

СПЕКТР КРАЕВЫХ ПЛАЗМОНОВ ПРИ УЧЁТЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЗАПАЗДЫВАНИЯ

А.А. Заболотных, В.А. Волков

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Московский физико-технический институт

План доклада

1. Введение.

Плазмоны в бесконечной 3D и 2D электронной системе.

Плазмоны в 2D системе с прямолинейной границей.

2. Постановка задачи и метод решения.

3. Спектры краевых плазмонов с учётом запаздывания.

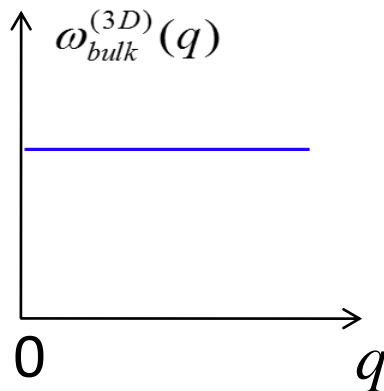
4. Заключение.

Введение: объёмные 3D и 2D плазмоны

Без учёта э/м запаздывания

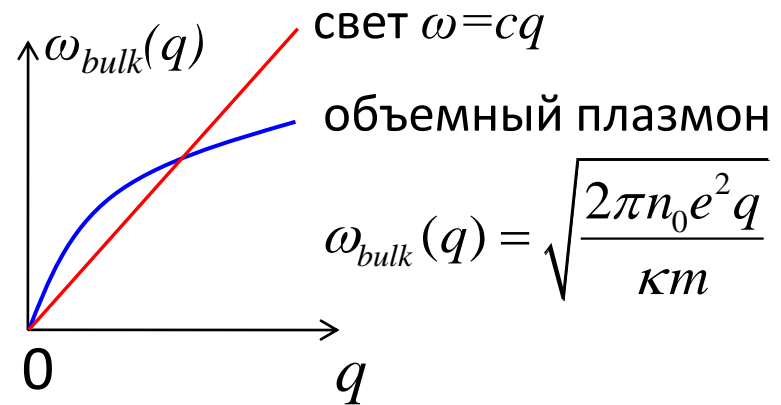
3D электронная система

$$\omega_{bulk}^{(3D)}(q) = \sqrt{\frac{4\pi\tilde{n}e^2}{\kappa m}}$$

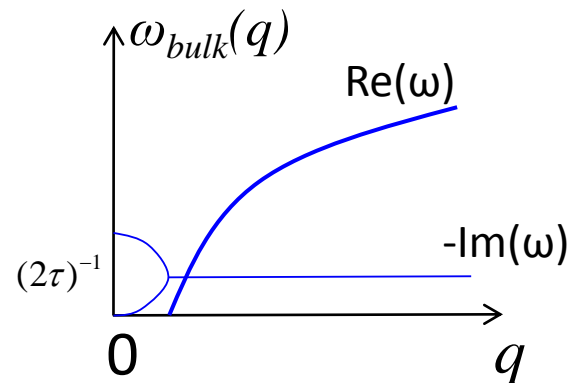


2D электронная система

При $\tau \rightarrow \infty$



При конечном τ



Введение: объёмные 2D плазмон-поляритоны

$$\sigma = \frac{e^2 n_0 \tau}{m} \quad \text{- 2D проводимость; имеет размерность скорости.}$$

$2\pi\sigma/c=1$ при $1/\sigma = 188 \text{ Ом/кв.см}$,
это соответствует для $n_0=3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$
подвижности $\mu \approx 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$

Плазмон-поляритон существует ($|\omega'| \geq |\omega''|$)
даже при $\omega'\tau < 1$ (!)

В.И. Фалько, Д.Е. Хмельницкий, ЖЭТФ 95, 1988 (1989)

