Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 202—206 (1978)

КВАНТОВОЕ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТОНКИХ ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Р. А. ГАСПАРЯН

Рассматривается задача о взаимодействии звуковых волн с дрейфующим потоком электронов в тонких размерно-квантованных пленках пьезополупроводников, когда выполняется квантовомеханическое условие $ql > 1$ (q — волновой вектор звука, l — средняя длина свободного пробега электрона). Найдена осцилляционная зависимость коэффициента усиления звука от толщины пленки.

В настоящее время исследования акустоэлектронных явлений проводятся с большой интенсивностью, так как многие из этих явлений уже нашли важное применение в разных областях микроэлектроники (см., например, [1]). Взаимодействию звука с электронами проводимости в пьезополупроводниках в квантовой области, когда выполняется условие $ql > 1$ (q — волновой вектор звука, l — средняя длина свободного пробега электрона), посвящен ряд работ [2—4], в которых рассматриваются массивные образцы. Когда толщина образца по порядку величины становится сравнимой с де-бройлевской длиной волны электрона, заметную роль начинает играть квантовый размерный эффект [5].

Настоящая работа посвящена вычислению коэффициента усиления звука (КУЗ) в тонких размерно-квантованных пленках при условии $ql > 1$.

Пусть в пьезополупроводниковом образце n-типа с толщиной L_z в плоскости пленки в направлении оси x распространяется пьезоактивная волна вида $\exp\{i(qx - \omega t)\}$, где ω — частота звука, и в этом же направлении приложено постоянное поле E_0. Отклик электронной подсистемы на внешние поля (электрическое и звуковое) удобно найти с помощью кинетического уравнения для одночастичной матрицы плотности, учитывающей эффект экранирования. Чтобы не повторять расчеты работы [3], мы не будем приводить решения этого уравнения. Отметим лишь, что в наших расчетах мы исходим из волновых функций и энергетического спектра электрона, соответствующих модели бесконечно-глубокой потенциальной ямы для электронов.

Для частотно-зависящей диэлектрической проницаемости в случае бесстолкновительного электронного газа ($\tau \to \infty$) с помощью матрицы плотности находим выражение

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 q^2} L(q, \omega), \tag{1}$$

где ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона,

$$L(q, \omega) = V^{-1} \sum_{\mathbf{k}} \frac{f(\mathbf{k} - \mathbf{q}) - f(\mathbf{k})}{E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} - \hbar\omega - i\hbar/\tau}, \tag{2}$$

$$f(\mathbf{k}) = \left\{ \exp\left[\frac{\hbar^2}{2\,mk_Б T}\left[(k_x - k_d)^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2}\nu^2 \right] + \eta \right] + 1 \right\}^{-1}, \tag{3}$$

$$E_{\mathbf{k}} = \frac{\hbar^2}{2\,mk_Б T}\left[k_x^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2}\nu^2 \right], \tag{4}$$

m — эффективная масса электронов, ν — номер пленочной подзоны, T и V — соответственно температура и объем кристалла, $\hbar$ и $k_Б$ — постоянные Планка и Больцмана. Отметим, что смещение электронного распределения в k-пространстве происходит в области с размером $k_d = eE_0\tau/\hbar = mv_d/\hbar$, где $v_d = \mu E_0$ — дрейфовая скорость электронов.

Вычислим КУЗ по формуле

$$\Gamma = K^2 q \,\mathrm{Im}\, [\varepsilon^{-1}(q,\ \omega)], \tag{5}$$

где K — коэффициент электромеханической связи. Используя выражения (1) и (5), легко найти

$$\Gamma = \frac{K^2 q^3\, \mathrm{Im}\, Q}{(q^2 + \mathrm{Re}\, Q)^2 + (\mathrm{Im}\, Q)^2}, \tag{6}$$

где введена функция $Q = [\varepsilon(q,\ \omega) - 1]\, q^2$.

