Письма в ЖЭТФ, том 27, вып.6, стр. 329 – 333 20 марта 1978 г.

К ТЕОРИИ ФОНОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ В ЧИСТЫХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.А.Козлов, Л.Т.Крещишина

Указано на решающую роль поверхности в термоэдс фононного увлечения чистых полуметаллов. Предлагается экспериментальная ситуация по проверке этого эффекта.

Хорошо известно, что в полупроводниках и полуметаллах с малой концентрацией носителей тока термоэдс в области низких температур определяется эффектом увлечения электронов фононами. Однако компенсированные полуметаллы обладают по сравнению с легированными полупроводниками определенной спецификой. Суть ее состоит в том, что вследствие равенства чисел электронов и дырок фононная система не получает, в среднем, импульса от носителей. Это утверждение можно качественно понять, исходя из метода π-подхода Херринга с использованием соотношений Томсона. Согласно этому методу вместо термоэдс нужно вычислить поток тепла, пропорциональный электрическому полю, и полученный результат разделить на T. При наложении электрического поля электроны и дырки движутся в разные стороны, и поток увлекаемых ими фононов оказывается пропорциональным $n_e - n_h$, где n_e и n_h — концентрации электронов и дырок соответственно. Последнее обстоятельство приводит к тому, что эффект увлечения при точном равенстве концентраций носителей не влияет на кинетические коэффициенты. Соответствующий результат, если рассеяние происходит внутри электрон-фононной системы, можно строго обосновать в рамках кинетического уравнения.

Однако экспериментальные исследования термоэдс очень чистых образцов висмута обнаруживают значительное увеличение термоэлектродвижущей силы в области криогенных температур [1, 2], которая на несколько порядков превосходит диффузионную в той же области температур. Наблюдающаяся температурная зависимость, по-видимому, свидетельствует о проявлении механизма фонон-фононного увлечения [3].

Можно показать, что последнее обстоятельство не связано с диссипативными процессами (U-процессы, рассеяние на границе) в фононной системе [4]. Если же допустить возможность рассеяния носителей на любом другом объекте, то это приведет к раскомпенсации системы и к отличному от нуля среднему дрейфу фононов. Однако, для объяснения наблюдающихся значений термоэдс частота ν_d соответствующая такому механизму рассеяния, должна быть порядка частоты столкновений носителей с фононами ν_{ef}, поскольку эффект пропорционален ν_d/ν_{ef}. В условиях эксперимента [1,2], роль такого механизма рассеяния может играть рассеяние носителей на поверхности образца, поскольку длины пробегов, например электронов, согласно оценкам [1], оказываются порядка нескольких миллиметров, а длина пробега, отвечающая кулоновскому взаимодействию квазичастиц, на два порядка превышает соответствующую длину пробега на фононах.

В связи с этим представляет интерес исследование термоэлектродвижущей силы в магнитном поле, параллельном градиенту температур. В этом случае магнитное поле, закручивая электроны и дырки будет естественным образом эффективно уменьшать рассеяние носителей на границах образца, и в достаточно сильных полях, величина которых будет оценена ниже, механизм поверхностного рассеяния будет исчезать. Следовательно, термоэдс с увеличением магнитного поля должна убывать, поскольку в отсутствие дополнительного механизма рассеяния фононное увлечение не вносит вклада.

Чтобы исследовать термоэдс фононного увлечения чистого полуметалла в параллельном магнитном поле, рассматривается система кинетических уравнений для носителей и фононов:

$$\mathrm{v}^{\pm} \nabla_r f_p^{\pm} + e^{\pm} \{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathrm{v}^{\pm} \mathbf{H}] \} \frac{\partial f_p^{\pm}}{\partial \mathbf{p}} = J^N \{ f_p^{\pm} G_p \}, \qquad (1)$$

$$s \nabla T \frac{\partial G_q}{\partial F} = J^N \{ G_q,\ F_q \}, \qquad (2)$$

$$s \nabla T \frac{\partial F_q}{\partial T} = J^N \{ F_q,\ F_q \} + J^u \{ F_q,\ F_q \} + J^N \{ F_q,\ G_q \}, \qquad (3)$$

где $v^{\pm}$ и $e^{\pm}$ - скорости и заряды носителей соответственно, s — скорость звука; $f_p^{\pm}$, G_q, F_q — функции распределения носителей, длинноволновых (электронных) и тепловых фононов соответственно. Символами J^N J^u — обозначены части интегралов столкновений, соответствующие N- и U-процессам. В уравнении (2) не учитывается рассеяние фононов на носителях, вследствие малости концентрации последних. Пренебрежение рассеянием электронных фононов на границе становится возможным потому, что при рассматриваемых температурах длина их пробега l_f много меньше размера образца $2b$. Однако это условие не приводит к малости термоэдс увлечения пропорциональной коэффициенту $(l_f/l)(v_F/s)$ $(l \sim 2b)$ в силу того, что фермиевская скорость на три порядка превышает скорость звука.

В указанных приближениях учет эффекта увлечения сводится к добавлению к энергии в линеаризованном кинетическом уравнении для носителей дополнительного слагаемого вида $m^{*\pm} s^2 \frac{\tau_{ph}(p)}{\tau_p^{\pm}}$, где $m^{*\pm}$ — эффективная масса носителей, $\tau_{ph}(p)$ — характерное время релаксации в фононной системе, описывающее степень ее неравновесности, $\tau_p^{\pm}$ — время релаксации электронов и дырок на равновесных фононах.

