

НОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О. В. Кибис*

Новосибирский государственный технический университет
630092, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 1 июля 1998 г.

Рассмотрено взаимодействие электронов с акустическими фононами в квазидвумерной структуре с несимметричным квантующим потенциалом при наличии магнитного поля, параллельного плоскости структуры. Показано, что электрон-фононное взаимодействие в такой системе приводит к возникновению ЭДС при наличии стоячей акустической волны и возникновению ЭДС при однородном нагреве структуры. Эти феномены представляют собой макроскопические проявления универсального квантового эффекта, заключающегося в возникновении электродвижущей силы при любом изотропном возмущении любой электронной системы с асимметрично зависящей от скорости v энергией $\varepsilon(v) \neq \varepsilon(-v)$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрим квазидвумерную ($2D$) электронную систему в координатах $\{x, y, z\}$, где ось z перпендикулярна плоскости $2D$ -слоя. Направим вдоль оси y магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ и выберем векторный потенциал в виде $\mathbf{A} = (H_y z, 0, 0)$. Тогда гамильтониан электрона

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2m} \left[\left(\hat{p}_x + \frac{eH_y z}{c} \right)^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2 \right] + U(z), \quad (1)$$

где m — эффективная масса электрона, e — модуль заряда электрона, $U(z)$ — квантующий потенциал $2D$ -системы, а волновая функция электрона

$$\psi_k = C \varphi(k_x, z) \exp(ik_x x + ik_y y) \exp(-i\varepsilon_k t/\hbar), \quad (2)$$

где нормировочная константа

$$C = \left(L_x L_y \int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(k_x, z)|^2 dz \right)^{-1/2},$$

L_x и L_y — размеры $2D$ -системы вдоль осей x и y , \mathbf{k} — волновой вектор электрона, а ε_k — энергия электрона. Подстановка (2) в уравнение Шредингера с гамильтонианом (1) приводит к

*E-mail: Oleg.Kibis@nstu.ru

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \varphi(k_x, z)}{\partial z^2} + \left[\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\hbar e H_y k_x z}{mc} + \frac{(e H_y z)^2}{2mc^2} + U(z) - \varepsilon(k_x) \right] \varphi(k_x, z) = 0, \quad (3)$$

где энергия

$$\varepsilon(k_x) = \varepsilon_k - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m}.$$

Для анализа интересующих нас эффектов воспользуемся моделью треугольного квантового потенциала

$$U(z) = \begin{cases} \infty, & z < 0 \\ eE_z z, & z \geq 0 \end{cases}, \quad (4)$$

используемой при расчете энергетического спектра электронов в инверсионных слоях на поверхности полупроводников, где E_z — модуль напряженности электрического поля на поверхности. Будем рассматривать электронную систему в квантовом пределе, когда электроны заполняют состояния лишь в нижней электронной подзоне, при выполнении условия $(d_0/l_H)^4 \ll 1$, где

$$d_0 = \left(\frac{3\hbar^2 \pi^2}{16meE_z} \right)^{1/3}$$

есть толщина электронного $2D$ -слоя (среднее удаление электрона от границы $z = 0$) при $H_y = 0$, а

$$l_H = \left(\frac{\hbar c}{eH_y} \right)^{1/2}$$

есть магнитная длина. В этом случае решение уравнения (3) с потенциалом (4) для нижней электронной подзоны имеет вид [1]

$$\varepsilon(k_x) = \left[\frac{\hbar^2}{2m} \right]^{1/3} \left[\frac{9\pi}{8} \left(eE_z + \frac{\hbar e H_y k_x}{mc} \right) \right]^{2/3} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}, \quad (5)$$

$$\varphi(k_x, z) = \begin{cases} \text{Ai} \left(\left[\frac{2meE_z}{\hbar^2} + \frac{2eH_y k_x}{\hbar c} \right]^{1/3} \left[z - \frac{\varepsilon(k_x) - \hbar^2 k_x^2 / 2m}{eE_z + \hbar e H_y k_x / mc} \right] \right), & z \geq 0 \\ 0, & z < 0 \end{cases}, \quad (6)$$

где $\text{Ai}(\zeta)$ — функция Эйри. Из (5) следует, что при $H_y \neq 0$ появляется асимметричный энергетический спектр электрона

$$\varepsilon(v_x) \neq \varepsilon(-v_x), \quad (7)$$

где $v_x = (1/\hbar)[\partial \varepsilon(k_x) / \partial k_x]$ — скорость электрона вдоль оси x . Физическая причина появления асимметрии (7) состоит в следующем. Магнитное поле, параллельное плоскости $2D$ -системы, не может обеспечить вращательное движение электрона по циклотронной орбите и приводит лишь к небольшому изменению волновой функции. При

