Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.9, стр.702 - 707 © 1996г. 10 мая

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И МАГНЕТИЗМ В СОЕДИНЕНИИ $HoNi_2B_2C$

А.И.Морозов[1)]

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики
117454 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 марта 1996 г.

Рассмотрено влияние магнитного упорядочения на сверхпроводимость в соединении $HoNi_2B_2C$. Сделан вывод о том, что резкое подавление сверхпроводимости в области существования несоразмерного антиферромагнитного упорядочения обусловлено модификацией волновых функций электронов проводимости дальним магнитным порядком.

PACS: 74.20.-z, 74.25.Jb, 74.70.-b

Открытие в 1994 г. нового класса веществ $ReNi_2B_2C$ (Re – редкоземельный элемент), в которых наблюдается сосуществование сверхпроводящего и магнитного прядка, позволило обнаружить новые, ранее неизвестные черты их взаимного влияния.

В соединении $HoNi_2B_2C$ имело место возвратное (или почти возвратное) поведение сверхпроводимости: она разрушалась [1 – 3] или сильно подавлялась [4, 5] в области существования геликоидального магнитного упорядочения.

Хорошо известны и исследованы случаи возвратного поведения сверхпроводимости в соединениях $ErRh_4B_4$ и $HoMo_6S_8$, где она разрушалась возникающим ферромагнитным упорядочением (смотри, например, монографию [6]). Причем в узкой области температур вблизи температуры возникновения магнитного порядка наблюдалось явление криптомагнетизма [7], то есть модуляция намагниченности с большой длиной волны, определяемой величиной сверхпроводящего параметра порядка.

В то же время возникновение антиферромагнитного упорядочения в соединениях $ReMo_6S_8$ (Re = Tb, Dy) и $ReRh_4B_4$ (Re = Nd, Sm, Tm) не приводило к возвратному поведению [6].

В соединении $HoNi_2B_2C$ сверхпроводимость появляется при температуре $T_C = 8.1\,\mathrm{K}$. В точке $T_M = 5.7 - 6.0\,\mathrm{K}$ возникает несоразмерное магнитное упорядочение, а при $T_N = 5.2\,\mathrm{K}$ происходит фазовый переход первого рода в фазу с соразмерным антиферромагнитным порядком [5].

Эксперименты по дифракции нейтронов [1, 8 – 10] показали, что волновой вектор модуляции намагниченности практически неизменен в области существования несоразмерной фазы и не изменяется в случае разрушения сверхпроводимости. Поэтому рассматриваемая фаза не имеет отношения к криптомагнетизму.

Ниже температуры T_M происходит подавление сверхпроводящего параметра порядка, причем в одних образцах обнаружен переход в нормальную фазу при температуре T_{C2} ($T_N < T_{C2} < T_M$) [1–3], а в других образцах сверхпроводимость полностью не разрушалась, но сильно подавлялась, что определялось по падению верхнего критического поля H_{C2} [4, 5]. При фазовом переходе в

[1)]e-mail: ber@glasnet.ru

соразмерную фазу происходило восстановление сверхпроводимости (в том случае, когда она была разрушена) или скачкообразное возрастание H_{C2} (тогда, когда сверхпроводимость не исчезла).

Решетка Браве парамагнитной фазы является тетрагональной объемноцентрированной. В соразмерной антиферромагнитной фазе ячейка удваивается по сравнению с парамагнитной, а решетка Браве становится примитивной тетрагональной. Магнитные моменты ионов гольмия в плоскостях, перпендикулярных оси четвертого порядка, упорядочиваются ферромагнитно параллельно направлению [100], а намагниченности соседних слоев ориентируются антипараллельно. Волновой вектор, характеризующий такое упорядочение, параллелен оси c и равен элементарному вектору обратной решетки c^* низкотемпературной соразмерной фазы [1, 8–10].

В области существования несоразмерной фазы имеет место геликоидальное магнитное упорядочение: магнитные моменты ионов гольмия остаются в плоскости, перпендикулярной оси c, но их направление изменяется как вдоль оси c, так и вдоль оси a. Вектор модуляции несоразмерной фазы

$$Q = 0.585\, a^* + 0.913\ c^* , \tag{1}$$

где a^* определяется аналогично c^* [8, 9].

