

Трансформация плазмонного спектра в транзисторной структуре с решеточным затвором и пространственно-модулированным двумерным электронным каналом

© Д.В. Фатеев[†], В.В. Попов, M.S. Shur*,

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

* Department of Electrical, Computer, and System Engineering and Center for Integrated Electronics, CII9015, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, 12180 New York, USA

(Получена 13 апреля 2010 г. Принята к печати 13 апреля 2010 г.)

Построена теория возбуждения плазмонных резонансов в транзисторной структуре с решеточным затвором и 2D электронным каналом с пространственно-модулированной электронной плотностью. Исследована трансформация спектра плазмонов при изменении величины пространственной модуляции электронной плотности в канале транзисторной структуры. Найдены условия преимущественного возбуждения подзатворных или межконтактных плазмонов и исследовано взаимодействие различных плазмонных мод в терагерцовом частотном диапазоне. Показано, что интенсивность возбуждения подзатворных плазмонных резонансов в транзисторной структуре с решеточным затвором значительно возрастает благодаря конструктивной роли межконтактных участков электронного канала. Ширина линии плазмонных резонансов в транзисторной структуре с решеточным затвором оказывается сравнимой с вкладом, определяемым электронным рассеянием в канале транзисторной структуры.

1. Введение

Плазменные колебания (плазмоны), возбуждаемые в двумерных (2D) электронных каналах полевых гетеротранзисторов, могут быть использованы для детектирования, преобразования частоты и генерации терагерцового (ТГц) излучения [1–7]. Дисперсия плазменных колебаний в структуре с 2D электронной системой имеет вид [8]

$$\omega = \sqrt{\frac{2\pi e^2 N_s q}{m^* \bar{\epsilon}}}, \quad (1)$$

где ω и q — соответственно частота и волновой вектор плазмона, N_s — поверхностная концентрация электронов в 2D электронной системе, e и m^* — соответственно заряд и эффективная масса электрона, $\bar{\epsilon}$ — эффективная диэлектрическая функция, зависящая от геометрии структуры. Например, если 2D электронная система расположена на поверхности подложки с диэлектрической постоянной ϵ_s , то $\bar{\epsilon} = (1 + \epsilon_s)/2$. Если при этом 2D электронная система покрыта барьерным слоем с диэлектрической постоянной ϵ_b и толщиной d , то

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

При достаточно толстом барьерном слое ($qd \gg 1$) формула (2) дает $\bar{\epsilon} = (\epsilon_s + \epsilon_b)/2$. В случае, если на поверхности барьерного слоя находится идеально проводящая плоскость, то

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2} \left[\epsilon_s + \epsilon_b \text{cth}(qd) \right]. \quad (3)$$

Из сравнения выражений (2) и (3) следует, что экранирование приводит к уменьшению частоты плазменных колебаний в соответствии с фактором

$$\left[\frac{\epsilon_b(1 + \epsilon_s) + \epsilon_s \text{th}(qd) + \epsilon_b^2 \text{th}(qd)}{\epsilon_b(1 + \epsilon_s) + \epsilon_s \text{th}(qd) + \epsilon_b^2 \text{cth}(qd)} \right]^{1/2} < 1. \quad (4)$$

При малой толщине барьерного слоя ($qd \ll 1$) имеем $\text{cth}(qd) \approx 1/qd$ и тогда спектр плазмонов (1) характеризуется линейной дисперсией

$$\omega = q \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_s d}{m^* \epsilon_b}}. \quad (5)$$

При этом эффект экранирования значительно возрастает, поскольку в этом случае фактор (4) аппроксимируется малой величиной $[qd(1 + \epsilon_s)/\epsilon_b]^{1/2} \ll 1$.

В реальных транзисторных структурах, как правило, имеется подзатворная область 2D электронного канала и неэкранированные подводящие участки канала. Соответственно, в принципе, возможно возбуждение как экранированных, так и неэкранированных плазмонов с различной дисперсией. При этом волновые векторы того или иного типа плазмонов задаются длинами w и W соответственно подзатворного и подводящих участков 2D электронного канала. При симметричных граничных условиях на концах подзатворного или подводящих участков 2D электронного канала возбуждаются подзатворные и неэкранированные межконтактные плазмоны с волновыми векторами соответственно

$$q_n = \frac{(2n-1)\pi}{w}, \quad Q_n = \frac{(2n-1)\pi}{W},$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ [9]. Наиболее привлекательными с точки зрения практических приложений являются

[†] E-mail: FateevDV@yandex.ru

моды плазменных колебаний, возбуждаемые в подзатворной области электронного канала, поскольку частота подзатворных плазменных колебаний может эффективно перестраиваться путем изменения затворного напряжения. В реальных гетеротранзисторах расстояние между затвором и 2D электронным каналом значительно меньше длины затворного электрода. В этом случае концентрация электронов связана с затворным напряжением простой формулой плоского конденсатора:

$$N_s = \frac{\epsilon_b}{4\pi e} \frac{U_g - U_{th}}{d},$$

где U_g — величина затворного напряжения, U_{th} — пороговое напряжение обеднения 2D электронного канала. Тогда дисперсия (5) подзатворных плазмонов приобретает вид [1]

