Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 1, стр. 42 – 45 *5 января 1974 г.*

О АНИЗОТРОПНОМ ТЕРМОЭФФЕКТЕ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.З.Кресин, В.А.Литовченко

Получено выражение для поля, возникающего при анизотропном термоэффекте (АТЭ) в сверхпроводниках. В весьма чистых в образцах, в которых основную роль играет электрон-фононный механизм релаксации, оказывается возможным наблюдение АТЭ, что согласуется с недавно проведенными измерениями.

Недавно появилась работа Селзера и Фербенка [1], в которой сообщалось о том, что в чистом сверхпроводящем Sn возникает магнитное поле, обусловленное температурным градиентом. Возникает вопрос о природе наблюдаемого эффекта. В настоящей работе рассматривается анизотропный термоэффект (АТЭ) в сверхпроводниках, обусловленный электрон-фононным механизмом релаксации. Проведенные расчеты и соответствующие оценки показывают, что в [1], повидимому, впервые наблюдался АТЭ.

АТЭ впервые рассматривался еще в 1944 г., в работе Гинзбурга [2]. При воздействии температурного градиента в образце, помимо теплового потока, возникает нормальный ток. Однако в изотропном сверхпроводнике он полностью компенсируется сверхпроводящим током. В анизотропном кристалле такой компенсации, вообще говоря, не происходит: возникает циркуляционный ток и связанное с ним магнитное поле.

В работе авторов [3,4] АТЭ рассматривался на основе микроскопической теории сверхпроводимости. Исследовался электрон-примесный механизм рассеяния. Было показано, что эффект возрастает по мере приближения к $T_К$ и с увеличением длины пробега λ. В связи с этим исследовалось [1] весьма чистое Sn ($\lambda \sim 0,1$ *см*) при $T \sim T_К$ вплоть до $T/T_К = 0,99$. Однако при столь больших длинах пробега основную роль играет рассеяние электронов фононами (электрон-примесное рассеяние, как известно, вносит вклад при $\lambda \lesssim 10^{-2}$ *см*; например [5]). В связи с этим, ниже исследуется электрон-фононный механизм АТЭ.

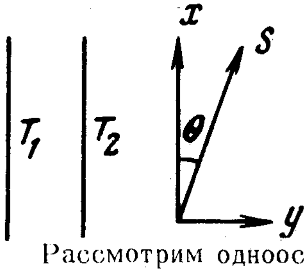

Рис. 1

Рассмотрим одноосный образец (рис. 1), в котором создан ∇T. Мы рассматриваем однородный образец; о неоднородных системах [6 – 8]. Самосогласованная система уравнений, описывающая нормальный и сверхпроводящие токи, имеет вид:

$$j^n_\alpha = b_{\alpha\beta} \nabla T; \quad j^s_\alpha = K_{\alpha\beta}(q) A_\beta(q) \qquad \mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}(\mathbf{j}^n + \mathbf{j}^s) \tag{1}$$

$K_{\alpha\beta}$ – тензор Пиппарда, $b_{\alpha\beta}$ – термоэлектрические коэффициенты.

Решение системы (1) приводит к следующему выражению для искомого магнитного поля:

$$H_z(y) = -\frac{4\pi}{c}\frac{d}{dy}\left[K^{-1}(0)\,\mathrm{j}^n(y)\right] \qquad (2)$$

выбор осей указан на рис. 1; $\mathrm{j}^n(q) = j_x(q) - (K_{xy}/K_{yy})j_y^n(q)$.

