01;06;08

Акустические поверхностные плазмоны в ограниченном $p{-}n$-переходе

© А.И. Ломтев

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
E-mail: lomtev@kinetic.ac.donetsk.ua

Поступило в Редакцию 3 октября 2006 г.

Для пространственно ограниченного $p{-}n$-перехода, окруженного полубесконечными диэлектрическими средами, показана возможность существования и исследованы условия распространения акустических поверхностных плазмонов с линейным законом дисперсии.

PACS: 43.20.Bi

До настоящего времени не ослабевает интерес к исследованию акустических плазмонов в различных системах и средах. Так, в однородной двухкомпонентной неизотермической $(T_e \gg T_i)$ плазме проводящих сред с существенно различными эффективными массами основных носителей $(m_i \gg m_e)$ реализуются условия существования объемных акустических плазмонов Пайнса–Шриффера [1], обладающих линейным спектром и слабым затуханием Ландау и экспериментально обнаруженных в GaAs [2]. Пашицкий [3], Чаплик [4], Бланк и Гуляев [5] установили возможность распространения поверхностных акустических плазмонов в пространственно неограниченном $p{-}n$-переходе, проявляющих нелинейную дисперсию, пропорциональную корню из поверхностного волнового вектора, и также слабое затухание Ландау. В работе [6] изучены акустические плазмоны в трехслойных структурах, аналогичных $p-n$-переходу, разделенному слоем диэлектрика, и их спектры и декременты затухания.

Следует обратить внимание на сходство корневого спектра акустических поверхностных плазмонов с законом дисперсии плазменных волн в двумерном электронном газе, причиной которого является эффективное понижение размерности фазового пространства волны [7]. Бесщелевой характер закона дисперсии с корневым ростом хорошо известен для квазидвумерных плазмонов и для продольной (симметричной) моды поверхностных плазмонов; он полностью связан с особенностями кулоновского взаимодействия в квазидвумерной волне плотности заряда и поэтому ожидаем для различных плоских границ раздела.

В работе [8] рассматривались поверхностные плазмоны в вырожденных полярных полупроводниках. В ряде работ [9–11] изучались поверхностные плазмоны и поляритоны в полубесконечных полупроводниковых сверхрешетках. Закон дисперсии поверхностного плазмона полубесконечной сверхрешетки, образованной слоями 2-мерного электронного газа, получен в работе [12]. В работе [13] исследовались плазменные волны в ограниченной сверхрешетке. Акустические плазмоны в ограниченных произвольных многослойных структурах изучались в работе [4].

В настоящем сообщении демонстрируется возможность распространения акустических поверхностных плазмонов и получено их дисперсионное уравнение для 4-слойной структуры, состоящей из двух пространственно ограниченных однородных слоев, окруженных двумя полубесконечными средами.

Принципиальным является вопрос о неоднородности статического распределения заряда, как правило, сильной в изучаемой системе, представляющей собой предмет специального дополнительного исследования. В рамках используемой здесь модели четырехслойной структуры такой неоднородностью распределения заряда в слоях будем пренебрегать.

На классе монохроматических полей вида $E(x)\exp[i(k_z z-\omega t)]$, распространяющихся вдоль оси OZ с частотой ω и поверхностным волновым вектором k_z, применяя разложение полей $\mathbf{E}$ и индукций $\mathbf{D}$ по x-координате для полубесконечных областей в интеграл, а для ограниченных в пространстве слоев в ряд Фурье с $\{E_x, D_x\}$-синус и $\{E_z, D_z\}$-косинус трансформантами, согласно уравнениям Максвелла, отвечающим квазистатическим волнам,

$$\partial E_z(x)/\partial x - ik_z E_x(x) = 0,$$
$$\partial D_x(x)/\partial x + ik_z D_z(x) = 0, \tag{1}$$

в каждой из областей находим решение граничной задачи.

