

УДК 621.315.592

Управление зонной структурой латерального плазменного кристалла магнитным полем*

© И.В. Горбенко, В.Ю. Качоровский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия
E-mail: gorbenko.ilya.v@gmail.com

Поступила в Редакцию 19 апреля 2024 г.
В окончательной редакции 14 мая 2024 г.
Принята к публикации 14 мая 2024 г.

Изучено прохождение терагерцового излучения через двумерный электронный газ с решетчатым затвором, помещенный в перпендикулярное магнитное поле B . Показано, что напряжение, приложенное к затвору, создает латеральный плазменный кристалл с зонной структурой, которую можно контролировать как затворным напряжением, так и магнитным полем. Продемонстрировано, что только часть плазменных мод латерального плазменного кристалла присутствует в спектре пропускания однородного возбуждения, а другая половина — темные моды — проявляется только в случае неоднородного возбуждения. Теоретически описан переход от режима слабой связи к режиму сильной связи по мере увеличения глубины модуляции плотности. Предсказаны два режима возбуждения: резонансный и „суперрезонансный“ и описан переход между ними по мере увеличения добротности структуры. Основное внимание уделено эффектам, связанным с наличием магнитного поля. В частности, показано, что плазменные резонансы, которые видны в спектре прохождения, сближаются при увеличении B и при наличии конечного темпа релаксации импульса могут сливаться.

Ключевые слова: двумерная электронная жидкость, плазменные волны, темные моды, однородное возбуждение, зонная структура, плазменный кристалл, магнитное поле, слабая и сильная связь.

DOI: 10.61011/FTP.2024.03.58401.6311H

1. Введение

Возможность детектирования и генерации терагерцового (ТГц) излучения с помощью плазменных волн, распространяющихся в простейшей системе с затвором — полевым транзисторе (ПТ), впервые обсуждалась Дьяконовым и Шуром [1]. Было показано, что ПТ способен конвертировать ТГц излучение в постоянный ток (dc) и, наоборот, постоянный ток может возбуждать плазменные колебания при подходящих граничных условиях. Позже выяснилось, что многозатворные устройства перспективнее для приложений (см. [3,4] и ссылки в этих работах), так как плазменные волны в них гораздо лучше взаимодействуют с ТГц излучением, чем в одиночных ПТ. Таким образом решетчатый затвор выступает в роли антенны, модулируя внешнее поле. Второй функцией решетчатого затвора является модуляция электронной плотности. А именно, электронная концентрация периодически модулируется в одном из направлений. Как следствие, спектр плазменных возбуждений аналогично спектру 1D кристалла содержит разрешенные и запрещенные зоны. Ключевым достоинством латерального плазменного кристалла (ЛПК) является управляемость зонной структуры с помощью затворных электродов.

Несмотря на то что идея создания ЛПК ранее обсуждалась (см., например, работы [3,4] и ссылки

* XXVIII Международный симпозиум „Нанозонная физика и наноэлектроника“, Нижний Новгород, 11–15 марта 2024 г.

в них), экспериментальное подтверждение возможности управлять его зонной структурой появилось только в 2023 году [5]. Изучались плазменные резонансы коэффициента прохождения (T) ТГц излучения через ЛПК на основе GaN/AlGaN. Напряжения на затворах определяли режим модуляции и обеспечивали переход от режима слабой связи (слабая периодическая модуляция плотности) в режим сильной связи (сильная модуляция). Построена теоретическая модель, описывающая такой переход [6]. В настоящей работе мы теоретически показываем, что зонами ЛПК можно также эффективно управлять магнитным полем. Ключевой результат, допускающий прямую экспериментальную проверку, — слияние плазменных зон при увеличении магнитного поля (см. на рис. 1 плотность диссипации, которая пропорциональна $\delta T = 1 - T$, в зависимости от частоты излучения и циклотронной частоты при разных значениях времени релаксации импульса).