$$\omega = q_n \sqrt{\frac{e(U_g - U_{th})}{m^*}}. \quad (6)$$

Оценки, проведенные по формуле (6) для реальных параметров гетеротранзисторов, дают значения частоты основной подзатворной плазменной моды ($n = 1$) порядка 5 ТГц при длине затворного электрода 100 нм. В гетеротранзисторах с развитыми подводящими участками 2D электронного канала возбуждаются также плазмоны на межконтактном участке сток–исток с дисперсией (1) и эффективной диэлектрической функцией (2) [9]. Разумеется, подзатворные и межконтактные плазмоны могут существовать независимо только в идеализированных структурах. В реальных транзисторных структурах подзатворные и межконтактные плазмоны оказываются связанными и могут вступать в различные типы взаимодействий. В частности, рассеяние подзатворных плазмонов на концах подзатворного участка канала с возбуждением межконтактных плазмонов (межмодовое плазмон–плазмонное рассеяние) приводит к гигантскому уширению линии подзатворного плазмонного резонанса [10].

Несмотря на практическую привлекательность, подзатворные плазмоны оказываются слабо связанными с ТГц излучением [11], так как они сильно экранированы затворным электродом. К тому же суммарный дипольный момент подзатворной плазменной моды крайне мал из-за акустической природы этой моды, что также значительно снижает эффективность связи подзатворных плазмонов с ТГц излучением.

В ряде работ [12–21] исследовались транзисторные структуры с решеточным затвором большой площади, сравнимой с характерной площадью поперечного сечения сфокусированного ТГц пучка. Решеточный затвор большой площади играет роль антенны, эффективно согласующей внешнюю ТГц волну с плазмонами в 2D электронном канале. В этом смысле транзисторная структура с решеточным затвором гораздо более эффективна по сравнению с однозатворным полевым транзистором.

Из общих соображений понятно, что спектр и структура плазменных мод в транзисторной структуре с ре-

шеточным затвором должны зависеть от величины пространственной модуляции электродинамических свойств структуры в направлении ее периодичности. Пространственная модуляция электродинамических свойств транзисторной структуры с решеточным затвором может обеспечиваться за счет двух факторов:

1) изменения модуляции электронной плотности в канале транзисторной структуры при изменении затворного напряжения и

2) изменения степени экранирования подзатворных участков канала при изменении толщины подзатворного барьерного слоя.

Спектр и структура плазменных мод в транзисторной структуре с однородным 2D электронным каналом и решеточным затвором были рассмотрены в работах [22–24]. Возбуждение плазменных колебаний в 2D электронной системе с модулированной электронной плотностью рассмотрено в работах [25–29]. В указанных работах отмечалось, что с ростом глубины модуляции электронной плотности плазменные моды локализуются в областях с малой электронной плотностью под полосками затворного электрода. Этот эффект приводит к более сильному уменьшению частот таких плазменных мод по сравнению с уменьшением средней по периоду структуры концентрации электронов.

Естественно предположить, что в структуре с решеточным затвором могут также возбуждаться плазменные моды, локализованные между контактными полосками решеточного затвора на участках с высокой концентрацией электронов в канале структуры. При этом можно ожидать, что взаимодействие между подзатворными и межконтактными плазмонами будет приводить к формированию более сложных гибридных плазменных мод. Однако до настоящего времени не изучались плазменные моды, локализованные в областях с 2D электронным каналом с высокой плотностью электронов между полосками затворного электрода. В данной работе теоретически исследовано влияние пространственной модуляции 2D электронного канала на трансформацию плазмонного спектра транзисторной структуры с решеточным затвором. Теоретические расчеты выполнены с использованием строгого электродинамического подхода, описанного далее.

2. Теоретическая модель

Рассмотрим 2D электронную систему, находящуюся в плоскости $z = 0$ на поверхности подложки с диэлектрической проницаемостью ϵ_s (рис. 1). Решеточный затвор представляется периодической последовательностью (с периодом L) бесконечно тонких проводящих полосок шириной w (эта величина традиционно называется длиной затворного электрода), бесконечных в направлении оси $0y$ с независимой от частоты поверхностной проводимостью σ_M . Решеточный затвор отделен

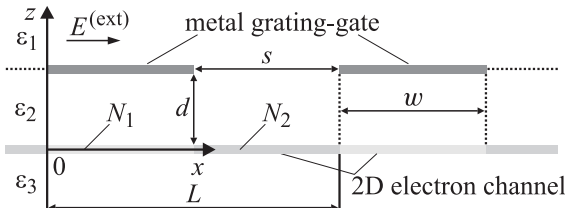


Рис. 1. Схематическое изображение транзисторной структуры с 2D электронным каналом и решеточным затвором.

от 2D электронного канала слоем подзатворного диэлектрика (барьерный слой) толщиной d с диэлектрической постоянной ϵ_b . Плоская монохроматическая электромагнитная волна с частотой ω_0 и волновым вектором $k_0 = \omega_0/c$, где c — скорость света, падает нормально на структуру сверху из среды с диэлектрической постоянной $\epsilon = 1$ (воздух). Электрическое поле волны

$$E_x^{\text{ext}}(z, t) = E_{\omega_0} \exp[-i(\omega_0 t + k_0 z)]$$

поляризовано в направлении периодичности затворного электрода (в направлении оси $0x$). Постоянное электрическое напряжение, приложенное к решеточному затвору, создает модуляцию равновесной плотности электронов в 2D электронном канале с периодом L . При $d \ll w$ можно считать, что проводимость канала транзисторной структуры изменяется ступенчатым образом вдоль направления периодичности затворного электрода:

$$\sigma_{2D, \omega_0}(x) = \begin{cases} \sigma_{1, \omega_0} & \text{for } 0 \leq x < w, \\ \sigma_{2, \omega_0} & \text{for } w \leq x < L, \end{cases}$$

где

$$\sigma_{n, \omega_0} = \frac{e^2 N_n}{m^*(\gamma - i\omega_0)} \quad (n = 1, 2), \quad (7)$$

N_1 и N_2 — значения поверхностной концентрации электронов соответственно в подзатворной и межконтактной областях 2D электронного канала, γ — скорость релаксации импульса электрона.

