ЖЭТФ, 1999, том 116, вып. 4(10), стр. 1440–1449 ©1999

КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗДЕЛЕННЫХ ЭКСИТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ НАЛИЧИИ БОЗЕ-КОНДЕНСАТА ЭКСИТОНОВ

Ю. Е. Лозовик, М. В. Никитков*

Институт спектроскопии Российской академии наук
142092, Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 4 февраля 1999 г.

Рассмотрена система взаимодействующих пространственно-разделенных экситонов и электронов при наличии бозе-конденсата экситонов. Исследуются кинетические свойства данной системы, обусловленные взаимодействием возбуждений в подсистеме экситонов с электронами. Показано, что неравновесное распределение возбуждений в подсистеме экситонов приводит к возникновению индуцированного тока электронов. Экспериментальное наблюдение описанных кинетических явлений может дать новую информацию о фазовом состоянии экситонов.

PACS: 71.35Lk

1. ВВЕДЕНИЕ

Переход системы экситонов в сверхтекучую фазу рассматривался для трехмерного случая в работах [1–5], а в квазидвумерных структурах — в [6, 7]. С целью обнаружения конденсации и сверхтекучих свойств экситонов были проведены интересные эксперименты, в которых изучались транспортные свойства, статистика и фотолюминесценция экситонов [8–14]. Экспериментальные данные, по-видимому, свидетельствуют о возникновении бозе-эйнштейновской конденсации и сверхтекучести экситонов в Cu_2O при понижении температуры [11, 13], хотя это и является предметом дискуссий [12–14].

Магнитное поле существенным образом влияет на фазовую диаграмму [15–17] и спектры [18] экситонов в изолированных и связанных квантовых ямах. Изучение свойств экситонов в сильных магнитных полях в связанных квантовых ямах показало, что происходит сильное изменение интенсивности фотолюминесценции, времени распада и рост магнитодиффузии экситонов, что, возможно, свидетельствует о сверхтекучести экситонов [19]. В связи с дискуссиями относительно интерпретации указанных выше экспериментальных данных большой интерес представляет поиск альтернативных методов обнаружения бозе-конденсации и сверхтекучести экситонов (см., например, [20]). Одним из интересных методов исследования кинетических свойств системы пространственно-разделенных экситонов и электронов, которые могут дать дополнительную информацию о фазовом состоянии и фазовых переходах в системе экситонов, являются эффекты увлечения. Особенностью рассматриваемой системы является то, что фазовое состояние системы экситонов можно изучать с помощью более простого исследования отклика системы электронов. Иными словами, транспортные

*E-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

свойства экситонов и их изменение при фазовых переходах можно исследовать, измеряя ток или напряжение в электронной системе. Другой характерной чертой систем пространственно-разделенных взаимодействующих друг с другом квазичастиц является возможность управлять движением квазичастиц одной подсистемы с помощью изменения параметров состояния квазичастиц в другой подсистеме (например, управлять движением электронов с помощью потока экситонов).

Кинетические свойства двухслойной системы электронов и экситонов при температурах выше температуры T_{KT} перехода Костерлица—Таулеса, когда локального конденсата и сверхтекучести в системе экситонов нет, рассматривались в работе [21]. В данной статье мы рассмотрим кинетические свойства этой системы при условии существования бозе-конденсата экситонов. Рассмотрение проведем для двух- и трехмерной системы пространственно-разделенных электронов и экситонов.

Будем предполагать, что система экситонов является разреженной, т. е. $N_1 a_0^d \ll 1$, где $a_0 = (d-1)\epsilon\hbar^2/2me^2$ — радиус экситона, d — размерность системы ($d = 2, 3$). В этом случае экситоны можно приближенно считать бозе-частицами. Действительно, характерное значение $a_0 \sim 10$–50 Å. Поэтому для значений концентрации экситонов вплоть до $N_1 \simeq 10^{12}$ см$^{-2}$ для $d = 2$ и $N_1 \sim 10^{18}$ см$^{-3}$ для $d = 3$ условие $N_1 a_0^d \ll 1$ будет иметь место[1)]. Мы рассмотрим неравновесную систему экситонов, в которой имеется направленный поток экситонов. Одним из способов получить систему экситонов с неравновесными характеристиками является создание с помощью лазерного излучения экситонов в одной из областей образца. При этом в образце возникают градиенты химического потенциала и температуры, приводящие к появлению потока экситонов. Взаимодействие между пространственно-разделенными экситонами и электронами при наличии потока экситонов вызывает появление индуцированного тока электронов [21]. Аналогичные эффекты увлечения в электронных и электрон-дырочных системах рассматривались в работах [25–46]. Мы рассчитаем ток в системе электронов в случае, когда возникновение этого тока связано с рассеянием квазичастичных возбуждений в системе экситонов на электронах. Исследование кинетических свойств такой системы проведем с помощью кинетических уравнений для электронов и квазичастиц в бозе-газе экситонов.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАЗИЧАСТИЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ С ЭЛЕКТРОНАМИ