Рассмотрим причины, по которым сверхпроводимость подавляется именно в области существования несоразмерной фазы. При этом будем исходить из предположения, что в соединении $HoNi_2B_2C$ имеет место обычное синглетное спаривание s-типа. Поскольку величина T_C порядка T_M, то сверхпроводящая энергия в расчете на одну элементарную ячейку $\sim T_C^2/\epsilon_F$ (ϵ_F – энергия Ферми электронов) намного меньше соответствующей магнитной энергии $\sim T_M$, и можно пренебречь обратным воздействием сверхпроводимости на магнитное упорядочение.

Действие магнитной подсистемы на сверхпроводящую обусловлено следующими тремя факторами:

1) отталкиванием между электронами в s-канале, вызванным их взаимодействием через спиновые флуктуации;

2) модификацией волновых функций электронов вследствие возникновения новых брэгговских плоскостей, индуцированных магнитным упорядочением. Этот фактор приводит к изменению матричных элементов электрон-фононного взаимодействия и плотности электронных состояний на поверхности Ферми (ПФ);

3) распаривательным действием немагнитных примесей в области сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма, также обусловленным модификацией волновых функций электронов и нарушением вследствие этого теоремы Андерсона.

Если основным являлся бы первый из указанных факторов, то наибольшее подавление сверхпроводимости наблюдалось бы при $T = T_M$, когда спиновые флуктуации наиболее развиты, а сверхпроводящий параметр порядка в отсутствие взаимодействия с магнитной подсистемой еще не так велик, как при $T < T_M$. Однако наибольшее подавление сверхпроводимости (в случае ее сохранения) наблюдается в несоразмерной фазе при $T \to T_N$ [5]. В тех образцах, где сверхпроводимость разрушается, это разрушение происходит при $T_{C2} < T_M$ [1–3].

Таким образом, можно сделать вывод, что основную роль играют второй и третий из указанных факторов. Однако они продолжают действовать и в соразмерной фазе. Возникает вопрос: почему их действие сильно в несоразмерной фазе и не столь существенно в соразмерной?

Поскольку спины ионов гольмия лежат в плоскости (001), то их среднее значение в несоразмерной фазе можно описать формулой

$$\mathbf{S}(\mathbf{R}_k) = \mathbf{i}S\cos(\mathbf{Q}\mathbf{R}_k) + \mathbf{j}S\sin(\mathbf{Q}\mathbf{R}_k)\,, \tag{2}$$

где $\mathbf{Q}$ задается формулой (1), S – средний спин иона, $\mathbf{i}$ и $\mathbf{j}$ – орты вдоль осей a и b, а $\mathbf{R}_k$ – координата k-го иона.

Гамильтониан электронов проводимости с учетом $s-f$-обменного взаимодействия со средними ионными спинами гольмия принимает вид

$$\mathcal{H}_e = \sum_{\mathbf{k},\alpha,\beta} \{\epsilon(\mathbf{k})\delta_{\alpha,\beta}a^+_\alpha(\mathbf{k})a_\beta(\mathbf{k}) +$$

$$+\frac{1}{2}I_{s-f}S[a^+_\alpha(\mathbf{k}-\mathbf{Q})\sigma^+_{\alpha\beta}a_\beta(\mathbf{k}) + a^+_\alpha(\mathbf{k}+\mathbf{Q})\sigma^-_{\alpha\beta}a_\beta(\mathbf{k})]\}, \tag{3}$$

где $\epsilon(\mathbf{k})$ – закон дисперсии электронов в парамагнитной фазе, I_{s-f} – интеграл $s-f$-обменного взаимодействия, $\alpha,\beta = 1,2$ соответствуют проекции спина электрона на ось c, равной $+1/2$ и $-1/2$, $\sigma^\pm = \sigma_x \pm i\sigma_y$ (σ_x и σ_y – матрицы Паули).

