Краткие сообщения по физике № 9 сентябрь 1972

СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ПАРАМАГНЕТИЗМ В ЧИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ В ОТСУТСТВИЕ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

А. И. Русинов

Согласно теории Бардина-Купера-Шриффера спиновая восприимчивость сверхпроводника $\chi_s(T)$ при абсолютном нуле обращается в нуль /I/. С другой стороны, экспериментально установлено, что величина $\chi_s(0)$, пропорциональная сдвигу частоты ЯМР, близка к своему значению в нормальном состоянии χ_0. В работах /3-5/ было показано, что учет спин-орбитального взаимодействия электронов с примесями и границами образца приводит к удовлетворительному объяснению этого явления. Тем не менее, остается непонятным тот факт, что измеренное значение $\chi_s(0)$ равно $(2/3)\chi_0$ для ртути /8/, олова и свинца /2/ и практически не зависит от размеров коллоидных частиц. Равенство нулю $\chi_s(0)$ для Al ($Z = 13$) /6/ дополнительно указывает на важную роль спин-орбитального взаимодействия в сверхпроводниках с большими Z. В связи с этим Горьков /7/ исследовал этот вопрос подробнее и показал, что при наличии центра инверсии спин-орбитальное взаимодействие практически не влияет на свойства чистых сверхпроводников.

В этой заметке мы покажем, что в отсутствие центра инверсии в сверхпроводнике спин-орбитальное взаимодействие электронов с решеткой приводит к значению $\chi_s(0) = (2/3)\chi_0$. Хотя сверхпроводимость в структурах без центра инверсии пока не обнаружена, с теоретической точки зрения такую возможность исключить нельзя. В этой связи определенный интерес представляет открытие сверхпроводимости у ряда полупроводниковых /9/ и слоистых соединений.

В отсутствие центра инверсии спин-орбитальное взаимодействие, как известно, приводит к снятию вырождения состояний $(\vec{p}\uparrow)$ и $(\vec{p}\downarrow)$ в первом порядке. Поэтому гамильтониан, описывающий спектр электронов в нормальном металле в однозонном приближении можно представить в виде

$$\hat{\varepsilon}(\vec{p},\vec{\sigma}) = \varepsilon_0(\vec{p}) + \vec{\sigma}\vec{\varepsilon}_1(\vec{p}) - \mu_0\vec{\sigma}\vec{H}. \qquad (\mathrm{I})$$

Здесь второй член представляет энергию спин-орбитального взаимодействия, а третий – энергию спина во внешнем магнитном поле. Для решетки, не обладающей центром инверсии, $\vec{\varepsilon}_1$ является аксиальным вектором

$$\vec{\varepsilon}_1(\vec{p}) = [\vec{p}\vec{n}]\tilde{\varepsilon}_1(\vec{p})/|\vec{p}|, \qquad (2)$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор вдоль выделенного направления в решетке. Из требования инвариантности гамильтониана (I) относительно обращения времени $(\vec{p},\vec{\sigma} \to -\vec{p}, -\vec{\sigma})$ в отсутствие магнитного поля следует, что $\varepsilon_0(\vec{p})$ и $\tilde{\varepsilon}_1(\vec{p})$ – четные функции.

Система уравнений Горькова для сверхпроводника имеет вид

$$\begin{gathered}(i\omega + \mu - \hat{\varepsilon}(\vec{p},\vec{\sigma}))\hat{\mathcal{G}}_\omega(\vec{p}) + \Delta\hat{\mathcal{F}}^+_\omega(\vec{p}) = 1, \\ (i\omega - \mu + \hat{\varepsilon}(-\vec{p}, -\vec{\sigma}))\hat{\mathcal{F}}^+_\omega(\vec{p}) + \Delta\hat{\mathcal{G}}_\omega(\vec{p}) = 0, \quad \omega \equiv \pi T(2n + 1).\end{gathered} \qquad (3)$$

Можно показать, что при H = 0 спин-орбитальное взаимодействие не влияет на свойства сверхпроводника, если отвлечься от эффектов $\sim(\varepsilon_1/\mu)^2 \ll 1$. Это утверждение остается в силе и при наличии немагнитных примесей (в предположении изотропии электрон-электронного взаимодействия).

