

## Дисперсионные свойства плазменных возбуждений в туннельно связанных двухслойных электронных системах

В. Е. Бисти, В. Е. Кирпичев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 26 февраля 2006 г.

Рассмотрены плазменные возбуждения в двухслойной электронной системе со слабой туннельной связью. Исследовано влияние пространственной симметрии системы на спектр плазменных возбуждений. Экспериментально и теоретически показано, что, несмотря на принципиально различную природу плазменных возбуждений в системах с различной пространственной симметрией, их физические свойства в области энергий, превышающих параметр туннелирования, аналогичны.

PACS: 73.21.Mf

Двойные электронные слои как пример двухкомпонентных двумерных систем со свойствами, варьируемыми в широких пределах, представляют значительный интерес для фундаментальных исследований. Спектр возбуждений двухкомпонентных систем обладает рядом особенностей, отмеченных в работе Пайнса и Шриффера [1]. Одна из них – возникновение бесщелевой плазменной моды с линейным законом дисперсии – акустического плазмона. Акустическая плазменная ветвь была также предсказана теоретически и наблюдалась экспериментально в двойных слоях с кулоновской связью [2–4]. Вопрос об изменении спектра плазменных возбуждений при включении туннелирования между слоями остается открытым. В общем виде задача о влиянии туннельного взаимодействия на спектр возбуждений в двухслойных системах была рассмотрена еще в 1981 году [2], однако описание плазменных возбуждений в экспериментально реализуемых системах остается актуальным. Туннелирование достаточно легко учесть в системах с сильной туннельной связью, в случае которых правильнее говорить в терминах подзон, а не слоев [5–7]. В случае слабой туннельной связи теоретические исследования [8–10] дают спектр плазменных возбуждений, который не полностью согласуется с экспериментом [11]. В данной работе теоретически и экспериментально показано, что важную роль в понимании спектра плазменных возбуждений играет пространственная симметрия двойных слоев.

Рассмотрим плазменные возбуждения в двухслойной квазидвумерной электронной системе. Заполнены только две подзоны, а остальные расположены существенно выше по энергии. Случай равновесный – энергия Ферми общая для обеих подзон. При рассмотрении задачи о плазменных возбуждениях для двух туннельно связанных квантовых ям  $l$  и  $r$  удобно ис-

пользовать приближение туннельного гамильтониана [12, 13]:

$$H = \sum_{\mathbf{k}, i, i'} (E_{\mathbf{k}}^i a_{i\mathbf{k}}^+ a_{i\mathbf{k}} - \frac{\Delta_{SAS}}{2} (a_{i\mathbf{k}}^+ a_{i'\mathbf{k}} + a_{i'\mathbf{k}}^+ a_{i\mathbf{k}})) = \sum_{\mathbf{k}, j} \tilde{E}_{\mathbf{k}}^j A_{j\mathbf{k}}^+ A_{j\mathbf{k}}, \quad (1)$$

где  $E_{\mathbf{k}}^{l,r} = E_0 \pm \Delta E/2 + (\hbar^2/2m)k^2$  – энергии электронов в квантовых ямах (слоях) без туннелирования,  $E_0 \pm \Delta E/2$  – энергия электрона в первой квантовой подзоне каждой из ям,  $\Delta_{SAS}$  – параметр туннельной связи (в симметричном случае – туннельная щель),  $\Delta E$  – параметр асимметрии (разность энергий электронов в квантовых ямах без туннелирования),  $a_{i\mathbf{k}}^+$ ,  $a_{i\mathbf{k}}$  – операторы рождения и уничтожения электронов в двух ямах ( $i = l, r$ ),  $\mathbf{k}$  – импульс электрона в плоскости;  $A_{j\mathbf{k}}^+$ ,  $A_{j\mathbf{k}}$  – операторы рождения и уничтожения электронов в подзонах ( $j = 1, 2$ ). Условие применимости этого приближения  $E_0 \gg \Delta_{SAS}$ ,  $E_0 \gg \Delta E$  – волновые функции электронов в каждой из ям  $\psi_l, \psi_r$  мало меняются в зависимости от этих параметров. Если сами ямы, а не только энергии  $E_0$ , одинаковы, то можно считать  $\psi_l(z) = \psi_r(-z)$  (0 соответствует центру барьера).

