

# Поглощение поверхностных акустических волн газом двумерных непрямых дипольных экситонов

В. М. Ковалев<sup>+,\*</sup>, А. В. Чаплик<sup>+×1)</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630095 Новосибирск, Россия

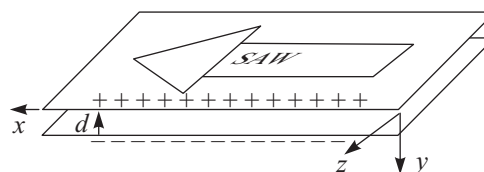
<sup>×</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 25 октября 2012 г.

Вычисляется поглощение поверхностной акустической волны Блюштейна–Гуляева, взаимодействующей с газом двумерных дипольных экситонов. Показано, что при переходе экситонов в состояние бозе-эйнштейновского конденсата поглощение изменяется значительно. Это может служить экспериментальным методом регистрации такого перехода.

**Введение.** Двумерная система дипольных экситонов в двойных или широких квантовых ямах привлекает значительное внимание. Интерес к ней связан главным образом с возможностью образования бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) [1]. Разумеется, представляет интерес также и изучение элементарных возбуждений в газе (жидкости) дипольных экситонов. Для экспериментального исследования этих возбуждений (т.е. для восстановления их закона дисперсии) необходимо воздействовать на систему внешним возмущением, несущим заданный и контролируемо изменяемый импульс. В случае  $2D$  электронной системы долгое время использовалось электромагнитное излучение, модулированное дифракционной решеткой (*grating structure*), период которой задавал, например, импульс плазмона. Другой возможностью является использование электрического поля поверхностной акустической волны (ПАВ), которое имеет как продольную, так и поперечную компоненту. Эффективность ПАВ в плане изучения элементарных возбуждений  $2D$  электронных систем была убедительно продемонстрирована в работах И. Кукушкина с соавторами [2–4]. Дипольный не прямой экситон “чувствует” вертикальную компоненту электрического поля ПАВ, что открывает возможность использования ПАВ для исследования спектра возбуждений в экситонной системе. В предлагаемой работе мы рассчитываем затухание ПАВ за счет взаимодействия с газом  $2D$  дипольных не прямых экситонов. Изменение этого затухания при фазовом переходе экситонов в состояние БЭК может быть одним из методов регистрации такого перехода.

**Поглощение ПАВ экситонным газом выше точки конденсации ( $T > T_c$ ).** Мы рассматриваем полубесконечный пьезоэлектрический кристалл симметрии  $C_{6v}$ , ориентированный так, как это показано на рисунке, ограниченный поверхностью  $xz$ , про-



Схематическое изображение изучаемой системы

ходящей через ось симметрии (ось  $z$ ). Поверхность  $xz$  представляет собой квантовую яму (КЯ) для дырок, параллельно которой ( $y = d$ ) расположена КЯ, содержащая электроны. Для формирующихся в такой системе не прямых дипольных экситонов примем следующую модель. Будем полагать, что экситоны представляют собой жесткие диполи, ориентированные по нормали к поверхности кристалла. Разумеется, в действительности имеются внутренние степени свободы экситонов, т.е. колебания электронов и дырок в плоскости структуры и в направлении  $y$ . Однако это не меняет главной качественной особенности рассматриваемой системы – наличия у частиц ненулевого среднего дипольного момента, перпендикулярного границе кристалла.

Поверхностная акустическая волна распространяется ортогонально оси симметрии в направлении  $x$  (волна Блюштейна–Гуляева). В волне испытывают колебания вектор смещения среды, в геометрии нашего рисунка имеющий  $z$ -компоненту  $\mathbf{u} = (0, 0, u(x, y))$  и потенциал  $\varphi$  электрического поля, созданный как пьезоэлектрической средой кристал-

<sup>1)</sup> e-mail: chaplik@isp.nsc.ru

ла, так и отклонением плотности экситонов  $\delta N$  от равновесного значения  $N_0$ . Зависимость смещения  $u$  и потенциала  $\varphi$  от координат и времени определяется решением системы уравнений в среде ( $\varphi = \varphi^{(i)}$  при  $y > 0$ ):

$$\begin{aligned} \rho u''_{tt} &= \lambda \Delta u - \beta \Delta \varphi^{(i)}, \\ \varepsilon \Delta \varphi^{(i)} + 4\pi\beta \Delta u &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

и вне ее ( $\varphi = \varphi^{(e)}$  при  $y < 0$ ):

$$\begin{aligned} u &= 0, \\ \Delta \varphi^{(e)} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\rho, \lambda, \beta, \varepsilon$  – плотность, модуль сдвига, пьезомодуль и диэлектрическая постоянная кристалла соответственно. Мы будем считать КЯ и барьер между ними узкими, так что их полная масса окажется много меньше массы вовлеченного в движение вещества пьезоподложки, т.е. в механическом смысле поверхность пьезокристалла можно будет считать свободной. Кроме того, пренебрежем различием диэлектрической постоянной подложки и барьера, разделяющего КЯ.

Уравнения динамики (1) и (2) следует дополнить граничными условиями, выражающими равенство нулю тензора напряжений на границе кристалла,  $\sigma_{zy}(y=0) = 0$ . Учитывая стандартную связь между напряжением и смещениями, это условие можно записать в виде

$$\lambda \frac{\partial u}{\partial y} - \beta \frac{\partial \varphi^{(i)}}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Кроме того, уравнение Пуассона в (1) требуется дополнить граничными условиями на потенциал  $\varphi$  и вектор электрической индукции  $\mathbf{D}$ . С точки зрения электростатики газ непрямых дипольных экситонов можно рассматривать как двойной электрический слой. Для применимости такой модели требуется выполнение условий  $kd \ll 1$ ,  $k\rho \ll 1$ , где  $k$  – волновой вектор ПАВ,  $\rho$  – декремент затухания амплитуды смещений среды  $u$  в направлении  $y$ . Для двойного электрического слоя граничные условия в точке  $y = 0$  имеют вид

$$\begin{aligned} D_y^{(i)} &= -\frac{\partial \varphi^{(e)}}{\partial y}, \\ \varphi^{(e)} - \varphi^{(i)} &= 4\pi p \delta N, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $D_y^{(i)} = -4\pi\beta\partial_y u - \varepsilon\partial_y\varphi^{(e)}$ ,  $p$  – модуль дипольного момента экситона  $\mathbf{p} = (0, -ed, 0)$ . В рамках теории линейного отклика возмущение экситонной плотности  $\delta N$  в фурье-представлении запишется в виде

$$\delta N_{k\omega} = \Pi_{k\omega} [g_k \delta N_{k\omega} - p E_y(y=0)]. \quad (5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Pi_{k\omega} &= \sum_{\mathbf{p}} \frac{f_{\mathbf{p}+\mathbf{k}} - f_{\mathbf{p}}}{\omega + E_{\mathbf{p}+\mathbf{k}} - E_{\mathbf{p}} + i\delta}, \\ E_y &= \frac{4\pi\beta}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial y}, \\ g_k &= \frac{4\pi e^2}{(\varepsilon+1)k} (1-2e^{-kd}) + \frac{2\pi e^2}{\varepsilon k} \left(1 + \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+1} e^{-2kd}\right), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $f_{\mathbf{p}}$  – функция распределения Бозе,  $E_{\mathbf{p}} = \mathbf{p}^2/2M$  – кинетическая энергия экситона массы  $M$ . Величина  $g_k$  представляет собой потенциал экситон-экситонного взаимодействия. Первое слагаемое в скобках в (6) описывает индуцированную часть полного потенциала, обусловленную экситон-экситонным взаимодействием, а второе – потенциал дипольного экситона в электрическом поле ПАВ.

Решение системы (1) будем искать в виде

$$\begin{aligned} u &= A e^{-\rho y} e^{ikx - i\omega t}, \\ \varphi^{(i)} &= \left( B e^{-ky} - \frac{4\pi\beta}{\varepsilon} A e^{-\rho y} \right) e^{ikx - i\omega t}, \\ \varphi^{(e)} &= C e^{ky} e^{ikx - i\omega t}, \\ \rho^2 &= k^2 - \omega^2/c^2, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $c^2 = 4\pi\beta^2/(\varepsilon\rho) + \lambda/\rho$  – скорость звука. Учет граничных условий дает дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned} (1 - g_k \Pi_{k\omega}) \left[ 1 - \frac{\gamma k}{(\varepsilon+1)\sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}} \right] + \\ + b\gamma k \Pi_{k\omega} = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где введено обозначение  $b = 4\pi e^2 d^2/(\varepsilon+1)$ , а  $\gamma = 4\pi\beta^2/\varepsilon\rho c^2$  – коэффициент электромеханической связи.

Для анализа уравнения (8) требуется установить явный вид поляризационного оператора  $\Pi_{k\omega}$ . Мы будем рассматривать основной для эксперимента случай длинноволнового возмущения,  $k \ll Mv_T$ , где  $v_T = \sqrt{2T/M}$  – тепловая скорость экситонов. Произведя разложение в (6) по  $k$ , получаем

$$\begin{aligned} \text{Re } \Pi_{k\omega} &= \frac{M}{2\pi} \int_0^\infty dx \frac{\partial f}{\partial x} \left[ 1 - \frac{|\eta|\theta(\eta^2 - x)}{\sqrt{\eta^2 - x}} \right]; \\ \text{Im } \Pi_{k\omega} &= \frac{M}{2\pi} \eta \int_{\eta^2}^\infty dx \frac{\partial f}{\partial x} \frac{1}{\sqrt{x - \eta^2}}; \\ f &= [\exp(x - \mu/T) - 1]^{-1}, \end{aligned} \quad (9)$$

где введена безразмерная величина  $\eta = \omega/v_T k$ . В общем случае провести интегрирование в (9) не удастся. Поэтому мы рассмотрим два предельных случая.

**Случай**  $\eta \ll 1$ . В этом пределе в (9) везде под знаком интеграла можно положить  $\eta = 0$ . В результате получаем

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \Pi_{k\omega} &= \frac{M}{2\pi} \int_0^\infty dx \frac{\partial f}{\partial x} = \\ &= -\frac{M}{2\pi} f(0) = \frac{M}{2\pi} \frac{1}{1 - \exp(-\mu/T)} = \\ &= -\frac{M}{2\pi} \left( e^{2\pi N_0/MT} - 1 \right) = \Pi_0; \\ \operatorname{Im} \Pi_{k\omega} &= \frac{M}{2\pi} \eta B(T); \\ B(T) &= \int_0^\infty \frac{dx}{\sqrt{x}} \frac{\partial f}{\partial x}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь мы воспользовались связью химического потенциала с равновесной плотностью экситонов:  $\exp(\mu/T) = 1 - \exp(-2\pi N_0/MT)$ . Как уже указывалось выше,  $kd \ll 1$ . В этом пределе можно считать  $g_k = g_{k=0} = 4\pi e^2 d/\varepsilon = g_0$ . Тогда дисперсионное уравнение (8) с учетом (10) примет вид

$$\begin{aligned} &(1 - g_0 \Pi_0 - i g_0 \operatorname{Im} \Pi_{k\omega}) \times \\ &\times \left[ 1 - \frac{\gamma k}{(\varepsilon + 1) \sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}} \right] + \\ &+ b\gamma k (\Pi_0 + i \operatorname{Im} \Pi_{k\omega}) = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Решение этого уравнения ищем в виде  $k = k_1 + ik_2$ . Считая мнимую часть малой поправкой, для затухания акустической волны получаем

$$k_2 = -\frac{2\varepsilon\gamma^3}{a_B(\varepsilon + 1)^3} \frac{\omega^2 d^2}{c^2} \frac{B(T)c/v_T}{\left[ 1 + \frac{2d}{a_B} (e^{2\pi N_0/MT} - 1) \right]^2}. \quad (12)$$

**Случай**  $\eta \gg 1$ . В этом случае в (9) в реальной части подынтегральное выражение можно разложить в ряд по  $1/\eta$ , а в мнимой функцию распределения  $f(x)$  можно заменить ее больцмановским пределом:  $f(x) \approx e^{\mu/T} e^{-x} = [1 - \exp(-2\pi N_0/MT)] e^{-x}$ . Вычисление интегралов дает

