

Электродинамическая перенормировка плазмонного спектра в латерально экранированной двумерной электронной системе

В. В. Попов^{1)+*}, О. В. Полищук^{+*}, С. А. Никитов^{*×}

⁺ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 410019 Саратов, Россия

^{*} Саратовский государственный университет им. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

[×] Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 ноября 2011 г.

После переработки 16 декабря 2011 г.

Теоретически показано, что эффекты латерального электродинамического экранирования плазмонов в двумерной электронной системе боковыми металлическими электродами приводят к модификации плазмонного спектра. Влияние латерального экранирования возрастает с ростом волнового вектора плазмона. Это приводит к отличию дисперсии латерально экранированных плазмонов от корневого закона дисперсии, характерного для неэкранированных плазмонов. Полученные результаты позволяют объяснить недавние экспериментальные данные других авторов по исследованию дисперсии плазменных колебаний в латерально экранированной двумерной электронной системе.

Закон дисперсии коллективных плазменных колебаний (плазмонов) в структурах с двумерными электронными системами (2МЭС) был получен в ряде работ (см. список литературы в [1]). В бесконечной однородной 2МЭС дисперсия плазмонов имеет вид [2]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2q}{2m^*\epsilon_0\bar{\epsilon}(q)}}, \quad (1)$$

где ω_p и q – частота и волновой вектор плазмона соответственно, N – поверхностная плотность электронов в 2МЭС, e и m^* – заряд и эффективная масса электрона, ϵ_0 – электрическая постоянная. Эффективная диэлектрическая функция $\bar{\epsilon}(q)$ описывает экранирование плазмонов окружающими диэлектрическими средами и проводящими электродами. Если 2МЭС расположена на поверхности подложки с диэлектрической постоянной ϵ_s , то $\bar{\epsilon} = (1 + \epsilon_s)/2$. В этом случае частота плазмона $\omega_p \equiv \omega_0$ прямо пропорциональна квадратному корню из его волнового вектора (корневой характер дисперсии плазмона определяется особенностями кулоновского взаимодействия электронов в 2МЭС [3]). Если 2МЭС расположена на поверхности подложки с диэлектрической постоянной ϵ_s и покрыта барьерным слоем толщиной d с диэлектрической постоянной ϵ_b , то эффективная диэлектрическая функция имеет вид [2]

$$\bar{\epsilon}(q) = \frac{1}{2} \left[\epsilon_s + \epsilon_b \frac{1 + \epsilon_b \tanh(qd)}{\epsilon_b + \tanh(qd)} \right] \quad (2)$$

(в пределе бесконечно толстого барьерного слоя, $qd \gg 1$, выражение (2) дает $\bar{\epsilon} = (\epsilon_b + \epsilon_s)/2$). Наконец, если барьерный слой покрыт идеально проводящей плоскостью, то эффективная диэлектрическая функция имеет вид [2]

$$\bar{\epsilon}(q) = \frac{1}{2} [\epsilon_s + \epsilon_b \coth(qd)]. \quad (3)$$

В пределе $qd \ll 1$ справедливо приближение $\coth(qd) \approx 1/qd$. В этом случае выражение (1) с эффективной диэлектрической функцией вида (3) дает линейный спектр плазмонов:

$$\omega_p \equiv \bar{\omega}_p = q \sqrt{\frac{Ne^2d}{m^*\epsilon_0\epsilon_b}}. \quad (4)$$

Из выражений (2) и (3) следует, что корневой закон дисперсии плазмонов в 2МЭС, описываемый выражением (1) с постоянной эффективной диэлектрической функцией ($\bar{\epsilon} = (1 + \epsilon_s)/2$ или $\bar{\epsilon} = (\epsilon_b + \epsilon_s)/2$), модифицируется, если в структуре имеется характерная длина экранирования (в этом случае эффективная диэлектрическая функция зависит от волнового вектора плазмона). В качестве такой характерной длины экранирования в выражениях (2) и (3) выступает толщина барьерного слоя d .

Закон дисперсии плазмонов $\omega_0(q_0)$ в ограниченной 2МЭС на подложке без экранирующих электродов имеет корневой характер (если латеральный размер 2МЭС значительно меньше длины электромагнитной волны на частоте размерного плазмонного резонанса) [4] и может быть выражен формулой (1) с эффективной диэлектрической функцией $\bar{\epsilon} = (1 + \epsilon_s)/2$.

