

Поперечная плазменная мода в экранированной двумерной электронной системе

© Д.В. Фатеев^{†*}, В.С. Мельникова^{†*}, В.В. Попов^{†*}

[†] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 410019 Саратов, Россия

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

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 16 июня 2014 г.)

Теоретически исследованы дисперсия и затухание поперечной плазменной моды в экранированной двумерной электронной системе. Показано, что на терагерцовых частотах поперечная плазменная мода обладает значительно большей добротностью и меньшим замедлением по сравнению с известной продольной плазменной модой. При этом электрический дипольный момент поперечной плазменной моды в экранированной двумерной электронной системе может быть сравним с дипольным моментом продольной плазменной моды. Данные свойства поперечной плазменной моды делают ее привлекательной для использования в плазменных устройствах терагерцового диапазона частот.

1. Введение

До настоящего времени считалось, что в одиночной, в том числе экранированной, двумерной электронной системе (2МЭС) с одним типом носителей заряда может существовать только одна плазменная мода, связанная с осцилляциями электронной плотности в плоскости 2МЭС. Известно, что частота продольной плазменной моды увеличивается с ростом ее волнового вектора, при этом зависимость частоты от волнового вектора меняется от корневой (для неэкранированной 2МЭС) до линейной (для сильно экранированной 2МЭС) [1,2]. Под 2МЭС обычно понимается ансамбль свободных электронов в квантово-размерных слоях [3], а также в графене — естественном двумерном материале [4]. В то же время с точки зрения описания плазменных колебаний даже классический тонкий электронный слой может рассматриваться в качестве 2МЭС, в том случае, если его толщина гораздо меньше длины плазменной волны. В принципе поперечные к 2МЭС колебания заряда возможны как в классических тонких электронных слоях, так и в квантово-размерных слоях. В последнем случае поперечные колебания заряда могут возникать за счет переменного эффекта Штарка (изменение профиля потенциала квантовой ямы в переменном электрическом поле плазменных колебаний). Данный эффект, в частности, приводит к деполяризованному плазменному сдвигу частот межподзонных переходов в квантовых ямах (КЯ) [3]. При этом, несмотря на то что сам межзонный переход в квантовой яме является квантовым эффектом, частота деполяризованного сдвига определяется классической объемной плазменной частотой электронного газа в КЯ вследствие классического характера плазменных колебаний. Переход от квантово-размерного к классическому тонкому электронному слою происходит достаточно быстро. При заполнении всего нескольких энергетических подзон размерного квантования в КЯ (начиная с 3–4 заполненных подзон)

кулоновское взаимодействие приводит к фазировке различных межзонных переходов на одной плазменной частоте, соответствующей поперечным плазменным колебаниям в классическом электронном слое [5]. Таким образом, классическое описание как продольных, так и поперечных плазменных колебаний в 2МЭС является достаточно обоснованным. Поперечная плазменная мода в 2МЭС, включая монослойный графен, изучалась в классической постановке задачи в работах [6,7].

В данной работе теоретически исследованы дисперсия и затухание поперечной плазменной моды в экранированной 2МЭС. Показано, что в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне длина волны (нормированная на длину волны ТГц излучения на частоте плазменной моды) и добротность поперечной плазменной моды могут превышать аналогичные величины для известной продольной плазменной моды на порядок величины. При этом электрический дипольный момент поперечной плазменной моды в экранированной 2МЭС может быть сравним с дипольным моментом продольной плазменной моды.

2. Теоретическая модель

Двумерная электронная система конечной толщины d экранирована металлической плоскостью, отделенной от 2МЭС барьерным слоем толщиной h (рис. 1). Диэлектрическая проницаемость 2МЭС описывается в модели Друде:

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (1)$$

где ε — частотно-независимая диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки, ω — круговая частота волны, γ — частота релаксации импульса электронов в 2МЭС. Величина

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 N_s}{\varepsilon_0 m d}}, \quad (2)$$

входящая в правую часть выражения (1), представляет собой объемную плазменную частоту электронного