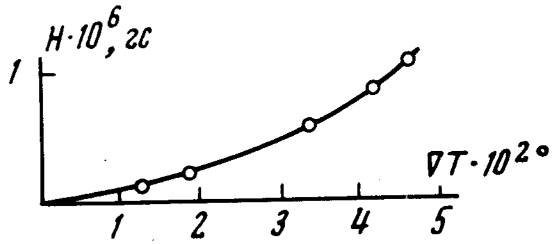

Рис. 2

Формула (2) может быть приведена к виду:

$$H_z(y) = -\frac{4\pi}{c}(\nabla T)^2 \sin 2\theta \frac{dL}{dt} \qquad (3)$$

θ – угол между осью кристалла и осью s (см. рис. 1), $L = (b_{\parallel}/K_{\parallel}) - (b_{\perp}/K_{\perp})$; $b_{\parallel}$, $b_{\perp}$ – главные значения тензора $b_{\alpha\beta}$ (например, $b_{\parallel}$ соответствует $\nabla T \parallel s$).

Далее, как видно из (2) и (3), задача сводится к определению тока и, соответственно, величин $b_{\parallel}$, $b_{\perp}$. Для этого необходимо найти добавку к функции распределения электронных возбуждений. Она определяется из кинетического уравнения:

$$-\frac{\epsilon}{T}\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\frac{\partial \epsilon}{\partial \mathbf{p}}\nabla T = I_{\text{ст}} \qquad (4)$$

$\epsilon = (\xi_{\mathbf{p}}^2 + \Delta_{\mathbf{p}}^2)^{1/2}$ – энергия электронных возбуждений, $I_{\text{ст}}$ – интеграл столкновений возбуждений с фононами. Соответствующий гамильтониан имеет вид:

$$H' = \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}} V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}\left[(u_{\mathbf{k}}u_{\mathbf{k}'} - v_k v_{k'})(a^+_{\mathbf{k}0}a_{\mathbf{k}'0} + a^+_{\mathbf{k}1}a_{\mathbf{k}'1}) + (u_{\mathbf{k}}v_{\mathbf{k}'} + u_{\mathbf{k}'}v_{\mathbf{k}}) \times\right.$$

$$\left.\times (a_{\mathbf{k}1}a_{\mathbf{k}'0} + a^+_{\mathbf{k}0}a^+_{\mathbf{k}'1})\right] b^+_{\mathbf{q}} + \text{с.}$$

Совершенно обычное u, v-преобразование. $I_{\text{ст}}$ в рассматриваемом случае анизотропного кристалла может быть записан аналогично тому, как это делается в изотропном случае [4].

Кинетическое уравнение для функции распределения электронов в нормальном металле, взаимодействующих с фононами при наличии градиента температуры, исследовалось в работе Ландау и Померанчука [9] в связи с рассмотрением термоэлектрических явлений. Метод, развитый в [9], может быть обобщен и на исследуемый случай анизотропного сверхпроводника. Заметим, что для оценки величины H можно воспользоваться и непосредственным обобщением [9] на анизотропный случай, поскольку нас интересуют температуры, весьма близкие к $T_{\text{к}}$.

Ввиду непрерывности кинетических коэффициентов ясно, что значения $b_{\parallel}^{\text{сверх}}$, $b_{\perp}^{\text{сверх}}$ близки к значениям $b_{\parallel}^{\text{норм}}$, $b_{\perp}^{\text{норм}}$.

Решение (4) может быть записано в виде $f = f_0 + f_1$

$$f_1 = \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \; \frac{\beta_1(\Omega)}{T^4} \; \frac{\mathbf{v}\nabla T}{v} \qquad (5)$$

β_1 – функция, зависящая только от углов. Ток j^n в рассматриваемом анизотропном сверхпроводнике вычисляется по формуле [6]

$$j^n = -2e \int \frac{\partial \xi}{\partial \mathbf{p}} f_1 \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \qquad (6)$$

$\partial\xi/\partial\mathbf{p}$ – скорость электронов в нормальном металле (в [3] мы пользовались выражением $\mathbf{j}^n = -2e \int \mathbf{v}^s f_1 d^3\mathbf{p}/(2\pi\hbar)^3$, $\mathbf{v}^s = \partial\epsilon/\partial\mathbf{p}$, что привело к завышенному значению поля в рассматриваемом в [3] случае электрон-примесного рассеяния). В справедливости (6) можно убедиться, совершив u, v-преобразование в выражении для оператора тока [6].