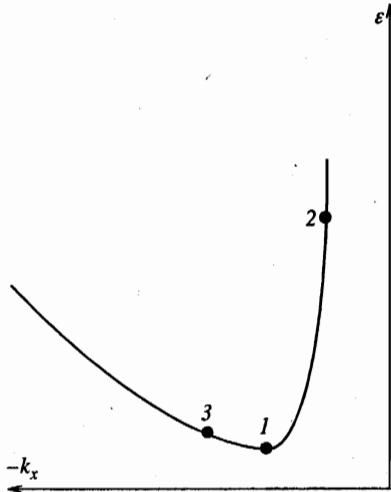


Рис. 1. Изменение состояния электрона под действием силы F_x (переход $1 \rightarrow 2$) и силы $-F_x$ (переход $1 \rightarrow 3$)

движении электрона со скоростью v_x на него в направлении $\langle -z \rangle$ действует сила Лоренца, в связи с чем максимум волновой функции электрона смещается в направлении $\langle -z \rangle$. При движении электрона со скоростью $-v_x$ направление силы Лоренца меняется на противоположное и смещение максимума волновой функции электрона происходит в направлении $\langle z \rangle$. Поэтому в несимметричном потенциале $U(z) \neq U(-z)$ энергия электрона $\varepsilon(v_x) \neq \varepsilon(-v_x)$. Благодаря асимметрии (7) динамические свойства электронной системы оказываются различными для направлений $\langle x \rangle$ и $\langle -x \rangle$. Продемонстрируем это различие на конкретном примере. Пусть в начальный момент времени электрон обладает скоростью $v_{x1} = 0$ и находится в состоянии 1, что соответствует минимуму энергетической подзоны (5), изображенной на рис. 1. Под действием силы F_x электрон за время t будет переходить в состояние 2, а под действием силы $-F_x$ за это же время будет переходить в состояние 3, так что $k_{x2} - k_{x1} = k_{x1} - k_{x3} = F_x t / \hbar$. Поскольку энергетический спектр электрона $\varepsilon(k_x)$ асимметричен для направлений $\langle k_x \rangle$ и $\langle -k_x \rangle$, то приобретенная электроном скорость $v_{x2} \neq v_{x3}$. Таким образом, передаваемый электрону со стороны внешней силы кинетический импульс, равный произведению массы электрона и скорости v_x , оказывается различным для сил, действующих в направлениях $\langle x \rangle$ и $\langle -x \rangle$. Отсюда следует, что при возмущении электронной системы внешним воздействием, изотропным относительно направлений $\langle x \rangle$ и $\langle -x \rangle$, возникает различная передача кинетического импульса электронной системе в этих направлениях, что приводит к появлению дрейфа электронов вдоль оси x [1]. Иными словами, любое изотропное возмущение любой электронной системы с асимметричным энергетическим спектром $\varepsilon(v_x) \neq \varepsilon(-v_x)$ приводит к возникновению электродвижущей силы вдоль оси x . Рассматриваемый эффект анизотропной передачи импульса электронной системе при изотропном внешнем воздействии [1] носит универсальный характер и справедлив для любых способов возмущения электронной системы. Целью данной работы является исследование этого эффекта в случае, когда возмущение электронной системы обусловлено взаимодействием электронов с акустическими фононами.

2. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ АСИММЕТРИЯ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Будем рассматривать кристаллическую структуру как трехмерный изотропный упругий континуум, описывая взаимодействие электронов с акустическими фононами в рамках метода деформационного потенциала, когда сдвиг энергии электрона $\Delta\varepsilon$ при произвольной деформации кристалла u_{ij} определяется выражением

$$\Delta\varepsilon = \Xi \sum_i u_{ii},$$

где Ξ — константа деформационного потенциала. Тогда вероятность поглощения электронами фонона с волновым вектором $\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z)$ есть

$$W_a(\mathbf{q}) = n(\mathbf{q}) \sum_k \sum_{k'} \frac{1}{\hbar^2} \left| \langle \psi_{k'} | \tilde{U}(\mathbf{q}) | \psi_k \rangle \right|^2 f(\varepsilon_k) [1 - f(\varepsilon_{k'})], \tag{8}$$