[†] E-mail: fateevdv@yandex.ru

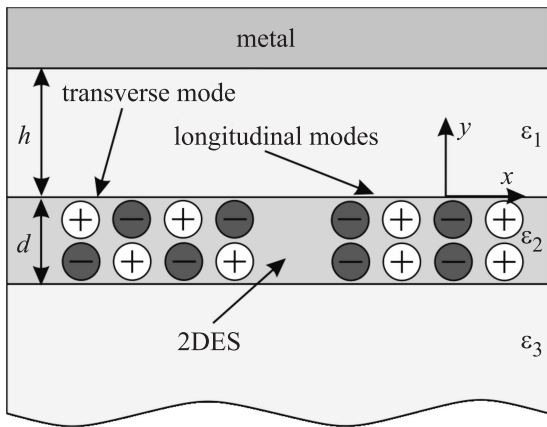


Рис. 1. Экранированная двумерная электронная система (2DES) и система координат. Схематически показан характер колебаний электрических зарядов в продольной и поперечной плазменных модах

газа в 2МЭС, где N_s — поверхностная концентрация электронов в 2МЭС, e и m — соответственно заряд и эффективная масса электрона, ϵ_0 — электрическая постоянная. В теоретической модели металлический экран представлялся идеально проводящей плоскостью.

Будем рассматривать распространение плазменных волн в 2МЭС вдоль оси x с поляризацией электрического поля в плоскости xu . Для описания плазменных волн будем использовать квазиэлектростатический подход. Данный подход является хорошо обоснованным для описания плазменных волн с длинами, значительно меньше длины электромагнитной волны с той же частотой. Электрический потенциал в каждой из сред удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta\phi = 0$ с граничными условиями: $\phi_1 = 0$ при $y = h$, $\epsilon_1\partial\phi_1/\partial y = \epsilon_2\partial\phi_2/\partial y$ при $y = 0$ и $\epsilon_2\partial\phi_2/\partial y = \epsilon_3\partial\phi_3/\partial y$ при $y = -d$. Пространственно-временную зависимость потенциала в средах 1, 2 и 3 принимаем соответственно в виде

$$\phi_1(x, y, t) = \exp[-i(\omega t - q_x x)] [\phi_1^+ \exp(q_{1,y} y) + \phi_1^- \exp(-q_{1,y} y)], \quad (3)$$

$$\phi_2(x, y, t) = \exp[-i(\omega t - q_x x)] [\phi_2^+ \exp(q_{2,y} y) + \phi_2^- \exp(-q_{2,y} y)] \quad (4)$$

и

$$\phi_3(x, y, t) = \phi_3^+ \exp[-i(\omega t - q_x x - q_{3,y} y)]. \quad (5)$$

С использованием выражений (3)–(5), уравнений Лапласа в каждой из сред и вышеуказанных граничных условий получаем следующее дисперсионное уравнение для плазменных волн в рассматриваемой структуре:

$$\frac{\epsilon_1}{q_{1,y}} \frac{1 + \chi}{1 - \chi} - \frac{\epsilon_2}{q_{2,y}} \frac{1 - \eta}{1 + \eta} = 0, \quad (6)$$

где

$$\eta = \frac{\epsilon_2 q_{3,y} - \epsilon_3 q_{2,y}}{\epsilon_2 q_{3,y} + \epsilon_3 q_{2,y}} \exp(-2iq_{2,y} y),$$

$\chi = \exp(2iq_{1,y} d)$. В силу уравнения Лапласа компоненты волновых векторов $q_{i,y}$ ($i = 1, 2, 3$) и q_x связаны выражением

$$q_{1,y}^2 = q_{2,y}^2 = q_{3,y}^2 = -q_x^2. \quad (7)$$

Ориентируясь на потенциальное использование изучаемых плазменных мод в планарных плазменных резонаторах с 2МЭС, величину латерального волнового вектора q_x полагали действительной и в результате решения дисперсионного уравнения (6) с учетом выражения (7) находили комплексную частоту плазменной моды (мнимая часть частоты определяет затухание плазменной моды). При этом выбирались решения, удовлетворяющие условию $\text{Im} q_{3,y} < 0$, которые соответствуют поверхностным плазменным волнам, поле которых спадает в подложке при $y \rightarrow -\infty$. Численные расчеты дисперсии и затухания продольной и поперечной плазменных мод были выполнены для 2МЭС толщиной $d = 30$ нм на основе полупроводниковой гетероструктуры GaN/AlGaN ($\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon = 9.5$) с концентрацией электронов $N_s = 7.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при двух различных толщинах барьерного слоя $h = 100, 5$ нм и при значении частоты релаксации импульса электронов $\gamma = 6.67 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 показаны дисперсионные зависимости продольной и поперечной плазменных мод в 2МЭС. Частоты обеих мод уменьшаются с приближением проводящего экрана к 2МЭС. При этом частоты продольной