¹⁾ e-mail: popov@soire.renet.ru

Эффективный волновой вектор основного размерного плазменного колебания в полоске 2МЭС без экранирующих электродов равен $q_0 \approx 2.27/w$ [5].

В работе [6] экспериментально исследовался спектр плазмонов в ограниченной 2МЭС, край которой формировался путем подачи отрицательного напряжения на боковой периметрический затворный электрод с круглым отверстием различных диаметров. Область 2МЭС под боковым металлическим затвором была полностью обеднена за счет эффекта поля. Таким образом, профиль двумерной электронной концентрации в 2МЭС представлял собой диск с диаметром, равным диаметру отверстия в затворе. Измеренная резонансная частота плазмонов в такой структуре была существенно меньше частоты ω_0 из-за экранирования плазмонов в 2МЭС латеральным (боковым) металлическим затвором. При этом влияние латерального экранирования возрастало с уменьшением диаметра 2МЭС, что свидетельствовало об отличии дисперсии латерально экранированных плазмонов от корневого закона дисперсии $\omega_0(q_0)$. Толщина барьерного слоя в структурах, исследованных в [6], была на три порядка величины меньше диаметра 2МЭС (определяющего длину волны размерного плазменного колебания в 2МЭС), а латеральные размеры бокового затвора были намного больше диаметра 2МЭС. Таким образом, в структуре отсутствовал характерный геометрический размер, определяющий экранирование плазмонов в 2МЭС боковым электродом. Несмотря на это, в [6] наблюдалось достаточно сильное отклонение (до 30%) дисперсии латерально экранированных плазмонов от корневого закона дисперсии.

Эффект уменьшения (“смягчения”) частоты плазменных колебаний в ограниченной 2МЭС с боковыми контактами по сравнению с частотой плазмонов в 2МЭС без экранирующих электродов был предсказан теоретически в ряде работ, выполненных в рамках как электростатического [7, 8], так и электродинамического [9–11] подходов. При этом электростатическое описание [7, 8] дает корневую дисперсию латерально экранированных плазмонов. Важность учета электродинамических эффектов для описания существенного возрастания радиационного затухания размерных плазменных колебаний при их латеральном экранировании отмечалась в работах [9, 10]. Однако вопрос о влиянии экранирования плазмонов в 2МЭС протяженными (с размером, значительно большим длины электромагнитной волны на частоте размерного плазмонного резонанса) боковыми электродами на характер дисперсии размерных плазмонов до настоящего времени теоретически детально не исследо-

вался. В то же время в работе [9] отмечалось, что корректное описание емкости между протяженными боковыми контактами, влияющей на частоту плазмона, возможно только в рамках электродинамического подхода.

В данной работе решается задача о дисперсии частоты плазмонного резонанса в латерально экранированной 2МЭС при изменении длины волны размерного плазменного колебания. Рассмотрим бесконечную 2МЭС, находящуюся на поверхности подложки с диэлектрической постоянной ϵ_s . Боковые идеально проводящие полуплоскости разделены щелью шириной w и изолированы от 2МЭС барьерным слоем толщиной d с диэлектрической постоянной ϵ_b (рис. 1). Плоская электромагнитная волна падает нормально

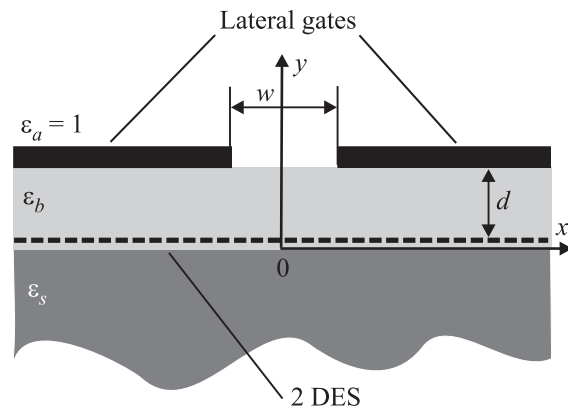


Рис. 1. Исследуемая структура и система координат. Внешняя электромагнитная волна с поляризацией электрического поля поперек щели между боковыми электродами падает на структуру нормально сверху