2. Формулировка задачи и общий подход

Простейшая модель латерального плазменного кристалла (рис. 2) состоит из чередующихся областей 1 и 2 с разной концентрацией электронов и, следовательно, с разными скоростями плазменных волн, s_1 и s_2 соответственно [3] (см. также обсуждение различных геометрий ЛПК в обзоре [7]). Для определенности мы будем

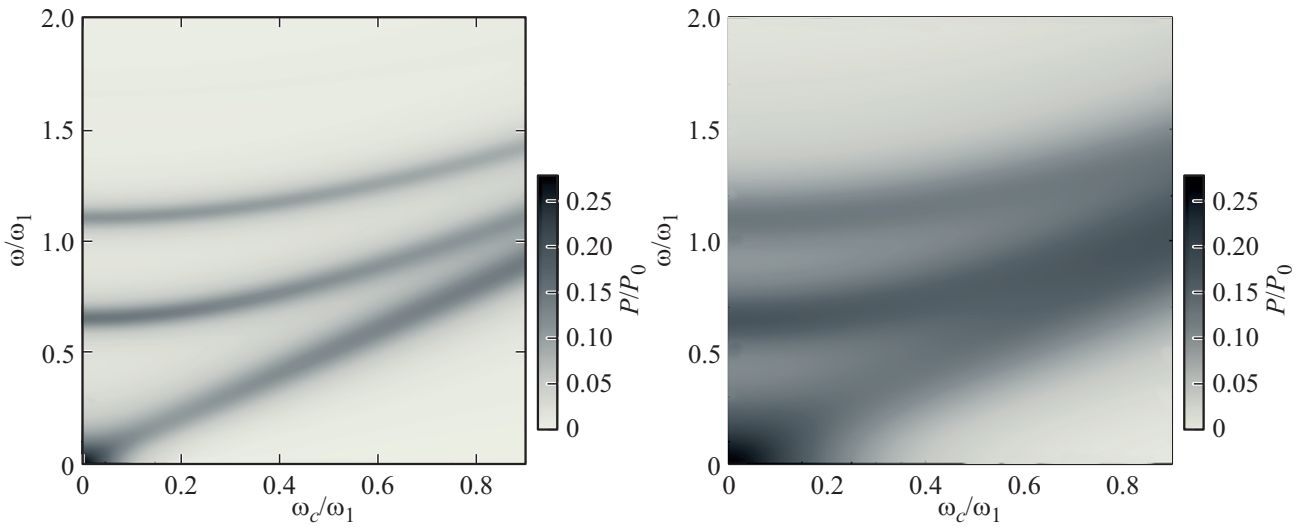


Рис. 1. Тепловая карта P/P_0 в плоскости $(\omega/\omega_1, \omega_c/\omega_1)$ при $\gamma = 0.1\omega_1$ (сверху) и $\gamma = 0.3\omega_1$ (снизу), $s_2 = 0.4s_1$, $L_2 = L_1$. Переход от суперрезонансного режима к резонансному с увеличением γ и (или) ω_c ясно виден в виде перекрытия резонансов. $P_0 = F_0^2 N_1 / 2m\gamma$.

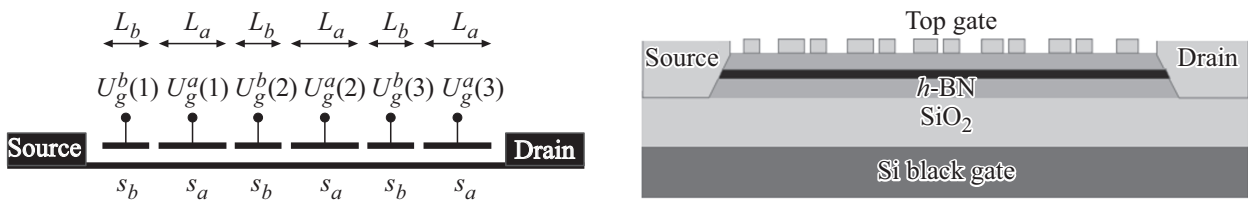


Рис. 2. Некоторые конфигурации латерального плазменного кристалла: структура с несколькими затворами, которые смещены так, что разность потенциалов между затвором и каналом имеет трансляционную симметрию (рисунок слева из работы [3]), схематическое изображение устройства в поперечном сечении с асимметричной двойной металлической решеткой (рисунок справа из работы [8]).

предполагать, что $s_1 > s_2$ и, следуя работе [8], называть область 1 активной областью, а область 2 — пассивной (значение терминов „активный“ и „пассивный“ будут объяснены далее).