где $f(\varepsilon_k)$ — функция распределения Ферми—Дирака, $n(\mathbf{q})$ — фононное число заполнения, а

$$\tilde{U}(\mathbf{q}) = \left(\frac{\hbar q}{2V\rho v_l} \right)^{1/2} \Xi \exp(iq_x x + iq_y y + iq_z z) \exp(-i v_l q t), \tag{9}$$

где V — объем кристалла, ρ — плотность кристалла, v_l — продольная скорость звука. Переходя в (8) от суммирования по электронным состояниям к интегрированию по волновому вектору, получим выражение для вероятности поглощения фонона в единицу времени в расчете на единицу площади $2D$ -системы

$$w_a(\mathbf{q}) = \left(\frac{\Xi^2 q n(\mathbf{q})}{V \pi \rho v_l} \right) \int d^2 \mathbf{k} \int d^2 \mathbf{k}' \left(\int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(k_x, z)|^2 dz \int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(k'_x, z)|^2 dz \right)^{-1} [1 - f(\varepsilon_{k'})] f(\varepsilon_k) \times \\ \times \left| \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(k_x, z) \exp(iq_z z) \varphi(k'_x, z) dz \right|^2 \delta(\varepsilon_{k'} - \varepsilon_k - \hbar v_l q) \delta(k'_x - k_x - q_x) \delta(k'_y - k_y - q_y), \tag{10}$$

где интегрирование по \mathbf{k} и \mathbf{k}' ведется в пределах первой зоны Бриллюэна. Дальнейший анализ будем вести для энергетического спектра и волновой функции электрона, определяемых соотношениями (5) и (6). Разлагая (10) в ряд по степеням магнитного поля и ограничиваясь в этом разложении линейным членом, получим, что при выполнении условия $(q_z d_0)^2 \ll 1$ выражение (10) принимает вид

$$w_a(\mathbf{q}) = w_{a0}(\mathbf{q}) + w_{aH}(\mathbf{q}), \tag{11}$$

где

$$w_{a0}(\mathbf{q}) = \left(\frac{\Xi^2 q n(\mathbf{q})}{V \pi \rho v_l} \right) \int d^2 \mathbf{k} \int d^2 \mathbf{k}' \delta(k'_x - k_x - q_x) \delta(k'_y - k_y - q_y) \times \\ \times \delta(\varepsilon_{k'0} - \varepsilon_{k0} - \hbar v_l q) [1 - f(\varepsilon_{k'0})] f(\varepsilon_{k0}) \tag{12}$$

— вероятность (10) в отсутствие магнитного поля, линейное по магнитному полю слабое есть

$$w_{aH}(\mathbf{q}) = \left(\frac{\Xi^2 q n(\mathbf{q})}{V \pi \rho v_l} \right) \left(\frac{\hbar H_y}{15 m c E_z} \right) (q_z d_0)^2 \int d^2 \mathbf{k} \int d^2 \mathbf{k}' \delta(k'_x - k_x - q_x) \delta(k'_y - k_y - q_y) \times \\ \times (k_x + k'_x) \delta(\varepsilon_{k'0} - \varepsilon_{k0} - \hbar v_l q) [1 - f(\varepsilon_{k'0})] f(\varepsilon_{k0}), \quad (13)$$

а ε_{k0} — энергия электрона ε_k в отсутствие магнитного поля. Из (11)–(13) следует, что при $(d_0/l_H)^4 \ll 1$ и $(q_z d_0)^2 \ll 1$ разность вероятностей

$$w_a(\mathbf{q}) - w_a(-\mathbf{q}) = 2w_{aH}(\mathbf{q}). \quad (14)$$

Отдельного обсуждения требует ситуация, когда $q_z = 0$. В этом случае в разложении вероятности (10) по степеням магнитного поля исчезают линейные члены и для проведения интересующего нас анализа становится необходимым учет более высоких порядков. Учитывая кубичные по магнитному полю члены в этом разложении, получим для $\mathbf{q} = (2k_F, 0, 0)$ при $(d_0/l_H)^4 \ll 1$, температуре $T = 0$ и низкой концентрации электронов (фермиевская скорость $v_F \approx v_l$ и $(k_F d_0)^2 \ll 1$), что

$$w_a(-\mathbf{q}) - w_a(\mathbf{q}) = \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 \left(\frac{6v_l}{c} \right) \left(\frac{2d_0}{3l_H} \right)^4 \left(\frac{H_y}{E_z} \right) w_{a0}(\mathbf{q}), \quad (15)$$