Рассмотрим сначала взаимодействие изолированных экситона и электрона. Для упрощения будем считать, что экситон и электрон разделены пространственным барьером величины D, таким что $D > a_0$. Тогда поляризационную энергию взаимодействия экситона и электрона можно приближенную записать в виде

$$W(r, D) = -\frac{\gamma}{(r^2 + D^2)^2}, \tag{1}$$

где $\gamma = (21/32)e^2 a_0^3/\epsilon_0$ в случае $d = 2$ и $\gamma = (9/4)e^2 a_0^3/\epsilon_0$ при $d = 3$, ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость среды. В импульсном представлении выражение (1)

[1)] Противоположный предел — плотной электронно-дырочной системы со спариванием — рассмотрен в работах [22–24].

примет вид (здесь и далее будем использовать систему единиц, в которой $\hbar = k_B = 1$)

$$W(q, D) = -\gamma(\pi q/D)K_1(qD), \quad d = 2,$$
$$W(q, D) = -2\pi\gamma q K_0(qD), \quad d = 3. \tag{2}$$

Здесь $K_\nu(z)$ — функция Макдональда.

В многочастичной системе экситонов и электронов голое взаимодействие $W(q, D)$ следует заменить на эффективное $W_{eff}(q, D)$. Для двухкомпонентной системы взаимодействующих частиц эффективное взаимодействие имеет вид

$$W_{eff}(q, D) = \frac{W(q, D)}{1 + \Pi_1 V_1 + \Pi_2 V_2 + \Pi_1 \Pi_2 (V_1 V_2 - W^2)}. \tag{3}$$

Здесь V_i — энергия взаимодействия между частицами сорта i, Π_i — поляризационный оператор для частиц сорта i ($i = 1, 2$). В нашем случае $i = 1$ соответствует экситонам, $i = 2$ — электронам. При выполнении условия $N_1 a_0^d \ll 1$ вклад электронов в эффективное взаимодействие будет преобладающим, что дает основание учесть в (3) только его:

$$W_{eff}(q, D) = \frac{W(q, D)}{1 + \Pi_2 V_2}. \tag{4}$$

Для экситонов низкой плотности, $N_1 a_0^d \ll 1$, экситон-электронный гамильтониан может быть записан в виде

$$\hat{H}_{12} = \frac{1}{L^d} \sum_{\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2} W\left(|\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}'_1|, D\right) a^+_{\mathbf{p}'_1} c^+_{\mathbf{p}'_2} c_{\mathbf{p}_2} a_{\mathbf{p}_1}, \tag{5}$$

где $a^+_\mathbf{p}$, $a_\mathbf{p}$ — операторы рождения и уничтожения экситонов, $c^+_\mathbf{p}$, $c_\mathbf{p}$ — операторы рождения и уничтожения электронов, L — размер системы. Исходя из (5), получим гамильтониан взаимодействия квазичастичных возбуждений в системе экситонов с электронами. Для этого используем преобразования Боголюбова [47–49]:

$$a_\mathbf{p} = u_p b_\mathbf{p} + v_p b^+_{-\mathbf{p}}, \quad a^+_\mathbf{p} = u_p b^+_\mathbf{p} + v_p b_{-\mathbf{p}},$$

$$u_p = (1 - L_p^2)^{-1/2}, \quad v_p = L_p u_p,$$

$$L_p = \left(\varepsilon_1(p) - \xi(p)\right)/\mu_1, \quad \varepsilon_1(p) = \left(\xi^2(p) - \mu_1^2\right)^{1/2}, \quad \xi(p) = p^2/2m_1 + \mu_1, \tag{6}$$

где $b^+_\mathbf{p}$, $b_\mathbf{p}$ — операторы рождения и уничтожения квазичастичных возбуждений, m_1 — эффективная масса экситона, μ_1 — химический потенциал экситонов. Подставляя $a^+_\mathbf{p}$ и $a_\mathbf{p}$ из (6) в (5), получим

$$\hat{H}_{12} = \frac{1}{L^d} \sum_{\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2} W\left(|\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}'_1|, D\right) \left\{u_{p_1} u_{p'_1} + v_{p_1} v_{p'_1}\right\} b^+_{\mathbf{p}'_1} c^+_{\mathbf{p}'_2} c_{\mathbf{p}_2} b_{\mathbf{p}_1}. \tag{7}$$

В (7) учтены лишь те члены, которые сохраняют число квазичастиц неизменным (опущены члены, которые одновременно не удовлетворяют законам сохранения импульса и энергии).

