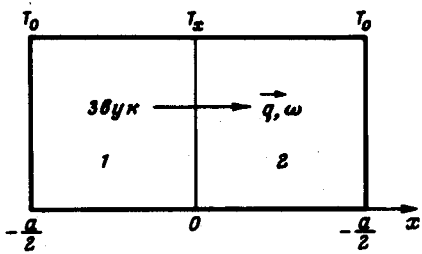
Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 10, стр. 572 – 574. *20 мая 1975 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАЗВУКА

Ю.В.Гуляев, А.Г.Козорезов

Показано, что прохождение ультразвуковой волны через границу двух проводников может вызвать охлаждение этой границы.

Известно, что при протекании электрического тока через контакт двух проводников может иметь место охлаждение этого контакта (эффект Пельтье). В настоящей статье мы покажем, что прохождение ультразвуковой (акустической) волны через границу двух проводящих твердых тел также может привести к охлаждению этой границы, хотя электрический ток через границу при этом отсутствует.



Для определенности рассмотрим границу двух вырожденных электронных пьезоэлектрических полупроводников (типа InSb, GaAs и т.д.) *1* и *2* (см. рисунок), перпендикулярно к которой распространяется волна с частотой f, волновым вектором $q \parallel Ox$ и интенсивностью S. Будем рассматривать случай $ql << 1$ (l – длина свободного пробега электрона) и полностью пренебрегать нагревом электронного газа в поле звуковой волны. Тогда симметричную часть функции распределения электронов можно взять в виде фермиевской с локальной температурой решетки T и химическим потенциалом $\xi(x, t) = \xi_0 + \xi_1(x, t)$, где ξ_0 – равновесное значение уровня Ферми, а ξ_1 – переменная добавка к нему, связанная с образованием электронных сгустков в поле звуковой волны (см. [1]). Так как при низких температурах существенное влияние на кинетические коэффициенты может оказывать взаимное увлечение электронов и тепловых фононов (см., например, [2]), система основных уравнений задачи представляет собой стандартную систему (уравнения теории упругости, Пуассона, непрерывности тока и кинетическое уравнение для электронов, см., например, [3]) плюс кинетическое уравнение для тепловых фононов, взаимодействующих с увлекаемыми внешним звуком электронами. Решая эту систему итерациями по амплитуде акустической волны, находим выражения для акустоэлектрического тока и потока энергии, переносимой как самими увлекаемыми звуком электронами Q_e, так и увлекаемыми через посредство электронов тепловыми фононами Q_{ph}. Мы будем рассматривать случай разомкнутого образца, когда акустоэлектрический ток через границу равен нулю. Тогда выражение для полного потока энергии $Q = Q_e + Q_{ph}$ с точностью до членов порядка $(kT/\xi_0) << 1$ и $(v_s/v_F) << 1$ (v_s – скорость звука, v_F – фермиевская скорость) имеют вид

$$Q = -\kappa\nabla T - \frac{1}{3}\,\frac{v_F}{v_s}\,l_F\,\Gamma\,S\left(1 + \frac{mv_s^2}{3kT}\,l\right), \qquad (1)$$

Здесь Γ – коэффициент поглощения звука, κ – полная теплопроводность кристалла (решеточная κ_L, плюс электронная κ_l) с учетом эффекта взаимного увлечения электронов и тепловых фононов, l_F – длина свободного пробега фермиевских электронов без учета (!) эффекта увлечения, m – эффективная масса электронов, а $l = \frac{3}{8p_F^3}\int_0^{2p_F} dq\,q^2[L(q)/L_e(q)] \lesssim 1$.

(p_F – фермиевский импульс, $L(q)$ и $L_e(q)$ суть соответственно полная длина свободного пробега фононов и длина свободного пробега фононов при рассеянии на электронах). Легко видеть, что вплоть до очень низких температур (порядка 0,001К) вторым членом в круглой скобке в (1), связанным с увлечением тепловых фононов, можно пренебречь, что мы в дальнейшем и будем делать.

Далее для каждого из граничащих полупроводников необходимо решать уравнение непрерывности потока энергии с учетом поглощения части звуковой энергии в объеме и превращения ее в тепло. При этом необходимо задать конкретную зависимость теплопроводности κ от температуры и соответствующие граничные условия. С использованием граничных условий, как показано на рисунке, и степенной зависимости теплопроводности от температуры $\kappa(T) \sim T^n$ для температуры границы полупроводников получаем:

$$T_x = T_0 \left\{ 1 + \frac{\Gamma_1\left(\frac{a}{2} + \frac{l_{F1}}{3}\frac{v_{F1}}{v_{s1}}\right) + \Gamma_2\left(\frac{a}{2} - \frac{l_{F2}}{3}\frac{v_{F2}}{v_{s2}}\right)}{\frac{T_0}{na}\left[\kappa_1(T_0) + \kappa_2(T_0)\right]} S \right\}^{1/n}, \qquad (2)$$

где a – длина полупроводников в направлении распространения звука, а индексы 1 и 2 относятся соответственно к первому и второму материалам.

Легко видеть, что при выполнении условия $\Gamma_2 \frac{l_{F2}}{3} \frac{v_{F2}}{v_{s2}} > \Gamma_2 \frac{a}{2} + \Gamma_1\left(\frac{a}{2} + \frac{l_{F1}}{3}\frac{v_{F1}}{v_{s1}}\right)$, второй член в фигурной скобке (2) будет отрицательным и граница начнет охлаждаться. Возьмем для оценок в качестве материала 1 вещество с малым поглощением звука ($\Gamma_1 \to 0$), а в качестве материала 2 легированный n-InSb с $n_0 \approx 10^{18}$ $см^{-3}$, $\mu \approx 10^6$ $см^2/в \cdot сек$, $a = 1$ $см$ при $T_0 = 0{,}1$К. Тогда, считая, что рассеяние тепловых фононов происходит, в основном, на электронах ($\kappa \approx \kappa_L \approx 10^{-6}$ $вт/см \cdot град$) и взяв частоту звука $f = 30$ $Мгц$ получаем, что второй член в фигурной скобке (2) становится порядка – 0,1 при интенсивности звука $s \approx 1$ $вт/см^2$.

Заметим, наконец, что формула (2) и сделанные оценки справедливы при условии $(\xi_1/kT) << 1$. Поэтому, если температура понижается настолько, что это условие не выполняется, для нахождения температуры границы необходимо решать нелинейную задачу, когда $\xi_1 \approx kT$.

Авторы весьма признательны М.И.Каганову, И.М.Лифшицу и Э.Л.Нагаеву за обсуждение работы и ряд ценных замечаний.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 апреля 1975г.

Литература

[1] Ю.В.Гуляев. ФТТ, 8, 3366, 1966.

[2] А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников, М., Физматгиз, 1962.

[3] Ю.В.Гуляев, Э.М.Эпштейн. ФТТ, 9, 864, 1967.