Для четырехслойной структуры, характеризуемой неоднородным диагональным тензором диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{ij}(k,\omega,x) = \delta_{ij}\begin{cases}\varepsilon_1; & -\infty < x < -2d_p,\\ \varepsilon_p(k,\omega); & -2d_p < x < 0,\\ \varepsilon_n(k,\omega); & 0 < x < 2d_n,\\ \varepsilon_2; & 2d_n < x < \infty,\end{cases} \tag{2}$$

решение такой граничной задачи имеет вид

$$E_{1z}(-2d_p) = -\frac{2k_z}{i\pi\varepsilon_1} D_{1x}(-2d_p)\int\limits_0^\infty \frac{dk_x}{k_x^2 + k_z^2}, \tag{3}$$

$$E_{2z}(2d_n) = \frac{2k_z}{i\pi\varepsilon_2} D_{2x}(2d_n)\int\limits_0^\infty \frac{dk_x}{k_x^2 + k_z^2}, \tag{4}$$

$$E_{pz}(-2d_p) = E_{pz}(0)$$
$$= \frac{ik_z}{d_p}\big[D_{px}(0) - D_{px}(-2d_p)\big]\sum_{m=0}^{\infty}\frac{1}{\varepsilon_p(k,\omega)(k_z^2 + k_{pm}^2)}, \tag{5}$$

$$E_{nz}(0) = E_{nz}(2d_n)$$
$$= \frac{ik_z}{d_n}\big[D_{nx}(2d_n) - D_{nx}(0)\big]\sum_{m=0}^{\infty}\frac{1}{\varepsilon_n(k,\omega)(k_z^2 + k_{nm}^2)}, \tag{6}$$

где $k_{n,pm} = k_{n,pmx} = m\pi/d_{n,p}$, $d_{n,p}$ — полуширина n, p слоя, а выражения под знаком суммы в (5), (6) таковы, что первый член суммы с $m = 0$ берется с множителем 1/2.

Система граничных условий непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля $E_z(x)$ и нормальной составляющей электрической индукции $D_x(x)$ при $x = -2d_p$, 0, $2d_n$ позволяет получить дисперсионное уравнение продольных плазмонов в четырехслойной структуре для произвольных величин k_z, ω и $d_{n,p}$

$$J_1^{-1} + J_2^{-1} + S_n^{-1} + S_p^{-1} = 0, \tag{7}$$

в котором

$$J_{1,2}(k_z, \omega) = (2/\pi)\varepsilon_{1,2} \int_0^\infty (k_x^2 + k_z^2)^{-1} dk_x, \tag{8}$$

$$S_{n,p}(k_z, \omega; d_{n,p}) = d_{n,p}^{-1} \sum_{m=0}^{\infty} (k_{n,pm}^2 + k_z^2)^{-1} \varepsilon_{n,p}(k_{n,pm}, k_z, \omega), \tag{9}$$

где так же, как и выше, первый член суммы с $m = 0$ берется с множителем 1/2.

Отметим, что дисперсионное уравнение (7) инвариантно относительно перестановки мест как пространственно ограниченных слоев в слоистой структуре, так и двух полубесконечных сред между собой. Все отличие таких перестановок слоев в системе будет заключаться в распределении амплитуды электрического поля внутри каждого из слоев и по всей структуре в целом.

Четырехслойная структура может сочетать в себе элементы с различными диэлектрическими свойствами, которые условно определим как: полупроводники n-типа или металлы (n) с диэлектрической проницаемостью, задаваемой, например, формулой Линдхарда [15]

$$\varepsilon_n(k, \omega) = 1 + k^{-} k_s^2 \big[1 + i\pi\omega(2kv_n)^{-1}\big] \tag{10}$$

и учитывающей сильную пространственную дисперсию, где $2\pi k_s^{-1}$ — дебаевский радиус экранирования, v_n — тепловая или фермиевская скорость легких носителей (например, электронов), полупроводники p-типа (p) с характерной для слабой пространственной дисперсии диэлектрической проницаемостью [16]

$$\varepsilon_p(k, \omega) = 1 - \omega^{-1}(\omega + i/\tau)^{-1}\omega_p^2, \tag{11}$$

где ω_p — плазменная частота тяжелых носителей (например, дырок), τ — время релаксации дырок и диэлектрики с присущими для них диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_{1,2}$, которые ниже для простоты будем полагать константами. Выбор диэлектрических проницаемостей (10), (11) для элементов n и p слоистой структуры предполагает, что фазовая скорость продольных плазмонов удовлетворяет неравенствам

$$v_p \ll k_z^{-1}\omega \ll v_n, \tag{12}$$

где v_p — тепловая или фермиевская скорость тяжелых носителей, и что толщины n и p слоев d_n и d_p такие, при которых еще правомерно использовать квазиобъемные диэлектрические функции.

