнитной решетки с энергиями ϵ_d . Флуктуации узельных спинов приводят к сильному взаимодействию s -и d -электронов, что ведет к туннелированию d -электронов в s -состояние и ширина соответствующего d -уровня δ превышает энергию кулоновского отталкивания $\mu_d(\delta/\mu_d > 1)$. Следовательно, соответствующий d -уровень будет размыт и локализация электронов проводимости оказывается невозможной. При приближении к точке фазового перехода флуктуации узельных спинов становятся аномально большими и d -электроны оказываются сильно скоррелированными, что также ведет к сильной корреляции между электронами проводимости [4] в области вблизи поверхности Ферми с энергией $\epsilon = 2\omega$, $\omega = \epsilon_d - \epsilon_F + \mu_d < n_{\pm}$ ($< n_{\pm} >$ — число электронов в d -состоянии со спином вверх или вниз).

Симметрия магнитных флуктуонов вблизи точки фазового перехода соответствует симметрии оптических фононов и плотность лагранжиана системы будет иметь следующий вид, для случая сильной анизотропии магнитной подсистемы:

$$L(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} (\vec{\nabla} S_a)^2 - \frac{1}{2} \tau_a S_a^2(\mathbf{x}) - \frac{1}{8} \gamma_{1a} S_a^4(\mathbf{x}) - \frac{1}{8} \gamma_{4a\beta} S_a^2(\mathbf{x}) S_{\beta}^2(\mathbf{x}) + \\ + \frac{1}{2} \psi_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{x}) \pi(\mathbf{x}) \psi_{\sigma}(\mathbf{x}) - \mu \psi_{\uparrow}^{\dagger}(\mathbf{x}) \psi_{\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{x}) \psi_{\uparrow}(\mathbf{x}) \psi_{\downarrow}(\mathbf{x}) - \frac{1}{2\sqrt{2}} \nu \nabla_a S_a(\mathbf{x}) \psi_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{x}) \psi_{\sigma}(\mathbf{x}), \quad (3)$$

здесь $\tau_{10} \rightarrow \tau_{20} \rightarrow \tau_{30} \rightarrow \tau_0$, $\gamma_{10} \rightarrow \gamma_{20} \rightarrow \gamma_{30} \rightarrow \gamma_{4120} \rightarrow \gamma_{4130} \rightarrow \gamma_{4230} \rightarrow \gamma_0$, ψ_{σ}^{\dagger} , ψ_{σ} — фермионные операторы, $\pi(x) = -1/m \nabla_{\mathbf{x}}^2 - 2g(x)$.

Из выражения (3) следует, что магнитные флуктуоны обеспечивают притяжение электронов проводимости с противоположно направленными спинами. Их функция Грина имеет вид

$$G(\mathbf{p}) = \frac{1}{p^2 - \eta - \tau}, \quad \tau \rightarrow 0. \quad (4)$$

Так как $\eta > 0$, то притяжение электронов оказывается слабым и обмен флуктуонами не может привести к образованию куперовских пар, однако магнитная подсистема задает топологию Ферми поверхности электронов проводимости. Если магнитная решетка обладает орторомбической (тетрагональной) симметрией, то топология Ферми поверхности такова, что она может быть близка к описанной около элементарной ячейки, а это обеспечивает эффективное притяжение электронов

проводимости акустическими фононами, что приводит к образованию куперовских пар и сверхпроводимости (рис. 1). Константа электрон-фононного взаимодействия и максимальное значение сверхпроводящей щели ниже точки фазового перехода оказываются равными:

$$|\lambda_{eph}| = \frac{2\pi^2}{\ln \frac{2\theta_D}{\pi\theta_N}}, \quad \lambda_{eph} = \lambda'_{eph} - \tilde{\mu}, \quad (5)$$

$$\Delta_{max} = \pi\theta_N, \quad \theta_N \rightarrow \theta_c.$$

здесь θ_D — температура Дебая, а $\theta_N \sim J_{eff}$ ($J_{eff} = J + A$), где J — величина обменного взаимодействия в магнитной подсистеме, а A — константа осевой анизотропии. Так как при фазовом переходе происходит скачкообразное изменение энергии локализации электронов вблизи поверхности Ферми $\omega \rightarrow \omega_D$, то следует ожидать что данный фазовый переход будет фазовым переходом первого рода, что согласуется с результатом, полученным в [1]. Из [1] также следует, что после фазового перехода первого рода происходит изменение анизотропии магнитной подсистемы, что ведет к тому, что температура магнитного перехода второго рода оказывается ниже температуры сверхпроводящего перехода первого рода. Итак, электрон-фононное взаимодействие в сверхпроводящей фазе оказывается усиленным обменным взаимодействием в магнитной подсистеме.