Энергии электронов в подзонах имеют вид

$$\tilde{E}_{\mathbf{k}}^{1,2} = E_0 + \frac{\hbar^2}{2m}k^2 \mp \frac{1}{2}\sqrt{\Delta E^2 + \Delta_{SAS}^2}. \quad (2)$$

Волновые функции электронов в подзонах в  $z$ -направлении и операторы рождения и уничтожения преобразуются по следующему закону

$$\Psi_j = C_{ji}\psi_i(z), \quad A_{j\mathbf{k}} = C_{ji}a_{i\mathbf{k}}, \quad (3)$$

$$A_{j\mathbf{k}}^+ = C_{ji}a_{i\mathbf{k}}^+ \quad (j = 1, 2, \quad i = l, r),$$

$$C_{jl} = \frac{\Delta_{SAS}}{\sqrt{\Delta_{SAS}^2 + 4(E_{\mathbf{k}}^l - \bar{E}_{\mathbf{k}}^j)^2}},$$

$$C_{jr} = \frac{2(E_{\mathbf{k}}^l - \bar{E}_{\mathbf{k}}^j)}{\sqrt{\Delta_{SAS}^2 + 4(E_{\mathbf{k}}^l - \bar{E}_{\mathbf{k}}^j)^2}};$$

$C_{ji}$  не зависят от импульса  $\mathbf{k}$ . Рассмотрим плазменные возбуждения в области импульсов и частот

$$\Delta \ll \hbar q v_F \ll E_F, \quad \omega \gg q v_F \quad (v_F = \hbar k_F / m). \quad (4)$$

Энергия Ферми много больше параметров асимметрии и туннелирования, и концентрации частиц в подзонах  $n_{1,2}$  близки ( $n_1, n_2 \simeq n$ ).

Расчет спектров плазменных колебаний проводится в приближении РПА. Согласно [2], спектр плазменных волн получается из требования обращения в нуль детерминанта системы для компонент потенциала  $U_{ij}(q)$ , ранг которой равен квадрату числа поперечных уровней энергии:

$$U_{ij}(q) + \frac{2\pi e^2}{\varepsilon q} \sum_{n,m} J_{ij,nm}(q) \Pi_{nm}^0(q) U_{nm}(q) = 0, \quad (5)$$

где

$$J_{ij,nm}(q) = \int \Psi_i(z) \Psi_j(z) e^{-q|z-z_0|} \Psi_n(z_0) \Psi_m(z_0) dz dz_0, \quad (6)$$

$$\Pi_{nm}^0(q, \omega) = - \sum_{\mathbf{q}} \frac{f_n(\mathbf{k}) - f_m(\mathbf{k} + \mathbf{q})}{\bar{E}_{\mathbf{k}}^n - \bar{E}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^m + \omega + i\delta}. \quad (7)$$

При выполнении условий (4) все  $\Pi_{ij}^0$  можно считать одинаковыми [2]:

$$\Pi_{ij}^0 = \Pi^0(q, \omega) = \frac{m}{\pi} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{q^2 v_F^2}{\omega^2} \right)^{-1/2} \right] = - \frac{mq^2 v_F^2}{2\pi\omega^2}. \quad (8)$$

Заметим, что такая же система уравнений будет и для матрицы плотности  $\langle \rho_{ij}^+(q) \rangle$ , и для полного поляризованного оператора. Оператор матрицы плотности выражается через операторы рождения и уничтожения электронов в подзонах:

$$\rho_{ij}^+(q) = \sum_{\mathbf{k}} A_{j\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{i,\mathbf{k}}. \quad (9)$$

Рассмотрим два предельных случая симметричных и асимметричных двойных слоев. В дальнейшем будем называть симметричным или асимметричным такое состояние двойных слоев, в котором волновые функции одночастичных состояний обладают или не обладают четностью.