Вычисляя далее, с учетом (5), (6) и (3) искомое поле, приходим к следующей формуле:

$$H_z = -\frac{4\pi}{c} (\nabla T)^2 \frac{\sin 2\theta}{T^4} \left[\frac{C_{\parallel}}{K_{\parallel}} - \frac{C_{\perp}}{K_{\perp}}\right] T_k^{-1} \left(1 - \frac{T}{T_k}\right)^{-2}, \qquad (7)$$

где

$$C_{\parallel,\perp} = -\frac{2e}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{d\sigma}{v_F^2} \, v_{\parallel,\perp}^2 \beta_1(\Omega); \qquad b_{\parallel,\perp}^{\text{норм}} = C_{\parallel,\perp}/T^4$$ – главные

значения термоэлектрических коэффициентов в нормальном металле.

Оценим теперь с помощью (7) возможные значения поля при АТЭ

$$H_z \approx \frac{4\pi}{c} (\nabla T)^2 \delta_{LO}^2 \, b^n T_K^{-1} (1 - T/T_K)^{-2} \qquad (8)$$

δ_{LO} – лондоновская глубина проникновения поля при $T = 0°$, $b^n = a\sigma$ – термоэлектрический коэффициент в нормальном металле, a – дифференциальная термоэдс, σ – проводимость.

Подставляя в (8) значения $\sigma = 10^{22}_{\text{CGSE}}$ [5], $a = 10^{-9}_{\text{CGSE}/\text{гр}}$ [8,10]$\delta_{LO} = 5\cdot 10^{-6}$ *см*, $T = 3{,}68°$, $T_K = 3{,}72°$, $\nabla T \approx 4\cdot 10^{-2}$ *гр/см* (эти значения характеризуют состояние образцов чистого Sn, используемого в [1]), находим $H \approx 10^{-6}$ *гс*. Это значение H и соответствует наблюдаемому в [1] значению поля (см. рис. 2, где приведены данные [1]). Зависимость от ∇T также оказывается согласующейся с теорией. Таким образом, [1], повидимому представляет собой первое наблюдение АТЭ.

Значение H при АТЭ для образцов размер которых ~1 *см*, соответствуют нескольким квантам магнитного потока. Поэтому измерения АТЭ в неодносвязных образцах могут привести к обнаружению квантования потока (хотя значения H будут несколько иными в связи с изменением геометрии образца). Изменять H можно либо понижая T, либо путем загрязнения образца. Представляет интерес, в связи с этим, постановка соответствующих экспериментов.

В заключение выражаем искреннюю благодарность Б.Т.Гейликману и В.Л.Гуревичу за полезные дискуссии.

Московский заочный
педагогический институт

Поступила в редакцию
15 ноября 1974 г.

Литература

[1] P.M.Selzer, W.M.Fairbank. Phys. Lett., **48A**, 279, 1974.

[2] В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, **14**, 177, 1944; Сверхпроводимость. АН СССР, 1946.

[3] В.З.Кресин, В.А.Литовченко. ЖЭТФ, **53**, 2154, 1967.

[4] Б.Т.Гейликман, В.З,Кресин. Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках. М., ГИФМЛ, 1972.

[5] Н.В.Заварицкий. ЖЭТФ, **39**, 1571, 1960.

[6] Ю.М.Гальперин, В.Л.Гуревич, В.И.Козуб. ЖЭТФ, **66**, 1387, 1974.

[7] Н.В.Заварицкий. Письма в ЖЭТФ, **19**, 205, 1974; Г.Ф.Жарков, А.А.Собянин. Письма в ЖЭТФ, **20**, 163, 1974; В.Л.Гинзбург, Г.Ф.Жарков, А.А.Собянин. Письма в ЖЭТФ, **20**, 223, 1974.

[8] J.C. Garland, D.J.Van Harlingen. Phys. Lett., **47A**, 423, 1974.

[9] Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 379, 1937.

[10] Ф. Блатт. Физика электронной проводимости в твердых телах. М., изд. Мир, 1971.