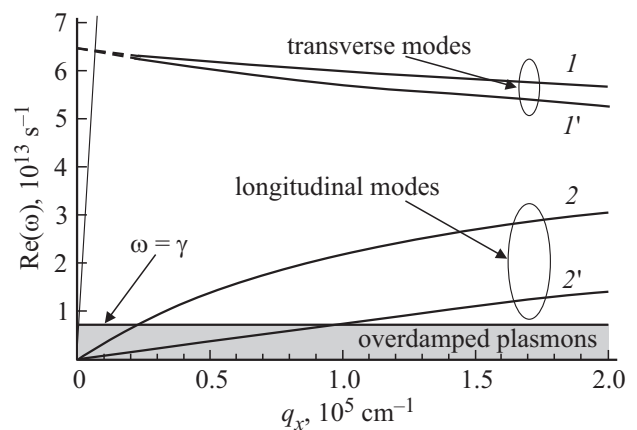


Рис. 2. Дисперсия плазменных мод в экранированной 2МЭС для разных значений толщины барьерного слоя: $h = 100$ (1, 2) и 5 нм (1', 2'). Горизонтальная линия соответствует частоте релаксации импульса электронов при комнатной температуре. В качестве ориентира тонкой прямой показана дисперсия плоской однородной электромагнитной волны в материале подложки. Штриховая линия — участки дисперсионных кривых поперечной плазменной моды, соответствующие нефизическому квазиэлектростатическому решению в области малых волновых векторов (порядка и меньше волнового вектора ТГц волны).

плазмонной моды уменьшаются гораздо быстрее (она стремится к нулю при приближении металлического экрана к 2МЭС [8]), в результате чего расстройка частот поперечной и продольной мод при любом фиксированном значении компоненты волнового вектора q_x возрастает. На рис. 2 также показана (тонкой сплошной линией) для сравнения дисперсия плоской однородной электромагнитной волны в материале подложки. При значении волновых векторов $q_x > 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ (что соответствует длине волны плазмона $\sim 3 \text{ мкм}$) фазовая скорость $v_{ph} = \text{Re}(\omega/q_x)$ обеих мод гораздо меньше скорости света в материале подложки. Таким образом, квазиэлектростатический подход, используемый в данной работе для описания плазмонных мод в 2МЭС, является оправданным. Как видно из рис. 2, в ТГц диапазоне частота поперечной моды превышает частоту продольной моды в несколько раз (при одной и той же длине волны плазмона). Соответственно поперечная плазмонная мода имеет гораздо меньшее замедление (по отношению к скорости плоской электромагнитной волны в материале подложки), чем продольная плазмонная мода. В отличие от продольной плазмонной моды для поперечной плазмонной моды характерна отрицательная дисперсия (обратная волна). Таким образом, данная мода может использоваться для обеспечения распределенной обратной связи в активных плазмонных устройствах ТГц диапазона.

Квазиэлектростатический подход дает одинаковое затухание обеих плазмонных мод, равное $\text{Im } \omega = \gamma/2$. Однако, поскольку частота поперечной плазмонной моды значительно больше частоты продольной плазмонной моды, первая характеризуется гораздо большей добротностью $\text{Re } \omega / \text{Im } \omega$, что делает ее привлекательной для использования в резонансных плазмонных устройствах ТГц диапазона. При малых толщинах барьерного слоя большая часть дисперсионной зависимости продольной плазмонной моды лежит в области сильного затухания (см. рис. 2) и, таким образом, в 2МЭС с близко расположенным экраном существует только одна поперечная плазмонная мода, частота которой остается конечной при приближении металлического экрана к 2МЭС. Таким образом, поперечная плазмонная мода существует даже в 2МЭС, расположенной непосредственно на идеально проводящей плоскости. При этом дисперсионная зависимость поперечной плазмонной моды совпадает с дисперсией асимметричной плазмонной моды в 2МЭС двойной толщины без проводящего экрана.

