

## ОТСУТСТВИЕ ПАРАМАГНИТНОГО ПРЕДЕЛА ДЛЯ $H_{c211}$ В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

*Л.Н.Булаевский, А.И.Русинов*

Показано, что наблюдаемое превышение парамагнитного предела для верхнего критического магнитного поля, параллельного слоям, в слоистых сверхпроводниках  $TaS_2(Py)_{1/2}$  и  $NbSe_2$  может быть связано со спин-орбитальным взаимодействием в решетке без центра симметрии.

Согласно экспериментальным данным, верхнее критическое магнитное поле  $H_{c211}$ , параллельное слоям, в слоистых сверхпроводниках  $2H - TaS_2(Py)_{1/2}$  и  $2H - NbSe_2$  превосходит парамагнитный предел  $H_p = \Delta_o / \mu_B \sqrt{2}$  ( $\Delta_o$  – сверхпроводящая щель при  $T = 0$ ,  $\mu_B$  – магнетон Бора). Так в интеркалированном соединении  $TaS_2$  с пиридином (Py) при  $T = 1,4K$  сверхпроводимость не разрушается в поле  $H_{||} = 150 кэ$  ( $T_c = 3,25K$  и  $H_p = 60 кэ$ ) [1]. В  $NbSe_2$  парамагнитный эффект не оказывает никакого влияния на величину  $H_{c211}$ , и при  $T = 1,4K$  поле  $H_{c211}$  ( $\approx 130 кэ$ ) определяется только орбитальным эффектом ( $T_c = 7K$  и  $H_p = 130 кэ$ ) [2].

В принципе подавление парамагнитного эффекта в слоистых сверхпроводниках может быть связано с реализацией в них неоднородного

состояния [3, 4], триплетным спариванием электронов из соседних слоев [5] и спин-орбитальным рассеянием на примесях. Однако неоднородное состояние и спаривание электронов соседних слоев чувствительны к рассеянию электронов на примесях внутри слоев, и они разрушаются при длине свободного пробега электрона внутри слоя  $l \lesssim \xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta_0$  [4]. По оценкам [3] в  $\text{TaS}_2(\text{Py})_{1/2}$  отношение  $\xi_0 / l \approx 1 + 6$ , и примерно таков же диапазон изменения  $\xi_0 / l$  для разных кристаллов  $\text{NbSe}_2$ . Между тем экспериментально не замечена зависимость  $H_{c211}$  от степени чистоты образцов. Спин-орбитальное рассеяние также приводит к существенному подавлению парамагнитного эффекта при длине свободного пробега электрона с изменением спина  $l_{s0} \lesssim \xi_0$ , а поскольку  $l_{s0} / l \lesssim 10^{-2}$ , то в слоистых сверхпроводниках  $l_{s0} \gg \xi_0$ , и спин-орбитальное рассеяние меняет парамагнитный предел незначительно. Кроме того, и в этом случае наблюдалась бы сильная чувствительность  $H_{c211}$  к степени чистоты кристаллов.

Ниже мы покажем, что подавление парамагнитного эффекта в слоистых соединениях можно объяснить спин-орбитальным взаимодействием электронов проводимости в кристалле без центра симметрии (в кристалле с центром симметрии спин-орбитальное взаимодействие не меняет свойства сверхпроводника в магнитном поле [6]). Для предположения об отсутствии центра симметрии в решетке слоистых сверхпроводников есть некоторые основания. Высокотемпературные  $2H$ -модификации  $\text{TaS}_2$  и  $\text{NbSe}_2$  обладают центром инверсии. Однако при понижении температуры в них наблюдаются структурные переходы металл — металл, связанные, по-видимому, с появлением волны зарядовой плотности внутри слоев [7]. Не исключено, что при этих переходах центр симметрии теряется (например, при несоизмеримости волны зарядовой плотности и периода решетки высокотемпературной фазы новая решетка не может обладать центром симметрии). Интеркалирование  $\text{TaS}_2$  пиридином подавляет структурный переход, но молекулы пиридина в сильной степени понижают симметрию решетки в плоскости слоев из-за несоизмеримости размеров молекулы и периода решетки  $\text{TaS}_2$  в слое [8].

В решетке без центра инверсии спин-орбитальное взаимодействие электрона с квазиимпульсом  $\mathbf{k}$  может быть записано в виде  $\partial[\vec{\tau}_1 \mathbf{k}] / k_F$ . В [3] показано, что в  $\text{TaS}_2(\text{Py})_{1/2}$  в не очень близкой окрестности  $T_c$  движение электронов можно считать двумерным, и поле  $H_{c211}$  определяется только парамагнитным эффектом. Тогда зависимость  $T_c$  от  $H_{||}$  определяется из уравнений

$$g \text{Sp} \sum_{\omega} \int d^2 \mathbf{k} G(\omega, \mathbf{k}, \vec{\sigma}) G(-\omega, -\mathbf{k}, -\vec{\sigma}) = 1, \quad \omega = \pi T(2n + 1),$$

$$G^{-1}(\omega, \mathbf{k}, \vec{\sigma}) = i\omega - \epsilon_0(k) + \vec{\sigma}(\mu_B H + [\vec{\tau}_1 \mathbf{k}] / k_F),$$