1). Система асимметрична, туннелирование пренебрежимо мало, и при вычислении волновых функций его можно не учитывать:

$$\Delta_{SAS} \ll \Delta E, \quad \Psi_1 = \psi_l(z), \quad \Psi_2 = \psi_r(z). \quad (10)$$

Понятия “слой” и “подзона” совпадают. Энергии Ферми, однако, совпадают в обоих слоях. Условие (4) можно заменить на более мягкое:  $\Delta_{SAS} \ll \hbar q v_F \ll E_F$ ,  $\Delta \ll E_F$ . Вследствие малости туннелирования при вычислении формфакторов  $J_{ij,nm}$  можно пренебречь перекрытием волновых функций. Тогда

$$J_{ij,nm}(k) = J_{ii,nn} \delta_{ij} \delta_{nm}, \quad (11)$$

$\delta_{ij}$  – символ Кронекера. Нет не только зацепления внутриподзонных и межподзонных переходов, но и самих межподзонных (в данном случае межслоевых) переходов. В этом случае известно [2], что существует две ветви плазменных колебаний. При  $qL \ll 1$ ,  $qD \ll 1$  ( $L, D$  – эффективные толщина слоя и расстояние между слоями) одна из них – “оптический” плазмон – характеризуется обычным для двумерного плазмона корневым законом дисперсии и соответствует синфазным колебаниям частиц в обоих слоях:

$$\omega_+^2 = \frac{2\pi e^2 q}{\varepsilon m} (n_1 + n_2) \simeq \frac{2\pi e^2 q}{\varepsilon m} 2n. \quad (12)$$

Синфазным колебаниям электронной плотности частиц в слоях соответствует оператор

$$\rho_{11}^+(q) + \rho_{22}^+(q) = \rho_{ll}^+(q) + \rho_{rr}^+(q). \quad (13)$$

Колебание, синфазное по слоям, одновременно синфазное и по подзонам.

Второй тип плазменных колебаний – “акустический” плазмон с линейным законом дисперсии

$$\omega_-^2 = \frac{2\pi e^2 D q^2}{\varepsilon m} \frac{2n_1 n_2}{n_1 + n_2} \simeq \frac{2\pi e^2 D q^2}{\varepsilon m} n, \quad (14)$$

соответствующий антифазным колебаниям электронной плотности в слоях и антифазным в подзонах:

$$\rho_{11}^+(q) - \rho_{22}^+(q) = \rho_{ll}^+(q) - \rho_{rr}^+(q). \quad (15)$$

Эффективная толщина слоя и расстояние между слоями

$$L = L_l = L_r = \int \psi_l^2(z) |z - z_0| \psi_l^2(z_0) dz dz_0; \quad (16)$$

$$D = \int \psi_l^2(z) |z - z_0| (\psi_r^2(z_0) - \psi_l^2(z_0)) dz dz_0. \quad (17)$$

2). Система симметрична:

$$\begin{aligned} \Delta_{SAS} \gg \Delta E, \quad \Psi_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_l(z) + \psi_r(z)), \\ \Psi_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_l(z) - \psi_r(z)), \end{aligned} \quad (18)$$

$$A_{1\mathbf{k}}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_{l\mathbf{k}}^+ + a_{r\mathbf{k}}^+); \quad A_{2\mathbf{k}}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_{l\mathbf{k}}^+ - a_{r\mathbf{k}}^+). \quad (19)$$

В этом случае межподзонные и внутривидовые возбуждения независимы. С учетом (6), (16)–(18) выражения для формфакторов следующие:

$$\begin{aligned} I_{ii,ii} &= I_{ii,jj} = 1 - \frac{1}{2}q(D + 2L), \\ I_{ij,ij} &= I_{ij,ji} = \frac{1}{2}qD \quad (i \neq j). \end{aligned} \quad (20)$$

