

Новая ветвь межподзонных плазмонов в неравновесной двухслойной системе

Р. З. Витлина, А. В. Чаплик¹⁾

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 12 мая 2005 г.

Рассчитан спектр плазменных колебаний двумерных электронов в двойной квантовой яме и показано, что в случае неравновесного заселения подзон может существовать дополнительная ветвь межподзонных плазмонов, не испытывающая затухания Ландау. В асимметричной структуре с этой ветвью связано возникновение неустойчивостей и возможность усиления плазменных волн.

PACS: 73.20.Mf, 73.21.La

1. Введение. Существенный прогресс последних лет в технологии получения многослойных структур, в особенности двойных квантовых ям, стимулировал возрождение интереса к коллективным колебаниям двумерной многокомпонентной плазмы. Основные теоретические результаты в этой области были сформулированы еще в начале 80-х гг. (см. [1, 2]). Под компонентами 2D плазмы понимаются группы носителей заряда, отличающиеся квантовым числом третьего измерения – номером уровня поперечного квантования (то есть номером подзоны), или, если туннелирование между слоями пренебрежимо мало, номером слоя. Было показано, что спектр плазменных волн многокомпонентных систем состоит из ряда ветвей, среди которых имеются как бесщелевые плазмоны (оптическая и акустическая ветви), так и плазмоны с конечной частотой при нулевом импульсе. Последние получили название межподзонных (intersubband) плазмонов (МПП), поскольку им соответствуют переходы электронов между различными уровнями поперечного квантования с одновременным возбуждением коллективных движений в плазме. Важным эффектом при этом является деполяризационный сдвиг: частота МПП при нулевом импульсе $\omega(0)$ не равна частоте одночастичного вертикального перехода между соответствующими подзонами Ω . В простейшем случае двухкомпонентной плазмы получается [2] (ниже всюду $\hbar = 1$)

$$\omega^2(0) = \Omega^2 + \frac{e^2}{\epsilon} L \Omega (N_1 - N_2). \quad (1)$$

Здесь $N_{1,2}$ – заселенности подзон, ϵ – фоновая диэлектрическая постоянная, L – константа размерности длины, определяемая волновыми функциями поперечного движения $\varphi_1(z)$, $\varphi_2(z)$ на уровнях 1,2; по

порядку величины L равно ширине квантовой ямы или расстоянию между слоями. В равновесной ситуации заселенности N_1 и N_2 заметно отличаются друг от друга и тогда существует лишь одна ветвь МПП, не затухающая в бесстолкновительном приближении (то есть не имеющая затухания Ландау). Удивительным образом многие авторы, включая, к сожалению, и авторов данной статьи, более двадцати лет не замечали, что при отклонении заселенностей подзон от термодинамического равновесия появляется еще одна незатухающая ветвь МПП, причем в случае $N_1 = N_2$ эта ветвь начинается прямо с нулевого импульса. Деполяризационный сдвиг при этом обращается в нуль (см (1)), и для двух ветвей в пределе $kL \rightarrow 0$ получаются симметричные формулы:

$$\omega_{\pm}(k) = \Omega \pm ku; \quad u = v_0 \frac{1 + \gamma}{\sqrt{1 + 2\gamma}}, \quad (2)$$

где k – модуль двумерного импульса, v_0 – фермиевская скорость в каждой подзоне, γ по порядку равно L/a^* , a^* – эффективный боровский радиус (точное выражение для γ приводится ниже). Нижний знак в (2) отвечает новой ветви МПП.

Целью данной работы является исследование этой ветви и спектра МПП в зависимости от различных параметров системы, но главным образом – от чисел заполнения N_1 , N_2 . Кроме того, мы покажем, что в асимметричной структуре, когда возникает взаимодействие мод, неравновесная заселенность подзон приводит к неустойчивостям оптических и акустических плазменных колебаний. Последний эффект может оказаться полезным для генерации терагерцового излучения.

