

Усиление плазмонов в двумерных структурах

Рудаков Артур,

Аспирант 2 года, мнс ИФМ РАН

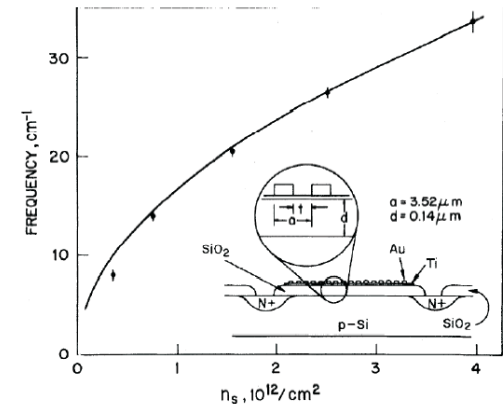
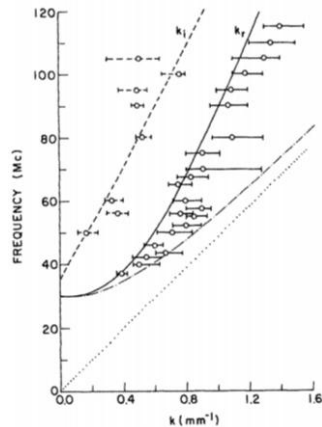
14 декабря, 2023 г.

План семинара

- Введение
- Дисперсионное уравнение для плазмонов в 2D-структуре
- Усиление плазмонов при пропускании тока через канал полевого транзистора (неустойчивость Дьяконова-Шура)
- Усиление плазмонов при пучковой неустойчивости
- Усиление плазмонов при оптической накачке

История

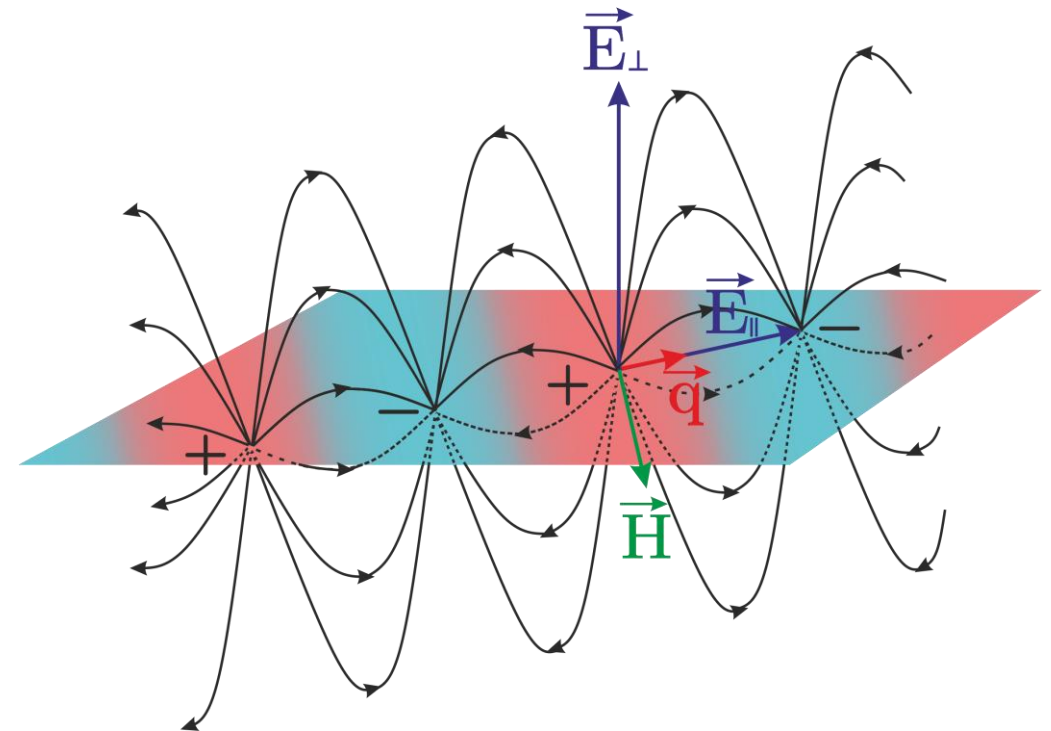
- **1929** г. – Ленгмюр и Тонкс разработали теорию провели первый эксперимент по изучению электронных колебаний в плазме
- **1933** г. – Вудом впервые обнаружены плазменные колебания в твердых телах. Зинером и Кронигом предложено применить концепцию плазмы к электронам в твердом теле.
- **1945** г. – Власовым и Ландау построена кинетическая теория плазменных колебаний
- **1948** г. – Рутеман и Ланг поставили эксперимент по наблюдению плазменных волн. Эксперименты интерпретированы Бомом и Пайнсом. Ими впервые введен термин “плазмон”



- **1976** г. – Граймс и Адамс впервые наблюдали плазменные возбуждения на поверхности жидкого гелия
- **1977** г. – Группа Аллена наблюдала плазменные колебания в МОП-структуре.