Уравнение для внутривидовых возбуждений с учетом (20) имеет вид

$$1 + 2\gamma I_{11,11} \Pi^0 = 0 \quad (21)$$

и имеет только одно решение. Это двумерный плазмон с корневым законом дисперсии (12), который представляет синфазные по подзонам колебания электронной плотности (они же синфазные по слоям). В этом легко убедиться, воспользовавшись соотношением (19):

$$\begin{aligned} \rho_{11}^+(q) + \rho_{22}^+(q) &= \sum_{\mathbf{k}} A_{1\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{1,\mathbf{k}} + \\ + \sum_{\mathbf{k}} A_{2\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{2,\mathbf{k}} &= \rho_{ll}^+(q) + \rho_{rr}^+(q). \end{aligned} \quad (22)$$

Характерной особенностью симметричного состояния является отсутствие в спектре бесщелевой плазменной моды с линейным законом дисперсии – акустического плазмона, который является противофазным колебанием плотности заряда в симметричной и антисимметричной подзонах. Энергия акустического плазмона определяется разностью в кулоновском взаимодействии электронов в одной и в разных размерноквантованных подзонах, а поскольку электронная плотность в двух подзонах симметричных двойных слоев распределена почти одинаково, мода акустического плазмона смягчается и попадает в континуум одночастичных возбуждений.

Существует возбуждение, связанное с межподзонными переходами, – туннельный плазмон. Его энергия с учетом соотношения (20) определяется из уравнения

$$1 + 2\gamma I_{12,12} \Pi^0 = 0 \quad (23)$$

и совпадает с формулой (14) для энергии акустического плазмона для случая двух туннельно несвязанных слоев. Это межподзонное возбуждение не только по энергии, но и по физическим свойствам соответствует антифазным по слоям колебаниям электронной плотности:

$$\begin{aligned} \rho_{12}^+(q) + \rho_{21}^+(q) &= \sum_{\mathbf{k}} A_{2\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{1,\mathbf{k}} + \\ + \sum_{\mathbf{k}} A_{1\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ A_{2,\mathbf{k}} &= \rho_{ll}^+(q) - \rho_{rr}^+(q). \end{aligned} \quad (24)$$

3). Общий случай – соотношение между  $\Delta_{SAS}$  и  $\Delta E$  произвольно. В этом случае внутривидовые и межподзонные переходы не разделяются. Однако и здесь можно показать, что существует двумерный плазмон с корневым законом дисперсии, соответствующий синфазным колебаниям электронной плотности как по подзонам, так и по слоям. Можно также показать, что из оставшихся возбуждений в интересующий интервал частот попадает решение, энергия которого опять совпадает с энергией “акустического” плазмона. Это возбуждение – комбинированное внутривидово-межподзонное, но опять-таки антифазное по слоям.

Экспериментально методом неупругого рассеяния света (НРС) была исследована система со слабым туннелированием, для которой применимо приближение туннельного гамильтониана. Использовались симметрично легированные  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$  двойные квантовые ямы с поверхностной плотностью электронов  $3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в каждой яме. Ширина квантовых ям  $200 \text{ \AA}$ . Ямы разделены  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -барьером  $25 \text{ \AA}$ . На рис.1 показан вид ограничивающего потенциала, обусловленного профилем ям и электрическим полем ионизированных доноров. Результирующая туннельная щель составляла  $0.3 \text{ мэВ}$ . Изменение симметрии системы достигалось дополнительной подсветкой HeNe-лазером с энергией фотона больше ширины запрещенной зоны в барьере, что вызывало изменение концентраций ионизированных доноров в квантовой яме, расположенной ближе к поверхности исследуемой структуры. Электронные концентрации и межподзонные энергии измерялись из спектров НРС и фотолюминесценции [14]. Измерения осуществлялись с помощью световодной методики и стандартной методики с оптическим окном при температуре  $1.5 \text{ К}$ . Методика с оптическим окном обеспечивает более плавную развертку импульсов, передаваемых в НРС-процессе, но приводит к эффективному уменьшению амплитуды НРС-сигнала с большими импульсами вследствие малости апертуры