где  $g$  — константа электрон-фононного взаимодействия,  $\epsilon_0(\mathbf{k})$  — та часть энергии электрона, которая не зависит от спина. В слоистых сверхпроводниках вектор  $\vec{\tau}_1$  должен лежать в плоскости слоев, и тогда при  $\epsilon_1 \ll \ll \hbar \omega_D$  уравнение (1) преобразуется к виду

$$\ln \frac{T_{c0}}{T} = 2\pi T \sum_{\omega > 0} \frac{h^2}{\omega \sqrt{(\omega^2 + h^2)(\omega^2 + h^2 + \epsilon_1^2)}}, \quad h = \mu_B H. \quad (2)$$

При  $h \gg T_c$  получаем из (2) выражение для  $T_c(H)$

$$T_c(H) = T_{c0} (\Delta_0 / 2Hf)^\alpha, \quad \alpha = (\sqrt{1 + \epsilon_1^2/h^2} - 1)^{-1}, \quad (3)$$

$$f = 2\sqrt{(1 + h^2/\epsilon_1^2)(1 + 2h^2/\epsilon_1^2 - 2h/\epsilon_1\sqrt{1 + h^2/\epsilon_1^2})}.$$

Из (3) видно, что при любом значении  $\epsilon_1$  величина  $T_c(H) \neq 0$ , т. е. парамагнитный предел при  $T = 0$  не существует. При  $\epsilon_1 \gg T_{c0}$  имеем  $T_c(H) \approx T_{c0}$  при  $h \ll \epsilon_1$ , и  $T_c(H)$  убывает с ростом  $H$  лишь при  $h \gg \epsilon_1$ . Эти результаты нечувствительны к рассеянию электронов на примесях внутри слоев. Однако влияние спин-орбитального взаимодействия на парамагнитный эффект существенно зависит от взаимной ориентации  $H$ ,  $\vec{\epsilon}_1$  и  $\rho$ . Так если  $\vec{\epsilon}_1$  перпендикулярен плоскости слоев, то при  $\epsilon_1 \gg \gg T_{c0}$  получаем  $H_{c211} = \sqrt{2}H_p$  при  $T = 0$ . В трехмерном изотропном случае парамагнитный предел зависит от угла между  $H$  и  $\epsilon_1$  и парамагнитный предел неограниченно растет при приближении направления  $H$  к  $\vec{\epsilon}_1$ .

Предложенная модель позволяет объяснить высокие значения  $H_{c211}$  в  $TaS_2(Pu)_{1/2}$  и независимость  $H_{c211}$  от парамагнитного эффекта в низкотемпературной фазе анизотропного сверхпроводника  $2H - NbSe_2$ . Отметим, что высокотемпературную фазу  $2H - NbSe_2$  можно сохранить при низких температурах в метастабильном состоянии, она является сверхпроводящей [9], и в этой фазе в рамках нашей модели парамагнитный эффект должен влиять на  $H_{c211}$  при низких температурах. Спин-орбитальное взаимодействие в решетке без центра симметрии приводит также к появлению найтовского сдвига в сверхпроводящем состоянии [10], поскольку существует прямая корреляция между превышением парамагнитного предела и величиной парамагнитной восприимчивости. Поэтому в  $NbSe_2$  и  $TaS_2(Pu)_{1/2}$  должен наблюдаться сильно анизотропный найтовский сдвиг (в поле  $H_{c211}$  этот сдвиг не должен меняться существенно при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние). Все другие упомянутые выше механизмы подавления парамагнитного эффекта дают изотропный сдвиг Найта в сверхпроводящей фазе.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
28 ноября 1974 г.  
После переработки  
11 декабря 1974 г.

### Литература

- [1] R.C.Morris, R.V.Coleman. Phys. Rev., 137, 991, 1973.
- [2] S.Foner, E.J.McNiff Jr, Phys. Lett., 45A, 429, 1973.
- [3] Л.Н.Булаевский. ЖЭТФ, 64, 2241; 65, 1278, 1973.
- [4] K.Aoi, W.Dieterich, P.Fulde. Z. Phys., 267, 223, 1974.
- [5] К.Б.Ефетов, А.И.Ларкин. ЖЭТФ, 68, вып.1, 1974 г.
- [6] Л.П.Горьков. ЖЭТФ, 43, 1772, 1965.
- [7] J.A.Wilson, F.J.Di Salvo, S.Mahajan. Phys. Rev. Lett., 32, 882, 1972.
- [8] R.V.Murray, R.H.Williams. Phyl. Mag., 29, 473, 1974.
- [9] K.Jamaya, J. Phys. Soc. Japan, 37, 36, 1974.
- [10] А.И.Русинов. Краткие сообщения по физике, ФИАН СССР, 9, 19, 1972.