2D плазмоны в системе с массивом экранирующих электродов

А.В. Никонов[1, 2], А.А. Заболотных[1], В.А. Волков[1]

[1]*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва*

[2]*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва*

avnikonov@edu.hse.ru

Аннотация

В работе теоретически исследованы плазменные волны в плазмонном кристалле – двумерной (2D) электронной системе, над которой находится периодический массив (решётка) плоских металлических электродов (затворов). 2D электронная система считалась бесконечной, а затворы имели форму полос. Расстояние между затворами считалось фиксированным и намного превышало расстояние от затворов до электронной системы. Рассматривался случай полубесконечного плазмонного кристалла с шириной крайнего затвора W_0 отличной от ширины всех остальных затворов W, рис. 1*(b)*. Показано, что при $W \neq W_0$ в системе существуют плазмоны таммовского типа, локализованные около края плазмонного кристалла и распространяющиеся вдоль затворов. Закон дисперсии для таких мод находится в запрещённой частотной зоне бесконечного кристалла, рис. 1*(a)*. Показано, что фундаментальная мода таммовского плазмона является щелевой.

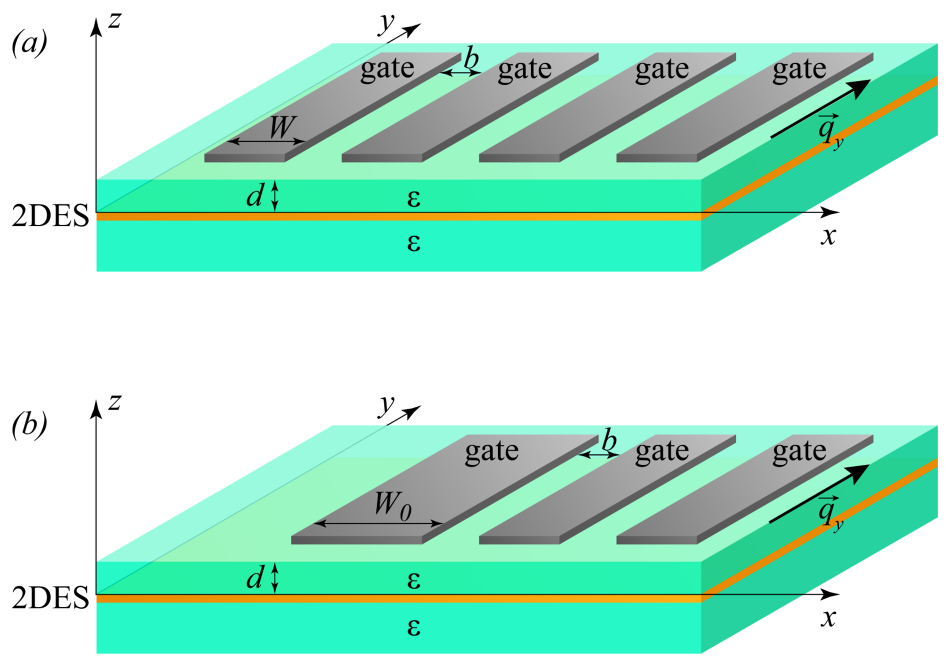

Рис. 1. Схема 2D электронной системы с *(a)* бесконечной решёткой затворов и *(b)* полубесконечной решёткой затворов, обрывающейся затвором ширины W_0.

Модель

В рамках квазистатического подхода, основанного на решении уравнения Пуассона, уравнения непрерывности и использовании закона Ома с проводимостью Друде для 2D электронной системы изучены плазменные волны, распространяющиеся вдоль затворов с волновым вектором q_y. Расстояние между затворами и 2D электронной системой d мало по сравнению с длиной волны, шириной затворов (как крайнего W_0, так и всех остальных W) и расстоянием между соседними затворами b. Считалось, что волны в неэкранированной части системы не возбуждаются, так как их частоты при том же значении q_y значительно выше, чем для плазмонов под затворами. Затворы считались плоскими, с бесконечными длинными сторонами и идеально проводящими.

Основные уравнения

Использовался подход, аналогичный изложенному при выводе околозатворных мод [1] в системе с одним затвором.

Решаются уравнения на потенциал неэкранированной области 2D электронной системы:

$$\left(\partial_x^2 - q_y^2\right)\varphi(x) = 0,$$

и экранированной области:

$$\left(\partial_x^2 - q_y^2 + \frac{\omega^2}{V_p^2}\right)\varphi(x) = 0,$$

где ω – частота плазменных колебаний, V_p – скорость плазмонов в бесконечно экранированной системе [2].

Сшивая решения по непрерывности потенциала и поперечной компоненты плотности тока, учитывая периодичность системы, получаем дисперсионное соотношение на плазменные моды, локализованные на краю плазмонного кристалла — таммовские плазмоны.