Коэффициент прохождения T в случае линейно поляризованного света может быть записан с помощью простой формулы [8]

$$T \approx 1 - \frac{P}{S}, \quad (1)$$

где P — диссипация излучения, $S = c\sqrt{\epsilon} E_0^2 / 8\pi e^2$ — усредненный по времени вектор Пойнтинга, E_0 — амплитуда внешнего излучения, c — скорость света, e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость.

Таким образом, для нахождения коэффициента прохождения T необходимо рассчитать диссипацию излучения P . Мы ищем индуцированную излучением скорость и вычисляем локальную омическую диссипацию на единицу длины, которая в гидродинамическом приближении задается [8,9]:

$$P \approx \frac{mN_0}{\tau} \langle |\mathbf{v}|^2 \rangle_{x,t}, \quad (2)$$

где N_0 — постоянная концентрация электронов в канале, $n = (N - N_0)/N_0$ — безразмерная, индуцированная излу-

чением концентрация, $\mathbf{v}(x, t)$ — скорость электронной жидкости, τ — время релаксации импульса. Усреднение по координате проводится по ячейке латерального кристалла.

3. Гидродинамическое приближение

Мы предполагаем, что электрон-электронные столкновения определяют основные свойства системы, и описываем электронную жидкость в канале уравнениями гидродинамики — уравнением Навье-Стокса, включающим силу Лоренца, и уравнением непрерывности:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} + \frac{\mathbf{v}}{\tau} = -s^2\nabla n + [\omega_c \mathbf{v}] + \frac{\mathbf{F}}{m}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\mathbf{v}) = 0. \quad (4)$$

Здесь ω_c — циклотронная частота, m — эффективная масса электрона, $s = s_{1,2}$ — плазменная скорость. Внешняя сила направлена вдоль оси X : $F(t) = eE_0 \cos \omega t$, задающей внешнее однородное излучение, слагаемое $-s^2\nabla n$ определяет ускорение, связанное с градиентом

концентрации. Модуляция решеткой затворов внешнего излучения обсуждается в работе [6].

Мы линеаризуем уравнения Навье-Стокса и непрерывности (3), (4), подставляя решение в виде $\{\delta n, v_x, v_y\} \propto \exp(iqx - i\omega t) + \text{с.с.}$:

$$\begin{aligned}(\gamma - i\omega)v_x - \omega_c v_y + iqs^2 \delta n &= F_0/2m, \\ \omega_c v_x + (\gamma - i\omega)v_y &= 0, \\ iqv_x - i\omega \delta n &= 0.\end{aligned}\quad (5)$$

Отсюда заметим, что

$$|v(x)|^2 = |v_x|^2 + |v_y|^2 = \left(1 + \frac{\omega_c^2}{\omega^2 + \gamma^2}\right) |v_x|^2. \quad (6)$$

ЛПК состоит из чередующихся полос со скоростями плазменных волн s_1 и s_2 и соответствующими длинами L_1 и L_2 . На границах применяются стандартные граничные условия [3,6], соответствующие сохранению тока и потока энергии на границе между полосками (мы предполагаем, что постоянный ток в канале отсутствует):

$$s^2 \delta n = \text{const}, \quad s^2 v_x = \text{const}. \quad (7)$$

Далее с учетом уравнений (2) и (6) получаем выражение с явным усреднением по координате, разделенным по областям ЛПК:

$$\begin{aligned}P &= \frac{2m\gamma}{L_1 + L_2} \left(1 + \frac{\omega_c^2}{\omega^2 + \gamma^2}\right) \\ &\times \left[N_1 \int_0^{L_1} \langle |v_x|^2 \rangle_t dx + N_2 \int_{L_1}^{L_1+L_2} \langle |v_x|^2 \rangle_t dx \right].\end{aligned}\quad (8)$$

В результате вычислений получаем

$$\begin{aligned}P &= \left(1 + \frac{\omega_c^2}{\omega^2 + \gamma^2}\right) \frac{E_0^2 C \gamma \omega^2}{2(L_1 + L_2)(\Omega^2 + \Gamma^2)} \\ &\times \left[(L_1 s_1^2 + L_2 s_2^2) + \frac{(s_1^2 - s_2^2) \text{Re}[(\Gamma - i\Omega)\Sigma]}{\Omega \Gamma (\Gamma^2 + \Omega^2) |\Sigma|^2} \right],\end{aligned}\quad (9)$$

где резонансные частоты определяются параметром $\Sigma = s_1 \cot q_1 L_1/2 + s_2 \cot q_2 L_2/2$, C — емкость канала на единицу площади, $\gamma = \tau^{-1}$. Тепловая карта P/P_0 в плоскости $(\omega/\omega_1, \omega_c/\omega_1)$ представлена на рис. 1.