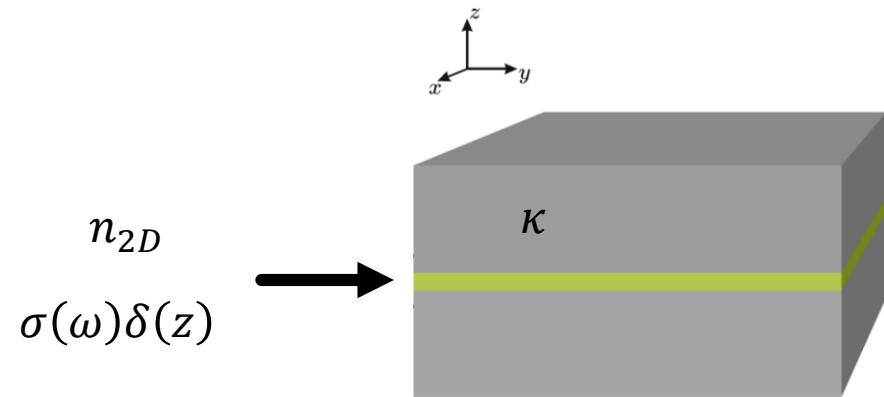
Введение

Двумерным плазмоном называется электромагнитное колебание, создаваемое колебанием плотности заряда.



TM-поляризация:
 $\mathbf{H} = (0, H, 0), \mathbf{E} = (E_{\parallel}, 0, E_{\perp})$

Закон дисперсии 2D-плазмонов



$$E_x|_{0-\varepsilon} = E_x|_{0+\varepsilon}$$

$$\left. \frac{\kappa}{Q^2} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right|_{0+\varepsilon} - \left. \frac{\kappa}{Q^2} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right|_{0-\varepsilon} = -\frac{4\pi\sigma E_x(0)}{i\omega}$$

TM-поляризация:

$$\mathbf{H} = (0, H_y, 0), \mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \sigma(\omega) \delta(z) \mathbf{E} + \frac{\kappa}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$-i \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{Q^2} \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) = \frac{4\pi\sigma\delta(z)E_x}{\omega} - i\kappa E_x;$$

$$Q = \sqrt{q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \kappa}$$

$$E_x(z) = E_0 \exp(-Q|z|)$$

$$\left. \begin{aligned} &1 + \frac{2\pi\chi}{\kappa} \sqrt{q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \kappa} = 0 \\ &\chi = -\sigma/i\omega \end{aligned} \right\}$$

Уравнение имеет решение
в случае, $\frac{c}{\sqrt{\kappa}} > \frac{\omega}{q} = v_{ph}$

Закон дисперсии 2D-плазмонов

$$1 - \frac{2\pi\sigma(\omega)}{i\omega\kappa(\omega)} \sqrt{q^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\kappa(\omega)} = 0$$

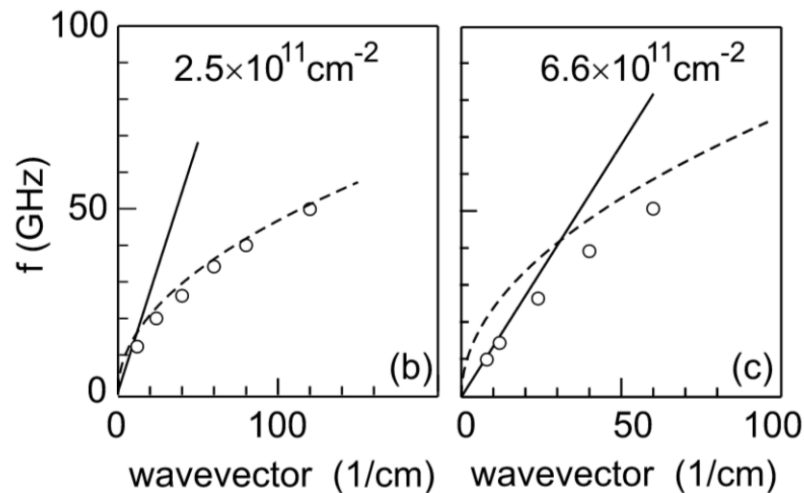
$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 n_{2D}}{i\omega m}$$



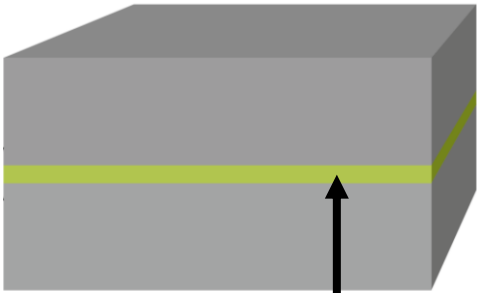
$$q^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\kappa + \left(\frac{\kappa m \omega^2}{2\pi e^2 n_{2D}} \right)^2$$

Эффектом запаздывания можно пренебречь при $\omega > \frac{2\pi e^2 n_{2D}}{m c \sqrt{\kappa}}$

$$\omega(q) = \sqrt{\frac{2\pi e^2 n_{2D}}{m \kappa}} q$$



Гидродинамический подход к нахождению закона дисперсии плазмонов



$$n'(\mathbf{r}, t)\delta(z)$$

Если частота е-е столкновений является доминирующей, то применимо гидродинамическое приближение. Для КЯ GaAs:

$$\tau_{ee}^{-1} = -\frac{\pi F}{4\hbar} \left(\frac{kT}{F}\right)^2 \ln \frac{kT}{F} \quad \tau_{ee}^{-1} \sim 10^{12} \text{ s}^{-1} \text{ при } n_{2D} = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

$$\tau_p^{-1} \sim 10^{11} \text{ s}^{-1}, \omega \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n'(\mathbf{r}, t) = n(\mathbf{r}, t) - n_0 \\ \frac{\partial n'}{\partial t} + n_0 \text{div}(\mathbf{v}) = 0 \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{mn_0} \left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)_{n_0} \nabla n' = \mathbf{E} \frac{e}{m} \\ \nabla^2 \varphi = \frac{4\pi e n'(\mathbf{r}, t)}{\kappa} \end{array} \right.$$



$$\omega(q) = \sqrt{\frac{2\pi n_0 e^2}{m\kappa} q + \frac{1}{m\kappa} \left(\frac{\partial p}{\partial n} \right)_{n_0} q^2}$$

[4] L. Zheng, S. Das Sarma (1996) Physical Review B, **53**, 9964

[5] Fetter, A. L. (1973). Annals of Physics, **81**, 367-393.