Рассмотрим теперь вопрос о транспортном времени релаксации возбуждений $\tau_1(p)$ при рассеянии на примесях. Для гамильтониана упругого взаимодействия экситонов с примесями имеем

$$\hat{H}_1 = \frac{1}{L^d} \sum_{\mathbf{p},\mathbf{p}'} V(\mathbf{p},\mathbf{p}') a^+_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}'}, \tag{8}$$

где $V(\mathbf{p},\mathbf{p}')$ — матричный элемент взаимодействия экситона с примесями. Заменяя в (8) экситонные операторы операторами квазичастичных возбуждений по формулам (6) и сохраняя только те члены, которые отвечают требованию упругости столкновений, получим

$$\hat{H}_1 = \frac{1}{L^d} \sum_{\mathbf{p},\mathbf{p}'} V(\mathbf{p},\mathbf{p}') \left\{u_p^2 + v_p^2\right\} b^+_{\mathbf{p}} b_{\mathbf{p}'}. \tag{9}$$

Используя гамильтониан (9), для обратного транспортного времени релаксации запишем

$$\frac{1}{\tau_1(p)} = 2\pi \int \left|V(\mathbf{p},\mathbf{p}') \left\{u_p^2 + v_p^2\right\}\right|^2 \delta\left(\varepsilon_1(p) - \varepsilon_1(p')\right) \left(1 - \cos\left(\widehat{\mathbf{p},\mathbf{p}'}\right)\right) \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^d}. \tag{10}$$

Преобразуем выражение (10) с помощью равенств $(u_p^2 + v_p^2)^2 = \left(\xi(p)/\varepsilon_1(p)\right)^2$ и $\delta(\varepsilon_1(p) - \varepsilon_1(p')) = (\varepsilon_1(p)/\xi(p))\delta(\varepsilon_1^0(p) - \varepsilon_1^0(p'))$, где $\varepsilon_1^0(p) = p^2/2m_1$. В результате найдем, что время релаксации возбуждений связано со временем релаксации экситонов в нормальной фазе $\tau_n(p)$ соотношением

$$\tau_1(p) = \frac{\varepsilon_1(p)}{\xi(p)} \tau_n(p), \tag{11}$$

где

$$\frac{1}{\tau_n(p)} = 2\pi \int |V(\mathbf{p},\mathbf{p}')|^2 \delta\left(\varepsilon_1^0(p) - \varepsilon_1^0(p')\right) \left(1 - \cos\left(\widehat{\mathbf{p},\mathbf{p}'}\right)\right) \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^d}.$$

Для возбуждений с малым квазимпульсом, когда $\mu_1 \gg \varepsilon_1^0$, закон дисперсии будет иметь звуковой вид: $\varepsilon_1(p) = cp$, где $c = (\mu_1/m_1)^{1/2}$. В этом случае из выражения (11) имеем $\tau_1(p) = (p/m_1c)\tau_n(p)$.

3. КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания неравновесных процессов в рассматриваемых структурах воспользуемся системой кинетических уравнений для функции распределения квазичастичных возбуждений n и функции распределения электронов f. Рассмотрим стационарный режим, когда функции $n(\mathbf{r},\mathbf{p})$ и $f(\mathbf{r},\mathbf{p})$ не зависят от времени. Кинетические уравнения имеют вид [50, 51]

$$\frac{\partial n}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_1}{\partial \mathbf{p}} - \frac{\partial n}{\partial \mathbf{p}} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_1}{\partial \mathbf{r}} = I_1(n) + I_{12}(n, f), \tag{12}$$

$$\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{v} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} \dot{\mathbf{p}} = I_2(f) + I_{21}(f, n). \tag{13}$$

Члены в правых частях этих уравнений имеют следующий смысл: I_{12} и I_{21} — интегралы столкновений квазичастиц с электронами; I_1 и I_2 — интегралы столкновений квазичастиц и электронов с примесями (учет только примесного рассеяния оправдан при низких температурах, которые мы здесь и рассматриваем). В кинетическое уравнение (12) входит энергия квазичастичного возбуждения $\tilde{\varepsilon}_1(\mathbf{p}) = \varepsilon_1(p) + \mathbf{p}\mathbf{v}_s$, где $\mathbf{v}_s$ — скорость сверхтекучего движения экситонов. Однако влияние сверхтекучего движения экситонов на рассматриваемые явления будет существенным при $v_s \sim c$, что маловероятно в реальных условиях, поэтому далее слагаемое $\mathbf{p}\mathbf{v}_s$ в энергии квазичастичного возбуждения учитывать не будем.