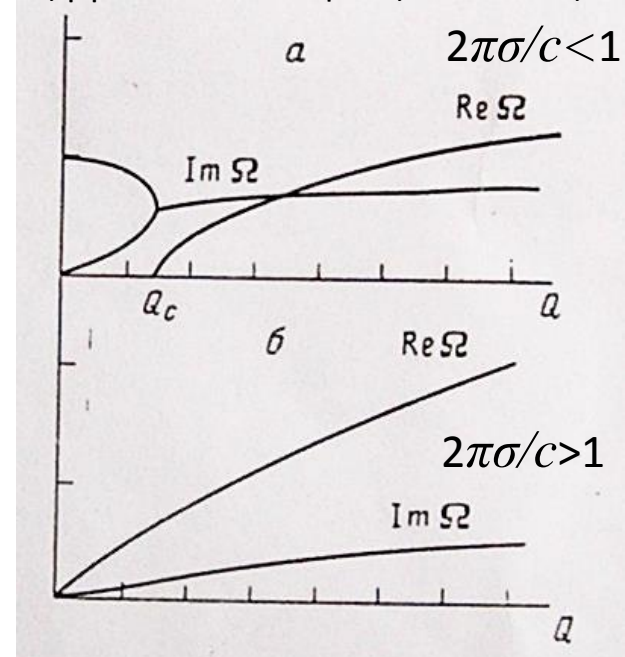
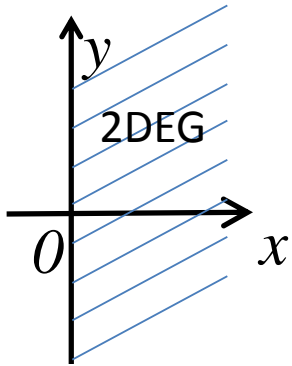
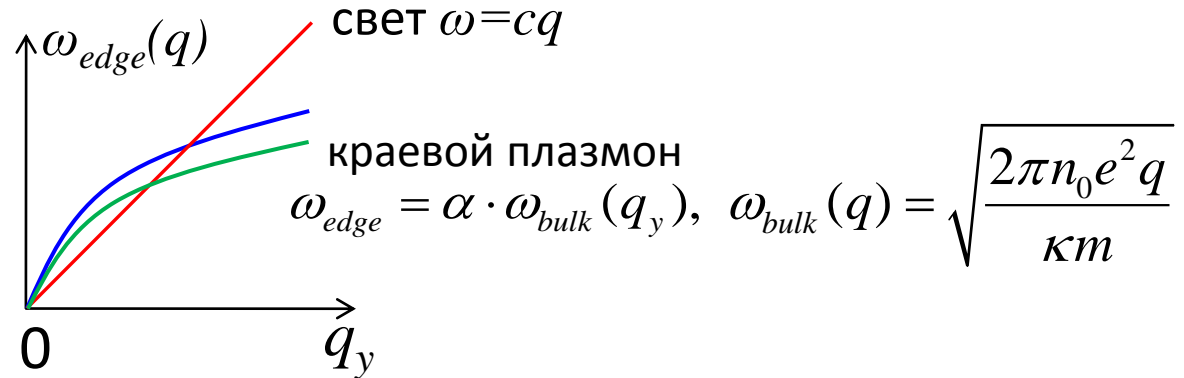


Рис. 1. Спектр продольных волн в пленке с проводимостью $\sigma < c/2\pi$ (а) и $\sigma > c/2\pi$ (б). Вдоль осей отложены обезразмеренные временем свободного пробега τ 2D-волновой вектор $Q = ck\tau$ и частота плазменного колебания $\Omega = \omega\tau$. В точке $2\pi\sigma/c = 1$ пороговый волновой вектор Q_c и $\text{Im } \Omega(0)$ обращаются в нуль

Введение: краевые 2D плазмоны



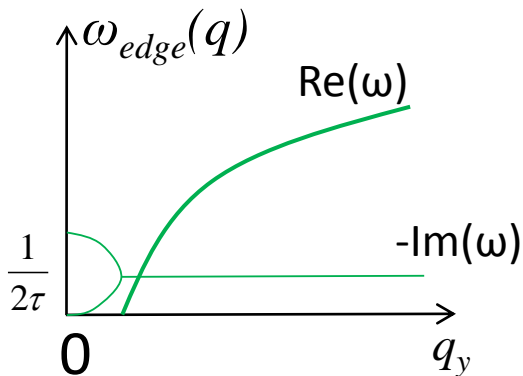
Без учёта запаздывания, $\tau \rightarrow \infty$



$\alpha \approx 0.816$ [A.L. Fetter, PRB (1985)] – приближённый метод.

$\alpha \approx 0.906$ [В.А. Волков, С.А. Михайлов, ЖЭТФ (1985)] – точное решение.

При конечном τ



Какой будет спектр краевых плазмонов при учёте запаздывания?
 Будут ли краевые плазмоны слабозатухающими?

Основные уравнения

Уравнение непрерывности $\frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \bar{\nabla} \bar{v} = 0$

Уравнение для гидродинамической скорости (уравнение Эйлера) $\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\bar{v}}{\tau} = -\frac{s^2}{n_0} \bar{\nabla} n - \frac{e}{m} \bar{E} \quad s^2 = \frac{3}{4} V_F^2$

$$\bar{E} = -\bar{\nabla} \varphi - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t}$$

Уравнения Максвелла

$$\left(\Delta_3 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \begin{pmatrix} \varphi \\ \bar{A} \end{pmatrix} = 4\pi e \begin{pmatrix} n(x) \\ n_0(x) \bar{v} / c \end{pmatrix} \delta(z) \quad A_z = 0$$