Коэффициент усиления

Изменение потока энергии на элементе длины материала dx равна:

$$dI = -\alpha I_0 dx$$

Ослабление излучения происходит только за счёт поглощения, то изменение потока излучения dI представляет собой мощность dP , поглощенную материалом.

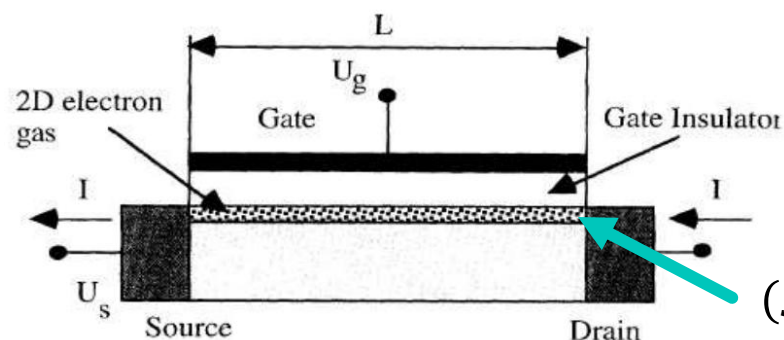
С одной стороны: $\alpha = -\frac{dI}{I_0 dx}$

С другой стороны: $I \sim E^2$, отсюда $E(x) = E_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\alpha x\right)$

Из уравнений Максвелла: $E(x) = E_0 \exp(iqx)$, следовательно: $\alpha = -2\text{Im}(q)$

Коэффициент усиления: $G = -\alpha$

Неустойчивость Дьяконова-Шура и усиление плазмонов



Баллистический режим: $\lambda > L > \lambda_{ee}$, $L \sim 100$ nm

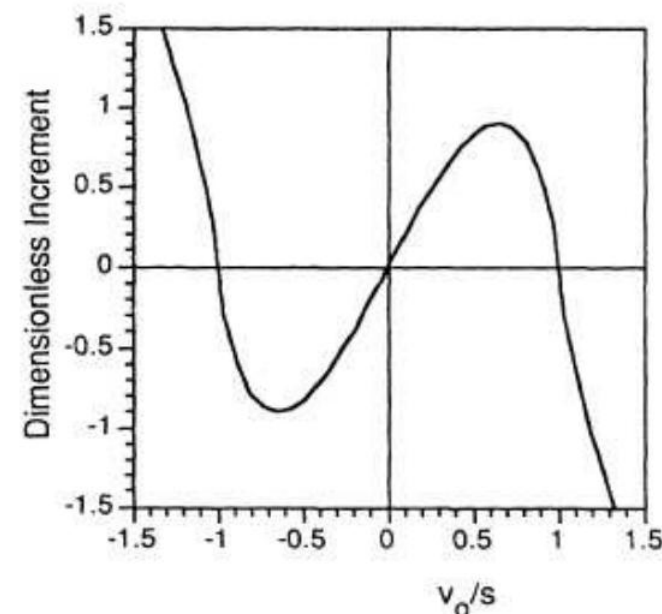
В электронной жидкости плазменные волны распространяются со скоростью $(1 \pm M)s$. Здесь $M = v_0/s$ – число Маха.

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} v = v_0 + v_1 e^{-i\omega t} \\ U = U_0 + U_1 e^{-i\omega t} \\ U_1(0) = 0 \quad \Delta j(L) = 0 \end{cases}$$



$$\begin{cases} \omega = \omega' + \omega'' \\ \omega' = \frac{|s^2 - v_0^2|}{2Ls} \pi n \\ \omega'' = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \frac{s + v_0}{s - v_0} \end{cases}$$

$|v_0| < s$ – нечетные n ,
 $|v_0| > s$ – четные n



Экспериментальное наблюдение неустойчивости Д-Ш

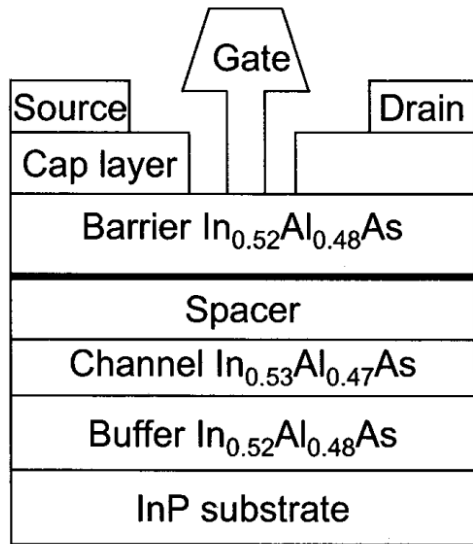


FIG. 1. Schematic structure of the transistor investigated. A structure with a T-shaped gate was used. The thick line in the barrier region shows the position of δ doping.