Рассмотрим подсистему экситонов, в которой имеется градиент температуры. При этом возникает направленное движение квазичастичных возбуждений, приводящее, в свою очередь, к появлению индуцированного тока в подсистеме электронов. Пусть $T_1(\mathbf{r})$ — температура подсистемы экситонов, а T_2 — температура электронной подсистемы. Представим функции n и f в следующем виде:

$$n = n_0 + n_0(1+n_0)g_1, \quad f = f_0 + f_0(1-f_0)g_2,$$

где $n_0 = (\exp(\varepsilon_1(p)/T_1) - 1)^{-1}$, $f_0 = (\exp((\varepsilon_2 - \mu_2)/T_2) + 1)^{-1}$, $\varepsilon_2 = p^2/2m_2$, μ_2 — химический потенциал электронов, m_2 — эффективная масса электрона. Используем τ-приближение для $I_1(n)$ и $I_2(f)$:

$$I_1(n) = (n_0 - n)/\tau_1, \quad I_2(f) = (f_0 - f)/\tau_2,$$

где $\tau_1(p)$ и $\tau_2(p)$ — времена релаксации квазичастичных возбуждений и электронов. Подставляя n и f в указанном выше виде в (12) и (13), получим линеаризованные уравнения:

$$\frac{\varepsilon_1}{T_1^2}\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial\mathbf{p}}\nabla T_1 = -\frac{g_1}{\tau_1}, \tag{14}$$

$$I_{21}(g_2, g_1) = \frac{f_0(1-f_0)g_2}{\tau_2}. \tag{15}$$

Здесь линеаризованный интеграл столкновений I_{21} имеет вид

$$I_{21}(g_2, g_1) = \sum_{\sigma_2'} \int w(\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2; \mathbf{p}_1'\mathbf{p}_2') n_0(1+n_0') f_0(1-f_0') \times$$
$$\times (g_1' + g_2' - g_1 - g_2)\delta(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1' - \varepsilon_2') \frac{d\mathbf{p}_1'}{(2\pi)^d}\frac{d\mathbf{p}_2'}{(2\pi)^d}. \tag{16}$$

При выводе уравнения (14) мы пренебрегли членом I_{12}, который является лишь возмущением по отношению к I_1.

Из равенства (14) следует выражение для g_1:

$$g_1(\mathbf{p}) = -\frac{\tau_1(p)\varepsilon_1(p)}{T_1^2}\frac{\partial\varepsilon_1(p)}{\partial\mathbf{p}}\nabla T_1 = -\frac{c^2\tau_1(p)}{T_1^2}\mathbf{p}\nabla T_1. \tag{17}$$

В первом приближении $I_{21}(g_2, g_1)$ можно заменить на $I_{21}(0, g_1)$. Тогда уравнение (15) сильно упрощается, и мы сразу получаем g_2:

$$f_0(1-f_0)g_2(\mathbf{p}_2)=\tau_2(p_2)\sum_{\sigma_2'}\int w(\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2;\mathbf{p}_1'\mathbf{p}_2')n_0(1+n_0')f_0(1-f_0')\times$$
$$\times(g_1'-g_1)\delta(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\varepsilon_1'-\varepsilon_2')\frac{d\mathbf{p}_1'}{(2\pi)^d}\frac{d\mathbf{p}_2'}{(2\pi)^d}, \qquad (18)$$

где $w(\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2;\mathbf{p}_1'\mathbf{p}_2')$ — вероятность столкновения квазичастицы и электрона. С учетом результатов разд. 1 для вероятности столкновения w в борновском приближении можно записать:

$$w(\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2;\mathbf{p}_1'\mathbf{p}_2')=2\pi\left|W_{eff}(q,D)\left\{u_{p_1}u_{p_1'}+v_{p_1}v_{p_1'}\right\}\right|^2, \qquad (19)$$

где $\mathbf{q}=\mathbf{p}_1'-\mathbf{p}_1=\mathbf{p}_2-\mathbf{p}_2'$.

Используя равенство (17), для тока электронов $\mathbf{j}_2$ имеем следующее выражение:

$$\mathbf{j}_2=-\frac{e}{m_2}\sum_{\sigma_2}\int\mathbf{p}_2f(\mathbf{p}_2)\frac{d\mathbf{p}_2}{(2\pi)^d}=-\frac{e}{m_2}\sum_{\sigma_2}\int\mathbf{p}_2f_0(1-f_0)g_2(\mathbf{p}_2)\frac{d\mathbf{p}_2}{(2\pi)^d}=-\beta_{21}\nabla T_1, \qquad (20)$$