2. Качественное объяснение природы новой ветви. Плазменные колебания типа МПП существуют лишь тогда, когда возможны переходы между различными компонентами плазмы. Например, в двух-

¹⁾e-mail: chaplik@isp.nsc.ru

слоистой системе в пренебрежении туннелированием между слоями имеются только оптическая и акустическая ветви, а МПП отсутствует. Рассмотрим теперь квантовую яму с двумя заселенными подзонами и со стандартным законом дисперсии $E = p^2/2m$. На рис.1а показаны заселенные состояния в подзо-

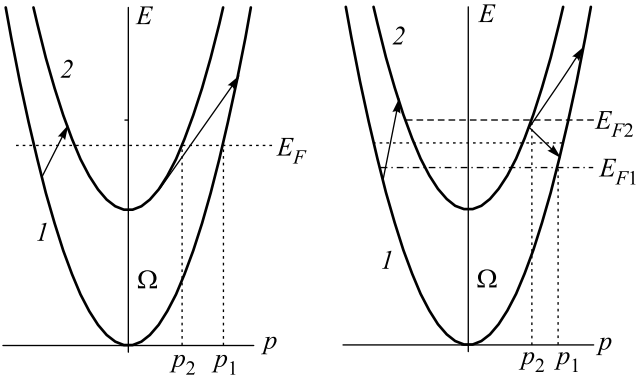


Рис.1. (а) Термодинамическое равновесие при $T = 0$; $p_{1,2}$ – фермиевские импульсы подзон E_F – уровень Ферми; (б) Неравновесная заселенность подзон. Квазиуровни Ферми в подзонах различны

нах при $T = 0$ в условиях равновесия. Возможны лишь переходы вверх по энергии, показанные стрелками. Они соответствуют обычному межподзону плазмону. Рис.1б соответствует перенаселенности второй подзоны и недонаселенности первой. Видно, что теперь для каждого электрона второй подзоны с энергией между квазиуровнями ферми E_{F1} и E_{F2} возможны переходы как вверх, так и вниз по энергии. Максимальная частота переходов вниз равна $\omega_{\max} = \Omega + p_2^2/2m - p_1^2/2m$, а переданный при этом импульс k равен $p_1 - p_2$ (мы считаем, что в каждой подзоне распределение по импульсам соответствует $T = 0$ при заданном квазиуровне Ферми). Существенно, что вертикальные (то есть при $k = 0$) переходы вниз невозможны и, как видно из рисунка, минимально допустимое k равно $p_1 - p_2$. Если заселенности подзон равны ($p_1 = p_2$), то $\omega_{\max} = \Omega$, переданный импульс обращается в нуль в соответствии с уравнением (2). Из рис.1б видно также, что с ростом k частота таких переходов уменьшается (отрицательная дисперсия, нижний знак в (2)). Мы связываем эти одночастичные переходы с новой ветвью МПП и строим в следующих разделах количественную теорию явления.

3. МПП в симметричной структуре. Для нахождения спектра плазменных волн достаточно приближения самосогласованного поля, которое в пренебрежении эффектами запаздывания сводится к уравнению Пуассона для индуцированного потенциала

$U(z, \mathbf{k}) \exp \{i(\mathbf{k}\rho - \omega t)\}$, где ρ, z – координаты, соответственно в плоскости структуры и по нормали к ней:

$$\frac{d^2 U}{dz^2} - k^2 U = -\frac{4\pi e^2}{\epsilon} \delta N(z, \mathbf{k}). \quad (3)$$

Здесь возмущение плотности δN в теории линейного отклика выражается через поляризационный оператор (см. [2])

$$\delta N = -\sum_{n,m} \Pi_{nm} U_{nm}(\mathbf{k}) \varphi_n(z) \varphi_m(z), \quad (4a)$$

$$\Pi_{nm}(\mathbf{k}, \omega) = -\sum_q \frac{f_n(\mathbf{q}) - f_m(\mathbf{k} + \mathbf{q})}{W_n(\mathbf{q}) - W_m(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + \omega + i\delta}; \quad (4b)$$

$W_n(\mathbf{q}) = E_n + q^2/2m$, E_n – донья подзон, f_n – фермиевские числа заполнения. Выражая формальное решение уравнения (3) через его функцию Грина: $G(z, z_0) = \frac{1}{2k} \exp(-k|z - z_0|)$, и беря матричные элементы по поперечным функциями $\varphi_n(z)$, приходим к системе уравнений

$$U_{ij} + \frac{2\pi e^2}{\epsilon k} \sum_{nm} I_{ij, nm}(k) \Pi_{nm}(k, \omega) U_{nm} = 0, \quad (5)$$