где k_F — длина фермиевского волнового вектора электронов. В этом же случае для высокой концентрации электронов ($v_F \gg v_l$) имеем

$$w_a(-\mathbf{q}) - w_a(\mathbf{q}) = \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 \left(\frac{v_F}{c} \right) \left(\frac{2d_0}{3l_H} \right)^4 \left(\frac{H_y}{E_z} \right) w_{a0}(\mathbf{q}). \quad (16)$$

Соотношения для вероятности излучения фонана $w_e(\mathbf{q})$ получаются из (10)–(16) формальными заменами индекса a на e , волнового вектора \mathbf{k}' на \mathbf{k} , волнового вектора \mathbf{k} на \mathbf{k}' , фононного числа заполнения $n(\mathbf{q})$ на $n(\mathbf{q}) + 1$.

Из неравенства нулю выражений (14)–(16) непосредственно следует пространственная асимметрия электрон-фононного взаимодействия: одинаковые фононы со взаимно противоположными направлениями волнового вектора будут по-разному взаимодействовать с электронами. Физическая причина этой асимметрии состоит в следующем. При поглощении фонана электрон переходит из одного состояния подзоны (5) в другое. При этом начальное состояние электрона k_x и конечное состояние электрона k'_x удовлетворяют законам сохранения энергии и волнового вектора, что схематично изображено на рис. 2. Поскольку электронные подзоны $\varepsilon(k_x)$ асимметричны для направлений $\langle k_x \rangle$ и $\langle -k_x \rangle$, то волновые функции $\varphi(k_x, z)$ начального и конечного состояний электрона меняются при изменении знака компоненты волнового вектора q_x . Из (5), (6) следует, что $\varphi(k_{x1}, z) \neq \varphi(k_{x2}, z)$ и $\varphi(k'_{x1}, z) \neq \varphi(k'_{x2}, z)$. Поэтому модуль матричного элемента потенциала электрон-фононного взаимодействия (9)

$$\left| \langle \psi_{k'} | \tilde{U}(\mathbf{q}) | \psi_k \rangle \right| \propto \left| \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(k'_x, z) \exp(iq_z z) \varphi(k_x, z) dz \right|$$

оказывается различным для процессов поглощения фононов с компонентами волнового вектора q_x и $-q_x$. Соответственно, при $q_x \neq 0$ вероятности взаимодействия электронов

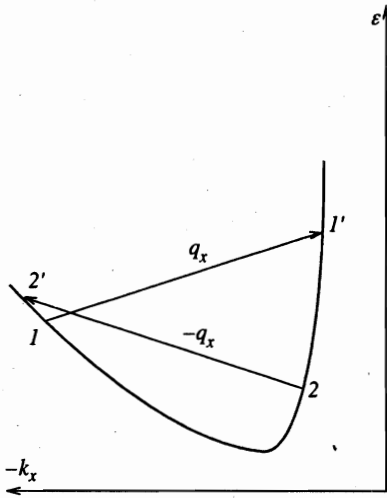


Рис. 2. Структура электронных переходов при поглощении фононов с волновыми векторами q и $-q$

с фононами q и $-q$ оказываются различными. Этот качественный анализ носит достаточно общий характер и позволяет сделать вывод о различном взаимодействии между электронной системой с асимметричным энергетическим спектром (7) и любыми элементарными квазичастицами (фотонами, акустическими фононами и т. д.), движущимися в направлениях $\langle x \rangle$ и $\langle -x \rangle$ [1, 2].

Из проведенного анализа видно, что пространственная асимметрия электрон-фононного взаимодействия представляет собой чисто квантовое явление. Рассмотрим конкретные физические ситуации, в которых это квантовое явление приводит к макроскопическим эффектам.

3. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОДВИЖУЩЕЙ СИЛЫ В СТОЯЧЕЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ

Поскольку поглощение и излучение фононов сопровождаются изменением импульса электронной системы, то различные вероятности взаимодействия электронов с фононами q и $-q$ приводят к различной передаче импульса электронам от акустических волн, распространяющихся во взаимно противоположных направлениях. Отсюда непосредственно следует аномалия акусто-электрического эффекта, заключающаяся в том, что ЭДС фононного увлечения электронов оказывается различной для волн со взаимно противоположными направлениями волнового вектора. В частности, ЭДС фононного увлечения электронов будет возникать при наличии стоячей акустической волны, представляющей собой суперпозицию акустических волн с одинаковыми амплитудами и взаимно противоположными направлениями волнового вектора [2]. Этот феномен представляет собой частный случай обсуждавшегося ранее эффекта анизотропной передачи импульса электронам при изотропном внешнем воздействии [1], где в роли возмущения электронной системы, изотропного относительно взаимно противоположных направлений, выступает стоячая волна.