из вакуума ($\epsilon_a = 1$) на плоскость боковых электродов. Электрическое поле падающей электромагнитной волны $\mathbf{E}_0 \exp[-ik_0(y-d) - i\omega t]$ поляризовано поперек щели между боковыми электродами (вдоль оси x) ($k_0 = \omega/c$, где c – скорость света в вакууме). Поверхностная проводимость 2МЭС описывается в локальном приближении в модели Друде: $\sigma(\omega) = iNe^2/[m^*(\omega + i\nu)]$, где ω – круговая частота падающей электромагнитной волны, ν – частота релаксации импульса электрона в 2МЭС.

Задача решалась с использованием самосогласованного электродинамического подхода, аналогичного разработанному авторами ранее в [12] для исследования плазмонных резонансов в 2МЭС с фронтально расположенным затворным электродом. Ниже изложены основные шаги данного алгоритма применительно к исследованию плазмонных резонансов в 2МЭС с латеральными электродами. Уравнения Максвелла в каждой из трех сред структу-

ры, a , b и s , записываются в фурье-представлении по x -координате. В рассматриваемой геометрии индуцированное электрическое поле имеет нулевую z -компоненту, тогда как индуцированное магнитное поле имеет нулевые x - и y -компоненты (ТМ-поляризация). Комплексные фурье-амплитуды индуцированного магнитного поля в каждой из сред записываются в виде

$$\begin{aligned} H_z^{(a)}(k_x, y) &= A(k_x) \exp(ik_y^{(a)} y), & y > d, \\ H_z^{(b)}(k_x, y) &= iB(k_x) \sin(k_y^{(b)} y) + \\ &+ C(k_x) \cos(k_y^{(b)} y), & 0 < y < d, \\ H_z^{(s)}(k_x, y) &= D(k_x) \exp(-ik_y^{(s)} y), & y < 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь A, B, C и D – константы, $k_y^{(j)} = \pm \sqrt{k_0^2 \varepsilon_j - k_x^2}$ ($j = a, b, s$), где k_x – планарный волновой вектор фурье-компоненты индуцированного поля. Знак перед радикалом в выражениях для поперечных волновых чисел $k_y^{(j)}$ выбирается таким образом, чтобы это соответствовало уходящим от 2МЭС волнам для $k_x < k_0 \sqrt{\varepsilon_{a(s)}}$ и спадающим волнам для $k_x > k_0 \sqrt{\varepsilon_{a(s)}}$ при $y \rightarrow \pm\infty$. Фурье-амплитуды компонент электрического поля $E_x(k_x, y)$ и $E_z(k_x, y)$ находятся с использованием выражений (5) из уравнений Максвелла в фурье-представлении.

Граничные условия для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей в плоскости 2МЭС ($y = 0$) и в плоскости боковых электродов ($y = d$) записываются в фурье-представлении в виде

$$\begin{aligned} E_x^{(b)}(k_x, 0) &= E_x^{(s)}(k_x, 0), \\ H_z^{(b)}(k_x, 0) - H_z^{(s)}(k_x, 0) &= I_x(k_x, 0) \end{aligned} \quad (6)$$

при $y = 0$ и

$$\begin{aligned} E_x^{(a)}(k_x, d) + E_x^{(0)} \delta(k_x) &= E_x^{(b)}(k_x, d), \\ H_z^{(a)}(k_x, d) + H_z^{(0)} \delta(k_x) - H_z^{(b)}(k_x, d) &= \\ &= I_x(k_x, d) \end{aligned} \quad (7)$$

при $y = d$, где $I_x(k_x, 0)$ и $I_x(k_x, d)$ – фурье-амплитуды плотности поверхностного тока в плоскостях 2МЭС и боковых электродов соответственно, $\delta(k_x)$ – дельта-функция Дирака. Поверхностная плотность в 2МЭС связана с планарной компонентой электрического поля $E_x(k_x, 0)$ законом Ома: $I_x(k_x, 0) = \sigma(\omega) E_x(k_x, 0)$.