Магнитный момент электронов определяется выражением

$$\vec{M} = \mu_0 T\sum_\omega \int d\vec{p}\,\mathrm{Sp}\{\vec{\sigma}\hat{\mathcal{G}}_\omega(\vec{p})\}. \qquad (4)$$

В линейном по H приближении с помощью (3) и (4) находим

$$M_s^i = \chi_s^{ik}(T)H_k,$$

$$\chi_s^{ik}(T)/\chi_0 = \delta_{ik}\left\{1 - \pi T\sum_\omega\left\langle\frac{\Delta^2}{\sqrt{\Delta^2 + \omega^2}(\omega^2 + \Delta^2 + \varepsilon_1^2)}\right\rangle\right\}$$

$$-\pi T\sum_\omega\left\langle\frac{\Delta^2}{(\omega^2 + \Delta^2)^{3/2}(\omega^2 + \Delta^2 + \varepsilon_1^2)}\varepsilon_1^i\varepsilon_1^k\right\rangle, \qquad (5)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по поверхности Ферми.

При $\varepsilon_1 = 0$ выражение (5) переходит в формулу Иосиды /I/. Наибольший интерес представляет случай, когда спин-орбитальное взаимодействие велико по сравнению со сверхпроводящей щелью:

$$\chi_s^{ik}(T)/\chi_0 = \delta_{ik} - (N_s(T)/N)\langle \varepsilon_1^i \varepsilon_1^k / |\varepsilon_1|^2 \rangle, \quad |\varepsilon_1| \gg \Delta, \qquad (6)$$

где $N_s(T)/N$ - относительная доля "сверхпроводящих" электронов ($N_s(0) = N$).

В предположении изотропии функций $\varepsilon_0(p)$ и $\varepsilon_1(p)$ с помощью (2), (4), (6) легко находим

$$\vec{M} = \chi_0 \left\{ \vec{H} - (N_s(T)/2N)(\vec{H} - \vec{n}(\vec{H}\vec{n})) \right\}. \qquad (7)$$

Отсюда видно, что при $H \parallel n$ параллельная восприимчивость вообще не изменяется при переходе в сверхпроводящее состояние ($\chi_s^{\parallel}(T) \equiv \chi_0$). Заметим, что $\chi_s^{\perp}(0) = (1/2)\chi_0$.

На опыте восприимчивость измеряют на коллоидных частицах /2/, поэтому выражение (6) следует усреднить по всевозможным направлениям $\vec{n}$,

$$\langle \vec{M} \rangle = \left\{ 1 - (1/3)(N_s(T)/N) \right\} \chi_0 \vec{H}. \qquad (8)$$

При $T = 0$ имеем $\chi_s(0) = (2/3)\chi_0$, как и утверждалось выше.

Учет рассеяния на примесях приводит к возрастанию $\chi_s(0)$ вплоть до значения $\chi_s(0) \approx \chi_0$ при пробегах $l < v_F/T_c \sim 10^{-4}$ см, поскольку примеси в результате усреднения должны привести к уменьшению второго члена в формуле (6), ответственного за анизотропию.

В заключение автор выражает благодарность В. Л. Гинзбургу, Л. П. Горькову и Ю. В. Копаеву за ряд существенных замечаний, касающихся постановки данной задачи.

Поступила в редакцию
7 июня 1972 г.

Литература

1. K. Yosida. Phys. Rev., 110, 769 (1958).
2. W. A. Hines, W. D. Knight. Phys. Rev., 4B, 893 (1971).
3. R. A. Ferrell. Phys. Rev. Letts., 3, 262 (1959).
4. P. W. Anderson. Phys. Rev. Letts., 3, 325 (1959).

5. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков. ЖЭТФ, 42, 1088 (1962).
6. R. H. Hammond, G. M. Kelly. Phys. Rev. Letts., 18, 156 (1967).
7. Л. П. Горьков. ЖЭТФ, 48, 1772 (1965).
8. F. Reif. Phys. Rev., 106, 208 (1957).
9. М. Коэн и др. Сверхпроводимость полупроводников и переходных металлов. изд. "Мир", 1972 г.