где

$$I_{ij, nm}(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i(z) \varphi_j(z) \exp(-k|z - z_0|) \varphi_n(z_0) \varphi_m(z_0) dz dz_0. \quad (6)$$

В структуре, симметричной относительно своей срединной плоскости, имеем для двух нижних подзон $I_{11,12} = I_{22,21} = 0$, так как $\varphi_1(z)$ и $\varphi_2(z)$ имеют различную четность по z . Поэтому характеристическое уравнение системы (5) распадается на произведение двух множителей. Один из них содержит Π_{11} и Π_{22} и дает закон дисперсии оптического и акустического плазмонов. Второй зависит от Π_{12} и Π_{21} и соответствует МПП:

$$1 + \frac{2\pi e^2}{\epsilon k} I(k) [\Pi_{12}(\omega, k) + \Pi_{21}(\omega, k)] = 0, \quad (7)$$

где $I(k) \equiv I_{12,12} = I_{12,21} = I_{21,12} = I_{21,21}$. Вычисляя интегралы в (4b), получим окончательно уравнение МПП:

$$1 + \frac{2e^2 m^2}{\epsilon k^3} I(k) [(\omega_+ - \Omega) Q_2(\omega_+ - \Omega) - (\omega_- - \Omega) Q_1(\omega_- - \Omega) + (\omega_+ + \Omega) Q_1(\omega_+ + \Omega) - (\omega_- + \Omega) Q_2(\omega_- + \Omega)] = 0; \quad (8)$$

$$Q_\alpha(\omega_\pm \pm \Omega) \equiv 1 - \sqrt{1 - k^2 v_\alpha^2 / (\omega_\pm \pm \Omega)^2}, \quad \omega_\pm = \omega \pm \frac{k^2}{2m},$$

$\alpha = 1, 2$; v_1, v_2 – фермиевские скорости подзон 1,2. Единственный аналитически решаемый предельный случай, который нам удалось найти для уравнения (8), соответствует равным (или близким) заселенностям ($|v_1 - v_2| \ll v_{1,2}$) и малым k ($k \ll mv_{1,2}$). В этом же пределе можно заменить $I(k)/k$ на $L \equiv \lim_{k \rightarrow 0} I(k)/k$, так как из (6) вследствие ортогональности $\varphi_1(z)$ и $\varphi_2(z)$ следует, что $I(k)$ при $k \rightarrow 0$ обращается в нуль по линейному закону. Тогда для положительных частот ω последними двумя слагаемыми в квадратных скобках в (8) можно пренебречь, а в первых двух провести разложение радикалов по $k^2/m(\omega - \Omega)$. В случае $v_1 = v_2 = v_0$ получается

$$1 + \frac{2e^2mL}{\varepsilon} \left(1 - \frac{|\omega - \Omega|}{\sqrt{(\omega - \Omega)^2 - k^2v_0^2}} \right) = 0, \quad (9)$$

откуда следует закон дисперсии (2) с $\gamma = 2me^2L/\varepsilon$. При близких, но не равных заселенностях аналогичное разложение уравнения (8) дает:

$$\begin{aligned} |\omega - \Omega| + \text{sgn}(\omega - \Omega)m(v_1^2 - v_2^2)/2 = \\ = (1 + 1/\gamma)\sqrt{(\omega - \Omega)^2 - k^2v_0^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Из (10) следует, что при $\omega > \Omega$ имеется один корень при любом k . Он соответствует известному МПП и при $k = 0$ определяет деполяризационный сдвиг в соответствии с формулой (1), в которой из-за близости N_1 к N_2 следует $\omega^2(0) - \Omega^2$ заменить на $(\omega - \Omega) \cdot 2\Omega$. Если же $\omega < \Omega$, то решения нет в интервале k от нуля до $k_c = (v_1^2 - v_2^2)m/2v_0$. Новая ветвь существует при $k > k_c \approx m(v_1 - v_2)$, на что уже указывалось из качественных соображений в п.2.