Подставляя представление поля в виде (5) в граничные условия (6), (7), после необходимых алгебраических преобразований получаем следующее соотношение между фурье-амплитудами планарного электрического поля и поверхностной плотности тока в плоскости боковых электродов ($y = d$):

$$\frac{4\pi}{c} I_x(k_x, d) = G(k_x) E_x^{(b)}(k_x, d) + 2E_0 \delta(k_x), \quad (8)$$

где

$$G(k_x) = \frac{\chi_b - \chi_a \chi_s / \chi_b - \coth(k_{y,b} d) (\chi_a + \chi_s)}{Z_0 [\coth(k_{y,b} d) + \chi_s / \chi_b]}, \quad (9)$$

$\chi_a = \varepsilon_a k_0 / k_y^{(a)}$, $\chi_b = \varepsilon_b k_0 / k_y^{(b)}$, $\chi_s = \varepsilon_s k_0 / k_y^{(s)} + Z_0 \sigma(\omega)$, Z_0 – волновое сопротивление свободного пространства.

Обратное преобразование Фурье уравнения (8) с использованием условия равенства нулю латерального электрического поля в идеально проводящих боковых полуплоскостях и условия отсутствия тока проводимости в щели между боковыми электродами позволяет записать следующее интегральное уравнение для латерального электрического поля в щели между боковыми электродами:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-w/2}^{w/2} \bar{G}(x, x') E_x(x', d) dx' = -2E_0, \quad (10)$$

где

$$\bar{G}(x, x') = \int_{-\infty}^{+\infty} G(k_x) \exp[ik_x(x - x')] dk_x.$$

Уравнение (10), представляющее собой интегральное уравнение Фредгольма первого рода с ядром $\bar{G}(x, x')$, решалось численно с использованием процедуры Галеркина [13]. Искомая функция (латеральное электрическое поле в щели между боковыми электродами) на интервале $[-w/2; w/2]$ раскладывалась в ряд по ортогональным полиномам Чебышева первого рода n -го порядка $\Psi_n(x) = T_n(2x/w) / \sqrt{1 - (2x/w)^2}$, где $T_n(\xi) = \cos(n \arccos \xi)$ – функции Чебышева первого рода n -го порядка, $1 / \sqrt{1 - (2x/w)^2}$ – весовая функция, описывающая сингулярность электрического поля на краях идеально проводящих полуплоскостей. Процедура Галеркина позволяет свести интегральное уравнение (10) для искомой функции $E_x(x', d) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \Psi_n(x)$ к бесконечной системе неоднородных алгебраических уравнений для коэффициентов a_n :

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} a_n = c_m \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (11)$$

где

$$A_{mn} = \frac{w}{4} (-i)^n \int_{-\infty}^{+\infty} G(k_x) J_n(\xi) J_m(\xi) dk_x, \quad (12)$$

$J_n(\xi)$ – функции Бесселя второго рода n -го порядка, $\xi = wk_x/2$, $c_m = 2E_0 \delta_{m1}$.

В результате решения находится индуцированное электрическое поле в окружающей внешней среде ($y > d$):

$$\mathbf{E}^{(a)}(\mathbf{r}') = -\mathbf{E}_0 \exp[ik_0(y-d)] + \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_{sc}^{(a)}(k_x, d) \exp(i\mathbf{k}^{(a)}\mathbf{r}') dk_x, \quad (13)$$

где $\mathbf{r}' = \{x, y-d\}$ – двумерный радиус-вектор. Двумерный волновой вектор $\mathbf{k}^{(a)}$ имеет компоненты k_x и $k_y^{(a)}$. Полное электрическое поле в подложке ($y < 0$) равно

$$\mathbf{E}^{(s)}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_{sc}^{(s)}(k_x, 0) \exp(i\mathbf{k}^{(s)}\mathbf{r}) dk_x, \quad (14)$$

где $\mathbf{r} = \{x, y\}$, а волновой вектор $\mathbf{k}^{(s)}$ имеет компоненты k_x и $k_y^{(s)}$. Интегралы в правых частях выражений (13) и (14) описывают рассеянные поля. Первое слагаемое в (13) описывает плоскую электромагнитную волну, зеркально отраженную от идеально проводящих полуплоскостей, разделенных щелью шириной w . Электрическое поле зеркально отраженной плоской волны равно по амплитуде электрическому полю падающей волны (в силу предположения об идеальной проводимости боковых электродов). На первый взгляд данный факт кажется противоречащим закону сохранения энергии. На самом деле, поскольку в данной модели предполагается, что боковые электроды представляют собой бесконечные идеально проводящие полуплоскости, мощность электромагнитной волны, падающей на такую структуру, оказывается бесконечной. Поэтому мощность рассеянного на щели поля пренебрежимо мала по сравнению с полной (бесконечной) мощностью падающей волны. Закон сохранения энергии для данного процесса рассеяния сформулирован ниже.

