Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 6, стр. 357–359 *25 сентября 1988 г.*

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЩЕЛИ В ДВУМЕРНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

В.М.Эдельштейн

Изучается сверхпроводящее состояние двумерных электронов в системе, в которой отсутствует симметрия по отношению к операции отражения в плоскости движения. Показано, что результатом потери центра инверсии может быть появление в спектре куперовских пар двух энергетических щелей.

Некоторые вещества, проявляющие сверхпроводящие свойства, имеют слоистую электронную структуру. Если при этом вещество имеет сложный состав и большую элементарную ячейку, то между атомными плоскостями, ответственными за проводимость, могут располагаться многие другие атомы и ионы. Окружающие проводящий слой ионы, вообще говоря, не обязательно расположены симметрично плоскости слоя. Предположим, что туннельная связь между слоями мала и рассмотрим один слой. Потеря симметрии ближайшего окружения приведет к неэквивалентности двух нормалей к слою и, вследствии этого, к появлению в гамильтониане электронов спин-орбитального слагаемого

$$\mathcal{H}_{so} = \alpha[\mathbf{pc}]\vec{\sigma}, \qquad (1)$$

где c – единичный вектор одной из неэквивалентных нормалей, $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули. Такая ситуация обсуждалась ранее применительно к электронным слоям в полупроводниковых гетеропереходах [1, 2]. Будем считать параметр $\delta = \alpha m/p_0$ малым, где $p_0 = (2m\mu)^{1/2}$, μ – химический потенциал. Допустим, что существует спаривательное взаимодействие s-типа

$$\mathcal{H}_{pair} = \frac{\lambda}{2}\Sigma g_{\alpha\beta} a^+_{\mathbf{p}\alpha} a^+_{-\mathbf{p}\beta} u(p)u(q) a_{-\mathbf{q}\gamma} a_{\mathbf{q}\rho} g_{\rho\gamma}, \qquad (2)$$

где $\hat{g} = i\sigma_2$, функции $u(p)$ нормированы условием $u(p_0) = 1$. Факторизованный вид взаимодействия выбран только для простоты вычислений. По этой же причине спектр частиц в отсутствие $\mathcal{H}_{so}$ считается изотропным $\epsilon_0(p) = p^2/2m$. В нормальном состоянии энергетическая поверхность имеет две ветви

$$\epsilon_{(\pm)}(p) = \epsilon_0(p) \pm \alpha p \qquad (3)$$

и поверхность Ферми представлет собой две окружности с радиусами $p_{(\pm)} \approx p_0 \mp \alpha m$. Для состояний ветви $\epsilon_{(+)}$ ось квантования спина направлена по $\mathbf{p}\times\mathbf{c}$, так, что пара частиц с противоположными импульсами имеет и противоположно направленные спины. Для состояний ветви $\epsilon_{(-)}$ направления квантования противоположны. Таким образом, все состояния ветви $\epsilon_{(+)}$ имеют положительную спиральность, противоположную спиральности состояний ветви $\epsilon_{(-)}$.

При $T < T_c$ уравнения движения функций Грина имеют стандартный вид

$$[i\epsilon - \hat{H}_0(\mathbf{k})]\, G(\mathbf{k}, i\epsilon) = \hat{1} + \hat{\Delta}(k)\hat{F}^+(\mathbf{k}, -i\epsilon),$$
$$[i\epsilon - \hat{H}_0^t(-\mathbf{k})]\hat{F}^+(\mathbf{k}, -i\epsilon) = \hat{\Delta}^+(k)\hat{G}(\mathbf{k}, i\epsilon),$$

где (4)

$$\hat{H}_0(\mathbf{k}) = k^2/2m + \alpha[\mathbf{kc}]\vec{\sigma}, \quad \hat{\Delta}(k) = \hat{g}\Delta(k),$$
$$\Delta(k) = -\lambda \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} u(k)u(q)\, T \sum_{\epsilon} \mathrm{Sp}\,\hat{g}\hat{F}(\mathbf{q}, i\epsilon),$$