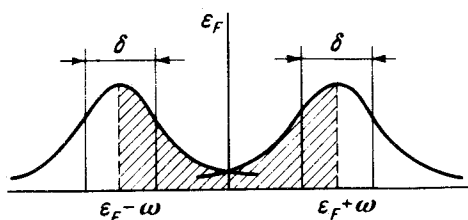


Рис. 1

В системах с более сложным антиферромагнитным порядком [1] наиболее сильно флуктуирующая компонента не может обеспечить необходимую топологию поверхности Ферми и электрон-фононное взаимодействие не оказывается достаточно эффективным для обеспечения сверхпроводящего перехода. Поэтому в системе произойдет фазовый переход в магнитное состояние. При дальнейшем понижении температуры происходит изменение топологии поверхности Ферми, что может привести к возникновению сверхпроводящей фазы при более низких температурах. Однако в системе уже существует магнитный порядок и поэтому такая фаза скорее всего будет метастабильной [1].

Температура Нееля в редкоземельных металлах и их соединениях изменяется в пределах $1\text{К} \lesssim T_N \lesssim 100\text{К}$, однако магнитная симметрия

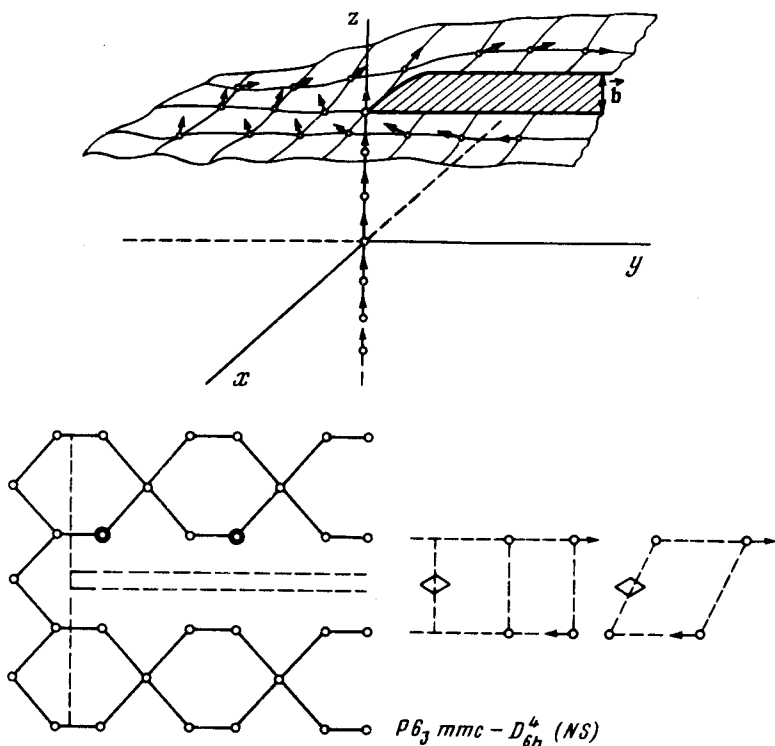


Рис. 2

не дает необходимую топологию поверхности Ферми. Поэтому для того, чтобы обеспечить орторомбическую симметрию и антиферромагнитный порядок таких редкоземельных металлов как Er , Dy , Tb , Ho , Nd необходимо или вносить в них дислокации (см. рис. 2) или легировать их Al , что должно привести к резкому увеличению температуры сверхпроводящего перехода.

Институт радиотехники
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
5 марта 1979 г.

Литература

- [1] М.А.Савченко, А.В.Стефанович. Письма в ЖЭТФ, 29, 132, 1979.
- [2] J.Eckert, G.Shirane, W.Thomlinson, D.E.Monston, D.B.McWhan. Phys. Rev. Lett., 39, 1164, 1977; M.Ishikawa, ϕ . Fisher. S.S.C., 24, 747, 1977.
- [3] H.Suhl. Phys. Rev. Ser. A, 138, 515, 1965.
- [4] P.W.Anderson. Phys. Rev., 124, 41, 1961.