где

$$\beta_{21}=\frac{4\pi}{d}\frac{ec^2}{m_2T_1^2}\int W_{eff}^2(q,D)\left\{u(p_1)u\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)+v(p_1)v\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)\right\}^2\times$$
$$\times n_0(p_1)\left(1+n_0\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)\right)f_0(p_2)\left(1-f_0\left(|\mathbf{p}_2-\mathbf{q}|\right)\right)\tau_2(p_2)\mathbf{p}_2\times$$
$$\times\left[\tau_1(p_1)\mathbf{p}_1-\tau_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)(\mathbf{p}_1+\mathbf{q})\right]\delta(\varepsilon_1(p_1)+\varepsilon_2(p_2)-$$
$$-\varepsilon_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)-\varepsilon_2\left(|\mathbf{p}_2-\mathbf{q}|\right))\frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi)^d}\frac{d\mathbf{p}_2}{(2\pi)^d}\frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^d}. \qquad (21)$$

Преобразуем выражение (21) с помощью равенств

$$\delta\left(\varepsilon_1(p_1)+\varepsilon_2(p_2)-\varepsilon_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)-\varepsilon_2\left(|\mathbf{p}_2-\mathbf{q}|\right)\right)=$$
$$=\int_{-\infty}^{\infty}d\xi\,\delta\left(\varepsilon_1(p_1)-\varepsilon_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)+\xi\right)\delta\left(\varepsilon_2(p_2)-\varepsilon_2\left(|\mathbf{p}_2-\mathbf{q}|\right)-\xi\right), \qquad (22)$$

$$n_0(p_1)\left(1+n_0\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)\right)=\left[n_0\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)-n_0(p_1)\right]\times$$
$$\times\left[\exp\left\{\left(\varepsilon_1(p_1)-\varepsilon_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)\right)/T_1\right\}-1\right]^{-1}, \qquad (23)$$

$$f_0(p_2)\left(1-f_0\left(|\mathbf{p}_2-\mathbf{q}|\right)\right)=\left[f_0\left(|\mathbf{p}_2-\mathbf{q}|\right)-f_0(p_2)\right]\times$$
$$\times\left[\exp\left\{\left(\varepsilon_2(p_2)-\varepsilon_2\left(|\mathbf{p}_2-\mathbf{q}|\right)\right)/T_2\right\}-1\right]^{-1}. \qquad (24)$$

В результате получим

$$\beta_{21}=\frac{\pi}{d}\frac{ec^2}{m_2T_1^2}\int\frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^d}W_{eff}^2(q,D)\int_{-\infty}^{\infty}d\xi\frac{\exp(\xi/2T_1-\xi/2T_2)}{\mathrm{sh}(\xi/2T_1)\,\mathrm{sh}(\xi/2T_2)}\times$$
$$\times\int\left\{u(p_1)u\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)+v(p_1)v\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)\right\}^2\left[n_0\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)-n_0(p_1)\right]\times$$
$$\times\left(\tau_1\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right)(\mathbf{p}_1+\mathbf{q})-\tau_1(p_1)\mathbf{p}_1\right)\delta\left(\varepsilon_1(p_1)-\varepsilon_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)+\xi\right)\frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi)^d}\times$$
$$\times\int\left[f_0\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right)-f_0(p_2)\right]\tau_2(p_2)\mathbf{p}_2\delta\left(\varepsilon_2(p_2)-\varepsilon_2\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right)-\xi\right)\frac{d\mathbf{p}_2}{(2\pi)^d}. \qquad (25)$$

Выражение (25) в случае равенства температур экситонной и электронной подсистем ($T_1 = T_2 = T$) может быть записано в симметричной форме. Для этого заметим, что

$$\Phi(\mathbf{q},\xi) = \int \frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi)^d} \left\{u(p_1)u\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right) + v(p_1)v\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)\right\}^2 \times$$
$$\times \left[n_0\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right) - n_0(p_1)\right]\left(\tau_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)(\mathbf{p}_1+\mathbf{q}) - \tau_1(p_1)\mathbf{p}_1\right) \times$$
$$\times \delta\left(\varepsilon_1(p_1) - \varepsilon_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right) + \xi\right) = -\Phi(\mathbf{q},-\xi), \tag{26}$$

а также

$$\int \left[f_0\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right) - f_0(p_2)\right]\tau_2(p_2)\mathbf{p}_2\delta\left(\varepsilon_2(p_2) - \varepsilon_2\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right) - \xi\right)\frac{d\mathbf{p}_2}{(2\pi)^d} =$$
$$= \frac{1}{2}\int \left[f_0\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right) - f_0(p_2)\right]\left\{\tau_2(p_2)\mathbf{p}_2\delta(\varepsilon_2(p_2) - \varepsilon_2\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right) - \xi) +\right.$$
$$\left. + \tau_2\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right)(\mathbf{p}_2+\mathbf{q})\,\delta\left(\varepsilon_2(p_2) - \varepsilon_2\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right) + \xi\right)\right\}\frac{d\mathbf{p}_2}{(2\pi)^d}. \tag{27}$$

Равенства (26) и (27) легко получить, если сделать замены переменных интегрирования: $\mathbf{p}_1 \to \mathbf{p}'_1 - \mathbf{q}$ и $\mathbf{p}'_1 \to -\mathbf{p}_1$, $\mathbf{p}_2 \to \mathbf{p}'_2 - \mathbf{q}$ и $\mathbf{p}'_2 \to -\mathbf{p}_2$.