Индукцированное электромагнитное поле определяется из решения уравнений Максвелла. Периодичность структуры вдоль оси $0x$ позволяет представить индуцированное электромагнитное поле и токи, возбуждаемые на токопроводящих поверхностях структуры (в 2D электронном канале и на идеально проводящих полосках решеточного затвора), в виде рядов Фурье. Использование стандартных граничных условий при $z = 0$ и $z = d$, требующих непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей, дает следующую связь между фурье-амплитудами тангенциальных компонент осциллирующих электрических полей $E_{\omega_0, q}(0)$, $E_{\omega_0, q}(d)$ и плотностей токов $j_{\omega_0, q}(0)$, $j_{\omega_0, q}(d)$ соответственно в плоскости 2D электронного канала и плоскости решеточного затвора:

$$E_{\omega_0, q}(d) = Z_q^{(1,1)} j_{\omega_0, q}(d) + Z_q^{(1,2)} j_{\omega_0, q}(0) + \eta_1 E_{\omega_0} \delta_{q,0}, \quad (8)$$

$$E_{\omega_0, q}(0) = Z_q^{(2,1)} j_{\omega_0, q}(d) + Z_q^{(2,2)} j_{\omega_0, q}(0) + \eta_2 E_{\omega_0} \delta_{q,0}, \quad (9)$$

где

$$Z_q^{(1,1)} = \frac{4\pi}{\omega} \frac{(\beta_q^{[3,2]} \chi_2^{-1} + \alpha_q^{[3,2]} \chi_2) \chi_1}{\Delta_q},$$

$$Z_q^{(1,2)} = Z_q^{(2,1)} = -\frac{8\pi}{\omega} \frac{\epsilon_2}{q_{z,q}^{[2]} \Delta_q},$$

$$Z_q^{(2,2)} = \frac{4\pi}{\omega} \frac{\alpha_q^{[2,1]} \chi_2^{-1} - \beta_q^{[2,1]} \chi_2}{\Delta_q},$$

$$\eta_1 = -\frac{c}{2\pi} Z_q^{(1,1)} \chi_1,$$

$$\eta_2 = -\frac{c}{2\pi} Z_q^{(2,1)} \chi_1,$$

$$\Delta_q = \alpha_q^{[2,1]} \beta_q^{[3,2]} \chi_2^{-1} + \beta_q^{[2,1]} \alpha_q^{[3,2]} \chi_2,$$

$$\chi_n = \exp(iq_{z,q}^{[n]} d),$$

$$\alpha_q^{[n,m]} = \frac{q_{z,q}^{[n]} \epsilon_m + q_{z,q}^{[m]} \epsilon_n}{q_{z,q}^{[m]} q_{z,q}^{[n]}},$$

$$\beta_q^{[n,m]} = \frac{q_{z,q}^{[n]} \epsilon_m - q_{z,q}^{[m]} \epsilon_n}{q_{z,q}^{[m]} q_{z,q}^{[n]}},$$

$$q_{z,q}^{[n]} = \pm \sqrt{k_0^2 \epsilon_n - q^2} \quad (n, m = 1, 2, 3),$$

при этом $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = \epsilon_b$ и $\epsilon_3 = \epsilon_s$, $\delta_{q,0}$ — символ Кронекера. Волновые векторы различных фурье-компонент определяются периодом структуры $q = 2\pi n/L$. Знак перед радикалом в выражении для волновых чисел $q_{z,q}^{[n]}$ выбирается с использованием условий на бесконечности при $z \rightarrow \pm\infty$. Если $k_0^2 \epsilon_n > q^2$, то используется известное условие излучения с удержанием только уходящих от структуры волн при $z \rightarrow \pm\infty$. Если $k_0^2 \epsilon_n < q^2$, то используется требование уменьшения полей всех фурье-гармоник до нуля при $z \rightarrow \pm\infty$. Поскольку в транзисторных структурах с решеточным затвором период решеточного затвора, как правило, значительно меньше длины падающей ТГц волны, только нулевая фурье-гармоника ($q = 0$) индуцированного электромагнитного поля является бегущей плоской волной. При этом все фурье-гармоники с волновыми векторами $q \neq 0$ являются эванесцентными волнами, поле которых спадает при удалении от структуры при $z > 0$ и $z < 0$.