В случае произвольных заселенностей и не малых значений импульса плазмона уравнение (8) решалось численно. Для явного вычисления форм-фактора $I(k)$ необходимо задаться функциями φ_1, φ_2 . Мы воспользовались точно решаемой моделью двухслойной системы, предложенной нами ранее [3]: потенциал двойной квантовой ямы задается выражением $V(z) = -v_1\delta(z - d/2) - V_2\delta(z + d/2)$. Для симметричной структуры полагаем $V_1 = V_2 = V_0$. Параметры V_0 и d подбирались такими, чтобы обеспечить существование двух уровней отрицательной энергии в системе ($2mV_0d > 1$). Рис.2 иллюстрирует возможный ход всех четырех ветвей плазменного спектра в симметричной структуре. Пунктиром показаны границы континуума одночастичных возбуждений.

Детали поведения новой ветви существенно определяются параметрами структуры. В состоянии равновесия $p_1^2 = p_2^2 + 2m\Omega$ существует лишь обычная ветвь межподзонных колебаний с $\omega \geq \Omega + \Delta_{\text{dep}}$, где

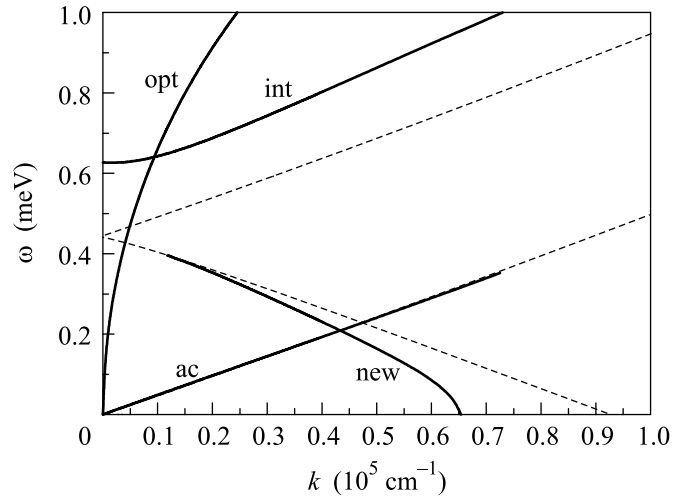


Рис.2. Дисперсионные кривые в симметричной структуре: $N = 6.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $N_2/N_1 = 0.95$, $d = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $mdV_0 = 0.7$. Взаимодействие колебаний отсутствует

Δ_{dep} – деполяризационный сдвиг. Новая ветвь появляется лишь при достаточно большом отклонении от равновесия. Например, при тех же параметрах, что на рис.2, должно быть $N_2/N_1 > 0.68$ (равновесное значение $N_2/N_1 = 0.63$). Возможны разные варианты поведения новой ветви в зависимости от полной концентрации N (см. рис.3). Обращаем внимание на

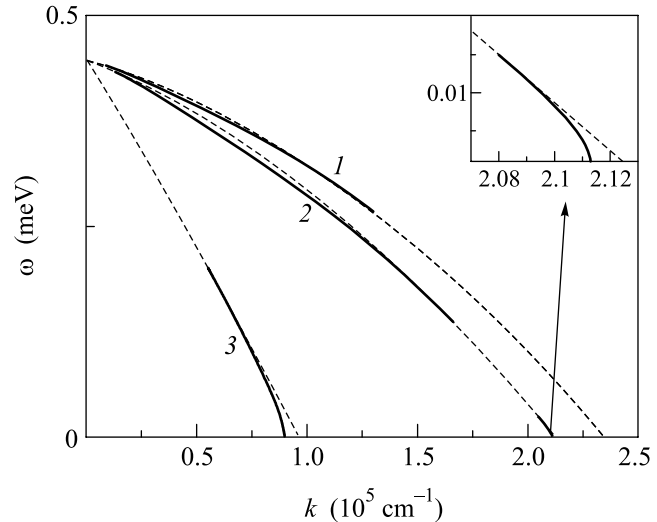


Рис.3. Новая ветвь МПП при разных полных концентрациях. $N_2/N_1 = 0.81$, $d = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $mdV_0 = 0.7$. 1 – $N = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$; 2 – $N = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$; 3 – $N = 6.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$

кривую 2, которая демонстрирует возможность разрыва в новой ветви МПП.