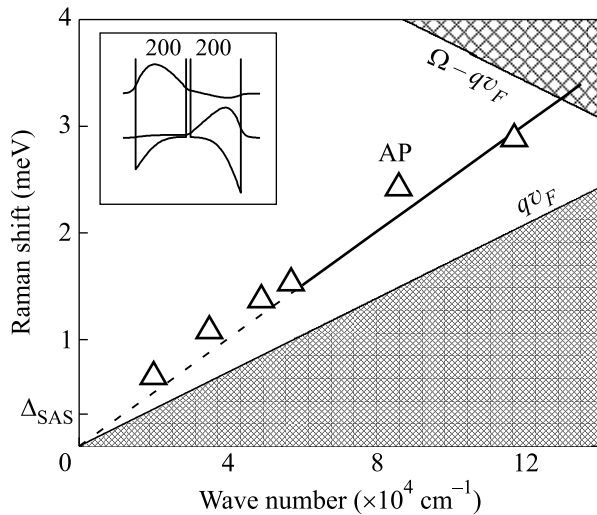


Рис.1. Экспериментальная (точки) и рассчитанная в приближении туннельного гамильтониана (линия) дисперсионные зависимости акустического плазмона (AP) в асимметричных двойных слоях с параметром асимметрии  $\delta = 0.3$ . Заштрихованными областями показаны континуумы внутрислоевых (темная область) и межслоевых (светлая область) одночастичных возбуждений. На вставке приведена форма самосогласованного потенциала и огибающие волновых функций для двух нижайших размерноквантованных подзон, полученные самосогласованным решением одномерных уравнений Шредингера и Пуассона

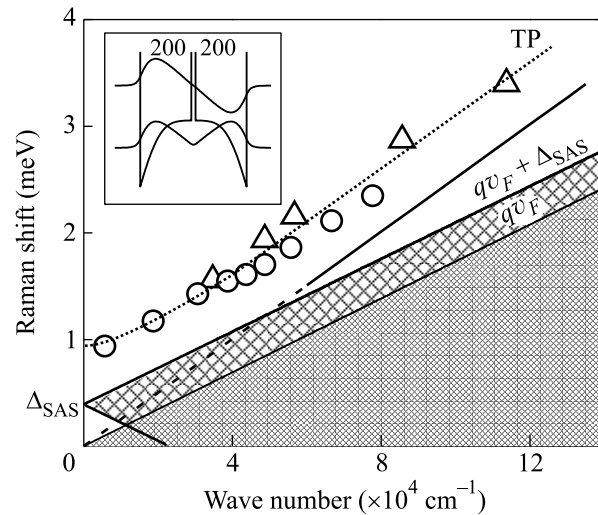


Рис.2. Экспериментальная (точки) и рассчитанная в приближении туннельного гамильтониана (линия) дисперсионные зависимости туннельного плазмона (TP) в симметричных двойных слоях  $\delta = 0$ . Экспериментальные данные, полученные с помощью световодной и стандартной методик, обозначены треугольниками и кружками, соответственно. Пунктирная линия показана для удобства. Заштрихованными областями показаны континуумы внутрислоевых (темная область) и межслоевых (светлая область) одночастичных возбуждений. На вставке приведена форма самосогласованного потенциала и огибающие волновых функций для симметричной и антисимметричной размерноквантованных подзон

оптического окна. Поэтому область импульсов НРС в стандартной методике ограничена импульсами  $\sim 8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Для возбуждения системы использовался титан-сапфировый лазер. Рассеянный свет попадал на входную щель тройного рамановского спектрографа и регистрировался CCD-камерой.