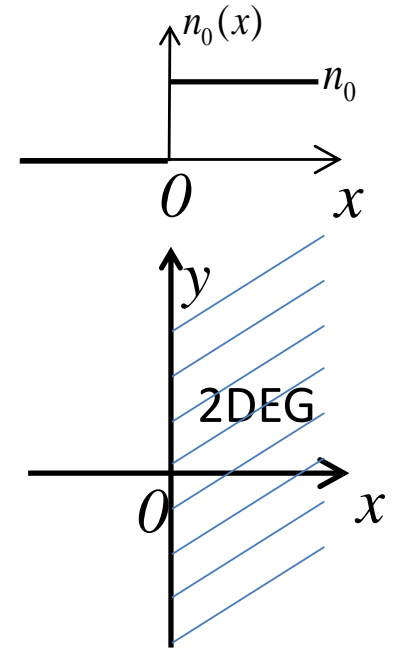
Калибровка $\partial_x A_x + \partial_y A_y + \partial_t \varphi / c = 0$

Ищем решения в виде $\bar{A}, \varphi \sim \exp(iq_y y - i\omega t)$

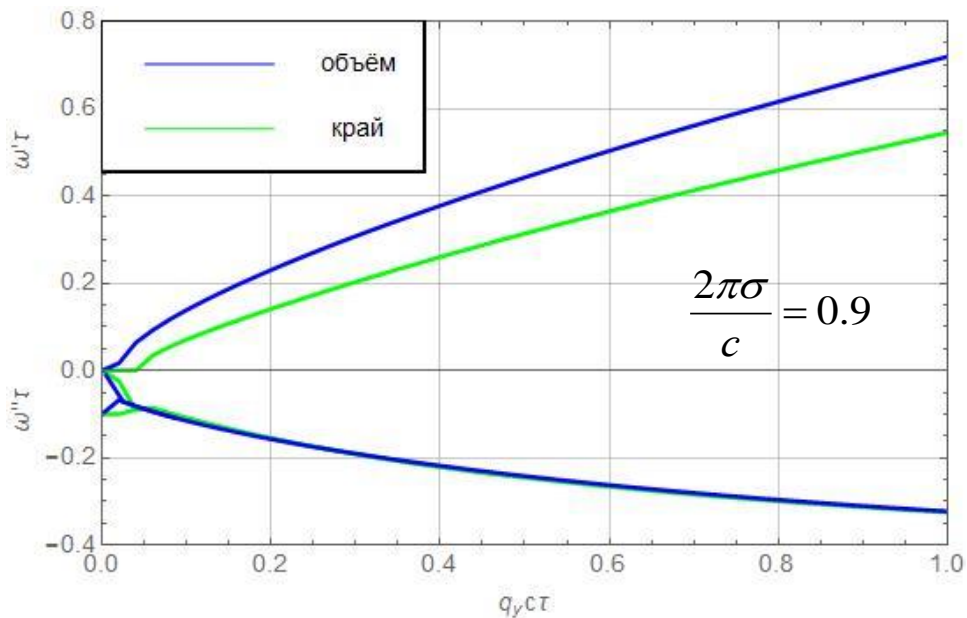
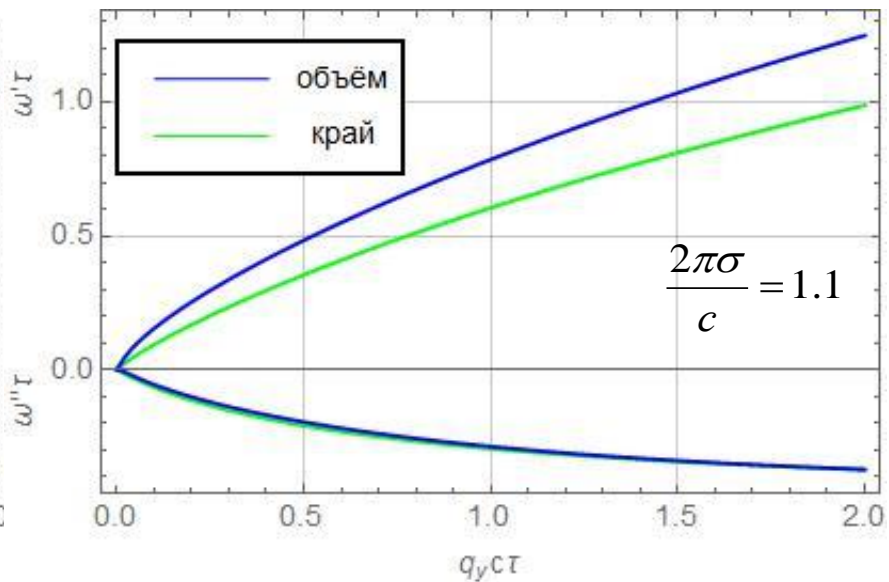
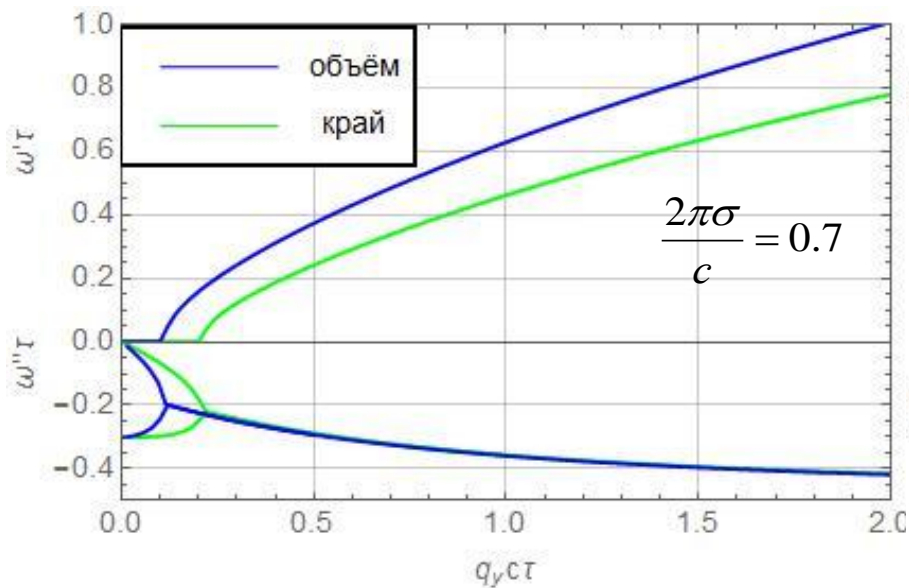
Система уравнений решается приближённым методом, разработанным A.L. Fetter, PRB 32, 7676 (1985).