Плотность поверхностного электрического тока на каждом участке 2D электронного канала с электронной плотностью N_1 или N_2 связана с тангенциальной компонентой электрического поля законом Ома:

$$j_{\omega_0}(x, 0) = \begin{cases} \sigma_{1, \omega_0} E_{\omega_0}(x, 0) & \text{for } 0 \leq x < w, \\ \sigma_{2, \omega_0} E_{\omega_0}(x, 0) & \text{for } w \leq x < L, \end{cases} \quad (10)$$

где проводимости σ_{n, ω_0} ($n = 1, 2$) определяются выражением (7). На полосках решеточного затвора закон Ома записывается в виде

$$j_{\omega_0}(x, d) = \sigma_M E_{\omega_0}(x, d). \quad (11)$$

Используя выражения (10) и (11) и соотношения (8) и (9), можно построить следующую систему интегральных уравнений для определения плотности поверхностного электрического тока на полоске решеточного затвора $j_{\omega_0}(x, d)$ и плотностей поверхностного электрического тока $j_{\omega_0}^{(1)}(x, 0)$ и $j_{\omega_0}^{(2)}(x, 0)$ на участках 2D электронного канала с электронной плотностью соответственно N_1 или N_2 :

$$\begin{aligned}
 j_{\omega_0}(x, d) &= \int_0^w j_{\omega_0}(x', d)G_{1,1}(x, x')dx' \\
 &+ \int_0^w j_{\omega_0}^{(1)}(x', 0)G_{1,2}(x, x')dx' \\
 &+ \int_w^L j_{\omega_0}^{(2)}(x', 0)G_{1,3}(x, x')dx' + G_{1,0}, \\
 j_{\omega_0}^{(1)}(x, 0) &= \int_0^w j_{\omega_0}(x', d)G_{2,1}(x, x')dx' \\
 &+ \int_0^w j_{\omega_0}^{(1)}(x', 0)G_{2,2}(x, x')dx' \\
 &+ \int_w^L j_{\omega_0}^{(2)}(x', 0)G_{2,3}(x, x')dx' + G_{2,0}, \\
 j_{\omega_0}^{(2)}(x, 0) &= \int_0^w j_{\omega_0}(x', d)G_{3,1}(x, x')dx' \\
 &+ \int_0^w j_{\omega_0}^{(1)}(x', 0)G_{3,2}(x, x')dx' \\
 &+ \int_w^L j_{\omega_0}^{(2)}(x', 0)G_{3,3}(x, x')dx' + G_{3,0},
 \end{aligned} \tag{12}$$

Ядра интегралов и свободные члены интегральных уравнений описываются формулами:

$$G_{1,1}(x, x') = \frac{\sigma_M}{L} \sum_q Z_q^{(1,1)} \exp[iq(x - x')],$$

$$G_{1,2}(x, x') = G_{1,3}(x, x') = \frac{\sigma_M}{L} \sum_q Z_q^{(1,2)} \exp[iq(x - x')],$$

$$G_{2,1}(x, x') = \frac{\sigma_{1,\omega_0}}{L} \sum_q Z_q^{(2,1)} \exp[i(qx - q'x')],$$

$$\begin{aligned}
 G_{2,2}(x, x') &= G_{2,3}(x, x') \\
 &= \frac{\sigma_{1,\omega_0}}{L} \sum_q Z_q^{(2,2)} \exp[i(qx - q'x')],
 \end{aligned}$$

$$G_{3,1}(x, x') = \frac{\sigma_{2,\omega_0}}{L} \sum_q Z_q^{(2,1)} \exp[i(qx - q'x')],$$

$$\begin{aligned}
 G_{3,2}(x, x') &= G_{3,3}(x, x') \\
 &= \frac{\sigma_{2,\omega_0}}{L} \sum_q Z_q^{(2,2)} \exp[i(qx - q'x')], \\
 G_{1,0} &= \sigma_M \eta_1 E_{\omega_0}, \\
 G_{2,0} &= \sigma_{1,\omega_0} \eta_2 E_{\omega_0}, \\
 G_{3,0} &= \sigma_{2,\omega_0} \eta_2 E_{\omega_0}.
 \end{aligned}$$

Интегральные уравнения (12) решаются численно методом Галеркина [30] с аппроксимацией функций $j_{\omega_0}(x, d)$, $j_{\omega_0}^{(1)}(x, 0)$ и $j_{\omega_0}^{(2)}(x, 0)$ разложениями по ортогональным многочленам:

$$\begin{aligned}
 j_{\omega_0}(x, d) &= \sum_{n=0}^{\infty} C_n^{(1)} P_n(\rho), \\
 j_{\omega_0}^{(1)}(x, 0) &= \sum_{n=0}^{\infty} C_n^{(2)} P_n(\rho), \\
 j_{\omega_0}^{(2)}(x, 0) &= \sum_{n=0}^{\infty} C_n^{(3)} P_n(\xi),
 \end{aligned} \tag{13}$$

где $C_n^{(l)}$ ($l = 1, 2, 3$) — неизвестные коэффициенты, $P_n(\rho)$ и $P_n(\xi)$ — полиномы Лежандра n -й степени от аргументов $\rho = 2x/w - 1$ и $\xi = 2(x - L)/s + 1$, где $s = (L - w)$ — ширина щелей между полосками решеточного затвора. Процедура Галеркина преобразует интегральные уравнения (12) в бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов $C_n^{(l)}$. Бесконечная система линейных алгебраических уравнений усекается, исходя из заданной точности решения, и полученная система решается численно. Далее по формулам (13) вычисляются плотности поверхностного электрического тока на соответствующих интервалах. Зная распределения электрического тока в плоскости 2D электронного канала и в плоскости решеточного затвора, с использованием соотношений (8) и (9) можно вычислить индуцированное электрическое и магнитное поля в любой точке структуры.