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \Pi_{k\omega} &= \frac{M}{2\pi} \int_0^\infty dx \frac{\partial f}{\partial x} \left( -\frac{x}{2\eta^2} \right) = \frac{N_0}{2T\eta^2}; \\ \operatorname{Im} \Pi_{k\omega} &= -\frac{M}{2\sqrt{\pi}} \left( 1 - e^{-2\pi N_0/MT} \right) e^{-\eta^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Отметим, что выражение для реальной части в (13) получено для  $f(x)$  общего вида, как в (9). Мнимая же часть в (13) получена в больцмановском приближении и экспоненциально мала при  $\eta \gg 1$ . Дисперсионное уравнение (8) принимает в этом приближении вид

$$\begin{aligned} &\left( 1 - \frac{s^2 k^2}{\omega^2} - i g_0 \operatorname{Im} \Pi_{k\omega} \right) \times \\ &\times \left[ 1 - \frac{\gamma k}{(\varepsilon + 1) \sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}} \right] + \\ &+ b\gamma k \left( \frac{N_0 k^2}{M\omega^2} + i \operatorname{Im} \Pi_{k\omega} \right) = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $s^2 = v_T^2 \cdot 2\pi e^2 N_0 d/T = g_0 N_0/M$ . Как видно из (14), при  $\gamma = 0$  мы получаем две независимые ветви колебаний,  $\omega = sk$  и  $\omega = ck$ . Первая из них описывает колебания экситонной плотности, вторая – звуковую волну. Наличие малой величины  $\gamma \ll 1$  позволяет трактовать последнее слагаемое в (14) как возмущение. Поэтому затухание акустической волны будем искать итерациями. Снова положим  $k = k_1 = \omega/c$  везде в (14), кроме радикала. В результате имеем

$$k_2 = \frac{2\sqrt{\pi}\varepsilon\gamma^3}{a_B(\varepsilon + 1)^3} \frac{\omega^2 d^2}{c^2} \frac{e^{-c^2/v_T^2} c/v_T}{(1 - s^2/c^2)^2} \left( 1 - e^{-2\pi N_0/MT} \right). \quad (15)$$

Из вывода очевидно, что уравнение (15) применимо в области  $g_0 \operatorname{Im} \Pi_{k\omega} \ll |1 - s^2/c^2|$ , где  $\operatorname{Im} \Pi_{k\omega}$  определено в (13).

**Поглощение ПАВ экситонным газом ниже точки конденсации** ( $T < T_c$ ). Здесь мы рассмотрим лишь случай  $T = 0$ . При наличии конденсата вместо выражения (8) требуется найти новое дисперсионное уравнение. Существенные изменения претерпевает также выражение для поляризационного оператора (6). При наличии конденсата мы обозначим его как  $P_{k\omega}$ . Для расчета  $P_{k\omega}$  воспользуемся следующим приемом. Найдем отклик экситонной плотности на внешнее поле, фурье-образ которого обозначим как  $U_{k\omega}$ . Тогда по определению  $\delta N_{k\omega} = P_{k\omega} U_{k\omega}$ . При  $T < T_c$  имеются два типа частиц: находящиеся в конденсате и надконденсатные. Таким образом, полный отклик плотности можно представить как  $\delta N_{k\omega} = \delta N_{k\omega}^c + \delta N_{k\omega}^n = P_{k\omega}^c U_{k\omega} + P_{k\omega}^n U_{k\omega}$ , где индексы “с” и “н” обозначают конденсатные и надконденсатные частицы соответственно. В низшем приближении по взаимодействию будем считать, что отклик тех и других частиц на внешнее воздействие происходит независимо. Тогда  $P_{k\omega}^c$  может быть найдено из уравнения Гросса–Питаевского для волновой функции конденсата  $\Psi(\mathbf{r}, t)$ :

$$\begin{aligned} i\dot{\Psi}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mathbf{P}^2}{2M} \Psi(\mathbf{r}, t) - \mu \Psi(\mathbf{r}, t) + \\ &+ g_0 |\Psi(\mathbf{r}, t)|^2 \Psi(\mathbf{r}, t) + U(\mathbf{r}, t) \Psi(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (16)$$

где  $U(\mathbf{r}, t) = U_{k\omega} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}$ ,  $\mu$  – химический потенциал экситонов. Линеаризуя это уравнение по  $U$ , т.е.

представляя  $\Psi(\mathbf{r}, t) = \sqrt{n_c} + \psi(\mathbf{r}, t)$ , с учетом связи  $\delta N_{k\omega}^c = |\sqrt{n_c} + \psi(\mathbf{r}, t)|^2 - n_c \approx \sqrt{n_c}[\psi(\mathbf{r}, t) + \psi^*(\mathbf{r}, t)]$  из (16) получаем

$$P_{k\omega}^c = \frac{n_c k^2 / M}{(\omega + i\delta)^2 - \epsilon_k^2}, \quad \epsilon_k = \sqrt{\frac{k^2}{2M} \left( \frac{k^2}{2M} + 2g_0 n_c \right)}. \quad (17)$$

Для расчета отклика надконденсатных частиц исходим из системы уравнений на функции Грина  $G$  и  $F$ , а именно  $(\hat{G}_0^{-1} - U)\hat{G} = \hat{1}$ , где

$$\hat{G}_0^{-1} = \begin{pmatrix} i\partial_t - \frac{p^2}{2M} - g_0 n_c & -g_0 n_c \\ -g_0 n_c & -i\partial_t - \frac{p^2}{2M} - g_0 n_c \end{pmatrix}, \quad \hat{G} = \begin{pmatrix} G & F \\ F^* & \tilde{G} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Линеаризуя выражение  $(\hat{G}_0^{-1} - U)\hat{G} = \hat{1}$  по  $U$ , имеем

$$P_{k\omega}^n = i \sum_{\mathbf{p}, \Omega} [G_0(\mathbf{p} + \mathbf{k}, \omega + \Omega)G_0(\mathbf{p}, \Omega) + F_0(\mathbf{p} + \mathbf{k}, \omega + \Omega)F_0^*(\mathbf{p}, \Omega)], \quad (19)$$

где функции  $G_0, F_0$  находятся из (18):

$$\hat{G}_0 = \begin{pmatrix} G_0 & F_0 \\ F_0^* & \tilde{G}_0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\omega^2 - \epsilon_p^2 + i\delta} \times \begin{pmatrix} \omega + p^2/2M + g_0 n_c & -g_0 n_c \\ -g_0 n_c & -\omega + p^2/2M + g_0 n_c \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Анализ интегралов в (19), определяющих поляризационный оператор надконденсатных частиц, показывает, что существенной является область  $p \sim k$ , если только скорость ПАВ не велика по сравнению со скоростью боголюбовского звука. Однако в имеющихся сейчас экспериментах ситуация обратная. Например, для GaAs  $M = 0.5 \cdot 10^{-28}$  г,  $\epsilon = 12$ . Положив  $d = 5 \cdot 10^{-7}$  см, при концентрации  $N_0 \approx n_c = 10^{10}$  см $^{-2}$  получаем  $s = \sqrt{g_0 n_c / M} = 5 \cdot 10^6$  см/с, что дает  $\lambda_0 = 1/Ms = 3 \cdot 10^{-5}$  см. Таким образом, неравенство  $2\pi/k \gg \lambda_0$  (или, что то же самое,  $k \ll Ms$ ) выполняется для типичных значений длины волны звука  $\lambda = 2\pi/k = 10^{-4}$  см. Это позволяет положить в (19)  $\epsilon_p = sp$  и  $G_0 = -F_0$ . Интегрируя в (19) по частоте, приходим к выражению

$$P_{k\omega}^n = g_0^2 n_c^2 \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^2} \frac{\epsilon_{\mathbf{p}} + \epsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{k}}}{\epsilon_{\mathbf{p}} \epsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{k}}} \frac{1}{\omega^2 - (\epsilon_{\mathbf{p}} + \epsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{k}})^2 + i\delta}, \quad (21)$$

из которого окончательно получаем

$$P_{k\omega}^n = -\pi^2 (Ms)^2 \left[ \frac{\theta(s^2 k^2 - \omega^2)}{\sqrt{s^2 k^2 - \omega^2}} + i \frac{\theta(\omega^2 - s^2 k^2)}{\sqrt{\omega^2 - s^2 k^2}} \right]. \quad (22)$$

Поскольку в поле акустической волны  $U = -pE_y$  ( $y = 0$ ), а вместо (5) мы теперь имеем  $\delta N_{k\omega} = (P_{k\omega}^c + P_{k\omega}^n)U_{k\omega}$ , приходим к дисперсионному уравнению

$$1 - \frac{\gamma k}{(\epsilon + 1)\sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}} + b\gamma k(P_{k\omega}^c + P_{k\omega}^n) = 0. \quad (23)$$

Согласно этому уравнению затухание (поглощение) ПАВ содержит два вклада. Первый из них обусловлен мнимой частью (17), которая имеет вид  $\delta(\omega^2 - \epsilon_k^2)$ . Такая зависимость связана с физикой процесса затухания: квант ПАВ  $\omega = ck$  поглощается частицей конденсата и переводит ее в надконденсатное состояние с энергией  $\epsilon_k = sk$ . Иными словами, этот механизм затухания требует выполнения условия  $c = s$  (фактически это условие синхронизма при трансформации волн с линейным законом дисперсии). При  $c \neq s$  затухание ПАВ обусловлено наличием (даже при  $T = 0$ ) надконденсатных частиц, т.е. определяется мнимой частью (22). Решая дисперсионное уравнение (23) последовательными приближениями, мы сначала пренебрежем мнимой частью  $P_{k\omega}^n$  и получим линейный закон дисперсии ПАВ  $\omega = \tilde{c}k$  с перенормированной пьезоэффектом скоростью ПАВ  $\tilde{c} = c\sqrt{1 - \gamma^2(\epsilon + 1)^2}$ . (Поправка к закону дисперсии ПАВ от взаимодействия с экситонами содержит более высокие степени  $k$  и поэтому здесь не учитывается.) На следующем шаге полагаем в  $P_{k\omega}^n$   $\omega = \tilde{c}k$  и находим затухание  $k_2 = \text{Im } k$ :

$$k_2 = \frac{4\pi^3 \gamma^3 \epsilon \omega d^2}{(\epsilon + 1)^3 a_B c \sqrt{\tilde{c}^2 - s^2}} \theta(\tilde{c}^2 - s^2). \quad (24)$$

Обратим внимание на пороговый характер зависимости затухания ПАВ от плотности экситонов: поскольку  $s^2 \sim N_0$ , при  $N_0 > N_{cr} \equiv M\tilde{c}^2/g_0$  механизм затухания, описываемый формулой (24), “выключается”. Как видно из подынтегральных выражений (21), этот механизм заключается в выбивании фононом ПАВ пары частиц из конденсата (затухание Беляева [5]). Кинематическое условие возможности такого процесса имеет вид

$$\omega = \tilde{c}k = \epsilon_{\mathbf{p}} + \epsilon_{\mathbf{p}+\mathbf{k}}. \quad (25)$$

При этом, как уже было сказано выше, можно заменить боголюбовский спектр его линейным участком:  $\epsilon_{\mathbf{p}} = sp$ . Тогда из (25) можно найти ограничения на возможные значения  $p$  при заданных  $\omega$  и  $k$ :

$$\omega + sk > 2ps > \omega - sk. \quad (26)$$

В точности такое же условие определяет существование мнимого вклада в поляризационный оператор  $P_{k\omega}^n$

в формуле (21), который и задает затухание (24). Разумеется, сама формула (24) неприменима вблизи порога  $\tilde{c} \sim s$ , т.к. она получена итерациями  $k_2 \ll \text{Re } k$ . Решение уравнения (23) при  $\tilde{c} - s \ll \tilde{c}$  дает конечное значение  $k_2$ , которое мы не приводим ввиду его громоздкости.

Таким образом, характер затухания ПАВ существенно меняется при образовании БЭК экситонов. Затухание резко уменьшается при превышении некоторого критического значения плотности экситонов.

Мы благодарим Э.Г. Батыева и М.В. Энтина за обсуждения. Работа поддержана РФФИ (грант # 11-02-0060) и программами РАН.

- 
1. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, *J. Appl. Phys.* **101**, 081708 (2007); L. V. Butov, C. W. Lai, A. L. Ivanov et al., *Nature* **417**, 47 (2002).
  2. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, L. Hoppel et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4526 (2004).
  3. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, D. Schuh et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 066403 (2007).
  4. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. W. Scarola et al., *Science* **324**, 1044 (2007).
  5. S. Giorgini, *Phys. Rev. A* **57**, 2949 (1998).