

ВЛИЯНИЕ УВЛЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЙ ФОНОНАМИ НА ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ЧИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Л.Э.Гуревич, Е.Т.Крылов

Рассмотрено влияние увлечения возбуждений фононами на термоэлектрический эффект в чистых сверхпроводниках, когда длина свободного пробега возбуждений ограничена рассеянием на фононах. Показано, что увлечение может значительно увеличить "термоэлектрический угол", до величины порядка π . В то время как в сверхпроводниках, в которых возбуждения рассеиваются в основном примесями, эффект убывает с понижением температуры, в чистых сверхпроводниках увлечение может приводить к его росту с понижением температуры, если длина пробега фононов при этом продолжает возрастать.

Как давно известно увлечение электронов металла фононами способно значительно увеличить термоэдс [1, 2]. Этот эффект особенно значителен для чистых металлов в которых увлечение электронов "фононным ветром" может увеличить термоэдс на два порядка величины и более.

В сверхпроводниках это увлечение может так же производить значительный эффект; для теплопроводности в чистых сверхпроводниках этот эффект был рассмотрен в работе авторов [3].

Недавно было рассмотрено своеобразное изменение, которое испытывает термоэлектрический эффект в сверхпроводниках [4] и этот эффект был обнаружен экспериментально [5].

Мы покажем в настоящей статье, что "фононный ветер" и в этом случае способен производить значительное увеличение эффекта.

Выражение для плотности тока возбуждений в сверхпроводнике при наличии градиента температуры (T) имеет вид [4]:

$$\mathbf{j}^{exc} = -\eta \vec{\nabla} T = 2e \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \mathbf{v} f^{(1)}(p); \quad \mathbf{v} = \mathbf{p}/m \quad (1)$$

здесь $f^{(1)}(p)$ – отклонение функции распределения возбуждений от равновесной, оно было найдено авторами [3] для случая рассеяния возбуждений фононами при учете увлечения; та его часть, которая создает основной вклад в плотность тока возбуждений имеет вид (обозначения те же, что и в [3]):

$$f^{(1)}(p) = \frac{\partial f_0}{\partial x} \phi_1 = \frac{\partial f_0}{\partial x} \frac{(2\pi\hbar)^3}{C} \frac{\epsilon_F s^5}{T^5} \frac{1}{F_1(b)} (F_2(b) + \frac{T^2}{m p_0 s^3} F_3(b));$$

$$b = \Delta/T,$$

где первое слагаемое соответствует рассеянию возбуждений на равновесных фононах, а второе описывает увлечение возбуждений потоком фононов.

Подставляя это в (1), получим:

$$\mathbf{j}^{exc} = \frac{32}{3C} e \left(\frac{\theta_D}{T} \right)^4 \frac{s}{m} \frac{F_8(b)}{F_1(b)} \left(F_2(b) + \frac{T^2}{m p_0 s^3} F_3(b) \right) \vec{\nabla} \times \mathbf{T}, \quad (2)$$

где e – заряд электрона,

$$F_8(b) = \int_b^{\infty} \frac{x}{\sqrt{x^2 - b^2}} \frac{\partial f_0}{\partial x} dx.$$

Значит

$$\eta = \eta_e + \eta_{eph} = \frac{32e}{3C} \left(\frac{\theta_D}{T} \right)^4 \frac{s}{m} \frac{F_8(b)}{F_1(b)} \left(F_2(b) + \frac{T^2}{m p_0 s^3} F_3(b) \right). \quad (3)$$

Имея в виду ситуацию рассмотренную в [5], мы определим "термоэлектрический угол" – θ [4], возникающий в одном из двух, составляющих замкнутую цепь, сверхпроводников при температурах спаев T_1 и T_2 . В этом случае, согласно [4, 5]:

$$\theta = \frac{2m}{\hbar} \frac{\eta(T)}{N_s(T)} (T_2 - T_1); \quad (4)$$

при интегрировании соотношений (4.2) и (3.4) работы [4] вдоль цепи мы считали $T_2 - T_1 \ll T_1$ и вынесли $\eta(T)/N_s(T)$ за знак интеграла.

Как видно из (3) и оценок приведенных в [3] при $b \ll 1$ (вблизи критической температуры $-T_c$)

$$\frac{\eta_{e\text{ ph}}}{\eta_e} \sim \frac{T}{ms^2} \frac{T}{\theta_D} \frac{F_3(b)}{F_2(b)} \quad (5)$$

для Рь эта оценка дает $\sim 10^2$ для Sn-10; при $e^b \gg 1$ (т. е. вдали от T_c):

$$\frac{\eta_{e\text{ ph}}}{\eta_e} \sim 10^2 \frac{T_c}{ms^2} \frac{T_c}{\theta_D} = a b^{-7/2} e^b \quad (6)$$

постоянный множитель входящий в (6) имеет порядок 300 для Рь и 50 для Sn.

"Термоэлектрический угол" (4) возрастает для Рь при $e^b \gg 1$ за счет увлечения возбуждений фононами от нескольких десятых долей градуса до величины порядка π .

Магнитный поток в рассматриваемых устройствах создается за счет разности фаз параметра порядка в обоих сверхпроводниках составляющих замкнутую цепь, при этом вклад каждого из них может быть различным. Если один из них достаточно чист и велик, а другой засорен примесями и эффект увлечения в нем пренебрежимо мал, то указанный метод дает возможность определить время и длину релаксации возбуждений на фононах. В обычных условиях и в случае нормальных металлов это определение может быть значительно сложнее.

Отметим, что все три случая: "грязные" сверхпроводники [3, 4], рассмотренные здесь чистые сверхпроводники и чистые сверхпроводники с увлечением возбуждений фононами, приводят, как видно из сравнения (3), (4), (5) с (2.13) работы [3] к качественно различной зависимости магнитного потока Φ от температуры. Другие случаи, изученные в [4], требуют особого исследования и будут рассмотрены в другой работе. те.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 октября 1975 г.

Литература

- [1] Л.Э.Гуревич. ЖЭТФ, 16, 193, 1946; Л.Э.Гуревич. ЖЭТФ, 16, 416, 1946; Л.Э.Гуревич. Journ. of. Phys. (СССР), 9, 4, 1945; Л.Э.Гуревич. Journ. of. Phys. (СССР), 10, 67, 1946.
- [2] Дж. Займан. Электроны и фононы, М., ИИЛ, 1962.
- [3] Л.Э.Гуревич, Е.Т.Крылов. ЖЭТФ, 68, 1337, 1975.
- [4] Ю.М.Гальперин, В.Л.Гуревич, В.И.Козуб. ЖЭТФ, 66, 1387, 1974.
- [5] Н.В.Заварицкий. Письма в ЖЭТФ, 19, 205, 1974.