Волновой вектор $q_{1,2} = (\Omega + i\Gamma)/s_{1,2}$, определяется вещественными параметрами Ω и Γ :

$$\Omega + i\Gamma = \sqrt{\omega \frac{(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2}{(\omega + i\gamma)}}.$$

Формула (9) — основной аналитический результат настоящей работы.

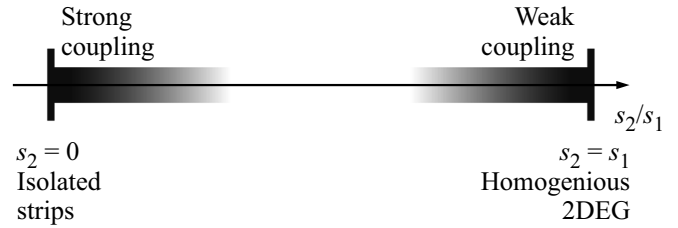


Рис. 3. Переход от режима сильной связи к режиму слабой связи по мере увеличения параметра s_2/s_1 .

4. Резонансные частоты

Мы фиксируем скорость s_1 , считая, что параметр s_2 меняется в интервале от 0 до s_1 . Если $s_1 - s_2 \ll s_1$, то плазменные волны распространяются в практически однородной системе, имеющей слабое рассеяние на границах между областями 1 и 2. Мы называем этот случай режимом слабой связи (рис. 3). Противоположный случай соответствует полному обеднению области 2, т.е. нулевой скорости плазмона в этой области, $s_2 = 0$. В этом случае система разбивается на множество хорошо проводящих полосок с плазменной скоростью s_1 , разделенных изолирующими областями. При этом плазменные колебания в различных проводящих полосках никак не связаны. Далее мы будем называть этот случай режимом сильной связи (рис. 3). В чистых баллистических системах ЛПК, где время жизни плазмона достаточно большое, образуется зонная структура, которая может проявиться в эксперименте.

В настоящей работе мы нашли собственные частоты латерального ПК и сравним их с резонансными частотами диссипации P . Зоны идеального ПК (при $\gamma = 0$) можно найти с помощью модели Кронига–Пенни:

$$\cos[K(L_1 + L_2)] = \cos \frac{\pi\Omega}{\omega_1} \cos \frac{\pi\Omega}{\omega_2} - \frac{s_1^2 + s_2^2}{2s_1 s_2} \sin \frac{\pi\Omega}{\omega_1} \sin \frac{\pi\Omega}{\omega_2}, \quad (10)$$

где $\Omega = \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}$, $\omega = \omega(K)$ — собственная частота плазмона, $\omega_1 = \pi s_1/L_1$ и $\omega_2 = \pi s_2/L_2$ — частоты „активной“ и „пассивной“ областей, K — квазиволновой вектор плазменного кристалла. Для $\omega_c = 0$ уравнение (10) совпадает со спектром, найденным в работе [3]. Рассматривая нормальное падение внешнего излучения, собственные частоты плазменных волн в ПК можно искать как решения уравнения (10) с $K = 0$. Тогда уравнение можно записать в виде произведения $Q_{\text{bright}}(\Omega)Q_{\text{dark}}(\Omega) = 0$, где

$$\begin{aligned}Q_{\text{bright}} &= s_1 \cos \frac{\pi\Omega}{2\omega_1} \sin \frac{\pi\Omega}{2\omega_2} + s_2 \cos \frac{\pi\Omega}{2\omega_2} \sin \frac{\pi\Omega}{2\omega_1}, \\ Q_{\text{dark}} &= s_2 \cos \frac{\pi\Omega}{2\omega_1} \sin \frac{\pi\Omega}{2\omega_2} + s_1 \cos \frac{\pi\Omega}{2\omega_2} \sin \frac{\pi\Omega}{2\omega_1}.\end{aligned}$$

Заметим, что резонансные частоты ω_n , определяемые $\Sigma(\omega_n, \gamma = 0) = 0$, также удовлетворяют уравнению

$Q_{\text{bright}}(\omega_n) = 0$. Таким образом, оптически возбуждаются только светлые моды, а $Q_{\text{dark}}(\omega_n) \neq 0$. Решения, описывающие темные моды, $\omega_n^{\text{dark}} : Q_{\text{dark}}(\omega_n^{\text{dark}}) = 0$ не проявляются в диссипации однородного поля в отличие от светлых мод.