Бегущая акустическая волна в кристалле создается приложенной к границе кристалла периодической силой и затухает по мере удаления от этой границы, отдавая свою

энергию электронам. Поэтому интенсивность $I(r)$ волны, распространяющейся в направлении вектора \mathbf{r} , имеет вид $I(r) = I(0) \exp(-\alpha r)$, где α — коэффициент поглощения волны. Отсюда следует, что наложение бегущих волн со взаимно противоположными направлениями волнового вектора будет приводить к образованию стоячей волны только в случае слабого поглощения, когда амплитуды бегущих волн можно считать практически неизменными, что соответствует выполнению условия

$$\alpha L \ll 1, \quad (17)$$

где L — размер $2D$ -структуры в направлении распространения волн. Пусть в рассматриваемой системе при выполнении критерия (17) имеется созданная внешним источником стоячая акустическая волна, представляющая собой суперпозицию продольных акустических волн с амплитудами u_0 и волновыми векторами \mathbf{q} и $-\mathbf{q}$. Если электронные переходы при взаимодействии электронов с волной происходят в пределах первой зоны Бриллюэна, а температура $T = 0$, то возникающие вдоль осей x и y ЭДС фононного увлечения электронов в стоячей волне, \mathcal{E}_x и \mathcal{E}_y , определяется соотношениями [2]

$$\mathcal{E}_x = \frac{\hbar L_x q_x}{en_s} [(w_a(-\mathbf{q}) - w_a(\mathbf{q}))], \quad \mathcal{E}_y = \frac{\hbar L_y q_y}{en_s} [w_a(-\mathbf{q}) - w_a(\mathbf{q})], \quad (18)$$

где n_s — концентрация электронов в расчете на единицу площади $2D$ -системы. При $T \neq 0$ наличие стоячей волны приводит не только к поглощению, но и к индуцированному излучению фононов электронами, вследствие чего выражения (18) принимают вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_x &= \frac{\hbar L_x q_x}{en_s} [w_a(-\mathbf{q}) - w_a(\mathbf{q}) + w_e(\mathbf{q}) - w_e(-\mathbf{q})], \\ \mathcal{E}_y &= \frac{\hbar L_y q_y}{en_s} [w_a(-\mathbf{q}) - w_a(\mathbf{q}) + w_e(\mathbf{q}) - w_e(-\mathbf{q})]. \end{aligned} \quad (19)$$

Для волнового вектора $\mathbf{q} = (q_x, 0, q_z)$ из (13), (14) и (19) получаем

$$\mathcal{E}_x = (q_z d_0)^2 \left(\frac{4v_l}{15c} \right) \left(\frac{q}{q_x} \right) \left(\frac{H_y}{E_z} \right) \mathcal{E}_{x0}(\mathbf{q}), \quad \mathcal{E}_y = 0, \quad (20)$$

где

$$\mathcal{E}_{x0}(\mathbf{q}) = \frac{\hbar L_x q_x [w_{e0}(\mathbf{q}) - w_{a0}(\mathbf{q})]}{en_s} \quad (21)$$

— обычная ЭДС фононного увлечения электронов в бегущей акустической волне с волновым вектором \mathbf{q} в отсутствие магнитного поля. Для волнового вектора $\mathbf{q} = (2k_F, 0, 0)$ при температуре $T = 0$ и низких концентрациях электронов ($v_F \approx v_l$) получаем из (12), (15) и (19) выражение

$$\mathcal{E}_x = - \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 \left(\frac{6v_l}{c} \right) \left(\frac{2d_0}{3l_H} \right)^4 \left(\frac{H_y}{E_z} \right) \mathcal{E}_{x0}(\mathbf{q}), \quad \mathcal{E}_y = 0, \quad (22)$$

где ЭДС (21) в явном виде есть

$$\mathcal{E}_{x0}(\mathbf{q}) = - \sqrt{v_l(2v_F - v_l)} \left(\frac{4\Xi u_0 m}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{2L_x}{e\hbar} \right), \quad v_F \geq v_l/2.$$