Результаты вычислений, представленные далее, получены для транзисторной структуры на основе GaAs/AlGaAs со следующими параметрами: $L = 4$ мкм, $w = 2$ мкм, $d = 0.4$ мкм, $\gamma = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$. Концентрация электронов на межконтактном участке канала под щелями решеточного затвора полагалась равной $N_2 = 2.57 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

3. Обсуждение результатов

При достаточно слабой пространственной модуляции структуры основным параметром, обеспечивающим связь плазмонов в канале транзисторной структуры с внешним ТГц излучением, является периодичность структуры. В этом случае возбуждение плазменных колебаний в транзисторной структуре с решеточным

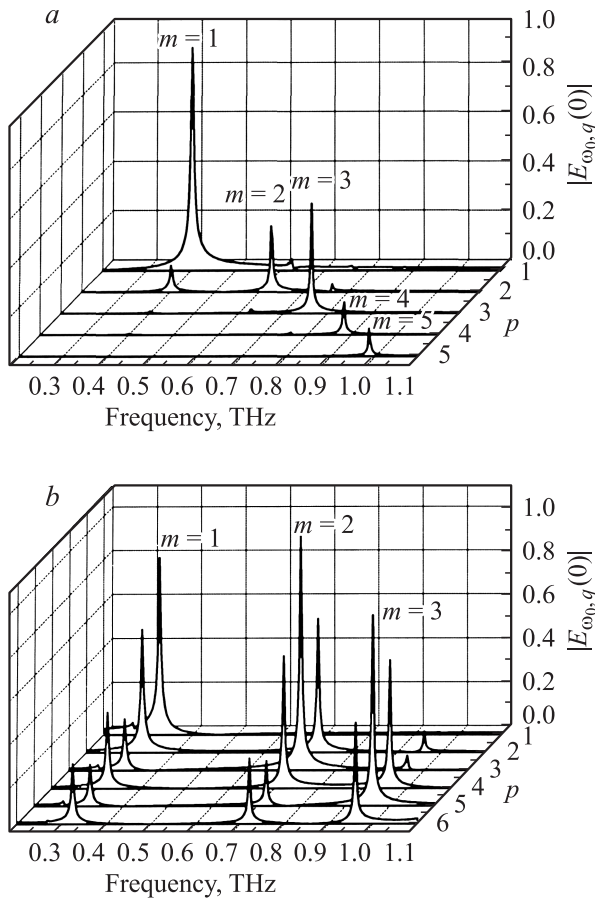


Рис. 2. Амплитуды фурье-гармоник продольного индуцированного электрического поля в плоскости (a) немодулированного ($K = 0$) и (b) сильно модулированного ($K = 1$) 2D электронного канала транзисторной структуры в зависимости от частоты.

затвором внешней ТГц волной происходит следующим образом. Электромагнитная волна, падающая нормально на решеточный затвор, возбуждает дифрагированные электромагнитные поля с волновыми векторами $q = 2\pi p/L$ ($p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), лежащими в плоскости 2D канала. Электромагнитные поля с волновыми векторами $p = 0$ соответствуют отраженной и прошедшей волнам. Для короткопериодической структуры (с периодом, гораздо меньшим длины ТГц волны), рассматриваемой в данной работе, все дифрагированные поля с $p \neq 0$ являются эванесцентными полями, спадающими при удалении от структуры при $z > 0$ и $z < 0$. Эти эванесцентные поля возбуждают плазмонные моды при совпадении частоты падающей ТГц волны с частотой собственной плазмонной моды.

Распределение поля каждой плазмонной моды по периоду структуры, строго говоря, содержит все фурье-гармоники, имеющие различные волновые векторы $q = 2\pi r/L$ и зависит от величины пространственной модуляции 2D электронной системы. Рис. 2, a и b демонстрируют трансформацию пространственного фурье-

спектра плазмонных мод при изменении величины пространственной модуляции электронной плотности в 2D электронном канале. Рис. 2, a соответствует нулевому коэффициенту модуляции $K = (N_2 - N_1)/(N_2 + N_1)$, а рис. 2, b соответствует $K = 1$. При слабой модуляции различные плазмонные моды имеют доминирующую фурье-гармонику с волновым вектором, кратным вектору обратной решетки $2\pi m/L$, где $m = 1, 2, 3, \dots$, т.е. m -я пространственная фурье-гармоника резонирует на частоте m -го плазмонного резонанса, пронумерованного в порядке возрастания частоты резонанса на рис. 2, a. При слабой модуляции 2D электронного канала поле плазмонной моды распределено по всему периоду транзисторной структуры (рис. 3). Частота плазмонного резонанса в транзисторной структуре с решеточным затвором и немодулированным 2D электронным каналом находится между частотами соответствующих плазмонных резонансов в структурах с полностью экранированным и неэкранированным электронным каналом. Указанные предельные частоты даются формулой (1) с использованием эффективных диэлектрических функций соответственно (3) и (2).