Если дрейфовая скорость электронов—величина того же порядка, что и скорость звука, $v_d \sim v_s$, и гораздо меньше тепловой скорости электронов, $v_d \ll v_T$, то в первом приближении в разложении $\mathrm{Im}\, Q$ по величине $v_d - v_s/v_T \ll 1$ получаем

$$\mathrm{Im}\, Q = D\left(\frac{v_d}{v_s} - 1 \right) \sum_{\nu=1}^{M} F_{-3/2}(\eta - \delta_\nu), \tag{7}$$

где

$$D = \frac{me^2 v_s}{\sqrt{\pi}\,\varepsilon_0 \hbar^2 L_z v_T}, \quad v_T = \sqrt{\frac{2\,k_Б T}{m}},$$

$$\delta_\nu = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{q^2}{4} + \frac{\pi^2}{L_z^2}\nu^2 \right), \quad \eta = \frac{\varepsilon_F}{k_Б T},$$

$F_j(\eta) = \dfrac{1}{\Gamma(j+1)} \displaystyle\int_0^\infty \dfrac{x^j dx}{\exp(x - \eta) + 1}$ — интеграл Ферми, $\Gamma(j+1)$ — гамма-функция, M — число заполненных подзон.

Далее,

$$\mathrm{Re}\, Q = \Lambda^2 = Q_0 \sum_{\nu=1}^{M} \iint \frac{1}{k_x}\left[f_0\left(k_x - \frac{q}{2} \right) - f_0\left(k_x + \frac{q}{2} \right) \right] dk_x dk_y, \tag{8}$$

$$f_0\left(k_x \pm \frac{q}{2} \right) = \left\{ \exp\left[\frac{\hbar^2}{2\,mk_Б T}\left[\left(k_x \pm \frac{q}{2} \right)^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2}\nu^2 \right] - \eta \right] + 1 \right\}^{-1},$$

$$Q_0 = \frac{me^2}{2\,\pi^2 \hbar^2 \varepsilon_0 L_z q}.$$

При выводе (8) мы приняли $k_d \ll k_F$ и $k_F \sim q$. В приближении, когда $|\mathrm{Re}\, Q| \gg \mathrm{Im}\, Q$, с помощью (6) — (8) получаем

$$\Gamma = \frac{\pi}{2} \frac{\hbar\omega}{k_Б T} \frac{K^2}{L_z} \frac{q^2 q_c^2}{(q^2+\Lambda^2)^2} (v_d/v_s - 1) \sum_{\nu=1}^{M} F_{-3/2}(\eta - \delta_\nu), \tag{9}$$

где

$$q_c^2 = \frac{N_c q^2}{\varepsilon_0 k_Б T}, \; N_c = \left(\frac{m k_Б T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}.$$

Как видно из (8) и (9), Λ играет роль обратной величины радиуса экранирования и зависит как от толщины пленки, так и от волнового вектора звука. При этом зависимость от толщины пленки носит осцилляционный характер. В случаях невырожденного и полностью вырожденного электронного газа можно вычислить обратную величину квадрата радиуса экранирования в первом приближении относительно разложения (8) по степеням q. Для невырожденной и полностью вырожденной статистики соответственно получаем

$$\Lambda_{нв}^2 = 2\pi Q_0 e^{\eta} \sum_{\nu=1}^{M} \exp[-\xi_\nu], \tag{10}$$

$$\Lambda_{в}^2 = 2\pi Q_0 \sum_{\nu=1}^{M} \vartheta(\xi_\nu - \eta), \tag{11}$$

где

$$\vartheta(\xi_\nu - \eta) = \begin{cases} 1 & \xi_\nu < \eta, \\ 0 & \xi_\nu > \eta, \end{cases}$$

$$\xi_\nu = \frac{\hbar^2}{2mk_Б T} \frac{\pi^2}{L_z^2} \nu^2.$$

Отметим, что выражения (9)—(11) в предельном случае массивных образцов, когда $L_z \to \infty$ и $M \to \infty$, при переходе от суммирования к интегрированию переходят в соответствующие формулы работы [4] для массивного образца.

Анализ показывает, что с увеличением толщины пленки КУЗ уменьшается обратно пропорционально толщине в пределах данной пленочной подзоны с номером ν. С появлением новой $(\nu+1)$-подзоны КУЗ скачкообразно растет, повторяя скачкообразное изменение плотности состояния пленки.