При корневом или нелинейном спектре поверхностных плазмонов более сложного вида правое неравенство (12) налагает ограничение снизу на величину k_z, что несколько сужает область существования плазмонов по поверхностному волновому вектору.

Подставляя действительные части выражений (10), (11) в соотношение (7) с учетом (8), (9), в областях частот $\omega \ll \omega_p$ и поверхностных волновых векторов $k_z \ll k_s$ получаем нелинейный спектр поверхностных акустических плазмонов при произвольных величинах $d_{n,p}$

$$\omega(k_z) = 2^{1/2}\omega_p k_z^{1/2} th^{1/2}(k_z d_p)\big[(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)k_z + 2k_s th(k_s d_n)\big]^{-1/2}. \tag{13}$$

Для пространственно неограниченного $p-n$-перехода, когда $d_{n,p} \to \infty$, приходим к корневому спектру поверхностных акустических плазмонов вида [5]

$$\omega(k_z) = \omega_p(k_z/k_s)^{1/2}. \tag{14}$$

Для пространственно ограниченного $p-n$-перехода при выполнении неравенств

$$k_z d_p \ll 1, \qquad (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)k_z \ll 2k_s th(k_s d_n) \tag{15}$$

получаем линейный спектр поверхностных акустических плазмонов голдстоуновского типа [17]

$$\omega(k_z) = \omega_p(d_p k_s)^{1/2} cth^{1/2}(d_n k_s)k_z/k_s. \tag{16}$$

Вопрос о затухании поверхностных акустических плазмонов в ограниченном $p-n$-переходе, порождаемом мнимыми частями диэлектрических проницаемостей (10), (11), требует отдельного рассмотрения.

В заключение выражаю искреннюю признательность Ю.В. Медведеву и И.Б. Краснюку за внимание и поддержку.

Список литературы

[1] *Pines D., Schriffer J.R.* // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 5. P. 1387–1400.
[2] *Pinczuk A., Shah J., Wolff P.A.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. N 20. P. 1487–1489.
[3] *Пашицкий Э.А.* // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. № 2. С. 662–669.
[4] *Чаплик А.В.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. № 5. С. 1845–1852.
[5] *Бланк А.Я., Гуляев Ю.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 2. С. 51–53.
[6] *Ломтев А.И., Большинский Л.Г.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 14. С. 841–845.
[7] *Чаплик А.В.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 2. С. 746–753.
[8] *Chui K.W., Quinn J.J.* // Phys. Lett. 1971. V. A35. N 6. P. 469–470.
[9] *Giuliani G.F., Quinn J.J.* // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 10. P. 919–922.
[10] *Qin G., Giuliani G.F., Quinn J.J.* // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 10. P. 6144–6146.
[11] *Giuliani G.F., Qin G., Quinn J.J.* // Surface Sci. 1984. V. 142. N 1–3. P. 433–437.
[12] *Jain J.K.* // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 8. P. 5456–5458.
[13] *Kuchma A.E., Sverdlov V.A., Ermolin A.V.* // Phys. Stat. Sol. 1994. V. 181. N 1. P. 161–168.
[14] *Ломтев А.И.* // Оптика и спектроскопия. 1998. Т. 84. В. 3. С. 491–494.
[15] *Пайнс Д.* Элементарные возбуждения в твердых телах. М.: Мир, 1965. 382 с.
[16] *Платцман Ф., Вольф П.* Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975. 436 с.
[17] *Форстер Д.* Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции. М.: Атомиздат, 1980. 288 с.