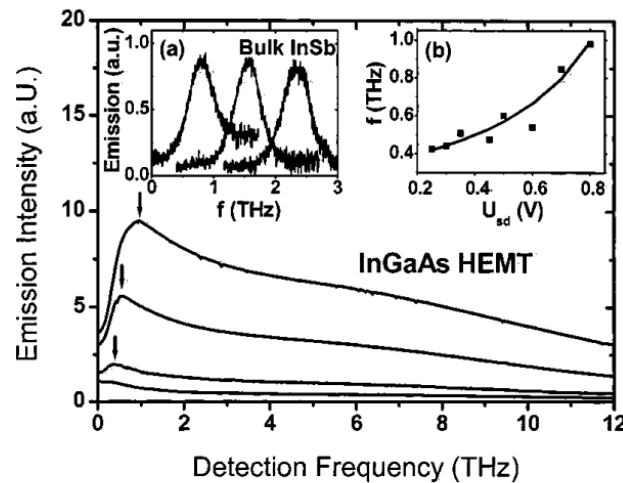


FIG. 2. Spectra of emission from an InGaAs HEMT for different source-drain voltages, U_{sd} . The arrows mark emission maxima at 0.42, 0.56, and 1.0 THz for U_{sd} equal to 0.3, 0.6, and 0.8 V, respectively. (a) Cyclotron emission from a bulk InSb emitter analyzed by an InSb detector (detector calibration procedure). Different curves correspond to different values of the emitter magnetic field: 0.4, 0.8, and 1.2 T (from left to right). (b) Resonant frequency of the emission f from an InGaAs HEMT vs U_{sd} .

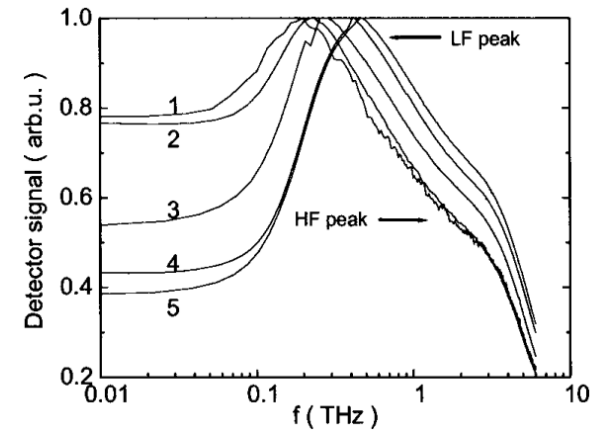


FIG. 5. InGaAs/AlInAs HEMT THz emission spectra for the gate short-circuited with the source by a gold wire on the chip. The spectra from 1 to 5 correspond to U_{DS} equal to 0.3, 0.45, 0.6, 0.7, and 0.8 V, respectively. The spectra are normalized to the maximum of the LF peak. The transistor magnetic field is equal to zero.

[7] W. Knap, et al., Appl. Phys. Lett. **84**, 2331 (2004).

[8] Lusakowski, J., Knap, W. et al. *Journal of applied physics*, **97**, 064307 (2005).

Пучковая неустойчивость и усиление плазмонов

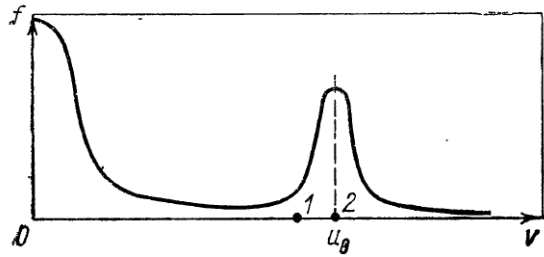


Рис. 1.17. Функция распределения электронов по скоростям для системы плазма — пучок

$$f_b = f_0(\mathbf{p} - m\mathbf{v}_{dr})$$

$$1 + \frac{4\pi q}{\kappa} [\chi_0(n_0, \mathbf{q}, \omega) + \chi_b(n_b, \mathbf{q}, \omega)] = 0$$

$$\chi_b(n_b, \mathbf{q}, \omega) = \chi_0(n_b, \mathbf{q}, \omega - \mathbf{q}\mathbf{v}_{dr})$$

$$1 + \frac{4\pi q}{\kappa} [\chi_0(n_0, \mathbf{q}, \omega) + \chi_0(n_0, \mathbf{q}, \omega - \mathbf{q}\mathbf{v}_{dr})] = 0$$

При $v_{dr} \rightarrow 0$ и $q \ll k_F$: $\omega(q) = \sqrt{\frac{2\pi e^2 n_{2D}}{m\kappa}} q$, где $n_{2d} = n_0 + n_b$

$$\omega(q) = qv_F - \frac{\hbar^2 q^2}{2m} + \frac{\hbar^2 q^3}{2m^2 v_F} + O(q^4)$$