При полном обеднении подзатворных участков 2D электронного канала плазмонные моды локализованы на межконтактных участках канала (рис. 4) и имеют волновые векторы $(2m - 1)\pi/s$ ($m = 1, 2, 3, \dots$). Поэтому в общем случае пространственный фурье-спектр плазмонной моды не имеет доминирующей фурье-гармоники. Однако если период транзисторной структуры соизмерим с длиной межконтактной области s , т.е. $L/s = 2n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), то доминирующая фурье-гармоника с волновым вектором $(2m - 1)2\pi/L$ проявляется в спектре m -й плазмонной моды. Например, если период структуры в 2 раза больше длины межконтактного участка,

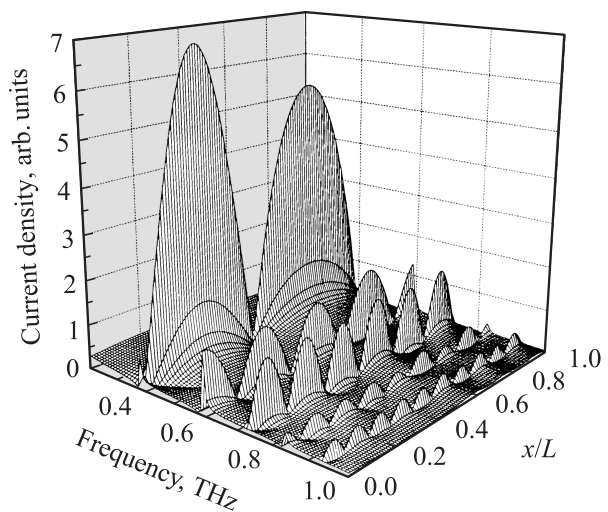


Рис. 3. Распределение модуля плотности осциллирующего электрического тока по периоду структуры с немодулированным 2D электронным каналом ($K = 0$) в зависимости от частоты. Затворный электрод расположен при $0 < x/L < 0.5$.

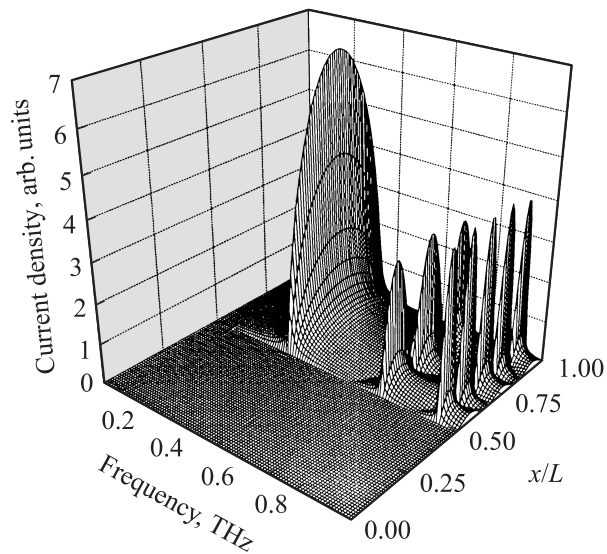


Рис. 4. Распределение модуля плотности осциллирующего электрического тока по периоду структуры при полном обеднении подзатворных участков 2D электронного канала ($K = 1$) в зависимости от частоты. Затворный электрод расположен при $0 < x/L < 0.5$.

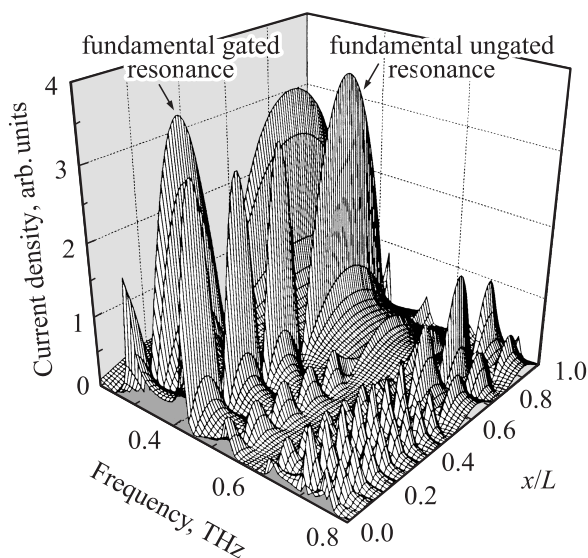


Рис. 5. Распределение модуля плотности осциллирующего тока по периоду структуры с сильно модулированным 2D электронным каналом ($K = 0.43$) в зависимости от частоты. Затворный электрод расположен при $0 < x/L < 0.5$.

то $(2m - 1)$ -я фурье-гармоника резонирует на частоте m -го плазмонного резонанса, пронумерованного в порядке возрастания частоты резонансов на рис. 2, *b*. Частоты межконтактных плазмонных резонансов на рис. 2, *b* и 4 хорошо согласуются с частотами, рассчитанными по формуле (1) с использованием эффективной диэлектрической функции (2) и $q = q_n = (2n - 1)\pi/s$.

При произвольной величине пространственной модуляции электронной плотности в структуре (рис. 5) могут

существовать как подзатворные плазмоны с волновым вектором, определяемым длиной подзатворных участков 2D электронного канала w , так и межконтактные плазмоны, волновой вектор которых определяется длиной межконтактных участков канала s . Поскольку подзатворные плазмоны сильно экранированы полосками затворного электрода, основной резонанс подзатворных плазмонов возникает на более низких частотах. Частоты основного и высших подзатворных плазмонных резонансов на рис. 5 хорошо согласуются с частотами, рассчитанными по формуле (1) с использованием эффективной диэлектрической функции (3) и $q = q_n = (2n - 1)\pi/w$. На более высоких частотах (на частоте 0.4 ТГц и выше) возбуждаются межконтактные плазмонные моды, локализованные на участках 2D электронного канала между контактными полосками решеточного затвора (ср. рис. 4 и 5).

