АКУСТОТЕРМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ю.В.Гуляев, Э.М.Эпштейн

Если в кристалле с помощью внешнего источника возбудить монохроматический поток фононов, то последний будет увлекать с собой электроны проводимости. В результате в разомкнутом образце возникнет электрическое поле, компенсирующее действие фононного потока в том смысле, что полный электрический ток через образец будет равен нулю. Это явление хорошо известно под названием акустоэлектрического эффекта.

Компенсация потока заряда, вообще говоря, не будет сопровождаться компенсацией других потоков (энергии, импульса и т.п.). Это связано с тем, что возмущение распределения электронов в импульсном пространстве, вызываемое внешним фононным потоком, отличается от того, которое производит электрическое поле (см.формулу (I)). Поэтому результирующая сила, действующая на отдельный электрон, будет зависеть от энергии последнего, так что одна часть электронов будет двигаться преимущественно в направлении фононного потока, а другая часть – в противоположном направлении. Поскольку средняя энергия электронов в этих двух равных по величине и противоположно направленных потоках заряда, вообще говоря, различна, то в изотермических условиях в разомкнутом образце может существовать отличный от нуля поток энергии. Соответственно, в адиабатических условиях возникнет градиент температуры. По аналогии с акустоэлектрическим эффектом это явление можно назвать акустотермическим эффектом.

Рассмотрим непьезоэлектрический кристалл, носители тока в котором характеризуются изотронной эффективной массой m и временем релаксации $\tau(\varepsilon)$, зависящим от их энергии. Пусть в направлении оси X в кристалле распространяется гиперзвуковая волна с волновым вектором $\vec{q}$, удовлетворяющим неравенству $\ell^{-1} \ll q \gtrsim \frac{1}{\hbar}\sqrt{mkT}$ (ℓ – длина свободного пробега электрона, T – температура кристалла). Рассматривая такую волну как поток монохроматических фононов [1] и вычисляя интеграл столкновений электронов с потоком фононов [2], для антисимметричной части функции распределения (с учетом акустоэлектрического поля $\vec{E}$ и акустотермического градиента температуры ∇T) получим

$$\vec{f}_1(\varepsilon) = -\frac{\hbar\,\tau(\varepsilon)}{m}\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\left\{e\vec{E} - \left(\frac{\partial\zeta}{\partial T} - \frac{\zeta-\varepsilon}{T}\right)\nabla T + \frac{3\pi\,\Xi^2 m^{1/2} q\vec{W}}{4\sqrt{2}\,\rho\, s^2\,\varepsilon^{3/2}}\,\vartheta(\varepsilon-\varepsilon_0)\right\}. \quad (I)$$

Здесь ζ – химический потенциал электронов, ρ – плотность кристалла, s – скорость звука, Ξ – константа деформационного потенциала, $\vec{W}$ – плотность потока звуковой энергии, $\varepsilon_0 = \hbar^2 q^2/8m$, $f_0(\varepsilon)$ – равновесная функция распределения электронов, $\vartheta(x) = 1$ при $x > 0$ и $\vartheta(x) = 0$ при $x < 0$.

Используя (I), нетрудно найти плотность электрического тока $\vec{j}$ и плотность потока тепла $\vec{Q}$ (включая в последний также и поток тепла $-\varkappa_L \nabla T$, обусловленный решеточной теплопроводностью $\varkappa_L$); эти плотности потоков будут линейными функциями от $\vec{E}$ и ∇T. Налагая граничные условия $\vec{j} = 0$ (разомкнутый образец) и $\vec{Q} = 0$ (адиабатический режим), для акустотермического градиента температуры получим

$$\nabla T = \frac{\alpha \vec{W}}{n s} T \left(1 + \frac{\varkappa_L}{\varkappa_e}\right)^{-1} \frac{\langle\langle \varepsilon \tau \rangle\rangle \langle \tau \rangle - \langle\langle \tau \rangle\rangle \langle \varepsilon \tau \rangle}{\langle \varepsilon^2 \tau \rangle \langle \tau \rangle - \langle \varepsilon \tau \rangle^2}, \quad (2)$$

где α - электронный коэффициент поглощения звука, $\varkappa_e$ - электронная теплопроводность,

$$\langle \cdots \rangle = -\frac{(2m)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3 n} \int_0^\infty (\cdots) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \varepsilon^{3/2} d\varepsilon,$$

$$\langle\langle \cdots \rangle\rangle = -\frac{1}{f_0(\varepsilon_0)} \int_{\varepsilon_0}^\infty (\cdots) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon,$$

n - концентрация электронов.

Полагая $\tau(\varepsilon) \sim \varepsilon^\nu$ и рассматривая невырожденный электронный газ, получаем при $\varepsilon_0 \ll kT$

$$\nabla T = -\frac{\alpha \vec{W}}{k n s} \left(1 + \frac{\varkappa_L}{\varkappa_e}\right)^{-1} \frac{9\sqrt{\pi}}{8} \frac{\Gamma(1+\nu)}{\Gamma(\frac{5}{2}+\nu)}. \quad (3)$$

Как видно, в этом случае нагревается тот конец образца, в который звук "входит" (поскольку $\nu > -1$). В другом предельном случае $(\varepsilon_0 \gg kT)$ имеем

$$\nabla T = \frac{\alpha \vec{W}}{k n s} \left(1 + \frac{\varkappa_L}{\varkappa_e}\right)^{-1} \left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right)^{1+\nu} \frac{\Gamma(\frac{5}{2})}{\Gamma(\frac{5}{2}+\nu)}. \quad (4)$$

Таким образом, при повышении частоты гиперзвука эффект меняет знак.

Оценим величину эффекта. Полагая $\varkappa_e \gtrsim \varkappa_L$, при $\varepsilon_0 \lesssim kT$, $m \sim 0{,}1 m_e$, $q \sim 10^6$ $см^{-1}$, $\Theta \sim 10$ эв, $T \sim 10^\circ K$ будем иметь

$$\left|\frac{\nabla T}{W}\right| \sim 10^4 \left(\frac{град}{см}\right) \Big/ \left(\frac{вт}{см^2}\right).$$

Авторы выражают признательность В.Л.Бонч-Бруевичу за обсуждение работы.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
25 марта 1966 г.

Литература

[1] Л.Э.Гуревич, Изв. АН СССР, сер. физ., 21, 112, 1957.

[2] Э.М.Эпштейн. Физ.твердого тела, 8, 552, 1966.