Поскольку только уходящие от щели бегущие плоские волны (при $k_x < k_0\sqrt{\epsilon_{a(s)}}$) вносят вклад в рассеянное поле в дальней волновой зоне, рассеянная в каждую из сред, a и s , мощность (проинтегрированная по всем возможным углам рассеяния и отнесенная к единице длины щели) равна

$$P_{sc}^{(j)} = \frac{\pi}{Z_0} \int_{-k_0\sqrt{\epsilon_{a(s)}}}^{k_0\sqrt{\epsilon_{a(s)}}} \mathbf{n}_{a(s)} \frac{\mathbf{k}^{(j)}}{k_0} |\mathbf{E}_{sc}^{(j)}(k_x, d)|^2 dk_x, \quad (15)$$

где $j = a, s$, $\mathbf{n}_{a(s)}$ – нормаль к 2МЭС в соответствующей среде. Характерные электромагнитные длины обратного и прямого рассеяния определяются как $L_{sc}^{(j)} = P_{sc}^{(j)}/P_0$, где P_0 – плотность потока энергии

падающей волны. Суммарная характерная длина рассеяния равна $L_{sc} = L_{sc}^{(a)} + L_{sc}^{(s)}$. Аналогичным образом определяется характерная электромагнитная длина поглощения: $L_{ab} = Q/P_0$, где

$$Q = \pi \operatorname{Re}[\sigma(\omega)] \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}_{sc}^{(s)}(k_x, 0)|^2 dk_x \quad (16)$$

есть поглощенная мощность в 2МЭС, отнесенная к единице длины щели между боковыми электродами. Тогда закон сохранения энергии записывается в виде $L_{sc} + L_{ab} = L_{ex}$, где

$$L_{ex} = \frac{4\pi}{|E_0|^2} \operatorname{Re} \left[E_0^* E_{sc}^{(a)}(0, d) \right] \quad (17)$$

есть характерная электромагнитная длина ослабления (экстинкции), характеризующая суммарные потери мощности падающей волны (отнесенные к единице длины щели). Соотношение, аналогичное формуле (17), известно как *оптическая теорема* в теории рассеяния [14].

Для численных расчетов использовались характерные параметры структуры на основе GaAs/AlGaAs, экспериментально исследованной в [6]: $N = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\epsilon_b = \epsilon_s = 12.8$, $\nu = 0.64 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $m^* = 0.069m_0$, где m_0 – масса свободного электрона.

Рассчитанные резонансные кривые для основного плазмонного резонанса поглощения в структуре с $w = 400 \text{ мкм}$ (рис. 2) демонстрируют существенное “смягчение” частоты резонанса за счет экранирования размерных плазменных колебаний боковыми электродами (на рис. 2 стрелкой указана частота размерного плазмона с волновым вектором $q_0 = 2.27/w$, вычисленная по формуле (1) с $\bar{\epsilon} = (1 + \epsilon_s)/2$). При $d \ll w$ ($0 \leq d \lesssim 0.3 \text{ мкм}$ для структуры с $w = 400 \text{ мкм}$) форма резонансной кривой практически не меняется и совпадает в пределах расчетной точности с кривой основного размерного плазмонного резонанса в 2МЭС с боковыми контактами при $d = 0$ (штриховая кривая на рис. 2). При увеличении толщины барьерного слоя резонанс растет по амплитуде и сдвигается вниз по частоте (сплошная кривая на рис. 2). Оба эти факта связаны с возбуждением фронтально экранированных плазмонов под краями боковых электродов в структуре с конечной толщиной барьерного слоя. Увеличение эффективной длины плазмонного резонатора за счет фронтально экранированных областей 2МЭС приводит к большему “смягчению” частоты плазмонной моды. В то же время уменьшение радиационного затухания размерного плазмонного колебания за счет его фронтальной экранировки, отвечающее уменьшению рассеяния электромагнитной волны на частоте плазмонного