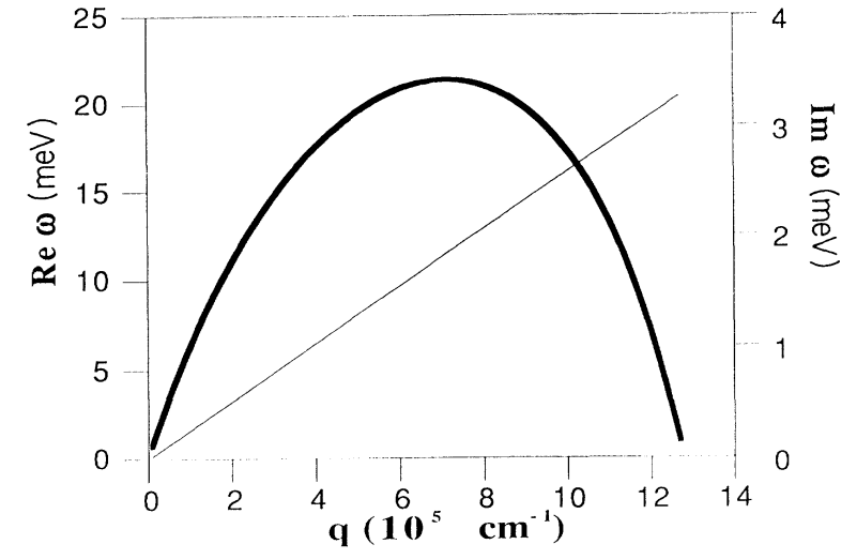
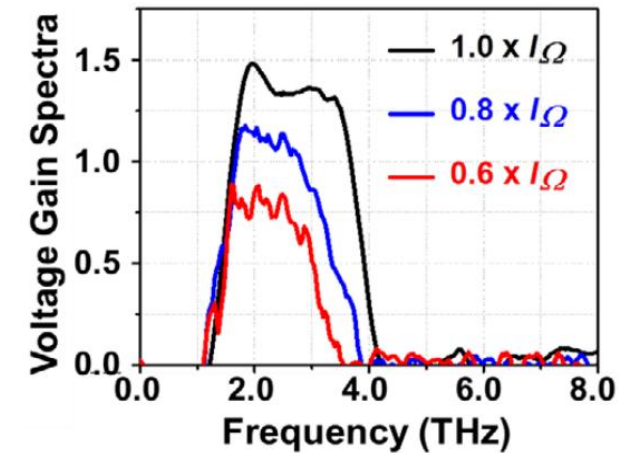
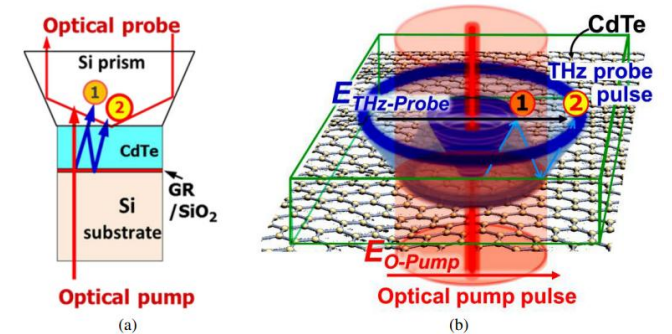
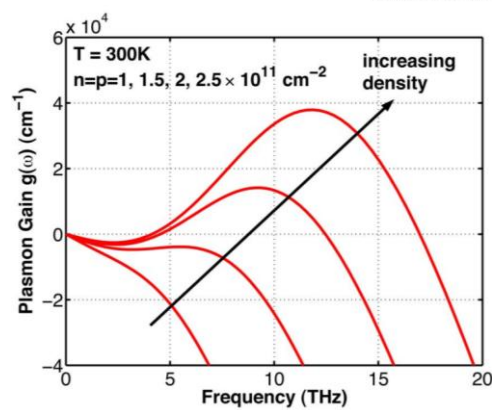
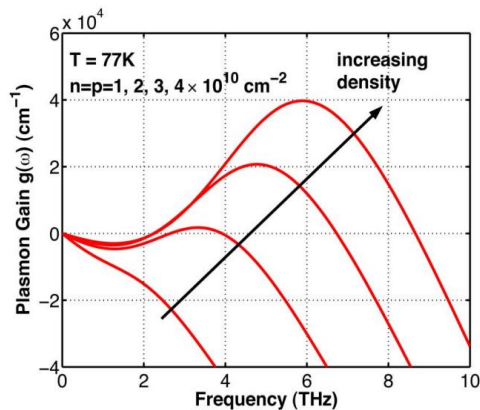
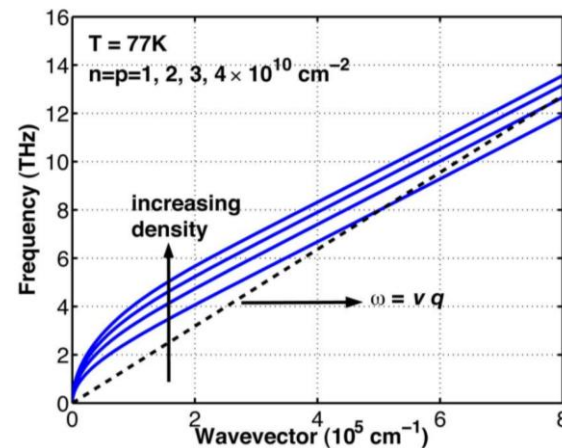
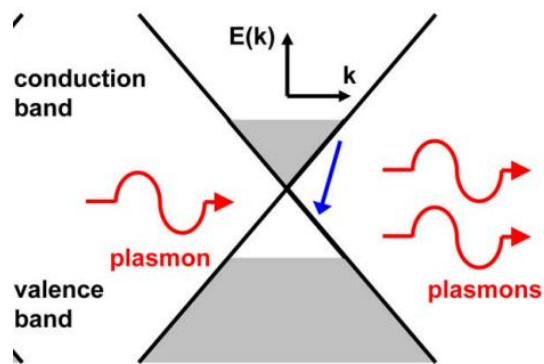


FIG. 1. Complex solution of the dispersion relation [Eq. (3)], in the instability domain. Parameters are $v_{dr} = 2.5v_F$, $n_{st} = n_b = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $m = 0.0665m_e$, $\kappa = 13.1$. The real part of the frequency is shown as a thin line, while the imaginary part of the frequency is represented by a bold line.