Используются граничные условия:

1. $\varphi(x, z=0), A_x(x, z=0)$ и их первые производные по x непрерывны при $x=0$.
2. Нормальная к границе компонента скорости зануляется при $x=0$: $v_x(x)|_{x=0} = 0$.



Спектры краевых плазмонов



При $2\pi\sigma/c > 1$ краевые плазмоны (как и объёмные) перестают затухать при малых волновых векторах, несмотря на то, что $\omega' \tau < 1$.

Заключение

- Вычислен спектр краевого плазмона, бегущего вдоль края полубесконечной двумерной электронной системы, с учётом электромагнитного запаздывания.
- Показано, что при условии $2\pi\sigma/c > 1$ краевой плазмон добротный $\omega'/\omega'' > 1$ для любого волнового вектора.

Спасибо за внимание!

Приложения

Основные уравнения 2

Интегральное уравнение для $\varphi(x, z = 0)$

$$\left(\partial_x^2 - 2\beta^2 \right) \begin{pmatrix} \varphi(x) \\ A_x(x) \end{pmatrix} = \mathbf{0},$$

$$\left(\partial_x^2 - 2\beta^2 \right) \begin{pmatrix} \varphi(x) \\ A_x(x) \end{pmatrix} = 4\pi e\beta \begin{pmatrix} n(x) \\ \frac{n_0 v_x(x)}{c} \end{pmatrix},$$

Приближение: замена ядра интегрального уравнения

$$K_0(\beta |x|) \rightarrow (\pi / \sqrt{2}) \exp(-\sqrt{2}\beta |x|)$$

Получаем дифференциальные уравнения

$$\left(\partial_x^2 - 2\beta^2 \right) \begin{pmatrix} \varphi(x) \\ A_x(x) \end{pmatrix} = 4\pi e\beta \begin{pmatrix} n(x) \\ \frac{n_0 v_x(x)}{c} \end{pmatrix}, \quad x > 0,$$

$$\left(\partial_x^2 - 2\beta^2 \right) \begin{pmatrix} \varphi(x) \\ A_x(x) \end{pmatrix} = 4\pi e\beta \begin{pmatrix} n(x) \\ \frac{n_0 v_x(x)}{c} \end{pmatrix}, \quad x < 0.$$

Граничные условия:

1. $\varphi(x)$, $A_x(x)$ и их первые производные по x непрерывны при $x=0$.
2. Нормальная к границе компонента скорости (т.е. тока) зануляется при $x=0$: $v_x(x)|_{x=0} = 0$.

Введение: краткий обзор литературы

Теория

S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B 70, 165311 (2004).

S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, Phys. Rev. B 71, 035320 (2005).

A. Satou and S. A. Mikhailov, Phys. Rev B 75, 045328 (2007).

Эксперимент

I. V. Kukushlin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. 90, 156801 (2003).

V. M. Muravev, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, Phys. Rev. B 83, 075309 (2011).

V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. 114, 106805 (2015).