Спектр плазменных мод

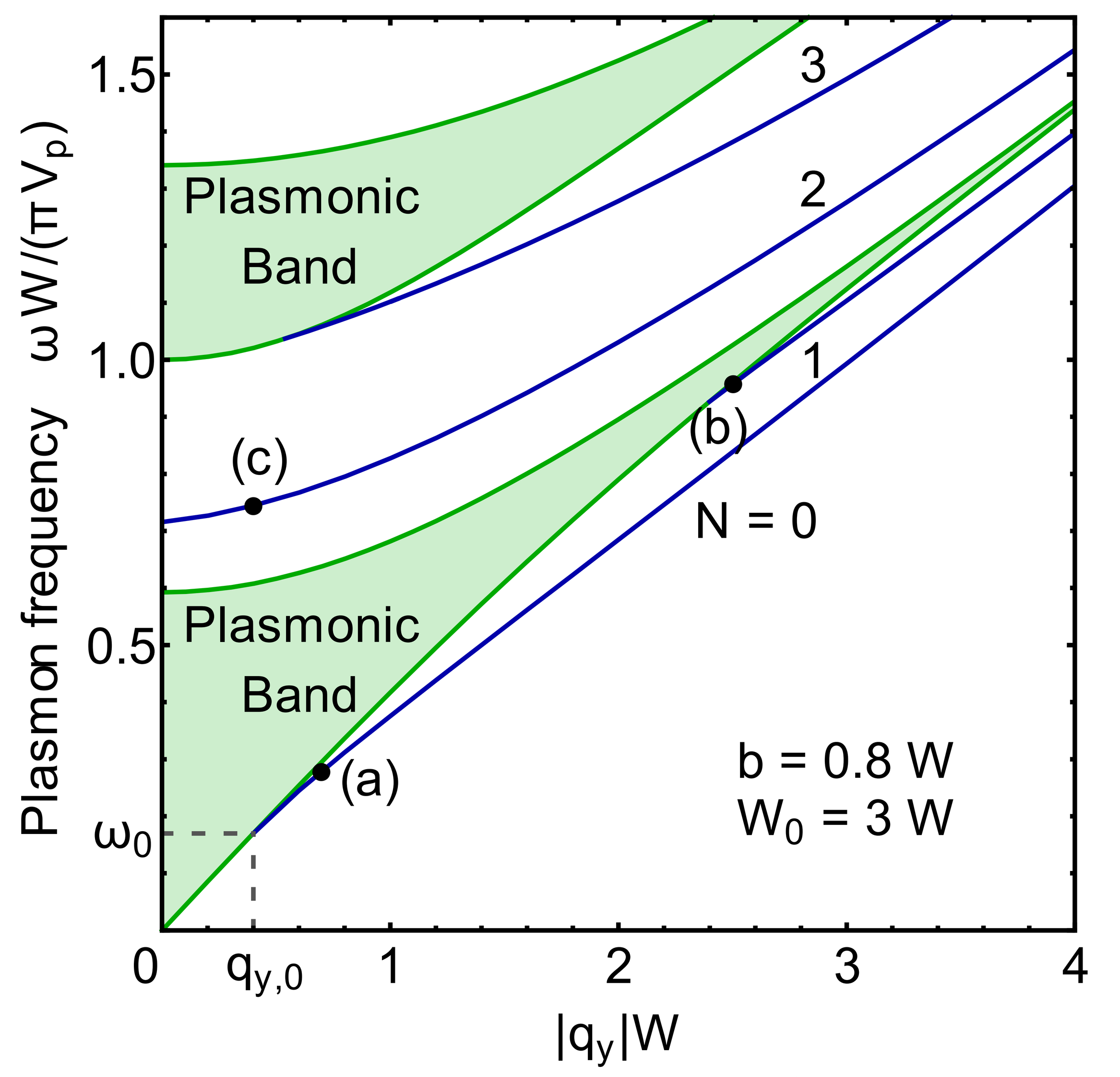

Рис. 2. Спектр разрешённых зон (зелёные) и мод таммовских плазмонов с номерами $N = 0, 1, 2\ldots$ (синие). Потенциалы мод, соответствующие чёрным точкам *(a)*, *(b)*, *(c)*, построены на рис. 3.

Результаты: дисперсия

Получено дисперсионное уравнение для таммовской плазмонной моды:

$$f(q_y,\omega) \pm \sqrt{f^2(q_y,\omega) - 1} = e^{-|q_y|b}\,\frac{\sin kW_0}{\sin k(W_0 - W)},$$

$$f(q_y,\omega) = \cos kW \cosh|q_y|b + \frac{q_y^2 - k^2}{2|q_y|k}\sin kW \sinh|q_y|b,$$

где $k = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_p^2} - q_y^2}$ –эффективное поперечное волновое число.

В дисперсионном уравнении справа стоит вещественная величина, значит слева выражение вещественное. Из-за этого волновой вектор и частота должны удовлетворять неравенству $|f(q_y,\omega)| > 1$. Знак в левой части дисперсионного уравнения совпадает со знаком функции $f(q_y,\omega)$, что отвечает затухающим на бесконечности (по x) плазменным волнам.

Уравнение $|f(q_y,\omega)| = 1$ соответствует краям разрешённых частотных зон. Ширина K-ой разрешённой зоны при $q_y = 0$ в асимптотике $b \ll W$ найдена аналитически: $\omega_{bulk,\,K} = \frac{\pi V_p}{W}\left(1 - \frac{Kb}{b+W}\right)$.