знак t означает транспонирование и определение всех функций Грина совпадает с принятым в [3]. Решение этих уравнений имеют вид

$$\hat{G}(\mathbf{p}, i\epsilon) = \hat{\Pi}^{(+)}(\mathbf{p})\, G_{(+)}(p, i\epsilon) + \hat{\Pi}^{(-)}(\mathbf{p})\, G_{(-)}(p, i\epsilon),$$

$$\hat{F}^{+}(\mathbf{p}, -i\epsilon) = \hat{g}^{t}[\hat{\Pi}^{(+)}(\mathbf{p})\, F^{+}_{(+)}(p, -i\epsilon) + \hat{\Pi}^{(-)}(\mathbf{p})\, F^{+}_{(-)}(p, -i\epsilon), \tag{5}$$

$$F^{+}_{(\pm)} = -\overset{*}{\Delta}(p)/\epsilon^2 + \xi^2_{(\pm)} + |\Delta(p)|^2, \quad G_{(\pm)} = -(i\epsilon + \xi_{(\pm)})/\epsilon^2 + \xi^2_{(\pm)} + |\Delta(p)|^2,$$

$$\xi_{(\pm)} = \epsilon_{(\pm)} - \mu, \quad \Pi^{(\pm)}(\mathbf{p}) = (1 \pm [\hat{\mathbf{p}}\mathbf{c}]\vec{\sigma})/2.$$

Полагая $\Delta(p) = u(p)\,\Delta_0(T)$, получаем условие самосогласования

$$1 = -\lambda \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} T \sum_{\epsilon} \sum_{\nu=\pm} u^2(p)/\epsilon^2 + \xi^2_{(\nu)} + u^2(p)\,\Delta_0^2\,. \tag{6}$$

Интеграл по импульсу сосредоточен в области $(p - p_0)v_0 \sim \omega_D$, где $v_0 = p_0/m$, ω_D – частота обрезания. Полагая $u(p) \approx 1 + \beta(p - p_0)/p_0$, $\beta \sim 1$, видим, что правая часть (6) является четной функцией α, не содержит линейных поправок по параметру δ и, следовательно, в ней можно положить $\alpha = 0$. Поэтому с точностью до δ^2 параметр порядка $\Delta_0(T) = \Delta_{BCS}(T)$. При этом разность энергетических щелей на двух ферми-окружностях

$$\Delta(p_{(-)}) - \Delta(p_{(+)}) \approx 2\beta\delta\,\Delta_0(T) \tag{7}$$

первого порядка по δ. Таким образом, энергии возбуждения квазичастиц с различной спиральностью не совпадают – возникает динамическое нарушение симметрии.

Расщепление спектра возбуждений в сверхтекучих ферми-системах предсказывалось и ранее (см., например, [4] и цитированную там литературу). И в том и в нашем случае причина возникновения этого явления в конечном счете связана со спин-орбитальным взаимодействием. Различие состоит в том, что в [4] рассматривалась система с триплетным, векторным спариванием, при котором энергия квазичастицы могла зависеть от проекции ее спина на ось симметрии конденсата. В рассмотренной же нами ситуации расщепление имеет иную геометрическую природу, оно вызвано потерей пространственной четности при синглетном спаривании, когда скалярный конденсат не выделяет никакого пространственного направления.

Следует подчеркнуть, что в отличие от работы [5], где рассматривается раздвоение критической температуры, в рассмотренной выше системе не происходит расщепления самого сверхпроводящего перехода: критическая температура и параметр порядка являются единственными. Однако различаются энергии, которые необходимо затратить на разрушение куперовской пары с образованием двух квазичастиц с положительной или отрицательной спиральностью.

Изложенные соображения могут оказаться применимыми к двумерному дефекту, а также к слоистому кристаллу, не содержащему в кристаллической группе центра инверсии. Если в элементарной ячейке содержится четное число проводящих плоскостей, как это имеет место в большинстве недавно открытых высокотемпературных сверхпроводников, то это условие становится необязательным.

Литература

1. *Stein D., v.Klitzing K., Weimann G.* Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 130; *Stormer H.L., Schlesinger Z., Chang A. et al.* Ibid., p. 126.
2. *Бычков Ю.А., Рашба Э.И.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 66.
3. *Rainer D., Serene J.W.* Phys. Rev. Ser. D, 1976, 13, 4745.

4. *Фалько В.И., Шапиро И.С.* ЖЭТФ, 1986, **91**, 1194.
5. *Воловик Г.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **48**, 39.

Поступила в редакцию
22 июля 1988 г.
После переработки
22 августа 1988 г.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР