

ЭФФЕКТ АНИЗОТРОПНОЙ ПЕРЕДАЧИ ИМПУЛЬСА В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О.В.Кибис¹⁾

*Новосибирский государственный технический университет
630092 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 28 августа 1977 г.

После переработки 22 сентября 1997 г.

В низкоразмерных системах с несимметричным квантующим потенциалом при наличии магнитного поля возникает асимметричный энергетический спектр электронов $\epsilon(\mathbf{p}) \neq \epsilon(-\mathbf{p})$, где \mathbf{p} – кинетический импульс электрона. Благодаря такому энергетическому спектру передача импульса электронной системе при изотропном внешнем воздействии оказывается различной для взаимно противоположных направлений. В связи с этим при наличии стоячей электромагнитной волны происходит передача импульса от волны к электронам, что приводит к появлению нового типа электродвижущей силы.

PACS: 03.65.-w, 73.90.+f

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

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

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

$$\psi_{\mathbf{k}} = C \varphi(k_x, z) \exp(ik_x x + ik_y y) \exp(-i\epsilon_{\mathbf{k}} t / \hbar), \quad (2)$$

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, \mathbf{k} – волновой вектор электрона, а $\epsilon_{\mathbf{k}}$ – энергия электрона. Подстановка (2) в уравнение Шредингера с гамильтонианом (1) приводит к

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

где энергия

$$\epsilon(k_x) = \epsilon_{\mathbf{k}} - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m}.$$

¹⁾ e-mail: kibis@ref.nstu.nsk.su

Из (3) следует, что при $H \neq 0$ и несимметричном потенциале $U(z) \neq U(-z)$ появляется асимметричный энергетический спектр электрона $\varepsilon(k_x) \neq \varepsilon(-k_x)$. Для анализа интересующего нас эффекта воспользуемся моделью треугольного квантующего потенциала

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

используемой при расчете энергетического спектра электронов в инверсионных слоях на поверхности полупроводников, где E – модуль напряженности электрического поля на поверхности [1]. Учет в (3) слагаемого $\propto H^2$ приводит к поправкам в решении $\sim (d/l_H)^4$, где d – характерная толщина 2D-слоя, а $l_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$ – магнитная длина. Для многих 2D-систем $d/l_H \ll 1$ во всем диапазоне практически реализуемых магнитных полей, что позволяет пренебречь этим слагаемым. Тогда решение (3) с потенциалом (4) приводит к

$$\varepsilon(k_x) \approx \left[\frac{\hbar^2}{2m} \right]^{1/3} \left[\frac{3\pi}{2} \left(eE + \frac{\hbar e H k_x}{mc} \right) \left(n + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}, \quad (5)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ – номер электронной подзоны в 2D-слое. При этом $\varphi(k_x, z) \Big|_{z < 0} = 0$,

а $\varphi(k_x, z) \Big|_{z > 0}$ есть функция Эйри:

$$\varphi(k_x, z) \approx \text{Ai} \left[\left(\frac{2meE}{\hbar^2} + \frac{2eHk_x}{\hbar c} \right)^{1/3} \left(z - \frac{\varepsilon(k_x) - \hbar^2 k_x^2 / 2m}{eE + \hbar e H k_x / mc} \right) \right], \quad z \geq 0. \quad (6)$$