Как в пределах одной подзоны, так и с учетом всех подзон выражение (9) для КУЗ дает резонансную зависимость от частоты звука. Если пренебречь слабой зависимостью квадрата обратной величины радиуса экранирования Λ^2 от волнового вектора в (9), то найдем резонансную частоту $q_{рез} = \sqrt{3}\,\Lambda$, при которой КУЗ имеет пик. Примечательно, что $q_{рез}$ однозначно зависит от толщины пленки, что позволяет предложить новые методы измерения частоты (в зависимости от толщины) или толщины (в зависимости от частоты). Следует отметить, что при низких температурах из-за уменьшения значения интеграла Ферми при $\eta - \delta^\nu < 0$ КУЗ также резко уменьшается и стремится к нулю. В образцах с толщиной 10 *мкм* уже наблюдалось такое резкое уменьшение акустоэлектронного взаимодействия при $q > 2\,k_F$.

В рассматриваемом случае размерно-квантованных пленок значения волнового вектора, при которых наблюдается резкое уменьшение акустоэлектронного взаимодействия, даются условием $\frac{q^2}{4} > k_F^2 - \frac{\pi^2}{L_z^2}\nu^2$, из которого видно, что имеет место зависимость от толщины пленки. Следовательно при данной приложенной звуковой частоте и данной энергии Ферми однозначно выбирается толщина (при данном номере подзоны), при которой КУЗ будет иметь резкий спад. Экспериментальное наблюдение такого резкого спада в разных пьезоактивных кристаллографических направлениях позволит предложить акустический метод построения плоского сечения поверхности Ферми с данным номером ν. Присоединив картины разных энергетических подзон, можно получить также общий вид поверхности Ферми в размерно-квантованных пьезополупроводниковых пленках.

Следует отметить, что электронные столкновения сгладят резкое изменение КУЗ. Анализ роли столкновений при усилении звука представляет самостоятельный интерес и требует отдельного подробного исследования.

Оценим КУЗ для пленки из $InSb$. При

$$K^2 = 1{,}5\cdot10^{-3}\,[6],\ n = 2\cdot10^{15}\ см^{-3},\ E = 60\ В/см,\ \mu = 6\cdot10^4\ см^2/В\,сек,$$

$$L_z = 9\cdot10^{-6}\ см,\ \varepsilon_0 = 17,\ T = 4{,}2\ ^\circ K$$

получаем

$$\Gamma = 6{,}5\ см^{-1}.$$

Эффект усиления можно намного увеличить, если взять многослойную структуру. В этом случае КУЗ увеличится пропорционально числу пленочных слоев в структуре.

В заключение выражаю признательность Ю. В. Гуляеву и В. С. Сардаряну за внимание к работе.

Институт радиофизики
и электроники АН АрмССР

Поступила 20.II.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. Кайно*. ТИИЭР, 64, № 5 (1976).
2. *D. G. Carlson, A. Segmüller*. J. de Phys., 33, Suppl., C4, 81 (1972).
3. *E. Mosekilde*. J. Appl. Phys., 43, 4957 (1972).
4. *E. Mosekilde*. Phys. Rev., B9, 682 (1974).
5. *Б. А. Тавгер, В. Я. Демиковский*. УФН, 96, 61 (1968).
6. *Дж. Блекмор*. Статистика электронов в полупроводниках, Изд. Мир, М., 1964.

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԱԿՈՒՍՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲԱՐԱԿ ՊՅԵԶՈԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Ռ. Հ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Քննարկվում է ձայնի ակուստոէլեկտրական փոխազդեցությունը էլեկտրոնային հոսքի հետ բարակ, ըստ չափերի քվանտացված պյեզոկիսահաղորդչային թաղանթներում, երբ տեղի ունի $ql>1$ քվանտամեխանիկական պայմանը (q– ձայնի ալիքային թիվն է, l– էլեկտրոնի միջին ազատ վազքի երկարությունն է)։ Գտնված է ձայնի ուժեղացման գործակցի օսցիլյացիոն կախվածությունը թաղանթի հաստությունից։

QUANTUM ACOUSTOELECTRIC INTERACTION IN THIN PIEZOSEMICONDUCTOR FILMS

R. A. GASPARYAN

The interaction of acoustic waves with an electron flux in thin dimensionally quantized piezosemiconductor films under the quantum mechanical condition $ql > 1$, where l is the mean free path of an electron and q is the acoustic wave vector, is discussed. The oscillation dependence of the acoustic gain coefficient on the film thickness is obtained.