Оптическая накачка и усиление плазмонов в графене

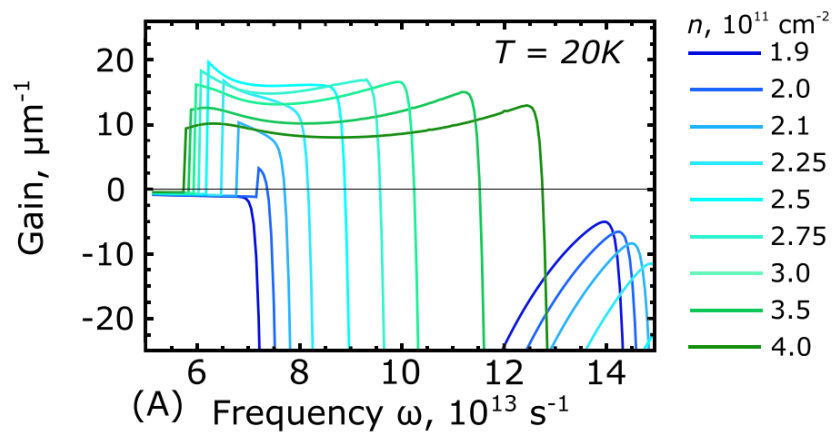
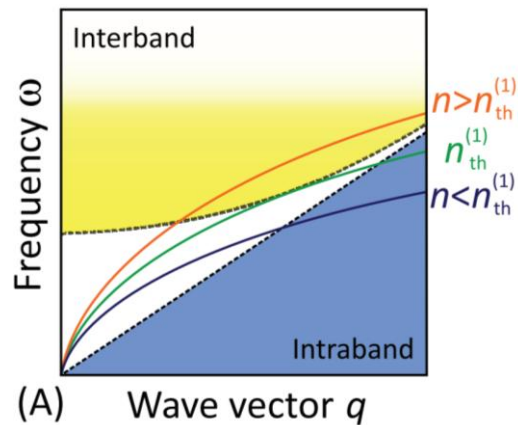
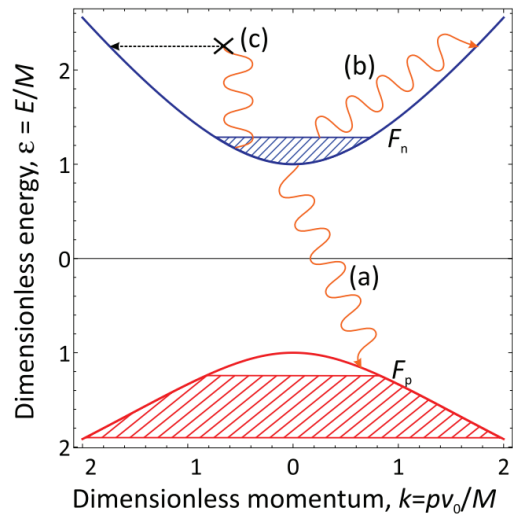


(b)

[10] Rana, F. (2008). *IEEE Transactions on Nanotechnology*, **7**, 91-99.

[11] Watanabe, T. et. al. (2013). *New Journal of Physics*, **15**, 075003.