Как отмечалось выше, подзатворные и межконтактные плазменные колебания в рассматриваемой структуре не могут существовать независимо друг от друга. Подзатворные плазмонные моды возбуждают вынужденные плазмонные колебания на межконтактных участках 2D электронного канала на низких частотах (см. распределение плотности тока в канале транзисторной структуры на рис. 5 при частотах ниже 0.4 ТГц). Межконтактные плазмонные моды, возбуждаемые на более высоких частотах, наводят вынужденные плазменные колебания на подзатворных участках 2D электронного канала, если частота межконтактной плазмонной моды не совпадает с частотой какой-либо высшей подзатворной плазмонной моды. Если же частота межконтактной плазмонной моды близка к частоте подзатворной плазмонной моды, взаимодействие этих мод приобретает характер, подобный известному эффекту антипересечения различных энергетических уровней. Однако, поскольку при малой концентрации электронов на подзатворных участках канала различные резонансы подзатворных плазмонных мод очень часто следуют один за другим при возрастании частоты, отдельный резонанс межконтактной плазмонной моды фактически находится в плотном спектре частот подзатворных плазмонных мод [13]. Таким образом, при достаточно сильной пространственной модуляции электронной плотности в канале транзисторной структуры межконтактная плазмонная мода практически всегда испытывает эффект резонансного взаимодействия (антипересечения энергетических уровней) с той или иной подзатворной плазмонной модой. Например, на рис. 5 можно видеть взаимодействие 1-й межконтактной плазмонной моды с волновым вектором π/s со 2-й подзатворной плазмонной модой с волновым вектором $3\pi/w$ на частоте 0.4 ТГц и взаимодействие 2-й межконтактной плазмонной моды с волновым вектором $3\pi/s$ с 4-й подзатворной плазмонной модой с волновым вектором $7\pi/w$ на частоте 0.7 ТГц. Важно отметить, что возможность эффективного возбуждения подзатворных плазмонных резонансов в транзисторной структуре с решеточным затвором определяется

наличием незранированных межконтактных участков электронного канала. Осциллирующие заряды, наводимые внешней ТГц волной на незранированных участках канала, действуют как электрические вибраторы, возбуждающие подзатворные плазмонные моды. Расчеты показывают, что интенсивность возбуждения подзатворных плазмонных мод уменьшается на 2 порядка величины в структуре с обедненными межконтактными участками 2D электронного канала [17]. Эффект межконтактных участков электронного канала оказывается особенно сильным на частотах возбуждения межконтактных плазмонных резонансов, когда амплитуда осцилляций наведенных зарядов на межконтактных участках электронного канала значительно возрастает. Это создает возможность эффективного возбуждения высших подзатворных плазмонных резонансов вблизи резонансов межконтактных плазмонов (см. рис. 5). Несмотря на сильное взаимодействие подзатворных межконтактных плазменных колебаний, ширина линий обоих типов плазмонных резонансов в транзисторной структуре с решеточным затвором остается достаточно узкой (сравнимой с вкладом, определяемым электронным рассеянием в канале транзисторной структуры) в отличие от одиночного транзистора с коротким затвором [10]. Дело в том, что межмодовое плазмон-плазмонное взаимодействие в транзисторной структуре с решеточным затвором не дает вклада в ширину линии плазмонной моды вследствие синхронизации плазменных колебаний во всех элементарных ячейках периодической структуры и образования коллективной плазмонной моды, распределенной по всей площади структуры.

Таким образом, в данной работе исследована трансформация спектра плазмонов в транзисторной структуре с решеточным затвором и 2D электронным каналом при изменении величины пространственной модуляции электронной плотности в канале транзисторной структуры. Выявлены частотные диапазоны с преимущественным возбуждением подзатворных и межконтактных плазмонов и исследовано взаимодействие различных плазмонных мод. Показано, что интенсивность возбуждения подзатворных плазмонных резонансов в транзисторной структуре с решеточным затвором значительно возрастает благодаря конструктивной роли межконтактных участков электронного канала. Ширина линии плазмонных резонансов в транзисторной структуре с решеточным затвором оказывается сравнимой с вкладом, определяемым электронным рассеянием в канале транзисторной структуры.

Работа выполнена в рамках Европейского научного объединения „Полупроводниковые источники и детекторы в области терагерцовых частот“ при поддержке РФФИ (гранты 09-02-00395 и 10-02-93120) и программы фундаментальных исследований президиума РАН № 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