В этом же случае для высоких концентраций электронов ($v_F \gg v_l$) получаем из (12), (16) и (19), что

$$\mathcal{E}_x = - \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 \left(\frac{v_F}{c} \right) \left(\frac{2d_0}{3l_H} \right)^4 \left(\frac{H_y}{E_z} \right) \mathcal{E}_{x0}(\mathbf{q}), \quad \mathcal{E}_y = 0, \quad (23)$$

где ЭДС (21) в явном виде определяется выражением

$$\mathcal{E}_{x0}(\mathbf{q}) = -\sqrt{2v_l v_F} \left(\frac{4\Xi u_0 m}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{2L_x}{e\hbar} \right).$$

Из (23) следует, что для инверсионных 2D-слоев на поверхности кремния при $d_0 \approx \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см и $H_y \sim 10^5$ Гс величина $|\mathcal{E}_x/\mathcal{E}_{x0}(\mathbf{q})| \sim 10^{-3}$.

4. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОДВИЖУЩЕЙ СИЛЫ ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНОМ НАГРЕВЕ 2D-СИСТЕМЫ

Обсудим теперь взаимодействие между электронной и фононной системами, находящимися в неравновесном состоянии вследствие однородного нагрева. Будем рассматривать случай достаточно низких температур, когда можно пренебречь электрон-фононными процессами переброса за пределы первой зоны Бриллюэна. В этом случае обмен импульсом между электронной и фононной системами приводит к возникновению ЭДС вдоль оси x , описываемой соотношением [3]

$$\mathcal{E}_x = \left(\frac{\hbar L_x}{en_s} \right) \sum_{\mathbf{q}} q_x [w_e(\mathbf{q}) - w_a(\mathbf{q})]. \quad (24)$$

При температурах, существенно меньших чем $\hbar v_l/k_B d_0$, основной вклад в электрон-фононное взаимодействие дают длинноволновые фононы, волновой вектор которых удовлетворяет условию $(q_z d_0)^2 \ll 1$. В этом случае для магнитных полей, удовлетворяющих условию $(d_0/l_H)^4 \ll 1$, можно воспользоваться разложением (11), с учетом которого выражение (24) принимает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_x = & \left(\frac{\hbar \Xi^2 L_x}{8\pi^4 \rho v_l e n_s} \right) \left(\frac{\hbar H_y}{15mc E_z} \right) (q_z d_0)^2 \int d^2 \mathbf{k} \int d^2 \mathbf{k}' \int d^3 \mathbf{q} (k_x + k'_x) q_x \times \\ & \times \left([1 - f(\epsilon_{k'0})] f(\epsilon_{k0}) [n(\mathbf{q}) + 1] - [1 - f(\epsilon_{k0})] f(\epsilon_{k'0}) n(\mathbf{q}) \right) \times \\ & \times \delta(k'_x - k_x + q_x) \delta(k'_y - k_y + q_y) \delta(\epsilon_{k'0} - \epsilon_{k0} + \hbar v_l q), \end{aligned} \quad (25)$$

где интегрирование по \mathbf{k} , \mathbf{k}' и \mathbf{q} ведется в пределах первой зоны Бриллюэна. Будем рассматривать ситуацию, когда распределение фононов по энергии описывается функцией Бозе—Эйнштейна

$$n(\mathbf{q}) = \left(\exp[\hbar v_l q/k_B T] - 1 \right)^{-1},$$

где T — температура фононной системы, а распределение электронов по энергии описывается функцией Ферми—Дирака

$$f(\epsilon_k) = \left(\exp[(\epsilon_k - \epsilon_F)/k_B T_e] + 1 \right)^{-1},$$

где $T_e = T + \Delta T$ есть температура электронной системы. Для $|\Delta T/T| \ll 1$ при $2mv_l^2 \ll k_B T \ll \hbar v_l/d_0$ и невырожденном электронном газе выражение (25) принимает вид

$$\mathcal{E}_x = \left(\frac{k_B T}{v_l} \right)^5 \left(\frac{2\Xi d_0}{\hbar^3} \right)^2 \left(\frac{mL_x}{\pi \rho c e} \right) \left(\frac{\Delta T}{T} \right) \left(\frac{H_y}{E_z} \right). \quad (26)$$

Для $|\Delta T/T| \gg 1$ при $T = 0$, $2mv_l^2 \ll k_B \Delta T \ll \hbar v_l/d_0$ и невырожденном электронном газе выражение (25) принимает вид

$$\mathcal{E}_x = \left(\frac{k_B \Delta T}{v_l} \right)^5 \left(\frac{2\Xi d_0}{\hbar^3} \right)^2 \left(\frac{mL_x}{5\pi \rho c e} \right) \left(\frac{H_y}{E_z} \right). \quad (27)$$