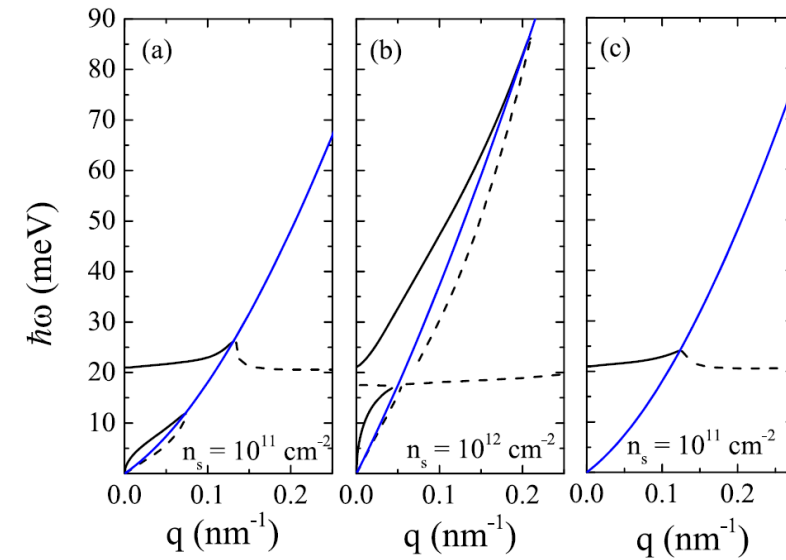
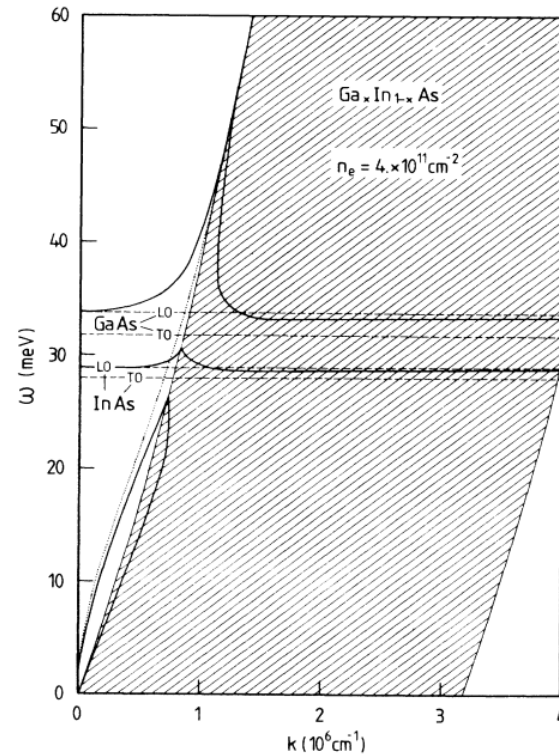
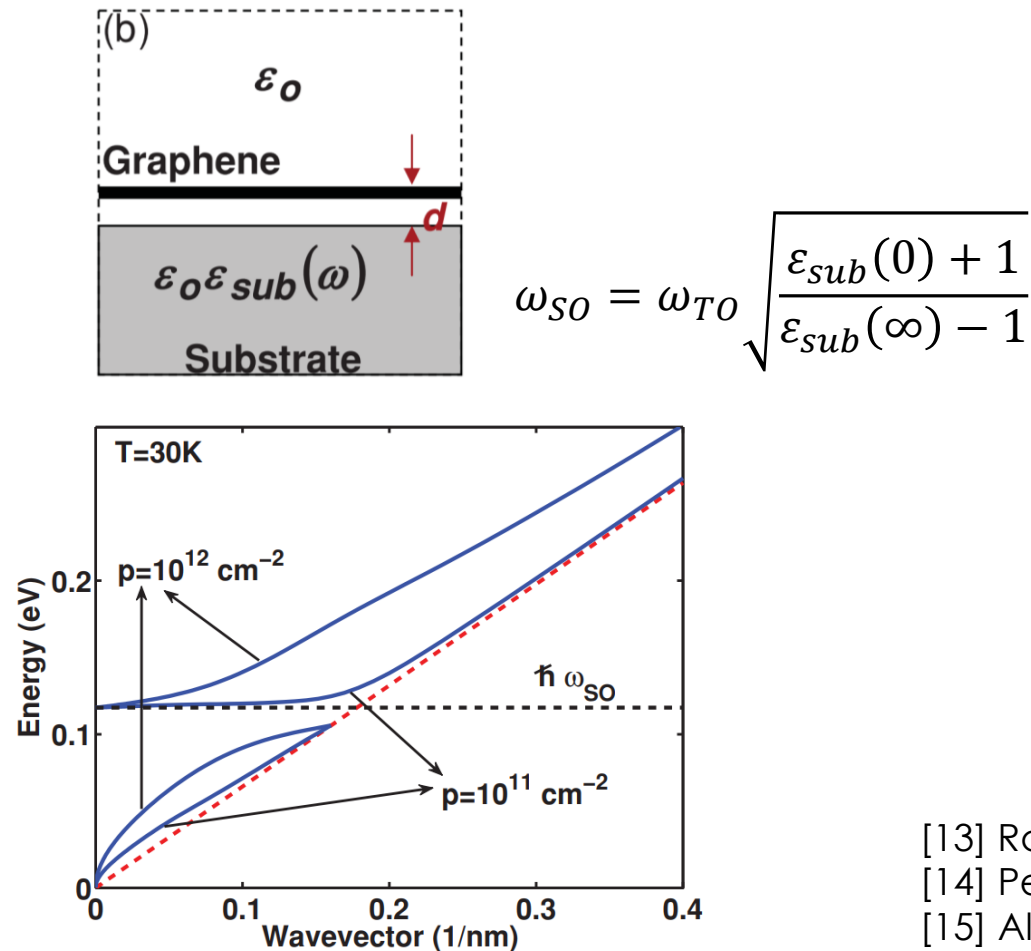
Усиление плазмонов в узкозонных КЯ HgTe



Почему КРТ?

- Изменяя параметры структуры мы можем варьировать E_g (от 0 до 1 eV).
- Время жизни неравновесных носителей больше, по сравнению с графеном
- Технология создания подобных структур в настоящее время разрабатывается

Взаимодействие плазмонов с фононами КЯ и барьера



$$\tau \sqrt{\frac{2\pi e^2 n_s d}{m \kappa_0 d}} = \omega^* \tau \leq 1$$

[13] Rana, F., et.al. (2011). *Physical Review B*, **84**, 045437.

[14] Peeters, et. Al. *Physical Review B*, **36**, 7518.

[15] Aleshkin, V. Ya et. al. (2023). *Physica Scripta*, **98**, 065104.