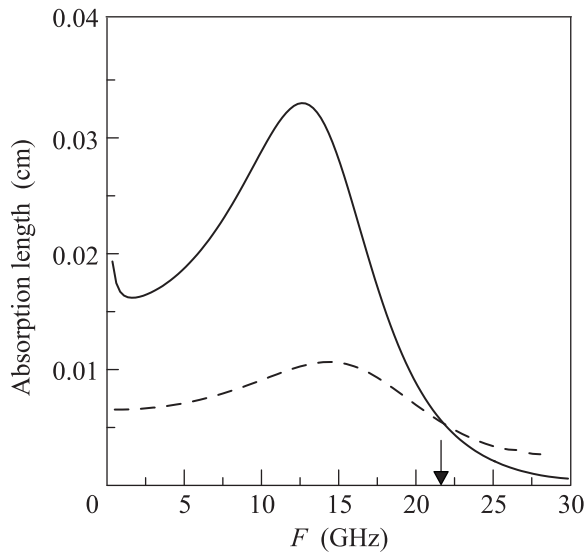


Рис. 2. Основной плазмонный резонанс поглощения в 2МЭС с боковыми электродами (сплошная линия) и с боковыми контактами (штриховая линия) при $w = 400$ мкм. Стрелкой указана частота основного размерного плазмонного колебания в изолированной полоске 2МЭС без экранирующих электродов

резонанса, приводит к росту интенсивности резонанса поглощения. Заметим, что уменьшение радиационного затухания размерной плазмонной моды при конечной толщине барьерного слоя не приводит к заметному сужению ширины резонансной кривой. Это связано с тем, что при конечной толщине барьерного слоя размерная плазмонная мода возбуждает бегущие плазменные волны в областях 2МЭС под боковыми затворными электродами, что приводит к дополнительному (нерадиационному) затуханию размерной плазмонной моды. Этот эффект демонстрируется на рис. 3. Отметим, что аналогичный эффект был теоретически предсказан ранее [12] и наблюдался экспериментально [15] для фронтально экранированного размерного плазмонного колебания. (В этом случае размерное плазмонное колебание, возбуждаемое под ограниченным фронтально расположенным затвором, затухает в результате вытекания плазменных волн в соседние неэкранированные области 2МЭС.)

Вычисляя положение плазмонного резонанса в зависимости от ширины щели между боковыми затворными электродами, можно проследить дисперсию латерально экранированных размерных плазменных колебаний. При этом отношение частоты размерных плазменных колебаний в полоске 2МЭС без боковых электродов ω_0 к частоте латерально экранированного плазмона ω_{pe} (при той же ширине полоски 2МЭС) дает фактор “смягчения” частоты раз-