Случай асимметричных двойных слоев проиллюстрирован на рис.1. Волновые функции электронов из двух нижайших размерноквантованных подзон локализованы в разных слоях. В спектрах наблюдается бесщелевая акустическая плазменная мода с линейной дисперсией. Ее энергия согласуется с теоретическим результатом (14), при этом в качестве эффективного расстояния между слоями используется расстояние между геометрическими центрами квантовых ям.

Более интересный случай симметричных двойных слоев показан на рис.2. При  $\Delta_{SAS} \ll \hbar qv_F$  существует область линейной дисперсии с наклоном, соответствующим наклону дисперсионной зависимости акустического плазмона в асимметричных слоях (рис.1). В длинноволновом пределе  $\Delta_{SAS} \sim \hbar qv_F$  туннельный плазмон является щелевой модой. Плазменная щель обусловлена деполяризационным сдви-

гом и значительно (почти в 3 раза) превышает одночастичную туннельную щель  $\Delta_{SAS}$ . Данные свойства туннельного плазмона привели ранее к неверным теоретическим выводам [9, 10]. Предполагалось, что туннельный плазмон – это не отдельная плазменная мода, а мода акустического плазмона, у которой открывается длинноволновая плазменная щель при увеличении туннельной связи между слоями двухслойной системы. Действительно, две совершенно различные по природе плазменные моды, туннельная и акустическая, обладают линейными дисперсионными зависимостями при  $\Delta_{SAS} \ll \hbar qv_F$ , причем наклоны этих зависимостей уравниваются с уменьшением туннельной связи. Различить две плазменные моды можно либо непрерывно увеличивая туннельную связь между слоями (что достаточно сложно выполнить экспериментально), либо изменяя симметрию двойных слоев.

На рис.3 показана трансформация плазменных мод при изменении степени пространственной асимметрии системы. Для характеристики степени асимметрии использовался параметр  $\delta = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$ , где  $N_{1,2}$  – концентрации ионизованных

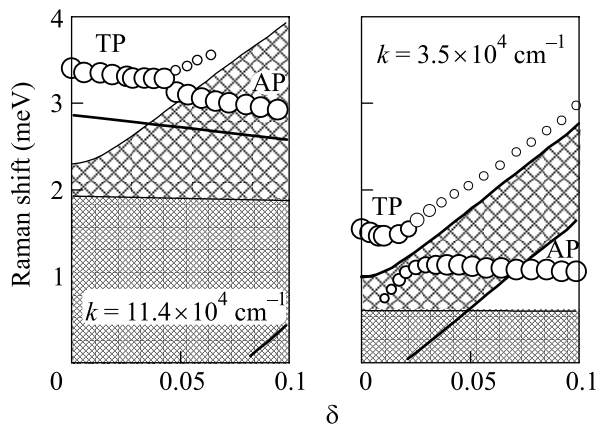


Рис.3. Экспериментальные энергии плазменных мод в зависимости от параметра асимметрии в переходной (относительно трансформации волновых функций) области (размер точек показывает экспериментальное сечение НРС). Заштрихованными областями показаны континуумы внутрисубзонных (темная область) и межсубзонных (светлая область) одночастичных возбуждений