Наконец, при инверсии заселенностей ($N_2 > N_1$) расчеты показывают, что ветви “int” и “new” на

рис.2 меняются местами: частота обычного МПП, начинающегося с нулевого импульса, лежит теперь ниже Ω , так как при $N_2 > N_1$ деполяризационный сдвиг отрицателен.

4. Асимметричная структура ($V_1 \neq V_2$). В этой ситуации “косые” формфакторы $I_{11,12}$ и $I_{22,21}$ не равны нулю, включается взаимодействие ветвей, и все пересечения заменяются псевдопересечениями (anticrossing) [3,4]. Характер псевдопересечений обычного МПП с оптической ветвью и новой ветви с оптической или акустической ветвями принципиально различен. Согласно принятой классификации неустойчивостей [5], взаимодействие обычного МПП с оптическим плазмоном относится к случаю А: функции $\omega(k)$ и $k(\omega)$ вещественны при всех аргументах. В случае же новой ветви взаимодействие ее с оптическим и акустическим плазмонами приводит к щели в спектре по оси k (то есть к комплексной частоте). Исследование знаков коэффициента связи и наклонов ветвей в точке пересечения показывает, что имеет место случай Г – абсолютная неустойчивость. Естественно, это связано с исходно заложенной неравновесностью системы. Рис.4 иллюстрирует сказанное на примере взаимодействия ветвей “new” и “ac”.

Заметим, что степень асимметрии здесь весьма мала ($V_1/V_2 \approx 1.004$). При большой асимметрии правая часть графика выталкивается в область континуума и остается лишь смыкание новой ветви с акустической. Аналогичные графики получаются и для связи ветвей “new” и “opt”. В случае инверсии заселенностей неустойчивость возникает при взаимодействии “opt” и “int” (обычный МПП), то есть область неустойчивости лежит всегда при $\omega < \Omega$.

Таким образом, мы показали, что неравновесная двухслойная система характеризуется дополнительной ветвью плазменных колебаний. Если, кроме того, структура асимметрична, то возможно усиление

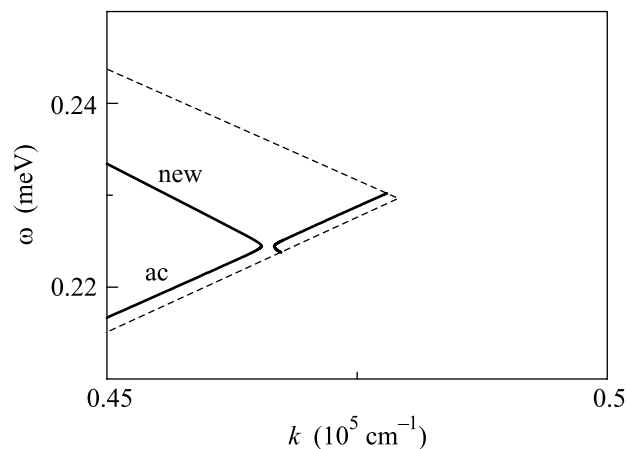


Рис.4. Взаимодействие новой и акустической ветвей: $N = 6.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $N_2/N_1 = 0.9$, $d = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $mdV_1 = 0.703$, $mdV_2 = 0.7$

плазменных волн как оптического, так и акустического типов.

Мы благодарим Э.Г. Батыева, В.А. Волкова, Л.И. Магарилла, С.А. Рыбака и М.В. Энтина за полезные обсуждения, а Л.И. Магарилла также за многочисленные консультации по численным расчетам. Работа поддержана программой РФФИ – 593.2003.2, грантом INTAC # 03-51-6453, программами РАН и Минобрнауки.

1. S. Das Sarma and A. Madhukar, Surf. Sci. **98**, 1 (1980).
2. Р.З. Витлина, А.В. Чаплик, ЖЭТФ **81**, 1011 (1981).
3. A.V. Chaplik and R.Z. Vitlina, Superlattices and Microstructures **33**, 263 (2003).
4. С.-М. Hu, C. Schuller, and P. Heitmann, Phys. Rev. B **64**, 073303 (2001).
5. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Физическая кинетика*, М.: Наука, 1979, § 64.