Продольная и поперечная плазмонные моды характеризуются различным распределением колеблющихся зарядов. Известно [9], что в неэкранированной 2МЭС при симметричном диэлектрическом окружении ($\epsilon_1 = \epsilon_3$) электрические заряды на разных поверхностях 2МЭС колеблются соответственно в фазе и в противофазе в продольной и поперечной плазмонных модах. (Последнее приводит к возникновению сильного поперечного электрического поля внутри 2МЭС, что и обуславливает название поперечной плазмонной моды.) Таким

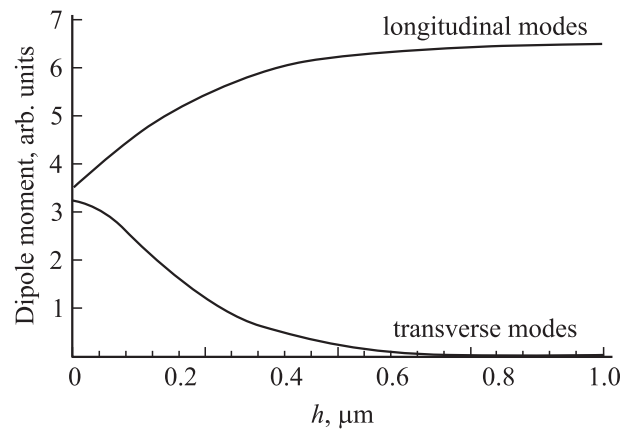


Рис. 3. Суммарный электрический дипольный момент продольной и поперечной плазмонных мод в зависимости от толщины барьерного слоя при $\lambda_p = 1 \text{ мкм}$.

образом, в вертикально симметричной структуре поперечная плазмонная мода имеет нулевой суммарный электрический дипольный момент и поэтому, несмотря на то что эта мода является слабо замедленной, ее возбуждение затруднено из-за слабой связи с электромагнитным излучением. Вертикальная симметрия нарушается в экранированной 2МЭС, в результате чего поперечная плазмонная мода приобретает дипольный характер. Дипольный момент плазмонной моды создается поверхностными электрическими зарядами, колеблющимися на противоположных поверхностях 2МЭС и на поверхности проводящего экрана. Поскольку толщины 2МЭС и барьерного слоя значительно меньше длины волны ТГц излучения (на той же частоте), суммарный электрический дипольный момент плазмонной моды может быть вычислен как сумма дипольных моментов электрических зарядов, колеблющихся на каждой из указанных поверхностей. На каждой поверхности электрический дипольный момент вычисляется по формуле

$$P = \int_0^{\lambda_p} \rho(x) x dx, \quad (8)$$

где $\rho(x)$ — распределение плотности осциллирующих поверхностных зарядов на соответствующей поверхности, $\lambda_p = 2\pi/q_x$ — длина плазменной волны. На рис. 3 показаны зависимости суммарного дипольного момента продольной и поперечной плазмонных мод от толщины барьерного слоя. При достаточно большой толщине барьерного слоя (порядка длины плазменной волны в 2МЭС) дипольный момент продольной моды максимален, а дипольный момент поперечной моды практически равен нулю вследствие слабой вертикальной асимметрии структуры. Дипольный момент продольной моды уменьшается при приближении проводящего экрана к 2МЭС вследствие того, что электрические заряды колеблются в противофазе в 2МЭС и на проводящей плоскости. Напротив, дипольный момент поперечной моды

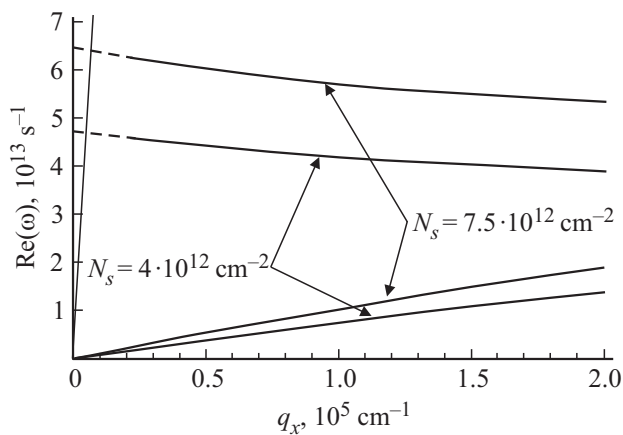


Рис. 4. Изменение частот плазмонных мод при изменении концентрации электронов в экранированной 2МЭС на основе гетероструктуры GaN/AlGaIn при $h = 10$ нм. Две верхние кривые соответствуют поперечным плазмонным модам, две нижние — продольным. Штриховой линией показаны участки дисперсионных кривых поперечной плазмонной моды, соответствующие нефизическому квазиэлектростатическому решению в области малых волновых векторов (порядка и меньше волнового вектора ТГц волны).