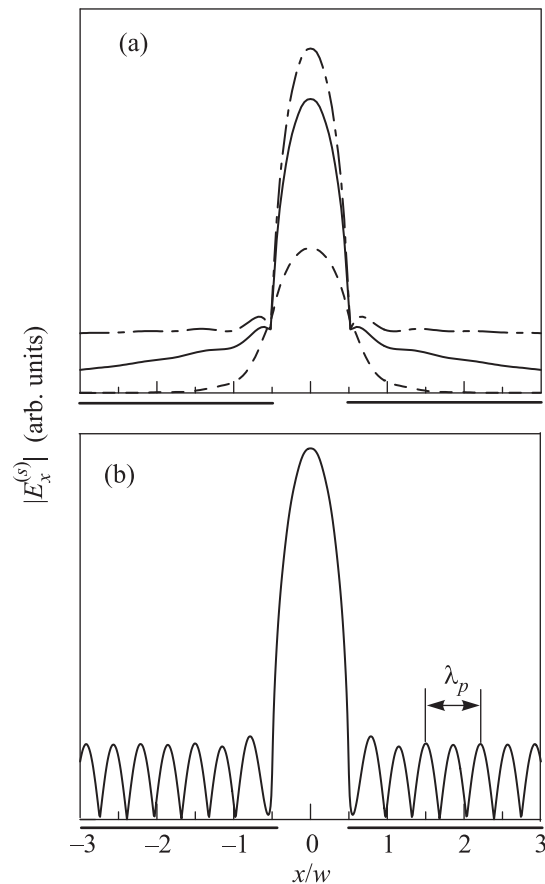


Рис. 3. Распределения латерального электрического поля в плоскости 2МЭС. (а) – $\nu = 0.64 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ (штриховая линия), $0.64 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (сплошная линия), $0.64 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ (штрихпунктирная линия). (б) – $\nu = 0$. Расположение боковых электродов схематически показано толстыми сплошными линиями под осями абсцисс. $\lambda_p = 2\pi/q$ – длина волны плазмона в 2МЭС под боковыми электродами, вычисленная по формуле (4), на частоте основного размерного плазмонного резонанса

мерного плазмонного колебания (рис. 4) за счет латерального экранирования. Изменение отношения частот ω_0/ω_{pe} с изменением волнового вектора плазмона свидетельствует об отклонении дисперсии латерально экранированного плазмона от корневой зависимости. Из рис. 4 видно, что фактор “смягчения” частоты латерально экранированного плазмона растет с увеличением волнового вектора плазменных колебаний как для 2МЭС с боковыми затворными электродами ($d \neq 0$), так и для 2МЭС с боковыми контактами ($d = 0$). Это отвечает возрастанию степени экранирования размерных плазмонов при уменьшении ширины щели между боковыми электродами.

Отличие закона дисперсии размерного плазмона в 2МЭС с боковыми электродами от корневого зако-

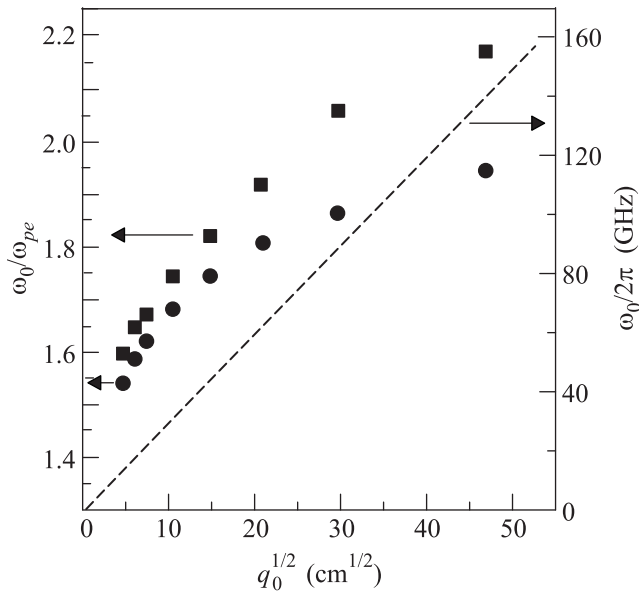


Рис. 4. Коэффициент “смягчения” частоты основной плазмонной моды в 2МЭС с боковыми электродами (квадраты) и боковыми контактами (кружки) как функция квадратного корня из плазмонного волнового вектора $q_0 = 2.27/w$. Разные точки соответствуют различной ширине щели w (слева направо, мм): 1, 0.6, 0.4, 0.2, 0.1, 0.05, 0.025. Дисперсия $\omega_0(q_0^{1/2})$ размерных плазмонов в полоске 2МЭС без экранирующих электродов показана штриховой линией

на дисперсии, типичного для плазмонов в 2МЭС без проводящих электродов, можно объяснить следующим образом. Несмотря на то что в теоретической модели боковые электроды представляются идеально проводящими полубесконечными плоскостями, только краевые области этих электродов, примыкающие к щели, принимают участие в экранировании размерных плазменных колебаний в 2МЭС. Ширину каждой из указанных областей можно приближенно оценить как $\lambda/4$, где λ – длина падающей электромагнитной волны. Тогда экранирующее действие боковых полубесконечных проводящих плоскостей фактически сводится к экранированию 2МЭС прилегающими полосками этих плоскостей с эффективной шириной $W_{\text{eff}} \approx \lambda/4$. Таким образом, в структуре возникает характерная электромагнитная длина экранирования, приводящая к перенормировке спектра размерных плазмонов. Несмотря на то что указанный эффект имеет чисто электромагнитную природу, он оказывается весьма существенным даже при малых латеральных размерах щели (значительно меньших длины электромагнитной волны на частоте размерного плазмонного резонанса) из-за влияния протяженных боковых электродов. (Заметим, что электроди-

намические поправки к дисперсии размерных плазмонов в 2МЭС без экранирующих электродов пренебрежимо малы [5]).