доноров по обе стороны двухслойной структуры. Следует заметить, что  $N_{1,2}$ , определяющие профиль ограничивающего потенциала, нельзя измерить непосредственно. Для их определения использовалась следующая экспериментальная процедура: при  $\delta > 0.05$  волновые функции электронов локализованы в слоях и  $N_{1,2} \approx n_{1,2}$ . Поскольку  $n_{1,2}$  непосредственно измеряемы,  $N_{1,2}$  известны при  $\delta > 0.05$ . Зависимость  $\delta$  от мощности HeNe-лазера измерялась экспериментально в диапазоне 0.05 – 0.4 и затем экстраполировалась до  $\delta = 0$ . Приведены экспериментальные и теоретические зависимости энергии возбуждений в двух рассматриваемых пределах  $\hbar qv_F \sim \Delta_{SAS}$  и  $\Delta_{SAS} \ll \hbar qv_F$ . В коротковолновом пределе  $\Delta_{SAS} \ll \hbar qv_F$  в спектрах присутствует линия с энергией, слабо зависящей от  $\delta$ , которая при  $\delta < 0.02$  соответствует туннельному плазмону, а при  $\delta > 0.05$  – акустическому плазмону. Поскольку поперечное сечение неупругого рассеяния света пропорционально динамическому структурному фактору, то в полном соответствии с формулами (15) и (24), поперечное сечение неупругого рассеяния света от туннельного плазмона в симметричном состоянии  $\delta = 0$  и акустического плазмона в асимметричном состоянии  $\delta > 0.05$  также совпадают (рис.3).

В длинноволновом пределе  $\hbar qv_F \sim \Delta_{SAS}$  в спектре присутствуют две плазменные моды: акустический плазмон и туннельный плазмон. Переход от симметричного к асимметричному состоянию сопровождается уменьшением поперечного сечения НРС туннельного плазмона, причем сам туннельный плазмон

затухает на межсубзонных одночастичных возбуждениях. Напротив, энергия акустического плазмона увеличивается, а при некотором параметре перекоса ДКЯ она превышает граничную энергию одночастичного континуума. Таким образом, существует перекоп, при котором в спектре присутствуют две противофазные слабозатухающие плазменные моды (рис.3).

Отметим, что туннельный и акустический плазмоны являются принципиально разными возбуждениями, акустический плазмон – это внутрисубзонное возбуждение, а туннельный плазмон – межсубзонное возбуждение, связанное с электронными переходами между нижайшими подзонами размерного квантования в двухслойной системе. Физические свойства туннельного и акустического плазмонов одинаковы только в коротковолновом пределе  $\Delta_{SAS} \ll \hbar qv_F$ . В противоположном пределе туннельный плазмон является возбуждением экситонного типа с квадратичной дисперсионной зависимостью [5–7]. Дисперсионная же зависимость акустического плазмона линейна и слабо зависит от величины туннельной щели.

Авторы благодарят А.В. Чаплика и Р.З. Витлину за обсуждение результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. D. Pines and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. **124**, 1387 (1961).
2. Р.З. Витлина, А.В. Чаплик, ЖЭТФ **81**, 1011 (1981).
3. S. Das Sarma and A. Madhukar, Phys. Rev. B **23**, 805 (1981).
4. D. S. Kainth, D. Richards, A. S. Bhatti et al., Phys. Rev. B **59**, 2095 (1999).
5. R. Decca, A. Pinczuk, S. Das Sarma et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 1506 (1994); A. S. Plaut, A. Pinczuk, P. I. Tamborenea et al., Phys. Rev. B **55**, 9282 (1997).
6. M.-T. Bootmann, C.-M. Hu, Ch. Heyn et al., Phys. Rev. B **67**, 121309 (2003).
7. С.В. Товстоног, Л.В. Кулик, В.Е. Кирпичев и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 54 (2004).
8. G. Gumbs and G.R. Aizin, Phys. Rev. B **51**, 7074 (1995).
9. S. Das Sarma and E.H. Hwang, Phys. Rev. Lett. **81**, 4216 (1998).
10. P. G. Bolcatto and C. R. Proetto, Phys. Rev. Lett. **85**, 1734 (2000).
11. S. V. Tovstonog, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **66**, 241308(R) (2002).
12. G. R. Aizin and G. Gumbs, Phys. Rev. B **54**, 2049 (1996).
13. A. A. Gorbatsevich and I. V. Tokatly, Semicond. Sci. Technol. **13**, 288 (1998).
14. С.В. Товстоног, Л.В. Кулик, В.Е. Кирпичев и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 1151 (2003).