

О ЛОКАЛИЗАЦИИ СПИНОВ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ

О.С.Ахтямов, Е.И.Федоров

В большом количестве работ до настоящего времени изучалось влияние магнитных примесей на сверхпроводимость. Однако не менее важной и интересной задачей является исследование влияния сверхпроводимости на локализацию спинов. Насколько нам известно, экспериментальных и теоретических работ по этой проблеме пока не имеется.

Локализованные магнитные состояния в металле изучались в работах Фриделя [1], Андерсона [2] и других более поздних работах. Возникает вопрос: способствует или препятствует сверхпроводимость локализации спинов. С точки зрения идей Фриделя и Андерсона следует ожидать локализации виртуального уровня, если энергия его находится внутри щели. Отсюда следует, что сверхпроводимость должна способствовать локализации спинов. Рассмотрим этот вопрос на основе модели Андерсона [2,5]:

$$\begin{aligned}
 H_{0s} &= \sum_{\vec{k}\sigma} \varepsilon_{\vec{k}} a_{\vec{k}\sigma}^+ a_{\vec{k}\sigma}, \quad H_{0d} = \sum_{\sigma} E b_{d\sigma}^+ b_{d\sigma}, \\
 H_{dd} &= \frac{1}{2} \sum_{\sigma} U b_{d\sigma}^+ b_{d\sigma} b_{d-\sigma}^+ b_{d-\sigma}, \\
 H_{sd} &= \sum_{\vec{k}\sigma} (V_{\vec{k}} a_{\vec{k}\sigma}^+ b_{d\sigma} + V_{\vec{k}}^* a_{\vec{k}\sigma} b_{d\sigma}^+).
 \end{aligned} \tag{1}$$

Добавляем взаимодействие, приводящее к сверхпроводимости [3]:

$$H_{\text{БКШ}} = \frac{1}{2} \sum_{\vec{k}\vec{k}'\sigma} W_{\vec{k}\vec{k}'} a_{\vec{k}\sigma}^+ a_{-\vec{k}-\sigma}^+ a_{-\vec{k}'-\sigma} a_{\vec{k}'\sigma}.$$

Вводим функции Грина [4]

$$\begin{aligned}
 G_d^{\sigma} &= \langle\langle b_{d\sigma}(t) | b_{d\sigma}^+(t') \rangle\rangle, \\
 G_{\vec{k}d}^{\sigma} &= \langle\langle a_{\vec{k}\sigma}(t) | b_{d\sigma}^+(t') \rangle\rangle, \\
 G_{\vec{k}d}^{+\sigma} &= \langle\langle a_{-\vec{k}-\sigma}^+(t) | b_{d\sigma}^+(t') \rangle\rangle
 \end{aligned} \tag{2}$$

и выписываем для них уравнения в приближении Хартри-Фока:

$$\begin{aligned}
 [\eta - E_{\sigma}] G_d^{\sigma} &= 1/2\pi + (1 - 2n_d^{\sigma}) \sum_{\vec{k}} V_{\vec{k}}^* G_{\vec{k}d}^{\sigma}, \\
 [\eta - \varepsilon_{\vec{k}}] G_{\vec{k}d}^{\sigma} &= V_{\vec{k}} (1 - 2n_{\vec{k}}) G_d^{\sigma} + \Delta(\vec{k}) G_{\vec{k}d}^{+\sigma}, \\
 [\eta + \varepsilon_{\vec{k}}] G_{\vec{k}d}^{+\sigma} &= \Delta^+(\vec{k}) G_{\vec{k}d}^{\sigma},
 \end{aligned} \tag{3}$$

где $E_{\sigma} = E + U n_d^{-\sigma}$, n_d^{σ} - число заполнения d -состояний с проекцией спина σ , $n_{\vec{k}}$ - число заполнения \vec{k} -состояний s -электронов. Разрешая систему (3) находим функцию

$$\begin{aligned}
 G_d^{\sigma} &= \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\eta - E_{\sigma} - \varepsilon_{\sigma}}, \\
 \varepsilon_{\sigma} &= (2n_d^{\sigma} - 1) \sum_{\vec{k}} \frac{V_{\vec{k}}^2 (2n_{\vec{k}} - 1) (\eta + \varepsilon_{\vec{k}})}{\eta^2 - (\varepsilon_{\vec{k}}^2 + \Delta^2)}.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Из (4) находим ширину виртуального уровня при $T=0$ (как и в [2] пренебрегаем сдвигом энергии d -состояний):

$$\text{Im} \varepsilon_{\sigma} = \sigma \pi \langle V_{\vec{k}}^2 \rangle N(0) (\eta^2 - \Delta^2)^{1/2} / |\eta|, \quad (\sigma = \pm 1), \tag{5}$$

где $N(0)$ - плотность s -состояний на уровне Ферми. Соотношение (5) при $\Delta = 0$ переходит в соотношение (21) работы Андерсо-

на [2]. Это соотношение показывает, что сверхпроводимость действительно способствует локализации d -состояний. Более того, из соотношения (5) следует такой вывод: сплав может показать существование локализованных спинов при $T < T_c$ и не обнаружить локализацию при $T > T_c$ (при $\eta = \epsilon_G \leq \Delta$).

Было бы интересно проверить наши выводы экспериментально. Обобщение на конечные температуры и дальнейшие результаты будут предложены позднее.

Поступило в редакцию
9 сентября 1966 г.

Литература

- [1] J. Friedel. *J. Phys. rad.*, 19, 573, 1958.
- [2] P. Anderson. *Phys. Rev.*, 124, 41, 1961.
- [3] J. Bardeen, L. Cooper, J. Schrieffer. *Phys. Rev.*, 108, 1175, 1957.
- [4] Д.Н. Зубарев. *УФН*, 71, 71, 1960.
- [5] M. J. Zuckermann. *Phys. Rev.*, 140A, 899, 1965.