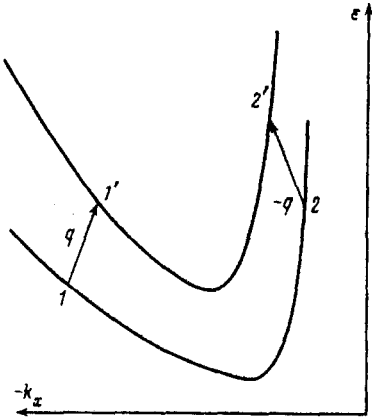
Из (5) следует, что

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

где $p_x = (m_0/\hbar)[\partial\varepsilon(k_x)/\partial k_x]$ – кинетический импульс электрона в направлении оси x (m_0 – масса электрона в вакууме, $v_x = (1/\hbar)[\partial\varepsilon(k_x)/\partial k_x]$ – скорость электрона в направлении оси x). Физическая причина появления асимметрии (7) состоит в следующем. Магнитное поле, параллельное плоскости 2D-системы, не может обеспечить вращательного движения электрона по циклотронной орбите и приводит лишь к небольшому изменению волновой функции. При движении электрона со скоростью v_x на него в направлении $(-z)$ действует сила Лоренца, в связи с чем максимум волновой функции электрона смещается в направлении $(-z)$. При движении электрона со скоростью $-v_x$ направление силы Лоренца меняется на противоположное и смещение максимума волновой функции электрона происходит в направлении (z) . Поэтому в несимметричном потенциале $U(z) \neq U(-z)$ энергия электрона $\varepsilon(v_x) \neq \varepsilon(-v_x)$, что приводит к (7). Благодаря асимметрии (7), передача импульса электронной системе при внешних воздействиях оказывается различной для направлений (x) и $(-x)$. Продемонстрируем этот эффект на конкретном примере, рассмотрев электрон-фотонное взаимодействие в электронной системе с энергетическим спектром (5).

Пусть имеется электромагнитная волна с частотой ω и вектором поляризации $e \parallel z$, распространяющаяся вдоль оси x . Векторный потенциал \vec{A} этой волны имеет вид

$$\vec{A}_z = A_0 \exp(-i\omega t) \exp(\pm iqx), \quad \vec{A}_x = \vec{A}_y = 0,$$



Структура межподзонных электронных переходов при поглощении фотонов с волновыми векторами q и $-q$

где q – волновой вектор, а знаки \pm соответствуют волнам, распространяющимся во взаимно противоположных направлениях. Тогда оператор электрон-фотонного взаимодействия

$$\hat{V} = \frac{e}{mc} \bar{A}_z \hat{p}_z \quad (8)$$

и вероятность поглощения фотона электроном

$$W = \sum_k \sum_{k'} \frac{1}{\hbar^2} \left| \langle \psi_{k'} | \hat{V} | \psi_k \rangle \right|^2 f(\epsilon_k) [1 - f(\epsilon_{k'})], \quad (9)$$

где $f(\epsilon_k)$ – функция распределения Ферми – Дирака. При поглощении фотона электрон переходит из одной подзоны (5) в другую, а начальное состояние электрона k_x и конечное состояние электрона k'_x , удовлетворяющие законам сохранения энергии и волнового вектора

$$\epsilon(k'_{x1}) = \epsilon(k_{x1}) + \hbar\omega, \quad k'_{x1} = k_{x1} + q, \quad \epsilon(k'_{x2}) = \epsilon(k_{x2}) + \hbar\omega, \quad k'_{x2} = k_{x2} - q, \quad (10)$$

схематично изображены на рисунке. Поскольку электронные подзоны $\epsilon(k_x)$ 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 направления вектора q . Из (10) и (5), (6) следует, что $\varphi(k_{x1}, z) \neq \varphi(k_{x2}, z)$ и $\varphi(k'_{x1}, z) \neq \varphi(k'_{x2}, z)$. Поэтому матричный элемент оператора (8)

$$\langle \psi_{k'} | \hat{V} | \psi_k \rangle \propto \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(k'_x, z) \frac{\partial \varphi(k_x, z)}{\partial z} dz$$

оказывается различным для процессов поглощения фотонов с векторами q и $-q$, благодаря чему вероятности поглощения этих фотонов также оказываются различными. Таким образом

$$W(q) \neq W(-q),$$

где

$$W(q) = \frac{2\hbar}{\pi} \left(\frac{eA_0}{mc} \right)^2 J(k'_{x1}, k_{x1}) \quad (11)$$

есть вероятность поглощения (9) в единицу времени и на единицу площади 2D-системы для фотона с волновым вектором \mathbf{q} , а

$$W(-\mathbf{q}) = \frac{2\hbar}{\pi} \left(\frac{eA_0}{mc} \right)^2 J(k'_{x2}, k_{x2}) \quad (12)$$

есть вероятность поглощения (9) в единицу времени и на единицу площади 2D-системы для фотона с волновым вектором $-\mathbf{q}$. Здесь

$$J(k'_x, k_x) = \left(|\varepsilon'(k'_x) - \varepsilon'(k_x)| \right)^{-1} \left(\int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(k_x, z)|^2 dz \int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(k'_x, z)|^2 dz \right)^{-1} \times \\ \times \int f \left(\varepsilon(k_x) + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} \right) \left[1 - f \left(\varepsilon(k'_x) + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} \right) \right] dk_y \times \\ \times \left(\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(k'_x, z) \frac{\partial \varphi(k_x, z)}{\partial z} dz \right)^2,$$

где

$$\varepsilon'(k) = \left. \frac{\partial \varepsilon(k_x)}{\partial k_x} \right|_{k_x=k},$$

а интегрирование по k_y ведется в пределах первой зоны Бриллюэна.