увеличивается при уменьшении толщины барьерного слоя из-за увеличения вертикальной асимметрии структуры. Данное свойство поперечной плазмонной моды в экранированной 2МЭС наряду с малым замедлением поперечной плазмонной моды приводит к усилению связи данной моды с ТГц излучением, что делает данную моду перспективной для использования в плазмонных устройствах ТГц диапазона.

Практически важным свойством продольных плазмонов в экранированной 2МЭС является возможность перестройки их частоты путем приложения отрицательного электрического напряжения между металлическим экраном и 2МЭС [2]. Это свойство плазмонов в 2МЭС можно использовать для создания электрически управляемых плазмонных устройств (модуляторов и детекторов ТГц излучения) [10,11]. Указанным свойством в полной мере обладает и поперечная плазмонная мода (рис. 4), что позволяет использовать данную плазмонную моду в управляемых плазмонных устройствах ТГц диапазона.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе исследована поперечная плазмонная мода в экранированной 2МЭС. Показано, что данная мода обладает значительно большей добротностью и меньшим замедлением по сравнению с известной продольной плазмонной модой. Указанные свойства поперечной плазмонной моды наряду с ее дипольным характером в сильно экранированной 2МЭС обеспечивают условия для эффективной связи данной моды с ТГц излучением. Возможность электрического

управления частотой поперечной плазмонной моды и ее высокая добротность делают данную моду привлекательной для использования в электрически перестраиваемых резонансных плазмонных устройствах ТГц диапазона частот.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-00813).

Список литературы

- [1] A.V. Chaplik. Surf. Sci. Rep., **5**, 289 (1985).
- [2] V.V. Popov. J. Infrared Milli. Terahertz Waves, **32**, 1178 (2011).
- [3] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982).
- [4] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, A.A. Firsov. Nature, **438**, 197 (2005).
- [5] A. Delteil, A. Vasanelli, Y. Todorov, C. Feuillet Palma, M. Renaudat St-Jean, G. Beaudoin, I. Sagnes, C. Sirtori. Phys. Rev. Lett., **109**, 246 808 (2012).
- [6] K.V. Sreekanth, Yu. Ting. J. Optics, **15**, 055 002 (2013).
- [7] L. Wang, X.-S. Chen, W.-D. Hu, Jun Wang, Jian Wang, X.-D. Wang, W. Lu. Appl. Phys. Lett., **99**, 063 502 (2011).
- [8] А.В. Чаплик. ЖЭТФ, **62**, 746 (1972).
- [9] В.В. Климов. Наноплазмоника (М., Физматлит, 2009) гл. 4, с. 76.
- [10] T. Watanabe, S.A. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto, D. Fateev, V. Popov, D. Coquillat, W. Knap, Y.M. Meziani, Y. Wang, H. Minamide, H. Ito, T. Otsuji. IEEE Sensors J., **13**(1), 89 (2013).
- [11] T. Nishimura, N. Magome, T. Otsuji. Jpn. J. Appl. Phys., **49**, 054 301 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

Transverse plasmon mode in a screened two-dimensional electron system

D.V. Fateev⁺*, V.S. Melnikova⁺*, V.V. Popov⁺*

⁺ Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Saratov Branch), Russian Academy of Sciences, 410019 Saratov, Russia

* Saratov State University, 410012 Saratov, Russia

Abstract Dispersion and damping of transverse plasmon mode in a screened two-dimensional electron system is studied theoretically. It is shown that transverse plasmon mode has considerably higher quality factor and smaller retardation factor compared to the well-known longitudinal plasmon mode. At the same time, the electrical dipole moment of the transverse mode in a screened two-dimensional electron system can be comparable with that of the longitudinal mode. These properties of the transverse plasmon mode make it attractive for using in terahertz plasmonic devices.