5. Режимы слабой и сильной связи

Уравнение (9) справедливо при произвольном значении параметра $s_2/s_1 \in [0, 1]$, таким образом описывая переход между режимами слабой и сильной связи. В этом разделе будут обсуждаться режимы резонансного режима, в то время как нерезонансный режим подробно рассмотрен в работе [10].

Далее мы рассмотрим пограничные режимы слабой и сильной связи, перед этим введя параметр

$$\gamma_n(\omega, \omega_c) = \gamma \frac{\omega^2 + 2\omega_c^2}{\omega^2 + \omega_c^2} = \begin{cases} \gamma & \omega_c \ll \omega \\ 2\gamma & \omega_c \gg \omega \end{cases}.$$

В режиме сильной связи, когда $s_2 \ll s_1$, при условии резонансного режима $\omega_2 \ll \gamma \ll \omega_1$, выражение (9) упрощается:

$$P^{\text{strong}} = P_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma \gamma_n B_n}{(\delta \omega_n^{\text{strong}})^2 + \gamma_n^2/4},$$

где

$$B_n = \frac{2L_1}{(L_1 + L_2)(1 + 2n)^2 \pi^2},$$

$$\delta \omega_n^{\text{strong}} = \omega - \sqrt{(\omega_n^{\text{strong}})^2 + \omega_c^2},$$

$$\omega_n^{\text{strong}} = \omega_1(2n + 1), \quad \gamma_n = \gamma_n(\omega_n^{\text{strong}}, \omega_c).$$

В режиме слабой связи, когда $s_2 \approx s_1$, и при условии суперрезонансного режима, когда $\gamma \ll \omega_1, \omega_2$, выражение (9) принимает вид

$$P^{\text{weak}} = P_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma \gamma_n A_n}{(\delta \omega_n^{\text{weak}})^2 + \gamma_n^2/4},$$

где

$$A_n = \frac{4(s_1 - s_2)^2 (1 - (-1)^n \cos[nk(L_1 - L_2)/2])}{(\omega_n^{\text{weak}})^2 (L_1 + L_2)^2},$$

$$\delta \omega_n^{\text{weak}} = \omega - \sqrt{(\omega_n^{\text{weak}})^2 + \omega_c^2},$$

$$\omega_n^{\text{weak}} = ks_1 n, \quad \gamma_n = \gamma_n(\omega_n^{\text{weak}}, \omega_c).$$

6. Заключение

Тепловая карта диссипации (и, одновременно, карта коэффициента прохождения, см. уравнение (1)) представлена на рис. 4 для фиксированных $\omega_{1,2}$ и разных значениях γ . Как видно, с увеличением магнитного