Будем рассматривать электрон-фотонное взаимодействие в квантовом пределе (когда все электроны занимают состояния в подзоне (5) с номером $n = 0$) для пороговой частоты межподзонного поглощения $\omega = \varepsilon_g/\hbar$ при температуре $T = 0$, $k_F d_0 \sim 1$ и $H/E \ll 1$, где ε_g – энергетическая щель между подзонами (5) с номерами $n = 0$ и $n = 1$ при $H = 0$, k_F – длина фермиевского волнового вектора электронов, а

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

есть толщина 2D-слоя при $H = 0$. В этом случае вероятности поглощения фотонов (11), (12) принимают вид

$$W(\mathbf{q}) = W_0 \left[1 - \frac{2H}{3E} + O\left(\frac{H}{E}\right) \right], \quad (13)$$

$$W(-\mathbf{q}) = W_0 \left[1 + \frac{2H}{3E} + O\left(\frac{H}{E}\right) \right], \quad (14)$$

где

$$W_0 = W(\mathbf{q}) \Big|_{H=0} = W(-\mathbf{q}) \Big|_{H=0}$$

есть вероятность поглощения фотонов с волновыми векторами \mathbf{q} и $-\mathbf{q}$ при $H = 0$. Из (13), (14) получаем величину анизотропии электрон-фотонного взаимодействия

$$\eta = \frac{W(-\mathbf{q}) - W(\mathbf{q})}{W_0} = \frac{4H}{3E} + O\left(\frac{H}{E}\right). \quad (15)$$

Отсюда непосредственно следует эффект анизотропной передачи импульса: одинаковые электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль оси x во взаимно противоположных направлениях, по-разному поглощаются электронами, что приводит к различной передаче импульса от электромагнитных волн к электронной системе в направлениях $\langle x \rangle$ и $\langle -x \rangle$. Таким образом, при наличии вдоль оси x стоячей электромагнитной волны, представляющей собой изотропное относительно направлений $\langle x \rangle$ и $\langle -x \rangle$ внешнее воздействие на электронную систему, возникает анизотропная передача импульса электронам. Анизотропная передача импульса приводит к появлению ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне, что представляет собой новый макроскопический квантовый эффект, не имеющий классических аналогов. Величина этой ЭДС

$$\mathcal{E}_x = \frac{\hbar q L_x [W(-\mathbf{q}) - W(\mathbf{q})]}{en_s}, \quad (16)$$

где n_s – концентрация электронов на единицу площади 2D-системы, а L_x – длина 2D-системы вдоль оси x . С учетом (15) выражение (16) принимает вид

$$\mathcal{E}_x / \mathcal{E}_{0x} = \eta,$$

где

$$\mathcal{E}_{0x} = \hbar q L_x W_0 / en_s$$

есть обычная ЭДС фотонного увлечения электронов в бегущей электромагнитной волне при $H = 0$. При $H \sim 10^3$ Гс и $d_0 \sim 10^{-7}$ см получаем $\eta \sim 10^{-1}$.

Асимметрия энергетического спектра электронов (7), обеспечивающая возникновение обсуждаемого эффекта, появляется при наличии магнитного поля не только в 2D-системах, но и в квазиодномерных фуллереновых нанотрубках со спиральной симметрией, благодаря асимметрии таких систем относительно "левого" и "правого" поворотов [2]. Поэтому электрон-фотонное взаимодействие в нанотрубке [3] при наличии направленного вдоль ее оси магнитного поля также будет анизотропно: электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль оси нанотрубки во взаимно противоположных направлениях, будут по-разному поглощаться электронами.

Достаточно общие рассуждения, основанные на законах сохранения и приведенные в данной работе к выводу об анизотропии взаимодействия электронов с электромагнитными волнами, остаются в силе и для взаимодействия электронов с акустическими волнами, что позволяет сделать утверждение об универсальном характере рассматриваемого явления.

-
1. T.Ando, A.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, No.2 (1982).
 2. D.A.Romanov and O.V.Kibis, Phys. Lett. A **178**, 335 (1993).
 3. O.V.Кибис, Д.А.Романов, ФТТ **37**, 127 (1995).