Из (26) и (27) следует, что при $\Delta T < 0$ величина $\mathcal{E}_x < 0$, при $\Delta T > 0$ имеем $\mathcal{E}_x > 0$, а при $\Delta T = 0$ величина $\mathcal{E}_x = 0$. Физическая причина такой температурной зависимости состоит в следующем. При $\Delta T < 0$ происходит передача энергии от фононной системы к электронной системе, сопровождающаяся поглощением фононов электронами. Поскольку вероятность поглощения фонона (11) $w_a(\mathbf{q}) > w_a(-\mathbf{q})$ при $q_x > 0$, то эта передача энергии сопровождается передачей импульса электронной системе в направлении $\langle x \rangle$, благодаря чему $\mathcal{E}_x < 0$. При $\Delta T > 0$, наоборот, происходит передача энергии от электронов к фононной системе, сопровождающаяся излучением фононов. Поскольку вероятность излучения фонона $w_e(\mathbf{q}) > w_e(-\mathbf{q})$ при $q_x > 0$, то такая передача энергии сопровождается передачей импульса электронной системе в направлении $\langle -x \rangle$, благодаря чему $\mathcal{E}_x > 0$. При $\Delta T = 0$ электронная и фононная системы находятся в термодинамическом равновесии и в соответствии с принципом детального равновесия вероятности излучения и поглощения равны друг другу для любого фонона, так что передачи импульса от одной системы к другой не происходит и $\mathcal{E}_x = 0$. Таким образом, увеличение фононной температуры T (например, благодаря однородному нагреву кристаллической решетки) или увеличение электронной температуры T_e (например, благодаря нагреву электронного газа с помощью электрического поля) приводят к возникновению ЭДС фононного увлечения электронов [3]. Этот феномен представляет собой частный случай обсуждавшегося ранее эффекта анизотропной передачи импульса электронам при изотропном внешнем воздействии [1], где в роли изотропного возмущения электронной системы выступает пространственно-однородный нагрев.

При нагреве кристаллической решетки ($\Delta T < 0$) температуры T и T_e выравниваются за характерное время релаксации энергии в электрон-фононной системе благодаря поглощению фононов электронами, что приводит к исчезновению ЭДС. Поэтому описываемый выражением (26) при $\Delta T < 0$ эффект возникновения дрейфа электронов при однородном нагреве кристаллической решетки является нестационарным эффектом и будет наблюдаться при достаточно быстром изменении температуры решетки. Иная ситуация возникает при нагреве электронного газа ($\Delta T > 0$) электрическим полем $E_{\parallel} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$, обеспечивающим протекание электрического тока в плоскости $2D$ -системы, поскольку в этом случае ЭДС (26), (27) является стационарной при фиксированных значениях T и E_{\parallel} . Эта стационарность обусловлена тем, что энергия, передаваемая электронной системой кристаллической решетке при излучении фононов (тепло Джоуля-Ленца), полностью поглощается термостатом, обеспечивающим постоянство температуры кристаллической решетки T , так что разность температур ΔT не меняется с течением времени.

Рассмотрим подробнее эффекты, возникающие при нагреве электронного газа электрическим полем. Пусть электрическое поле направлено вдоль оси x , так что $E_{\parallel} = |E_x|$. В этом случае протекающий вдоль оси x электрический ток

$$j_x = \sigma(E_x + \mathcal{E}_x/L_x), \quad (28)$$

где σ — проводимость в плоскости $2D$ -системы. Скалярная величина ΔT зависит только от модуля электрического поля $|E_x|$, в связи с чем изменение направления поля не меняет ЭДС (26), (27), так что $\mathcal{E}_x(E_x) = \mathcal{E}_x(-E_x)$. Поэтому из (28) следует, что $j_x(E_x) \neq j_x(-E_x)$, благодаря чему появляется эффект анизотропии электрического тока. Пусть внешнее электрическое поле направлено вдоль оси y , так что $E_{\parallel} = |E_y|$. В этом случае нагрев электронного газа обусловлен протеканием тока вдоль оси y , а возникающая при этом нагреве ЭДС \mathcal{E}_x направлена перпендикулярно внешнему электрическому полю, благодаря чему возникает поперечная ЭДС. Нагрев электронной системы может осуществляться не только постоянным, но и переменным электрическим полем. В частности, нагрев электронного газа и появление ЭДС \mathcal{E}_x будут наблюдаться при падении на $2D$ -структуру плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси z , благодаря чему появляется эффект фотоиндуцированной ЭДС. Таким образом, возникновение ЭДС при пространственно-однородном нагреве $2D$ -системы приводит к появлению новых кинетических эффектов, различных с феноменологической точки зрения, но имеющих единую микроскопическую природу.