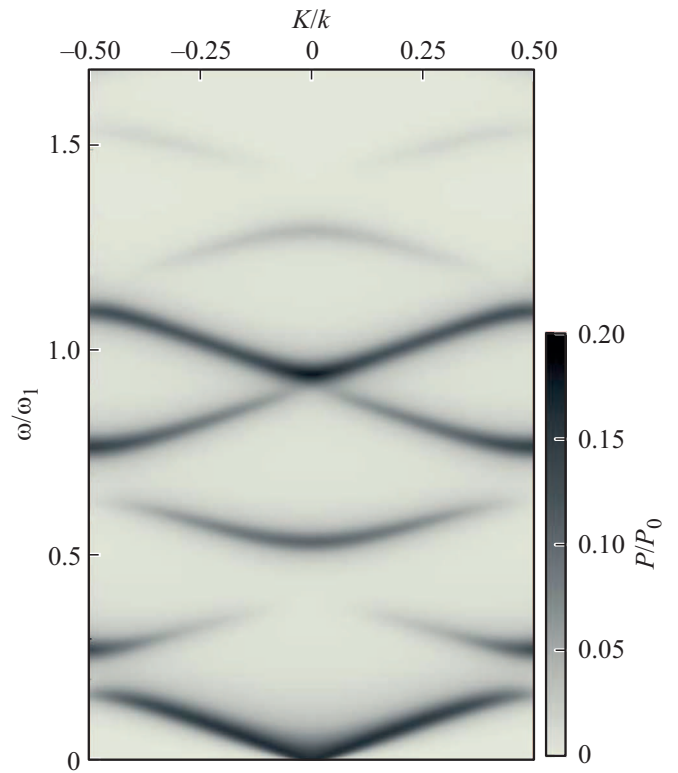


Рис. 4. Тепловая карта P/P_0 в плоскости $(K/k, \omega/\omega_1)$ при $\gamma = 0.05\omega_1$, $s_2 = 0.3s_1$, $L_2 = L_1$, $k = 2\pi/(L_1 + L_2)$ — вектор обратной решетки. Детали расчета представлены в работе [6]. На данном рисунке отчетливо видно, как случай $K \neq 0$, нарушая симметрию задачи, возбуждает темные состояния.

поля резонансные частоты возрастают как $\sqrt{\omega_n^2 + \omega_c^2}$, а зазор между соседними резонансами уменьшается. Таким образом, магнитное поле выводит систему из суперрезонансного режима (когда различимы все решения ω_n) в резонансный (когда $\omega_{n+1} - \omega_n \sim \gamma$).

Кроме того, разница между плазмонным резонансом и циклотронной частотой уменьшается с магнитным полем, так что для больших магнитных полей плазмонные и циклотронные резонансы перекрываются из-за конечного затухания γ и становятся неразличимыми.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 20-12-00147-П. Работа И.Г. также поддержана грантом фонда „БАЗИС“.

Список литературы

- [1] M. Dyakonov, M. Shur. Phys. Rev. Lett., **71**, 2465 (1993).
- [2] M. Dyakonov, M. Shur. IEEE Trans. Electron Dev., **43**, 380 (1996).
- [3] V.Yu. Kachorovskii, M.S. Shur. Appl. Phys. Lett., **100**, 232108 (2012).
- [4] A.S. Petrov, D. Svintsov, V. Ryzhii, M.S. Shur. Phys. Rev. B, **95**, 045405 (2017).

- [5] P. Sai, V.V. Korotyeyev, M. Dub, M. Słowikowski, M. Filipiak, D.B. But, Yu. Ivonyak, M. Sakowicz, Yu.M. Lyaschuk, S.M. Kukhtaruk, G. Cywiński, W. Knap. *Phys. Rev. X*, **13**, 041003 (2023).
- [6] I.V. Gorbenko, V.Yu. Kachorovskii. arXiv:2401.08826 (2024).
- [7] M. Shur, G. Aizin, T. Otsuji, V. Ryzhii. *Sensors*, **21**, 7907 (2021).
- [8] S. Boubanga-Tombet, W. Knap, D. Yadav, A. Satou, D. But, V. Popov, I. Gorbenko, V. Kachorovskii, T. Otsuji. *Phys. Rev. X*, **10**, 031004 (2020).
- [9] I.V. Rozhansky, V.Y. Kachorovskii, M.S. Shur. *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 246601 (2015).
- [10] I.V. Gorbenko, V.Yu. Kachorovskii. arXiv:2405.06441 (2024).

Редактор А.Н. Смирнов

Band structure of lateral plasmonic crystal tuned with magnetic field

I.V. Gorbenko, V.Yu. Kachorovskii

loffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The transmission of terahertz radiation through a two-dimensional electron gas with a lattice gate placed in a perpendicular magnetic field B was studied. It is shown that a voltage applied to the gate creates a lateral plasma crystal with a band structure that can be controlled by both the gate voltage and the magnetic field. It has been demonstrated that only part of the lateral plasma crystal plasmonic modes is present in the transmission spectrum of homogeneous excitation, while the other half—dark modes—appear only in the case of inhomogeneous excitation. The transition between weak coupling and strong coupling regimes, as the density modulation depth changes, is theoretically described. Two excitation regimes are predicted, resonant and „super-resonant“ and the transition between them is described as the quality factor of the structure increases. The main focus are the effects associated with the presence of a magnetic field. In particular, it is shown that plasmon resonances, which are visible in the transmission spectrum, approach each other with increasing of magnetic field and in the presence of a finite momentum relaxation rate can merge.