Совершая теперь замену $\xi \to -\xi$ во втором слагаемом в фигурных скобках выражения (27) и учитывая нечетность по ξ функции $\Phi(\mathbf{q},\xi)$, получим следующее выражение для β_{21}:

$$\beta_{21} = \frac{\pi}{d}\frac{ec^2}{m_2T_2}\int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^d} W^2_{eff}(q,D)\int_0^\infty \frac{\Phi(\mathbf{q},\xi)\Psi(\mathbf{q},\xi)}{\operatorname{sh}^2(\xi/2T)}\,d\xi, \tag{28}$$

где

$$\Psi(\mathbf{q},\xi) = \int \left[f_0\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right) - f_0(p_2)\right]\left(\tau_2\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right)(\mathbf{p}_2+\mathbf{q}) - \tau_2(p_2)\mathbf{p}_2\right) \times$$
$$\times \delta\left(\varepsilon_2(p_2) - \varepsilon_2\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right) + \xi\right)\frac{d\mathbf{p}_2}{(2\pi)^d}. \tag{29}$$

Рассмотрим теперь случай, когда равновесие между экситонной подсистемой и решеткой устанавливается за время, значительно меньшее времени жизни экситонов, так что температура решетки и температура подсистемы экситонов равны. При этом будем рассматривать экситонную подсистему на временах больших, чем время установления равновесия с решеткой, но меньших, чем время жизни экситонов. Получим выражение для индуцированного тока электронов, вызванного наличием пространственно-неоднородного распределения возбуждений.

Представим функцию распределения возбуждений в следующем виде:

$$n = n_1 + n_1(1+n_1)\phi_1, \tag{30}$$

где уже первый член разложения — функция n_1 отвечает неравновесному состоянию возбуждений:

$$n_1(\mu_{qp}) = \left(\exp\left(\left[\varepsilon_1(p) - \mu_{qp}(\mathbf{r})\right]/T_1\right) - 1\right)^{-1}. \tag{31}$$

Параметр $\mu_{qp} = \mu_{qp}(\mathbf{r})$ задается внешними условиями. Концентрация возбуждений N_{qp} является функцией μ_{qp} и определяется выражением

$$N_{qp} = \int n \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^d} = \int n_1(\mu_{qp}) \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^d}. \tag{32}$$

Далее будет показано, что ϕ_1 является нечетной функцией импульса $\mathbf{p}$, поэтому в равенстве (32) учтено, что интеграл от функции $n_1(1+n_1)\phi_1$ по импульсу обращается в нуль.

Будем считать, что в подсистеме возбуждений имеется малый градиент величины μ_{qp}. Найдем индуцированный ток электронов как отклик на $\nabla\mu_{qp}$:

$$\mathbf{j}_2 = -\alpha_{21}\nabla\mu_{qp}. \tag{33}$$

Если ток электронов выразить через градиент концентрации возбуждений: $\mathbf{j}_2 = -\tilde{\alpha}_{21}\nabla N_{qp}$, то получим соотношение между коэффициентами α_{21} и $\tilde{\alpha}_{21}$: $\alpha_{21} = (\partial N_{qp}/\partial\mu_{qp})\tilde{\alpha}_{21}$.

Линеаризуем уравнения (12) и (13) для данного случая аналогично тому, как это было сделано выше, лишь теперь функцию n определим равенством (30), а функцию f возьмем в виде $f = f_0 + f_0(1-f_0)\phi_2$ и $I_1 = (n_1 - n)/\tau_1$.

В результате линеаризации получим уравнения

$$\frac{1}{T_1}\frac{\partial\varepsilon_1(p)}{\partial\mathbf{p}}\nabla\mu_{qp} = -\frac{\phi_1}{\tau_1}, \tag{34}$$

$$I_{21}(\phi_2,\phi_1) = \frac{f_0(1-f_0)\phi_2}{\tau_2}. \tag{35}$$

Из (34) определим функцию ϕ_1:

$$\phi_1 = -\frac{\tau_1(p)}{T_1}\frac{\partial\varepsilon_1(p)}{\partial\mathbf{p}}\nabla\mu_{qp} = -\frac{\tau_n(p)}{m_1T_1}\mathbf{p}\nabla\mu_{qp}. \tag{36}$$