Список литературы

- [1] M.S. Shur, J.-Q.L. Lu. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, **48** (4), 750 (2000).
- [2] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V.V. Popov, M.S. Shur. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (13), 2331 (2004).
- [3] A. Satou, I. Khmyrova, V. Ryzhii, M.S. Shur. *Semicond. Sci. Technol.*, **18**, 460 (2003).
- [4] F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M.S. Shur, A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii, S. Romyantsev. *Appl. Phys. Lett.*, **87** (5), 052 107 (2005).
- [5] A.El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, G. Valušis, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, S. Romyantsev. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 131 926 (2006).
- [6] В.И. Гавриленко, Е.В. Демидов, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, W. Knap, J. Lusakowski. *ФТП*, **41** (2), 238 (2007).
- [7] А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, F. Teppe, W. Knap. *ФТП*, **43** (4), 552 (2009).
- [8] A.V. Chaplik. *Surf. Sci. Reports*, **5**, 289 (1985).
- [9] V.V. Popov, A.N. Koudymov, M. Shur, O.V. Polischuk. *J. Appl. Phys.*, **104**, 024 508 (2008).
- [10] V.V. Popov, O.V. Polischuk, W. Knap, A. El Fatimy. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 263 503 (2008).
- [11] V.V. Popov, O.V. Polischuk, M.S. Shur. *J. Appl. Phys.*, **98** (3), 033 510 (2005).
- [12] X.G. Peralta, S.J. Allen, M.C. Wanke, N.E. Harff, J.A. Simmons, M.P. Lilly, J.L. Reno, P.J. Burke, J.P. Eisenstein. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1627 (2002).
- [13] V.V. Popov, O.V. Polischuk, T.V. Teperik, X.G. Peralta, S.J. Allen, N.J.M. Horing, M.C. Wanke. *J. Appl. Phys.*, **94**, 3556 (2003).
- [14] E.A. Shaner, M. Lee, M.C. Wanke, A.D. Grine, J.L. Reno, S.J. Allen. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 193 507 (2005).
- [15] M. Lee, M.C. Wanke, J.L. Reno. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 033 501 (2005).
- [16] E.A. Shaner, A.D. Grine, M.C. Wanke, Mark Lee, J.L. Reno, S.J. Allen. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **18** (18), 1925 (2006).
- [17] V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, D.V. Fateev, M.S. Shur. *Intern. J. High Speed Electron. Syst.*, **17** (3), 557 (2007).
- [18] V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, M.S. Shur. *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 384 208 (2008).
- [19] T. Otsuji, Y.M. Meziani, T. Nishimura, T. Suemitsu, W. Knap, E. Sano, T. Asano, V.V. Popov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 384 206 (2008).
- [20] К.В. Маремьянин, Д.М. Ермолаев, Д.В. Фатеев, С.В. Морозов, Н.А. Малеев, В.Е. Земляков, В.И. Гавриленко, В.В. Попов, С.Ю. Шаповал. *Письма в ЖТФ*, **36** (8), 39 (2010).
- [21] A.V. Muravjov, D.B. Veksler, V.V. Popov, O.V. Polischuk, N. Pala, X. Hu, R. Gaska, H. Saxena, R.E. Peale, M.S. Shur. *Appl. Phys. Lett.*, **96** (4), 042 105 (2010).
- [22] L. Zheng, W.L. Schaich, A.H. MacDonald. *Phys. Rev. B*, **41**, 8493 (1990).
- [23] C.D. Ager, R.J. Wilkinson, H.P. Hughes. *J. Appl. Phys.*, **71** (3), 1322 (1992).
- [24] O.R. Matov, O.F. Meshkov, O.V. Polischuk, V.V. Popov. *Int. J. Infr. and Millimeter Waves*, **14**, 1455 (1993).
- [25] R.J. Wilkinson, C.D. Ager, T. Duffield, H.P. Hughes, D.G. Hasako, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones. *J. Appl. Phys.*, **71** (12), 6049 (1992).
- [26] C.D. Ager, H.P. Hughes. *Sol. St. Commun.*, **83** (8), 627 (1992).

- [27] О.Р. Магов, О.Ф. Мешков, В.В. Попов. ЖЭТФ, **113**, 988 (1998) [JETP **86**, 538 (1998)].
- [28] О.Р. Магов, О.В. Полищук, В.В. Попов. ЖЭТФ, **122** (3), 586 (2002) [JETP, **95** (3), 505 (2002)].
- [29] V.V. Popov, O.V. Polischuk, T.V. Teperik, X.G. Peralta, S.J. Allen, N.J.M. Horing, M.C. Wanke. J. Appl. Phys., **94**, 3556 (2003).
- [30] К. Флетчер. *Численные методы на основе метода Галёркина* (М., Мир, 1988) [J. Fletcher. *Computational Galerkin methods* (C.A. Springer Verlag, Berlin–Heidelberg–N. Y.–Tokyo, 1984)].

Редактор Т.А. Полянская

Plasmon spectra transformation in grating-gate transistor structure with spatially modulated two-dimensional electron channel

D.V. Fateev, V.V. Popov, M.S. Shur*

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics Russian Academy of Sciences (Saratov Branch),
410019 Saratov, Russia

* Department of Electrical, Computer, and System Engineering and Center for Integrated Electronics, CII9015, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, 12180 New York, USA

Abstract We present the theory of plasma resonance excitation in transistor structure with grating-gated 2D electron channel with spatially modulated electron density. Transformation of the plasmon spectrum caused by variation of the electron density modulation factor is studied. Criteria for excitation of either the gated-like or inter-contact-like plasmons are formulated and interaction of those different types of plasmon modes in terahertz frequency range is studied. It is shown that the intensity of the gated plasmon resonances in the grating-gated transistor structure considerably enhances due to constructive role of inter-contact regions of the electron channel. Plasmon resonance linewidth in the grating-gate structure appears to be comparable with contribution caused by the electron scattering in the transistor structure channel.