Решение уравнения (3) ищется в виде

$$f_p^{\pm} = f_p^{\circ} - e^{\pm} \frac{\partial f_p^{\circ}}{\partial \epsilon} \chi_p^{\pm}. \qquad (4)$$

В формуле (4) f_p° — означает равновесную часть функции распределения. Тогда для случая плоской пластины, ограниченной плоскостями $z = \pm b$, уравнение для функции χ_p после подстановки (4) в (3) приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial \chi_p^{\pm}}{\partial t} + V_z^{\pm} \frac{\partial \chi_p^{\pm}}{\partial z} + \frac{\chi_p^{\pm}}{\tau_p^{\pm}(\epsilon)} = V_x^{\pm} \left[\tilde{E}_x^{\pm}(\epsilon) - \frac{\epsilon - \mu}{T e^{\pm}} \nabla_x T \right], \qquad (5)$$

$$\tilde{E}_x^{\pm}(\epsilon) \equiv E_x - \frac{m^* s^2 \overline{\frac{\tau_{ph}(\epsilon)}{\tau_p^{\pm}(\epsilon)}}}{T e^{\pm}} \nabla_x T, \qquad \frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{e^{\pm}}{c} [\mathbf{v}^{\pm}\mathbf{H}],$$

Последнее уравнение определяет время движения носителей по траектории. Граничные условия к уравнению (5), соответствующие диффузному рассеянию имеют вид

$$\chi^{\pm}_{v_z \gtrless 0}(\pm b) = 0. \qquad (6)$$

Далее, используя стандартную методику решения кинетического уравнения [5], получим следующее выражение для вклада в средний ток $\bar{j}^{\pm}_x$ от эффекта увлечения

$$\bar{j}^{\pm}_x = \frac{8e^2\sqrt{2m^{*\pm}}}{h^3}\,\frac{r^{\pm}}{b}\int_0^{\infty} d\epsilon\,\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\,\tau^{\pm}_{\mathrm{p}}(\epsilon)\,\tilde{E}^{\pm}_x(\epsilon)\,\epsilon^{3/2}\int_0^{\pi} d\theta\,\sin^2\theta\cos^2\theta\int_0^{2\pi} d\phi \;\times$$

$$\times \int_{\psi} d\psi\,\sin(\phi-\psi)\left[\frac{1}{2} - e^{\pm\frac{\psi r^{\pm}}{l^{\pm}}}\right], \qquad (7)$$

где $r^{\pm}$ – радиус закручивания носителей в магнитном поле, $l^{\pm}$ – их длина свободного пробега, $\phi = \Omega^{\pm}t$ – фаза, связанная с движением по траектории, ψ – угол дуги, по которой движется электрон или дырка в плоскости, перпендикулярной к направлению магнитного поля от стенки до той точки, где рассматривается его вклад в ток.

Вычисляя с помощью (7) суммарный ток от обоих типов носителей и приравнивая его к нулю, найдем соответствующие выражения для термоэдс фононного увлечения в двух предельных случаях слабого ($\omega\tau << 1$) и сильного ($\omega\tau >> 1$) магнитного поля. В первом предельном случае a_{ph} имеет вид

$$a_{ph} \approx \left(\frac{k}{|e|}\right)\frac{p_F s^2}{kT}\,\frac{\tau_{ph}}{b}\,\frac{(l^- - l^+)}{(l^- + l^+)}\left[1 - \frac{1}{8}\left(\frac{H}{H_0}\right)^2\right] \qquad (8)$$

(H_0 – поле, при котором $r_0 = l_0$). Как это следует из (8) в области малых полей a_{ph} не зависит от магнитного поля и может достигать больших значений в области низких температур.

В другом пределе имеем соответственно:

$$a_{ph} \approx \left(\frac{k}{e}\right)\frac{p_F s^2}{kT}\,\tau_{ph}\frac{r_H}{b}\,\frac{1}{(l^+ + l^-)} \qquad r_H = \frac{c\,p_F}{|e|H}. \qquad (9)$$

Согласно (9) в сильных магнитных полях a_{ph} убывает обратно пропорционально магнитному полю, так как она пропорциональна малому параметру r_H/b.

Таким образом, с ростом магнитного поля термоэдс фононного увлечения стремится к нулю. С этой точки зрения, измерения термоэлектродвижущей силы чистых полуметаллов типа висмута в продольном магнитном поле позволили бы выявить роль поверхностного рассеяния носителей и его вклад в аномально высокие значения термоэдс фононного увлечения. Как показывает оценка для чистого висмута, вследствие большой длины свободного пробега носителей ($l \sim 3$ *мм*), соответствующие поля, в которых происходит существенное падение $a_{ph}(H)$, имеют порядок нескольких десятков эрстед.

Авторы благодарят Э.Л.Нагаева за постановку задачи и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию
28 января 1978 г.

Литература

[1] В.Н.Копылов, Л.П.Межов-Деглин. Письма в ЖЭТФ, **15**, 269, 1972.

[2] J.Boxus, J.-P.Issi. J.Phys.. **C16**, 15, 1977.

[3] В.А.Козлов, Э.Л.Нагаев. Письма в ЖЭТФ, **13**, 639, 1971.

[4] В.А.Козлов, В.Д.Лахно. ФТТ, **18**, 1373, 1976.

[5] E.Koenigsberg. Phys. Rev., **91**, 8, 1953.