После преобразований, аналогичных совершенным ранее при выводе выражения для коэффициента β_{21}, в данном случае для α_{21} получим

$$\begin{aligned}\alpha_{21} = \frac{\pi}{d}\frac{e}{m_1m_2T_1}\int\frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^d}W_{eff}^2(q,D)\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\xi\frac{\exp(\xi/2T_1-\xi/2T_2)}{\operatorname{sh}(\xi/2T_1)\operatorname{sh}(\xi/2T_2)}\times\\ \times\int\left\{u(p_1)u\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)+v(p_1)v\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)\right\}^2\left[n_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)-n_1(p_1)\right]\times\\ \times\left(\tau_n\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)(\mathbf{p}_1+\mathbf{q})-\tau_n(p_1)\mathbf{p}_1\right)\delta\left(\varepsilon_1(p_1)-\varepsilon_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)+\xi\right)\frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi)^d}\times\\ \times\int\left[f_0\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right)-f_0(p_2)\right]\tau_2(p_2)\mathbf{p}_2\delta\left(\varepsilon_2(p_2)-\varepsilon_2\left(|\mathbf{p}_2+\mathbf{q}|\right)-\xi\right)\frac{d\mathbf{p}_2}{(2\pi)^d}.\end{aligned} \tag{37}$$

В случае $T_1 = T_2 = T$ для α_{21} имеем

$$\alpha_{21} = \frac{\pi}{d}\frac{e}{m_1m_2T}\int\frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^d}W_{eff}^2(q,D)\int\limits_0^{\infty}\frac{\tilde{\Phi}(\mathbf{q},\xi)\Psi(\mathbf{q},\xi)}{\operatorname{sh}^2(\xi/2T)}d\xi, \tag{38}$$

где

$$\tilde{\Phi}(\mathbf{q},\xi) = \int \left\{u(p_1)u\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right) + v(p_1)v\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)\right\}^2 \left[n_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right) - n_1(p_1)\right] \times$$
$$\times \left(\tau_n\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)(\mathbf{p}_1+\mathbf{q}) - \tau_n(p_1)\mathbf{p}_1\right)\delta\left(\varepsilon_1(p_1) - \varepsilon_1\left(|\mathbf{p}_1+\mathbf{q}|\right)+\xi\right)\frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi)^d}. \qquad (39)$$

Таким образом, получены выражения для коэффициентов линейного отклика подсистемы электронов на возмущение со стороны подсистемы квазичастиц, в которой созданы градиенты температуры и концентрации.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мы рассмотрели систему взаимодействующих экситонов и электронов, в которой имеется бозе-конденсат экситонов. В условиях, когда система экситонов находится в неравновесном состоянии, взаимное рассеяние квазичастичных возбуждений и электронов приводит к возникновению индуцированного тока электронов. При этом величина индуцированного тока электронов должна расти с увеличением числа возбуждений. При низких температурах основными возбуждениями в системе экситонов являются возбуждения со звуковым спектром $\varepsilon_1(p) = cp$. Концентрация возбуждений такого типа растет с температурой по закону $N_{qp} \sim T_1^d$. Таким образом, следует ожидать роста индуцированного тока электронов с увеличением температуры экситонов.

При достаточно низких температурах T_1 и T_2 и малых D возможно образование связанного состояния экситона и электрона [52, 53]. Число таких связанных пар должно расти с понижением T_1 и T_2. Следовательно, такой процесс может привести к росту индуцированного тока электронов с понижением температуры.

Экспериментальное исследование индуцированного тока электронов, обусловленного неравновесным состоянием системы экситонов, может быть использовано как независимый метод изучения фазового состояния системы экситонов и фазовых переходов в ней.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, INTAS и программы «Физика твердотельных наноструктур».

Литература

1. С. А. Москаленко, ФТТ **4**, 276 (1962).
2. J. M. Blatt, K. W. Böer, and W. Brandt, Phys. Rev. **126**, 1691 (1962).
3. R. C. Casella, J. Appl. Phys. **34**, 1703 (1963).
4. В. А. Гергель, Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, ЖЭТФ **53**, 544 (1967); ЖЭТФ **54**, 298 (1968).
5. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, Письма в ЖЭТФ **5**, 238 (1967); ЖЭТФ **54**, 978 (1968).
6. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма в ЖЭТФ **22**, 556 (1975); ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
7. Ю. Е. Лозовик, О. Л. Берман, Письма в ЖЭТФ **64**, 526 (1996); ЖЭТФ **111**, 1879 (1997); Yu. E. Lozovik and O. L. Berman, Phys. Scripta **55**, 491 (1997).
8. D. Hulin, A. Mysyrowicz, and C. Benoit à la Guillaume, Phys. Rev. Lett. **45**, 1970 (1980).
9. V. B. Timofeev, V. D. Kulakovskii, and I. V. Kukushkin, Physica B **117** & B **118**, 327 (1983).
10. N. Peyghambarian, L. L. Chase, and A. Mysyrowicz, Phys. Rev. B **27**, 2325 (1983).
11. D. W. Snoke, J. P. Wolfe, and A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. **64**, 2543 (1990).
12. E. Fortin, S. Farad, and A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. **70**, 3951 (1993).

