ФТП, том 24, вып. 11, 1990

# РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАЗВУКА С ЭЛЕКТРОНАМИ СВЕРХРЕШЕТКИ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Крючков С. В.**

Электронные свойства сверхрешеток (СР) привлекают внимание широкого круга исследователей [1, 2]. Такой интерес связан с уникальной возможностью управления зонной структурой СР, если придать ей ряд особенностей, недостижимых в естественных кристаллах. Наложение сильного магнитного поля на СР приводит к возможности наблюдения ряда новых эффектов: переходу металл—диэлектрик [3], динамической хаотизации электронной плазмы [4], образованию поверхностных состояний со сколь угодно большой длиной локализации [5] и др.

В настоящем сообщении показана возможность еще одного эффекта — резонансного взаимодействия ультразвука с электронами СР в квантующем магнитном поле $\mathbf{H}$ ($\mathbf{H} \parallel 0Z$, $0Z$ — ось СР). В этом случае энергетический спектр носителей вблизи областей перехода деформируется в квазичастичный, что должно проявиться в эффекте насыщения в поглощении ультразвука.

Поведение отдельного электрона в данной постановке задачи описывается уравнением Шредингера с гамильтонианом

$$\mathscr{H} = \mathscr{H}_0 + \mathscr{H}_1,$$

где

$$\mathscr{H}_0 = \frac{p_z^2 + \left(p_y - \frac{e}{c} Hx\right)^2}{2m} + \varepsilon_z(p_z), \tag{1}$$

$$\mathscr{H}_1 = \Lambda u_0 q \sin(\omega_q t - \mathbf{qr}). \tag{2}$$

Здесь $\Lambda$ — константа деформационного потенциала, $u_0$ — амплитуда смещения узла решетки, $\mathbf{q}$ — квазиимпульс фонона.

Для $\varepsilon_z(p_z)$ обычно используют модельный спектр в приближении сильной связи

$$\varepsilon_z(p_z) = \Delta\,[1 - \cos(p_z d/\hbar)]. \tag{3}$$

В данной работе конкретный вид зависимости $\varepsilon_z(p_z)$ не имеет значения, будут использованы только общие свойства $\varepsilon_z(p_z)$: конечность ширины мини-зоны $2\Delta$ и периодичность по $p_z$ с периодом $2\pi\hbar/d$.

Пусть температура $T=0$ и полностью заполнена нижняя подзона Ландау ($N=0$). Частота звука $\omega_q$ и величина напряженности магнитного поля предполагаются такими, что

$$\hbar\omega_q \approx \hbar\omega_c - 2\Delta, \quad q_z \approx \pi/d, \quad \omega_c = eH/mc.$$

Таким образом, звуковая волна будет вызывать квантовые переходы электронов между потолком подзоны с $N=0$ и дном подзоны с $N=1$ (см. рисунок).

В резонансном приближении собственную функцию $\psi$ гамильтониана $\mathscr{H}$ будем искать в виде [6]

$$\psi(t) = \sum_{p_y,\, p_z} [a_1(p_z, t)\,\psi_1 \exp(-iE_1 t) + a_0(p_z, t)\,\psi_0 \exp(-iE_0 t)], \tag{4}$$

где $E_N = \hbar\omega_c(N + {}^1/_2) + \varepsilon_z(p_z)$,

$$\psi_N = \exp\left[\frac{1}{\hbar}(yp_y + zp_z)\right]\varphi_N(x), \quad N = 0,\ 1,$$

$$\varphi_N(x) = l_H^{-1/2} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - x_0}{l_H}\right)^2\right] \mathrm{H}_N\left(\frac{x - x_0}{l_H}\right),$$

$l_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, $x_0 = -cp_y/eH$, $\mathrm{H}_N$ — полином Эрмита.

Коэффициенты разложения $a_0$, $a_1$ при этом удовлетворяют системе уравнений

$$i\hbar \frac{\partial a_1(p_z)}{\partial t} = \lambda a_0(p_z - q_z) \exp\left[\frac{i}{\hbar} 2\xi(p_z) t\right], \tag{5}$$

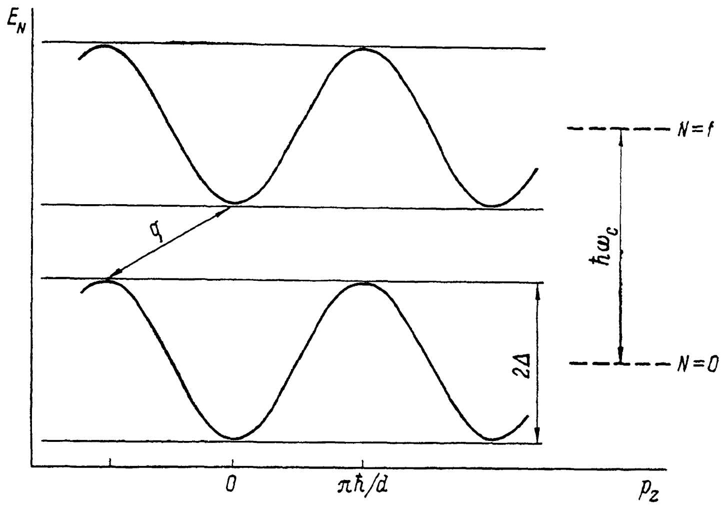
$$i\hbar \frac{\partial a_0(p_z)}{\partial t} = \lambda^* a_1(p_z + q_z) \exp\left[-\frac{2i}{\hbar} \xi(p_z + q_z) t\right], \tag{6}$$