Геликоидальное магнитное упорядочение приводит к перемешиванию состояний с различными проекциями спина на ось c, снятию вырождения закона дисперсии электронов по спину и появлению новых брэгговских плоскостей, различных для каждого из вновь возникших законов дисперсии [11].

Электронным состояниям, описываемым ψ-функцией:

$$\tilde{\psi}_{1,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_1(\mathbf{k})\psi_{1,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) + v_1(\mathbf{k})\psi_{2,\mathbf{k}+\mathbf{Q}}(\mathbf{r})\,, \tag{4}$$

где $\psi_{\alpha,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ – блоховские функции в парамагнитной фазе (α – спиновый индекс),

$$u_1(\mathbf{k}) = \left\{\frac{1}{2}\left[1 + \left(\frac{[\epsilon(\mathbf{k}) - \epsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q})]^2}{[\epsilon(\mathbf{k}) - \epsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q})]^2 + I^2_{s-f}S^2}\right)^{1/2}\right]\right\}^{1/2}, \tag{5}$$

$$v_1(\mathbf{k}) = \pm[1 - u_1^2(\mathbf{k})]^{1/2}\,, \tag{6}$$

отвечает закон дисперсии

$$\tilde{\epsilon}_1(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\{\epsilon(\mathbf{k}) + \epsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q}) \pm [(\epsilon(\mathbf{k}) - \epsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q}))^2 + I^2_{s-f}S^2]^{1/2}\} \tag{7}$$

с разрывами, соответствующими волновым векторам $\mathbf{g}_i + \mathbf{Q}$, где $\mathbf{g}_i$ – вектор обратной решетки в парафазе ($\epsilon(\mathbf{k}) = \epsilon(\mathbf{k}+\mathbf{g}_i)$).

Волновую функцию $\tilde{\psi}_{2,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ и отвечающий ей закон дисперсии $\tilde{\epsilon}_2(\mathbf{k})$ можно получить, производя замену спиновых индексов в формуле (4) и замену $\mathbf{Q}$ на $-\mathbf{Q}$ в формулах (4)–(7). Знак в формулах (4)–(7) выбирается так, чтобы при предельном переходе $S \to 0$ получить старый закон дисперсии. Легко видеть, что $\tilde{\epsilon}_1(\mathbf{k}) = \tilde{\epsilon}_2(-\mathbf{k})$, $u_1(\mathbf{k}) = u_2(-\mathbf{k})$, $v_1(\mathbf{k}) = v_2(-\mathbf{k})$.

В соразмерной фазе вектор антиферромагнитного упорядочения составляет половину одного из векторов обратной решетки парафазы ($c^* = g_0/2$), поэтому закон дисперсии электронов остается вырожденным по спину.

В силу наличия в несоразмерной фазе модуляции намагниченности по оси a положения брэгговских плоскостей в несоразмерной и в соразмерной фазах отличаются коренным образом.

В рамках простой модели, предполагающей, что матричный элемент электрон-фононного взаимодействия $\tilde{g}$ в парафазе постоянен, переходя к новым волновым функциям, получаем в приближении слабой связи следующее уравнение Элиашберга для сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(\mathbf{k}, \epsilon_k)$, отвечающего спариванию типа $< \tilde{\psi}_{1,\mathbf{k}} \tilde{\psi}_{2,-\mathbf{k}} >$ [12]:

$$\Delta(\mathbf{k}, \epsilon_k) = [u_1^2(\mathbf{k}) - v_1^2(\mathbf{k})] \frac{\pi T}{\Omega} \sum_{\epsilon_l} \int \frac{d\mathbf{k}' [u_1^2(\mathbf{k}') - v_1^2(\mathbf{k}')]}{(2\pi)^3 |\nabla \tilde{\epsilon}_1(\mathbf{k}')|} \cdot$$

$$\cdot \frac{\Delta(\mathbf{k}', \epsilon_l)}{[\epsilon_l^2 + \Delta^2(\mathbf{k}', \epsilon_l)]^{1/2}} \tilde{g}^2 \frac{\omega_c^2}{\omega_c^2 + (\epsilon_k - \epsilon_l)^2}, \quad (8)$$