13. J. L. Lin and J. P. Wolfe, Phys. Rev. Lett. **71**, 1222 (1993).
14. E. Benson, E. Fortin, and A. Mysyrowicz, Solid State Comm. **101**, 313 (1997).
15. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **80**, 1488 (1981); ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
16. А. Б. Дзюбенко, Ю. Е. Лозовик, ФТТ **25**, 1519 (1983); ФТТ **26**, 1540 (1984); J. Phys. A **24**, 415 (1991).
17. Ю. Е. Лозовик, О. Л. Берман, В. Г. Цветус, Письма в ЖЭТФ **66**, 332 (1997); Phys. Rev. B **59**, 5627 (1999).
18. Yu. E. Lozovik and A. M. Ruvinsky, Phys. Lett. A **227**, 271 (1997); Ю. Е. Лозовик, А. М. Рувинский, ЖЭТФ **112**, 1791 (1997).
19. L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Wiemann, Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994).
20. Yu. E. Lozovik and A. V. Poushnov, Solid State Comm. **105**, 527 (1998); Phys. Rev. B **58**, 6608 (1998); ЖЭТФ **115**, 1786 (1999).
21. Ю. Е. Лозовик, М. В. Никитков, ЖЭТФ **111**, 1107 (1997).
22. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев, ФТТ **6**, 2791 (1964).
23. А. Н. Козлов, Л. А. Максимов, ЖЭТФ **48**, 1184 (1965).
24. B. I. Halperin and T. M. Rice, Solid State Phys. **21**, 115 (1968).
25. М. Б. Погребинский, ФТП **11**, 637 (1977).
26. P. J. Price, Physica B **117** & B **118**, 750 (1983).
27. P. M. Solomon, P. J. Price, D. J. Frank, and D. C. La Tulipe, Phys. Rev. Lett. **63**, 2508 (1989).
28. U. Sivan, P. M. Solomon, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **68**, 1196 (1992).
29. T. J. Gramila, J. P. Eisenstein, A. H. MacDonald, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **66**, 1216 (1991); Phys. Rev. B **47**, 12957 (1993).
30. B. Laikhtman and P. M. Solomon, Phys. Rev. B **41**, 9921 (1990).
31. H. C. Tso, P. Vasilopoulos, and F. M. Peeters, Phys. Rev. Lett. **68**, 2516 (1992); Phys. Rev. Lett. **70**, 2146 (1993).
32. Yu. M. Sirenko and P. Vasilopoulos, Phys. Rev. B **46**, 1611 (1992).
33. A.-P. Jauho and H. Smith, Phys. Rev. B **47**, 4420 (1993).
34. L. Zheng and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **48**, 8203 (1993).
35. E. Shimshoni and S. L. Sondhi, Phys. Rev. B **49**, 11484 (1994).
36. K. Flensberg and B. Yu-K. Hu, Phys. Rev. Lett. **73**, 3572 (1994); Phys. Rev. B **52**, 14796 (1995).
37. L. Swierkowski, J. Szymanski, and Z. W. Gortel, Phys. Rev. Lett. **74**, 3245 (1995).
38. E. Shimshoni, Phys. Rev. B **51**, 9415 (1995).
39. A. Kamenev and Y. Oreg, Phys. Rev. B **52**, 7516 (1995).
40. K. Flensberg, B. Yu-K. Hu, A.-P. Jauho, and J. M. Kinaret, Phys. Rev. B **52**, 14761 (1995).
41. A. G. Rojo and G. D. Mahan, Phys. Rev. Lett. **68**, 2074 (1992).
42. J. M. Duan and S. Yip, Phys. Rev. Lett. **70**, 3647 (1994).
43. N. Giordano and J. D. Monnier, Phys. Rev. B **50**, 9363 (1994).
44. X. Huang, G. Bazàn, and G. H. Bernstein, Phys. Rev. Lett. **74**, 4051 (1995).
45. G. Vignale and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **76**, 2786 (1996).
46. H. Rubel, A. Fischer, W. Dietsche, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. Lett. **78**, 1763 (1997).
47. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика*, часть 2, Наука, Москва (1978).
48. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, Москва (1962).
49. E. Hanamura and H. Haug, Phys. Rep. C **33**, № 4 (1977).
50. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
51. И. М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1971).
52. V. S. Babichenko and M. N. Kiselev, J. Phys. Soc. **2**, 311 (1992).
53. В. С. Бабиченко, М. Н. Киселев, Письма в ЖЭТФ **57**, 174 (1993).