Для инверсионных $2D$ -слоев на поверхности кремния $\Delta T \sim 10\text{К}$ при $E_{\parallel} \sim 10\text{ В/см}$ [4]. Поэтому оценка величины (27) при $E_{\parallel} \sim 10\text{ В/см}$, $d_0 \approx 5 \cdot 10^{-7}\text{ см}$ и $H_y \sim 10^4\text{ Гс}$ дает значение $\mathcal{E}_x/L_x \sim 10^{-2}\text{ В/см}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В квазидвумерной системе с несимметричным квантующим потенциалом $U(z) \neq U(-z)$ при наличии параллельного плоскости системы магнитного поля $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ возникает асимметричный энергетический спектр электронов $\varepsilon(v_x) \neq \varepsilon(-v_x)$, где v_x — скорость электрона вдоль оси x . Благодаря этой асимметрии появляется аномалия электрон-фононного взаимодействия, заключающаяся в том, что вероятности взаимодействия электронов с одинаковыми фононами, имеющими направленные во взаимно противоположные стороны волновые векторы \mathbf{q} и $-\mathbf{q}$, оказываются различными при $q_x \neq 0$. Эта особенность электрон-фононного взаимодействия представляет собой чисто квантовое явление, приводящее к тому, что передача импульса от фононной системы к электронной системе оказывается различной для взаимно противоположных направлений. Благодаря этому появляются такие новые макроскопические эффекты, как возникновение ЭДС в стоячей акустической волне и возникновение ЭДС при пространственно-однородном нагреве квазидвумерной системы. Эти феномены представляют собой частные проявления универсального эффекта анизотропной передачи импульса электронам при изотропном возмущении электронной системы [1], который приводит к появлению электродвижущей силы при любом изотропном возмущении любой электронной системы с асимметричным энергетическим спектром.

ПРИЛОЖЕНИЕ

При вычислении интегралов от функции Эйри в данной работе использовались вспомогательные соотношения:

$$\int \text{Ai}^2(\zeta) d\zeta = \zeta \text{Ai}^2(\zeta) - \text{Ai}'^2(\zeta),$$

$$\int \zeta \text{Ai}^2(\zeta) d\zeta = \frac{1}{3} [\zeta^2 \text{Ai}^2(\zeta) - \zeta \text{Ai}'^2(\zeta) + \text{Ai}(\zeta) \text{Ai}'(\zeta)],$$

$$\int \zeta^2 \text{Ai}^2(\zeta) d\zeta = \frac{1}{5} [\zeta^3 \text{Ai}^2(\zeta) - \zeta^2 \text{Ai}'^2(\zeta) + 2\zeta \text{Ai}(\zeta) \text{Ai}'(\zeta) - \text{Ai}^2(\zeta)],$$

в справедливости которых можно убедиться непосредственным дифференцированием, учитывая при этом, что функция Эйри $\text{Ai}(\zeta)$ является решением дифференциального уравнения $\text{Ai}''(\zeta) = \zeta \text{Ai}(\zeta)$. Используя эти соотношения, получим, что фигурирующие в (10) интегралы от функции Эйри при $(q_z d_0)^2 \ll 1$ и $(d_0/l_H)^4 \ll 1$ принимают вид

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(k_x, z) \exp(iq_z z) \varphi(k'_x, z) dz \right|^2 \left(\int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(k_x, z)|^2 dz \int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(k'_x, z)|^2 dz \right)^{-1} =$$

$$= 1 - \frac{1}{5} (q_z d_0)^2 + \frac{\hbar H_y}{15mcE_z} (q_z d_0)^2 (k_x + k'_x) + O[(q_z d_0)^4] + O\left[\left(\frac{d_0}{l_H}\right)^4\right].$$

Литература

1. О. В. Кибис, Письма в ЖЭТФ **66**, 551 (1997).
2. O. V. Kibis, Phys. Lett. A **237**, 292 (1998); Phys. Lett. A **244**, 574 (1998).
3. O. V. Kibis, Phys. Lett. A **244**, 432 (1998).
4. T. Ando, A. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).