Усиление плазмонов в многослойных структурах с КЯ HgTe

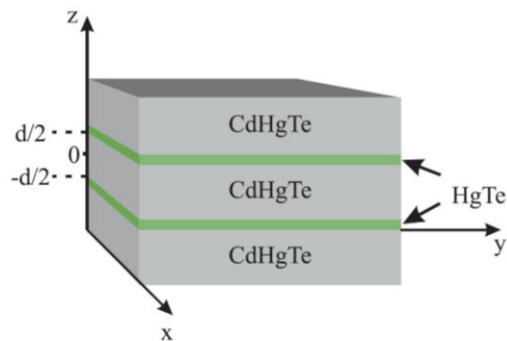
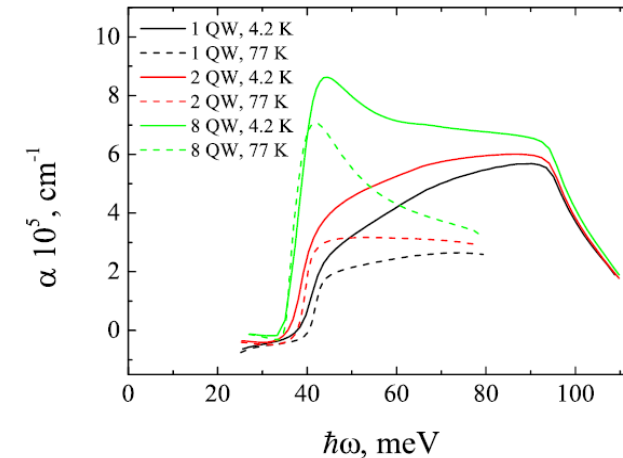
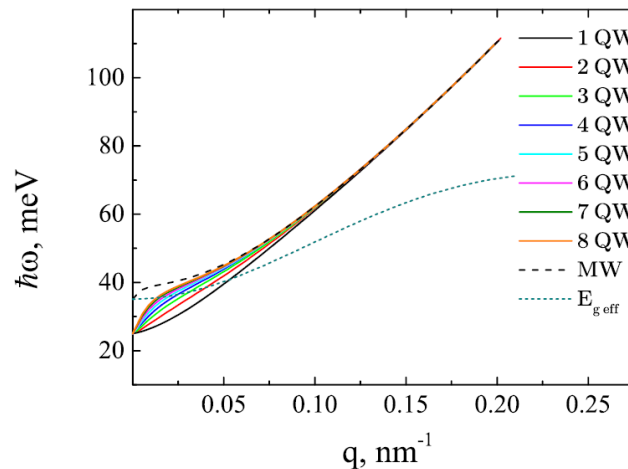
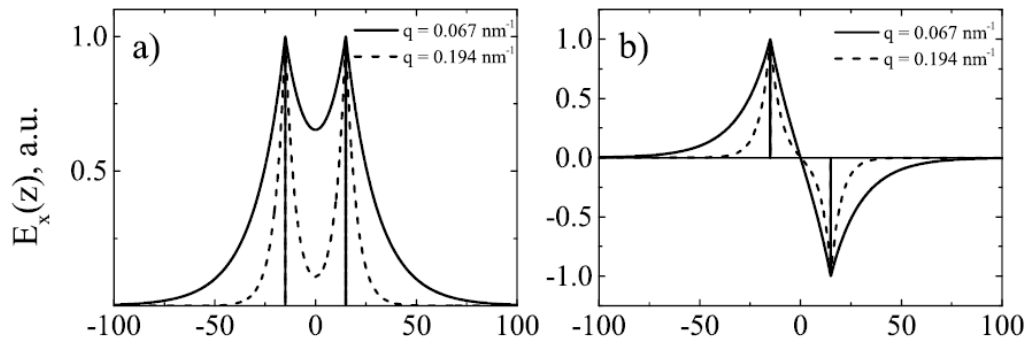
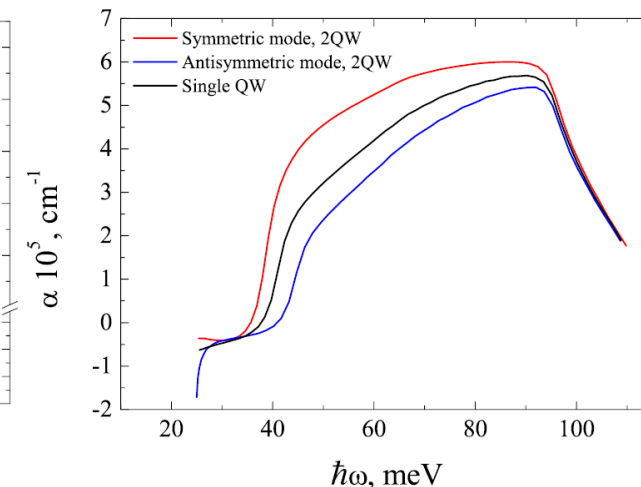
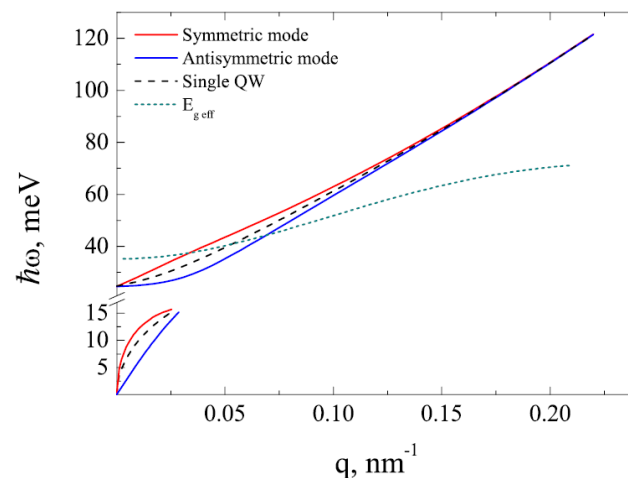


Figure 1. Sketch of the double-QW structure.



Пороговые концентрации неравновесных носителей в многоямных структурах

Пороговой концентрацией неравновесных носителей называется такая концентрация, превысив которую начинается генерация и усиление плазмонов