где ϵ_k, ϵ_l – мацубаровские частоты, T – температура, Ω – объем элементарной ячейки, интегрирование по $\mathbf{k}'$ происходит по одному из двух участков ПФ, соответствующему пересечению зоны с законом дисперсии $\tilde{\epsilon}_1(\mathbf{k})$ с уровнем Ферми, а ω_c – характерная частота фононов. Для простоты здесь опущены члены, связанные с прямым кулоновским взаимодействием между электронами и взаимодействием через спиновые волны. Легко видеть, что

$$\Delta(\mathbf{k}, \epsilon_k) = [u_1^2(\mathbf{k}) - v_1^2(\mathbf{k})] \Delta(\epsilon_k). \quad (9)$$

Таким образом, в нашей модели щель в спектре электронных возбуждений обращается в нуль на границах вновь образовавшихся вследствие магнитного упорядочения разрывов ПФ. Величина

$$\Delta(\epsilon_k) \propto \omega_c \exp(-1/\lambda), \quad (10)$$

где

$$\lambda = \tilde{g}^2 \int \frac{[u_1^2(\mathbf{k}) - v_1^2(\mathbf{k})]^2 d\mathbf{k}}{(2\pi)^3 |\nabla \tilde{\epsilon}_1(\mathbf{k})|}. \quad (11)$$

Рассмотрим вначале ситуацию, когда вновь возникшие брэгговские плоскости не пересекают ПФ, существовавшую в парафазе. При этом значение λ уменьшается за счет наличия факторов $[u_1^2(\mathbf{k}) - v_1^2(\mathbf{k})]$ на величину $\Delta\lambda$, причем

$$\Delta\lambda/\lambda \sim (I_{s-f} S / Q v_F)^2, \quad (12)$$

а v_F – фермиевская скорость электронов. Оценивая I_{s-f} из соотношения

$$I_{s-f}^2 S_{max}^2 \sim T_M \epsilon_F, \quad (13)$$

где S_{max} – спин ионов гольмия в насыщении, получаем оценку

$$\Delta\lambda/\lambda \sim (10^{-3} \div 10^{-4}) \tau,$$

где $\tau = (T_M - T)/T_M$. Столь несущественное изменение λ не может вызвать подавление сверхпроводимости. Именно этот случай реализуется в соразмерной фазе.

Если же новые брэгговские плоскости пересекают ПФ, что, по нашему мнению, имеет место в несоразмерной фазе, то каждая из них уменьшает λ на величину $\Delta\lambda$ порядка

$$\Delta\lambda/\lambda \sim I_{s-f} S/Q v_F \,. \tag{14}$$

В итоге

$$\Delta\lambda/\lambda \sim (10^{-1} \div 10^{-2})\tau^{1/2} \,,$$

и по мере понижения температуры и роста величины τ подавление сверхпроводимости усиливается. Из этого следует, что сильное подавление сверхпроводимости в несоразмерной фазе связано с возникновением вследствие магнитного упорядочения новых разрывов ПФ. Однако этого недостаточно для разрушения сверхпроводимости и перехода в нормальное состояние. В чистых образцах, где концентрация x немагнитных примесей мала, сверхпроводимость не исчезает. А в более загрязненных образцах происходит ее полное подавление и переход в нормальное состояние. Это прямое свидетельство в пользу существенной роли примесей.

Если предположить, что амплитуда рассеяния электрона на примеси в парамагнитной фазе V_0 не зависит от переданного импульса (s-рассеяние), то аналогично (8) мы приходим в присутствии примесей к следующему уравнению Элиашберга:

$$\Delta(\mathbf{k}, \epsilon_k)\left[1 + \frac{\pi x}{\Omega}\int \frac{V_0^2 d\mathbf{k}'[1 + 4u_1(\mathbf{k})u_1(\mathbf{k}')v_1(\mathbf{k})v_1(\mathbf{k}')]}{(2\pi)^3|\nabla\tilde{\epsilon}_1(\mathbf{k}')|[\epsilon_k^2 + \Delta^2(\mathbf{k}', \epsilon_k)]^{1/2}}\right] =$$
$$= [u_1^2(\mathbf{k}) - v_1^2(\mathbf{k})]\left\{\frac{\pi x}{\Omega}\int \frac{d\mathbf{k}'[u_1^2(\mathbf{k}') - v_1^2(\mathbf{k}')]V_0^2\Delta(\mathbf{k}', \epsilon_k)}{(2\pi)^3|\nabla\tilde{\epsilon}_1(\mathbf{k}')|[\epsilon_k^2 + \Delta^2(\mathbf{k}', \epsilon_k)]^{1/2}} + \right.$$
$$\left. + \frac{\pi T}{\Omega}\sum_{\epsilon_l}\int \frac{d\mathbf{k}'[u_1^2(\mathbf{k}') - v_1^2(\mathbf{k}')]\Delta(\mathbf{k}', \epsilon_l)}{(2\pi)^3|\nabla\tilde{\epsilon}_1(\mathbf{k}')|[\epsilon_l^2 + \Delta^2(\mathbf{k}', \epsilon_l)]^{1/2}}\tilde{g}^2\frac{\omega_c^2}{\omega_c^2 + (\epsilon_k - \epsilon_l)^2}\right\} . \tag{15}$$

Легко видеть, что в антиферромагнитном сверхпроводнике теорема Андерсона не имеет места, и немагнитные примеси подавляют сверхпроводимость так же, как парамагнитные примеси в обычном сверхпроводнике [12].

В соразмерной фазе, когда магнитные брэгговские плоскости не пересекают ПФ, критическая безразмерная концентрация немагнитных примесей x_{cr}, при которой сверхпроводимость исчезает, по порядку величины равна

$$x_{cr} \sim T_C/T_N z\tau \sim 1 \,, \tag{16}$$

где z – число новых брэгговских плоскостей. Таким образом, при реальных концентрациях примесей $x \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ подавление сверхпроводимости немагнитными примесями в соразмерной фазе несущественно.

В несоразмерной фазе, где новые брэгговские плоскости пересекают ПФ,

$$x_{cr} \sim T_C/I_{s-f} S_{max} z\tau^{1/2} \sim 10^{-2} \,. \tag{17}$$

Окончательно, можно сделать вывод, что наблюдаемое подавление сверхпроводимости в области существования несоразмерной фазы в соединении $HoNi_2B_2C$ непротиворечивым образом объясняется на основе предположения о пересечении вновь возникшими брэгговскими плоскостями поверхности Ферми, относящейся к парамагнитной фазе.

Не одинаковая степень подавления сверхпроводимости в различных образцах обусловлена разной концентрацией немагнитных примесей.

1. T.E.Grigereit, J.W.Lynn, Q.Huang et al., Phys. Rev. Lett. **73**. 2756 (1994).
2. H.Eisaki, H.Takagi, R.J.Cava et al., Phys. Rev. B **50**, 647 (1994).
3. H.Schmidt, M.Weber, and H.F.Braun, Physica C **246**, 177 (1995).
4. S.A.Carter, B.Batlogg, R.J.Cava et al., Phys. Rev. B **51**, 12644 (1995).
5. M.S.Lin, J.H.Shieh, Y.B.You et al., Phys. Rev. B **52**, 1181 (1995).
6. *Сверхпроводимость в тройных соединениях*, М.: Мир, 1985 (Superconductivity in Ternary Compounds, Springer-Verlag, Berlin, 1982).
7. P.W.Anderson and H.Suhl, Phys. Rev. **116**, 898 (1959).
8. A.I.Goldman, C.Stassis, P.C.Canfield et al., Phys. Rev. B **50**, 9668 (1994).
9. T.Vogt, C.Stassis, A.I.Goldman et al., Physica B **215**, 159 (1995).
10. Q.Huang, A.Santoro, T.E.Grigereit et al., Phys. Rev. B **51**, 3701 (1995).
11. А.И.Морозов, Л.В.Панина, ФТТ **23**, 1314 (1981).
12. А.И.Морозов, ФТТ **22**, 3372 (1980).