

Модуляция плотности экситонов в гибридной электрон-экситонной системе

В. М. Ковалев^{+∇1)}, А. В. Чаплик^{+°}

⁺Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

[∇]Новосибирский государственный технический университет, 630095 Новосибирск, Россия

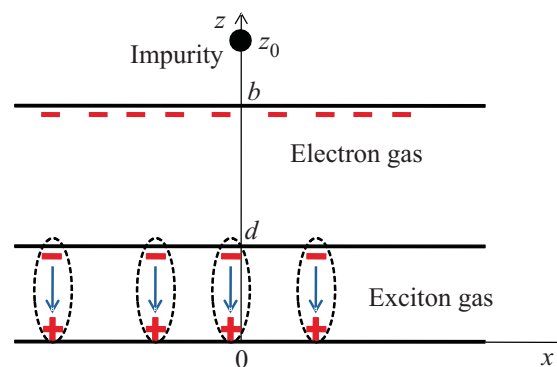
[°]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 11 августа 2011 г.

Теоретически изучается индуцированная модуляция плотности экситонов в системе, состоящей из пространственно разнесенных слоев двумерного электронного газа и непрямых дипольных экситонов. В частности, показано, что благодаря взаимодействию с электронами, внешний потенциал вызывает фриделевские осцилляции плотности экситонов. Кратко обсуждаются возможные эксперименты по наблюдению предсказанного эффекта.

Одной из типичных проблем физики многочастичных систем является взаимодействие ферми-частиц (квазичастиц) с бозевскими. Круг подобных задач существенно расширился с возникновением и развитием физики низкоразмерных структур, причем успехи технологии сделали возможным пространственное разделение взаимодействующих фермионов и бозонов. Естественно, это привело к новым интересным задачам, одной из которых стало взаимодействие двумерного электронного газа с двумерными же экситонами в геометрии параллельных слоев. В работах [1, 2] изучались эффекты увлечения в такой системе, в том числе с учетом возможной бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) экситонной подсистемы. В недавней работе [3] рассматривалась структура, состоящая из трех квантовых ям, в одной из которых находится электронный газ, а в двух других – электроны и дырки, формирующие пространственно не прямые экситоны, средний дипольный момент которых перпендикулярен слоям. Было показано, что спектр коллективных возбуждений такой системы содержит ротонный минимум.

В настоящей работе мы рассматриваем аналогичную структуру, схематически изображенную на рисунке. Мы будем интересоваться вопросом экранирования статического возмущения типа кулоновской примеси и квантовой нити. Этот вопрос нами изучался в недавней работе [4] применительно к двумерному газу непрямых экситонов. Было показано, что экранирование примеси непрямыми экситонами в режиме БЭК существенно ускоряет убывание потенциала взаимодействия экситона с заряженной примесью на больших расстояниях. В отсут-



Схематическое изображение изучаемой структуры

ствии конденсата не прямые экситоны экранируют статическое поле по диэлектрическому типу: внешний потенциал делится на диэлектрическую проницаемость, сохраняя исходную зависимость от координат. Отметим также, что вопрос экранирования примесей экситонным газом рассматривался в работе [5] (без учета возможной конденсации экситонов), результаты которой совпадают с нашими в области выше точки конденсации. Естественно, координатные зависимости экранированного потенциала в обеих упомянутых работах получались монотонными и, соответственно, осцилляций плотности экситонов не было.

В настоящей работе мы покажем, как влияет на экранирование присутствие 2D электронного газа вблизи слоя непрямых экситонов. Кроме того, мы исследуем новый эффект – индуцированные электронами фриделевские осцилляции экситонной плотности. При этом мы ограничимся здесь линейной теорией экранирования.

¹⁾ e-mail: vadimkovalev@isp.nsc.ru

Общие соотношения. Как и в работе [4], будем считать, что все диполи строго ориентированы по нормали к структуре (ось Z). Разумеется, в действительности имеются внутренние степени свободы экситонов, т.е. колебания электронов и дырок в плоскости структуры и (из-за конечных ширин ям) в направлении OZ . Однако это не меняет главной качественной особенности рассматриваемой системы – наличия у частиц ненулевого среднего дипольного момента, перпендикулярного плоскости.

Потенциал взаимодействия экситонов друг с другом в Фурье-представлении имеет вид

$$g_k = \frac{4\pi e^2}{k} (1 - e^{-kd}). \quad (1)$$

Здесь $k = |\mathbf{k}|$. Мы для краткости пишем e^2 вместо e^2/ϵ , где ϵ – фоновая диэлектрическая проницаемость. Фурье-образ потенциала электрон-электронного взаимодействия в слое электронов имеет обычный вид: $v_k = 2\pi e^2/k$. В рамках теории линейного отклика отклонения концентраций электронов (n_k) и экситонов (N_k) от равновесных значений связаны с возмущением посредством соотношений

$$\begin{aligned} n_k &= U_k^e \Pi_k^e; \\ N_k &= U_k^{ex} \Pi_k^{ex}, \end{aligned} \quad (2)$$

где U_k^e – полный потенциал возмущения, действующий на электроны, U_k^{ex} – то же самое для экситонов. Поляризационные операторы в приближении случайных фаз имеют вид ($\alpha = e, ex$; $\hbar = 1$)

$$\begin{aligned} \Pi_{\mathbf{q}}^\alpha &= \sum_{\mathbf{q}} \frac{f_{\mathbf{q}}^\alpha - f_{\mathbf{q}+\mathbf{k}}^\alpha}{E_{\mathbf{q}}^\alpha - E_{\mathbf{q}+\mathbf{k}}^\alpha - i\delta}, \\ E_{\mathbf{q}}^e &= \frac{\mathbf{q}^2}{2m}, \quad E_{\mathbf{q}}^{ex} = \frac{\mathbf{q}^2}{2M}, \end{aligned} \quad (3)$$

где m – масса электрона, M – масса экситона, $f_{\mathbf{q}}^\alpha$ – функции распределения соответствующих частиц.

Полный потенциал, действующий на электроны и экситоны:

$$\begin{aligned} U_{\mathbf{k}}^e &= V_{\mathbf{k}}^e + v_{\mathbf{k}} n_{\mathbf{k}} + L_{\mathbf{k}} N_{\mathbf{k}}; \\ U_{\mathbf{k}}^{ex} &= V_{\mathbf{k}}^{ex} + g_{\mathbf{k}} N_{\mathbf{k}} + L_{\mathbf{k}} n_{\mathbf{k}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$V_{\mathbf{k}}^e = \frac{2\pi eQ}{k} e^{-k|b-z_0|} \quad (5)$$

есть потенциал в слое электронов $z = b$ (см. рисунок), созданный примесью с зарядом Q , находящейся в точке $(0, 0, z_0)$, а

$$V_{\mathbf{k}}^{ex} = \frac{2\pi eQ}{k} \left(e^{-k|z_0-d|} - e^{-k|z_0|} \right) \quad (6)$$

определяет потенциал взаимодействия экситонов с той же примесью. В выражениях (4) вторые слагаемые – индуцированная часть полного потенциала, созданного “своими” частицами в “своем” слое, а третьи – индуцированный потенциал, созданный электронами в слое экситонов, и наоборот. Множитель $L_{\mathbf{k}}$ представляет собой потенциал электрон-экситонного взаимодействия:

$$L_{\mathbf{k}} = \frac{2\pi e^2}{k} e^{-kb} (e^{kd} - 1). \quad (7)$$

Совместное решение системы уравнений (2) и (4) позволяет выразить $n_{\mathbf{k}}, N_{\mathbf{k}}$ через $V_{\mathbf{k}}^e, V_{\mathbf{k}}^{ex}$:

$$\begin{aligned} n_k &= \Pi_k^e \frac{V_k^e (1 - g_k \Pi_k^{ex}) + V_k^{ex} L_k \Pi_k^{ex}}{(1 - v_k \Pi_k^e)(1 - g_k \Pi_k^{ex}) - L_k^2 \Pi_k^e \Pi_k^{ex}}; \\ N_k &= \Pi_k^{ex} \frac{V_k^{ex} (1 - v_k \Pi_k^e) + V_k^e L_k \Pi_k^e}{(1 - v_k \Pi_k^e)(1 - g_k \Pi_k^{ex}) - L_k^2 \Pi_k^e \Pi_k^{ex}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Поляризационный оператор электронов в (8) имеет вид [6]:

$$\Pi_k^e = -\frac{m}{\pi} \left[1 - \theta \left(1 - \frac{4p_0^2}{k^2} \right) \sqrt{1 - \frac{4p_0^2}{k^2}} \right]. \quad (9)$$

Здесь $\theta(x)$ – функция Хевисайда, p_0 – импульс Ферми электронного газа. Вид поляризационного оператора экситонов зависит от того, находится ли экситонный газ в режиме БЭК или нет, что определяется температурой экситонного газа T . Рассмотрим отдельно области $T > T_c$ и $T < T_c$, предполагая выполнение неравенств $T, T_c \ll p_0^2/M$, где T_c – температура конденсации.

Плотность экситонов в отсутствие конденсата ($T > T_c$). Рассмотрим поведение экситонной плотности как функции координат:

$$N(\rho) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty N_k J_0(k\rho) k dk, \quad (10)$$

где N_k определяется выражением (8). Асимптотика $N(\rho)$ при $\rho \rightarrow \infty$ содержит как монотонную часть, так и осцилляции, обусловленные наличием Π_k^e в (8). Рассмотрим монотонную часть. Главный вклад в нее на больших расстояниях дают малые значения k . Имеем

$$\begin{aligned} \Pi_0^{ex} &= -\frac{M}{2\pi} (e^{2\pi N_0/MT} - 1); \\ \Pi_0^e &= -\frac{m}{\pi}. \end{aligned} \quad (11)$$

Вычисляя интеграл в (10), при $\rho \gg |z_0|, b, d$ получаем

$$\begin{aligned} N(\rho) &= \frac{Qk_0}{4\pi e\rho^3} \left[\frac{\alpha + (1 + k_0 d)\beta}{k_s(1 + k_0 d)^2} \right]; \\ \alpha &= (|z_0 - d| + d - |z_0|)(1 + k_0 d - k_0 k_s d^2); \\ \beta &= k_s d(|b - z_0| + b - d/2) + |z_0| - \\ &\quad - |z_0 - d| + k_s (|z_0 - d|^2 - z_0^2)/2. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $k_s = 2me^2$, $k_0 = 2Me^2[\exp(2\pi N_0/MT) - 1]$, N_0 – равновесная концентрация экситонов.

Перейдем теперь к фриделевским осцилляциям плотности экситонов, которые возникают вследствие наличия поляризационного оператора электронов Π_k^e в выражении (8). Особенность Π_k^e имеет корневой характер при $k = 2p_0$, как это видно из (9). Вблизи этой особенности радикал мал. Поэтому можно разложить подынтегральное выражение в (10) по малому параметру $\gamma_k = \theta(1 - 4p_0^2/k^2)\sqrt{1 - 4p_0^2/k^2}$, а коэффициент при γ_k вынести из-под знака интеграла, взяв его в точке $k = 2p_0$. Удерживая первый не исчезающий вклад по γ_k и вычисляя интеграл, для осциллирующей поправки $\tilde{N}(\rho)$ к плотности экситонов получаем

$$\tilde{N}(\rho) = -\frac{A}{2\pi\sqrt{2}} \frac{\sin(2p_0\rho)}{\rho^2}. \quad (13)$$

Амплитуда осцилляций в (13)

$$A = -L_k \Pi_k^e \Pi_k^{ex} \left[\frac{V_k^e(1 - g_k \Pi_k^{ex}) + L_k V_k^{ex} \Pi_k^{ex}}{\Delta_k^2} \right];$$

$$\Delta_k = (1 - g_k \Pi_k^{ex})(1 - v_k \Pi_k^e) - L_k^2 \Pi_k^{ex} \Pi_0^e, \quad k = 2p_0. \quad (14)$$

Из этого выражения видно, что осцилляции экситонной плотности имеют наведенный характер: в отсутствие связи между электронами и экситонами, т.е. при $L_k = 0$, амплитуда осцилляций обращается в нуль. При $k = 2p_0$ электронный поляризационный оператор совпадает с Π_0^e , а для величины $\Pi_{2p_0}^{ex}$, интегрируя в (3) по углу, получаем

$$\Pi_{2p_0}^{ex} = -\frac{M}{2\pi p_0} \int_0^{p_0} \frac{pdp}{\sqrt{p_0^2 - p^2}} \frac{1}{\exp\left(\frac{p^2}{2MT} - \frac{\mu}{T}\right) - 1}. \quad (15)$$

Здесь $\mu < 0$ – химический потенциал экситонов. Функция распределения экситонов в этом выражении быстро убывает при $p > \sqrt{MT}$. Поскольку мы считаем, что $p_0 \gg \sqrt{MT}$, можно пренебречь p под знаком радикала. После этого интеграл легко вычисляется. Выражая химический потенциал экситонов через их равновесную концентрацию, $1 - \exp(\mu/T) = \exp(-2\pi N_0/MT)$, получаем $\Pi_{k=2p_0}^{ex} = -MN_0/2\pi n_0$, где n_0 – равновесная концентрация электронов. В наиболее типичной экспериментальной ситуации, когда $N_0 \gg n_0$, для амплитуды осцилляций получаем оценку

$$A \approx -\frac{Q}{e} \frac{mMe^4}{p_0^2} \frac{N_0}{n_0} e^{-2p_0(b+|b-z_0|)} [e^{2p_0d} - 1].$$

Учет конденсата экситонов ($T_c > T$). Отклик конденсата на внешнее возмущение может быть найден из уравнения Гросса-Питаевского. Как было показано в нашей работе [4] (см. также [7]), тот же результат можно получить, используя в (3) функцию распределения $f_{\mathbf{p}}^{ex} = n_c \delta_{\mathbf{p},0} + N_p$, где n_c – число

частиц в конденсате, а N_p – функция распределения надконденсатных частиц. Выражения (8), (10), (13) и (14) остаются верными и в этом случае с той лишь разницей, что поляризационный оператор экситонов при наличии конденсата следует вычислить заново. Далее будем рассматривать случай нулевой температуры. Тогда распределение надконденсатных частиц имеет вид (см. [8])

$$N_p = \frac{M^2 s_p^4}{2\epsilon(p)[\epsilon(p) + p^2/2M + Ms_p^2]}, \quad (16)$$

$$\epsilon(p) = \sqrt{s_p^2 p^2 + (p^2/2M)^2}.$$

Здесь $s_p = \sqrt{4\pi e^2 n_c [1 - \exp(-pd)]/Mp}$ – скорость звука в бозе-газе с взаимодействием. Общее выражение (3) для Π_k^{ex} можно преобразовать следующим образом:

$$\Pi_k^{ex} = -\sum_{\mathbf{q}} f_{\mathbf{q}}^{ex} \frac{k^2/M}{(k^2/2M)^2 - (\mathbf{qk}/M + i\delta)^2}. \quad (17)$$

Видно, что если импульс k много больше характерного импульса функции распределения, то в знаменателе (17) можно пренебречь вторым слагаемым и ответ будет выражаться через полное число частиц, $\Pi_k^{ex} = -4MN_0/k^2$. При $k = 2p_0$ это совпадает с найденным ранее значением $\Pi_{2p_0}^{ex}$ в отсутствие конденсата. Таким образом, в области высоких плотностей электронного газа, когда $p_0 \gg \sqrt{MT}$, $p_0 \gg Ms_{2p_0}$, амплитуда фриделевских осцилляций экситонной плотности не меняется при возникновении БЭК. Последнее неравенство после подстановки значения s_{2p_0} дает условие $n_0 \gg n_c M e^2/p_0$.

В отличие от фриделевских осцилляций, конденсация экситонов меняет коэффициент в поведении монотонной части плотности экситонов. Используя функцию распределения экситонов $f_{\mathbf{p}}^{ex} = n_c \delta_{\mathbf{p},0} + N_p$, из общего выражения (3) получаем

$$\Pi_k^{ex} = -\frac{4Mn_c}{k^2} - \frac{2M}{\pi k} \int_0^{k/2} \frac{pdp N_p}{\sqrt{k^2 - 4p^2}}, \quad (18)$$

где первое слагаемое – вклад конденсата, второе – надконденсатных частиц. Как уже упоминалось выше, поведение монотонной части на больших расстояниях определяется малыми $k \ll \sqrt{MT} < Ms$ в (18). Здесь $s = s_{k=0}$. При малых k в интеграле (18) существенны малые p , где $N_p \approx Ms/2p$. Вычисляя интеграл в (18) с таким распределением, получаем

$$\Pi_k^{ex} \approx -\frac{4Mn_c}{k^2} - \frac{M^2 s}{4k}. \quad (19)$$

Используя это выражение, а также Π_0^e из (11), на больших расстояниях $\rho \gg |z_0|, b, d$ для монотон-

ной части плотности экситонов получаем ($k_1^3 = 16\pi e^2 M n_c$, $k_2^2 = \pi e^2 M^2 s$)

$$N(\rho) = -\frac{Q}{4\pi e \rho^3} (\alpha_1 k_2^2 + \beta_1 k_1^3); \quad (20)$$

$$\alpha_1 = \frac{-d + |z_0| - |z_0 - d|}{k_1^3 d};$$

$$\beta_1 = \frac{1}{k_1^3 k_s} + \frac{1}{k_1^6} [k_1^3 (b - 3d/2 + |b - z_0| + |z_0| - |z_0 - d|) + k_2^2] + \frac{1}{k_1^6} \left[\frac{k_2^2 (|z_0 - d| - |z_0|)}{d} + k_1^3 \frac{(z_0 - d)^2 - z_0^2}{2d} \right].$$

Осцилляции Фриделя от примеси, рассмотренные выше, сложно наблюдать экспериментально. Основным способом детектирования экситонов в наноструктурах являются оптические эксперименты. В частности, растекание возмущения экситонной плотности можно наблюдать, измеряя распределение интенсивности люминесценции по площади образца. Можно предположить, что аналогичным образом можно наблюдать и статическую модуляцию плотности экситонов. Последнюю можно создать, подавая напряжение на затвор, расположенный над слоем электронов. Мы обсудим здесь возможный вариант экспериментальной структуры.