Фундаментальная мода таммовского плазмона всегда имеет конечную частотную щель ω_0 в случае $W > W_0$. Выведено аналитическое выражение для ширины щели в асимптотике:

$$\omega_0 = \left(1 + \frac{b}{2W}\right)\frac{\pi V_p}{2W_0}\sqrt{\frac{W}{b}} \qquad b \ll W,\ b \ll W_0$$

$$\omega_0 = \sqrt{1 + \frac{b}{W}\frac{V_p W}{bW_0}} \qquad b \sim W,\ b \ll W_0$$

Можно оценить частоту таммовских плазмонов в 2D электронной системе на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Для типичных значений таких структур: расстояние от электронной системы до затворов $d = 20$ nm, расстояние между затворами $b = 2\ \mu$m, ширина затворов $W = 1\ \mu$m, ширина крайнего затвора $W_0 = 8\ \mu$m, длина всех затворов $L = 20\ \mu$m; получаем частоту фундаментальной моды $\omega/2\pi \approx 54$ GHz.

Результаты: электростатический потенциал

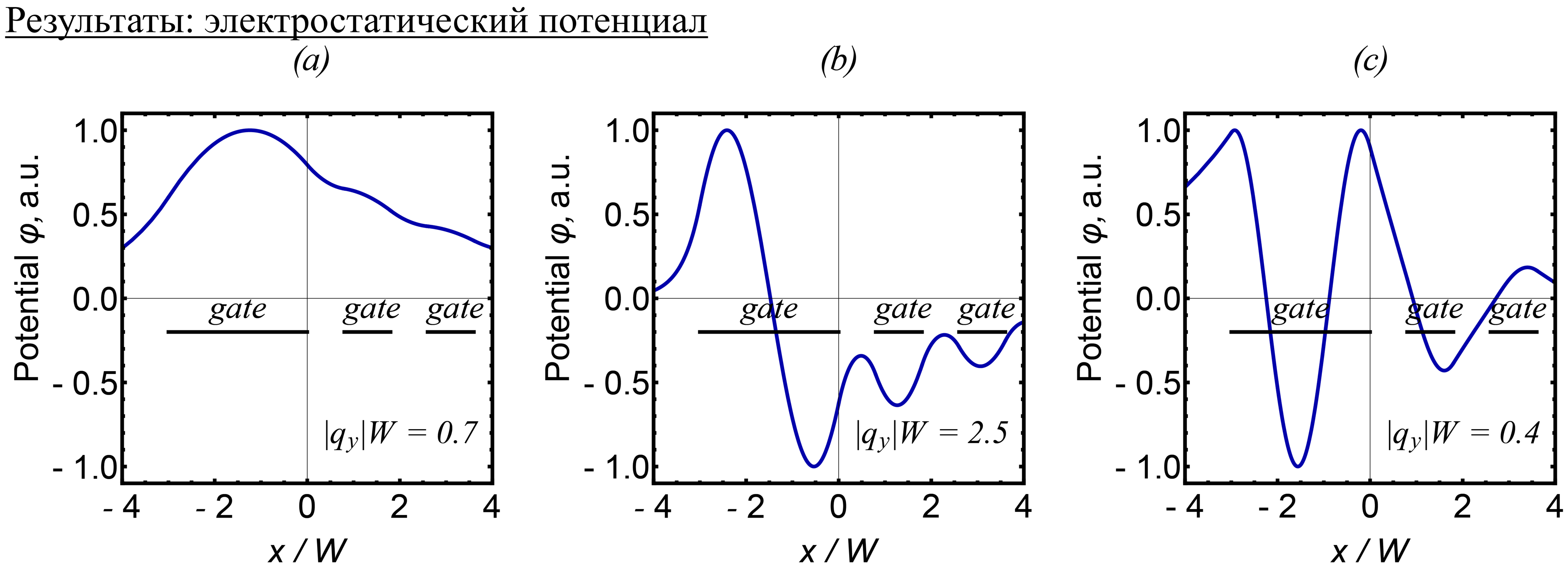

Рис. 3. Электростатический потенциал таммовского плазмона в 2D электронной системе. Чёрными линиями схематично показан массив решётки затворов (крайний затвор ширины W_0 и 2 затвора ширины W). Параметры b/W и W_0/W выбраны 0.8 и 3 соответственно.

Выводы

В полубесконечной решётке затворов были найдены плазменные моды, локализованные на крайнем затворе. В спектре этих мод, называемых таммовскими плазмонами, всегда существует частотная щель. Дана оценка величины щели фундаментальной моды. Также найдены параметры разрешённых и запрещённых частотных зон.

Построены потенциалы мод для различных значений частоты локализованных плазменных колебаний.

Показано, что в точке касания таммовской моды с разрешённой частотной зоной происходит делокализация плазменной волны в область решётки затворов.

Препринт **A.V. Nikonov et al.,** arXiv: 2406.12579

Литература

[1] A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Phys. Rev.B 99, 165304 (2019)

[2] А. В. Чаплик, ЖЭТФ 62, 726 (1972)