

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О РАСПРОСТРАНЕНИИ УЛЬТРАЗВУКА ЧЕРЕЗ ПОЛУПРОВОДЯЩИЕ ПЛЕНКИ В КВАНТУЮЩЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. А. ХАЧАТРЯН

В ряде работ (см., например, [1—5]) рассматривалось электрон-фононное взаимодействие в присутствии квантующего электрического поля. В последнее время заметно возрос интерес к эффектам, обусловленным ванагье-штарковским квантованием энергетических уровней электронов. В этой связи представляется интересным учесть влияние эффектов штарковского квантования электронного спектра на распространение звука при наличии дополнительного квантования движения электрона вдоль толщины полупроводящей пленки z .

Для рассмотрения этого вопроса направим электрическое поле $E = F/e \sim 10^5 \div 10^6$ в/см вдоль оси x . По аналогии с [1, 5] запишем выражение для коэффициента поглощения звука в виде

$$\alpha(q) = \frac{2\pi}{\hbar V_q} \sum_{\nu, \nu', k_y} |C_{n\nu'}(q)|^2 f_{\nu-\nu'}^2 \left(\frac{E_B}{aeE} \sin \frac{aq_x}{2} \right) \times \\ \times [f_{n,\nu}(k_y - q_y) - f_{n',\nu'}(k_y)] \delta[W_{n,\nu}(k_y - q_y) - W_{n',\nu'}(k_y) + \hbar\omega_q], \quad (1)$$

где

$$C_{n\nu'}(q) = iC_1 \left(\frac{\hbar q^2}{2\rho V\omega_q} \right)^{1/2} F_{n\nu'}(q_z), \\ F_{n\nu'} = \frac{4\pi^2 \text{inn}' q_z d [(-1)^{n+n'} \exp(iq_z d) - 1]}{[\pi^2(n+n')^2 - q_z^2 d^2] [\pi^2(n-n')^2 - q_z^2 d^2]},$$

$E_B = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2$ — ширина зоны проводимости, v_q — скорость фононов с квазиимпульсом q , $C_{n\nu'}(q)$ — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия в квантованной пленке, $C_1 \sim 10^{-11}$ эрг — константа деформационного потенциала, ρ — плотность вещества, V — объем, d — толщина пленки, a — постоянная решетки вдоль поля, $m^* \sim 10^{-2} m_e$ — эффективная масса, $f_{n,\nu}$ — функция распределения электронов, J — функция Бесселя, $W_{\nu,n}$ — ванагье-штарковские уровни [1]:

$$W_{\nu,n}(k_y) = aeEv + \bar{\varepsilon}_n(k_y),$$

$$\bar{\varepsilon}_n(k_y) = \frac{a}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{a}}^{\frac{\pi}{a}} \varepsilon_n(k) dk_x.$$

Спектр энергии электронов в отсутствие внешнего электрического поля для удобства можно записать в виде

$$\varepsilon_n(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + E_B \sin \frac{ak_x}{2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* d^2}.$$

Тогда для ванье-штарковских уровней получаем

$$W_{v,n} = aeE_v + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{E_B}{2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* d^2}. \quad (2)$$

Для реализации ванье-штарковского квантования, разумеется, необходимо выполнение условия $W_{n,v} - W_{n,v-1} \geq kT$, что дает $a \geq \frac{kT}{eE} \sim 10^{-7}$ см ($T \sim 10^2$ °К). Таким образом, материал пленки должен иметь порядок постоянной решетки 10^{-7} см. Такой порядок a можно реализовать, например, методом создания сверхрешеток.

Переходя в (1) от суммирования по k_y к интегрированию и учитывая, что электронный газ вырожден, получим (положив $n=n'$)

$$\alpha = \sum_{v-v', n} \frac{8 \pi^4 n^4 a q^2 m^* C_1^2 (1 - \cos q_z d)}{\hbar^2 \omega_q v_q \rho V [4 \pi^2 n^2 - q_z^2 d^2] q_z^2 d^3} \times \\ \times \int_{v-v'}^2 \left(\frac{E_B}{aeE} \sin \frac{q_x a}{2} \right) \delta \left[\frac{m^* aeE(v-v')}{\hbar^2 q_y} - \frac{q_y}{2} \right]. \quad (3)$$

В том случае, когда $E_R \ll aeE$, в сумме по $v-v'$ можно оставить только первые члены: $v-v' = \pm 1$. Как видно из (3), при $q_x = 0$ (в этом случае звук распространяется в направлении, перпендикулярном постоянному электрическому полю) коэффициент поглощения становится равным нулю (т. е. среда для звука становится прозрачной). Резонансным является значение квазиимпульса $q_y \sim \sqrt{2 m^* aeE/\hbar} \sim 10^6$ см $^{-1}$. Наиболее эффективное поглощение звука имеет место при частоте $\omega \sim 10^{11}$ с $^{-1}$.

В заключение выражаю благодарность В. С. Сардаряну за обсуждение результатов.

Армянский государственный
пед. институт им. Х. Абовяна

Поступила 31.X.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Hacker. Phys. St. Sol., 33, 607 (1969).
2. В. В. Брыскин, Ю. А. Фирсов. ЖЭТФ, 61, 2373 (1971).
3. В. А. Яковлев, С. В. Крючков. ФТП, 8, 973 (1974).
4. С. В. Крючков, В. А. Яковлев. ФТП, 9, 1426 (1975).
5. С. В. Крючков, В. А. Яковлев. ФТП, 11, 590 (1977).

ՔՎԱՆՏԱՑՆՈՂ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶ
ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՈՒՆՏՐԱԶԱՑՆԻ ՏԱՐԱՄՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ա. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Հաշված է ձայնի կլանման գործակիցը, երբ կիսահաղորդիչ բարակ թաղանթները գտնվում են քվանտացնող էլեկտրական դաշտում: Ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում ձայնի կլանման գործակիցը հավասարվում է զերոյի: Գտնված է, որ ձայնի առավել էֆեկտիվ կլանում տեղի կունենա $\omega \sim 10^{11}$ ի.՝⁻¹ հաճախության դեպքում:

ON THE PROPAGATION OF ULTRASOUND THROUGH
SEMICONDUCTING FILMS IN THE QUANTIZED
ELECTRIC FIELD

A. A. KHACHATRYAN

The sound absorption coefficient in a strong electric field is calculated. It is discovered that under the frequency $\omega \sim 10^{11}$ sec⁻¹ the sound is absorbed more effectively.