Пусть металлический затвор в виде тонкой нити расположен в направлении оси Y в точке $(0, z_0)$ (считаем $z_0 > b$) в плоскости XZ с линейной плотностью заряда τ . Создаваемый нитью потенциал не зависит от координаты Y . Фурье-образы потенциалов, создаваемых в слое электронов и экситонов, имеют вид

$$V_k^e = \frac{2\pi e \tau}{\tilde{\epsilon} |k_x|} e^{-|k_x| |z_0 - b|}, \quad (21)$$

$$V_k^{ex} = \frac{2\pi e \tau}{\tilde{\epsilon} |k_x|} e^{-|k_x| |z_0|} \left(e^{|k_x| d} - 1 \right),$$

где $\tilde{\epsilon} = (\epsilon + 1)/2$, т.к. заряженная нить лежит на полупространстве с диэлектрической проницаемостью ϵ . Все вышеприведенные выражения остаются в силе, только вместо (10) теперь имеем

$$N(x) = \int N_k \delta(k_y) e^{ikx} \frac{dk}{(2\pi)^2}, \quad (22)$$

где $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. Осциллирующая часть $\tilde{N}(x)$ экситонной плотности будет иметь вид

$$\tilde{N}(x) = -\frac{A}{2\sqrt{\pi} p_0} \frac{\sin(2p_0 x + \pi/4)}{x^{3/2}} \quad (23)$$

с тем же A , что и в (14), и с заменой V_k^e , V_k^{ex} на выражения (21). Все утверждения, сделанные относительно поведения A при $T > T_c$ и $T < T_c$, остаются

в силе. В пределе $N_0 \ll n_0$ для A получаем оценку

$$A \approx -\frac{\tau m M e^4 N_0}{e p_0^2 n_0} e^{-2p_0(b+|b-z_0|)} (e^{2p_0 d} - 1).$$

При $N_0 = 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\tau/e = 10^8 \text{ см}^{-1}$, а также с использованием эффективных масс частиц GaAs для предэкспоненциального множителя в A получаем значение 10^7 см^{-1} . При этом коэффициент перед синусом в (23) при $x = 10^{-4} \text{ см}$ становится порядка 10^8 см^{-2} .

Для монотонной части при $T > T_c$ получаем (обозначения см. (12))

$$N(x) = -\frac{M\tau}{2\pi e m x^2} \times \left[\exp\left(\frac{2\pi N_0}{MT}\right) - 1 \right] \left[\frac{\alpha + (1 + k_0 d)\beta}{(1 + k_0 d)^2} \right]. \quad (24)$$

Для $T < T_c$

$$N(x) = -\frac{\tau(\alpha_1 k_2^2 + \beta_1 k_1^3)}{2\pi e x^2}. \quad (25)$$

Для GaAs-структур при $d = 100 \text{ \AA}$, $b = 250 \text{ \AA}$, $z_0 = 300 \text{ \AA}$, $\tau/e = 10^8 \text{ см}^{-1}$, $x = 10^{-4} \text{ см}$ оценка по формуле (24) дает $N(x) \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, тогда как характерные экспериментальные значения равновесной экситонной плотности составляют величину от 10^9 до 10^{11} см^{-2} [9, 10].

Работа поддержана РФФИ (грант # 11-02-00060), фондом "Династия" и программами РАН.

1. Ю. Е. Лозовик, М. В. Никитков, ЖЭТФ **111**, 1107 (1997).
2. Ю. Е. Лозовик, М. В. Никитков, ЖЭТФ **116**, 1440 (1999).
3. I. V. Shelykh, T. Taylor, and A. Kavokin, Phys. Rev. Lett. **105**, 140402 (2010).
4. В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **92**, 208 (2010).
5. A. L. Ivanov, Europhys. Lett. **59**, 586 (2002).
6. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
7. A. Griffin, *Excitations in a Bose-condensed liquid*, Cambridge Univ. Press, 1993.
8. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика, часть 2*, М.: Наука, 1978, § 25.
9. A. A. High, A. K. Thomas, G. Grosso et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 087403 (2009).
10. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **80**, 210 (2004); А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **83**, 178 (2006); А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **84**, 390 (2006); А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **87**, 797 (2008).