В отличие от толщины барьерного слоя, которая представляет собой геометрическую характерную длину экранирования, электромагнитная длина экранирования 2МЭС с боковыми электродами определяется длиной электромагнитной волны, зависящей от частоты (и, следовательно, от волнового вектора размерного плазмона на частоте плазмонного резонанса). Поскольку законы дисперсии электромагнитной волны и размерного плазмона существенно различаются, эффективность электродинамической латеральной экранировки меняется при изменении волнового вектора размерного плазмона, что приводит к перенормировке плазмонного спектра. Волновой вектор q_0 размерного плазмона возрастает с частотой гораздо быстрее ($q_0 \propto \omega^2$) по сравнению с волновым вектором k_0 электромагнитной волны ($k_0 \propto \omega^2$). В силу этого степень латеральной экранировки возрастает с ростом частоты размерного плазмонного резонанса (рис. 4). Отклонение от корневой дисперсии более существенно в структуре с конечной толщиной барьерного слоя из-за дополнительного фронтального экранирования 2МЭС под краями боковых затворных электродов. С уменьшением ширины щели между боковыми затворными электродами (при неизменной толщине барьерного слоя) фронтальное экранирование становится доминирующим.

Таким образом, в настоящей работе теоретически описан эффект электродинамической перенормировки спектра латерально экранированных размерных плазменных колебаний. Данный эффект объясняется наличием характерной длины латерального экранирования, определяемой длиной электромагнитной волны на частоте размерного плазмонного резонанса. Рост фактора “смягчения” частоты латерально экранированного плазмона с увеличением его волнового вектора (т.е. с уменьшением ширины щели между боковыми электродами) связан с более резкой частотной зависимостью волнового вектора размерного плазмона по сравнению с частотной зависимостью волнового вектора электромагнитной волны. Полученные теоретические результаты качественно объясняют недавние экспериментальные данные об отличии дисперсии латерально экранированных плазмонов от корневого закона, характерного для плазмонов в ограниченной 2МЭС без экранирующих электродов.

Авторы благодарны В.М. Муравьеву за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований

Президиума РАН “Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов”, Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 09-02-00395) и гранта Правительства Российской Федерации для поддержки научных исследований под руководством ведущих ученых в российских институтах высшего образования (госконтракт # 11.G34.31.0030).

1. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
2. A. V. Chaplik, *Surf. Sci. Reports* **5**, 289 (1985).
3. S. Das Sarma and E. H. Hwang, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 206412 (2009).
4. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
5. S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, *Phys. Rev.* **71**, 035320 (2005).
6. С. И. Губарев, А. А. Дремин, В. Е. Козлов и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 588 (2009).
7. V. Ryzhii, A. Satou, I. Khmyrova et al., *J. Appl. Phys.* **98**, 7625 (2004).
8. A. Satou, V. Ryzhii, and A. Chaplik, *J. Appl. Phys.* **98**, 034502 (2005).
9. V. V. Popov, G. M. Tsymbalov, M. S. Shur, and W. Кнар, *Физика и техника полупроводников* **39**(1), 157 (2005).
10. S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B* **74**, 045325 (2006).
11. V. V. Popov, A. N. Koudymov, M. Shur, and O. V. Polischuk, *J. Appl. Phys.* **104**, 024508 (2008).
12. V. V. Popov, O. V. Polischuk, and M. S. Shur, *J. Appl. Phys.* **98**, 033510 (2005).
13. К. Флетчер, *Численные методы на основе метода Галлёркина*, М.: Мир, 1988 [J. Fletcher, *Computational Galerkin Methods*, С.А. Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-N. Y.-Tokyo, 1984].
14. Р. Ньютон, *Теория рассеяния волн и частиц*, М.: Мир, 1969 [R. G. Newton, *Scattering Theory of Waves and Particles*, McGraw-Hill, N. Y., 1966].
15. V. V. Popov, O. V. Polischuk, W. Кнар, and A. El. Fatimy, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 263503 (2008).