где

$$2\xi(p_z) = \hbar(\omega_c - \omega_q) + \varepsilon_z(p_z) - \varepsilon_z(p_z - q_z), \tag{7}$$

$$|\lambda|^2 = \frac{(\Lambda \varkappa)^2 W}{2\rho v_s^3} \exp(-\varkappa^2), \tag{8}$$

$\varkappa^2 = 1/2 l_H^2 q_\perp^2$, $\rho$ — плотность, $v_s$ — скорость звука, $W$ — интенсивность звуковой волны, $q_\perp^2 = q_x^2 + q_y^2$.




Переходя в (5), (6) к новым переменным $\alpha_0$, $\alpha_1$ по формулам

$$\begin{aligned} a_1(p_z) &= \alpha_1(p_z) \exp\left[\frac{i}{\hbar} \xi(p_z) t\right], \\ a_0(p_z) &= \alpha_0(p_z + q_z) \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \xi(p_z + q_z) t\right], \end{aligned} \tag{9}$$

получим систему уравнений

$$\begin{aligned} i\hbar\dot{\alpha}_1 - \alpha_1 &= \lambda \alpha_0, \\ i\hbar\dot{\alpha}_0 + \alpha_0 &= \lambda^* \alpha_1. \end{aligned} \tag{10}$$

Из (10) следует [6], что если при $t=0$ электрон находился в нижней подзоне Ландау, то вероятность его перехода в подзону с $N=1$ осциллирует с течением времени по закону

$$|\alpha_1(p_z, t)|^2 = \frac{|\lambda|^2}{[\tilde{\varepsilon}(p_z)]^2} \sin^2\left[\frac{\tilde{\varepsilon}(p_z) t}{\hbar}\right], \tag{11}$$

где

$$\tilde{\varepsilon}(p_z) = \sqrt{\xi^2(p_z) + |\lambda|^2}. \tag{12}$$

Итак, в сильном звуковом поле электрон совершает быстрые переходы [с частотой $\tilde{\varepsilon}(p_z)\hbar^{-1}$] между соседними подзонами Ландау, находясь в них определенное время. Такой характер переходов отражает когерентность взаимодействия электронов со звуком. В данной ситуации более удобным является представление о квазичастицах, описывающих суперпозицию электронов в подзонах с $N=0$ и $N=1$. Формула (12) определяет энергетический спектр таких квазичастиц. Как следует из (12), минимальное значение энергии квазичастицы равно $|\lambda|$.

Таким образом, энергетический спектр квазичастиц имеет щель $2|\lambda|$, которая могла бы проявиться в поглощении слабого звука частоты $\Omega$. В частности, следует ожидать, что такое поглощение будет носить пороговый характер, обращаясь в нуль при $\Omega < 2|\lambda|$.

Из (8) видно, что при заданном значении $q$ величина энергетической щели определяется численным значением $q_\perp$ (т. е. зависит от угла между вектором $\mathbf{q}$ и осью $Oz$), и при $q_\perp=0$ щель исчезает.

Отметим, наконец, что при $\xi(p_z)=0$ (точный резонанс) вероятность перехода

$$|a_1(p_z, t)|^2 = \sin^2\left(\frac{|\lambda| t}{\hbar}\right). \tag{13}$$

Когерентность взаимодействия электронов со звуком проявляется при условии $|\lambda|\tau/\hbar \gg 1$ ($\tau^{-1}$ — частота столкновений электронов).

Сделаем численные оценки. При $W=1$ Вт/см$^2$, $\rho=5$ г/см$^3$, $v_s=10^5$ см/с, $\varkappa=1$, $q_x=10^6$ см$^{-1}$, $\Lambda=10$ эВ получаем $|\lambda|=3\cdot10^{-4}$ эВ. Таким образом, когерентность взаимодействия электронов со звуком может проявиться при $\tau \gtrsim 10^{-11}$ с, что вполне реально.

Благодарю Ф. Г. Басса за интерес к работе и обсуждение результата.

### Список литературы

[1] Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М., 1989. 288 с.
[2] Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. М., 1989. 240 с.
[3] Луцкий В. Н., Каганов М. И., Шик А. Я. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 2. С. 721—729.
[4] Басс Ф. Г., Конотоп В. В., Панчеха А. П. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 5 (11). С. 1869—1879.
[5] Мильников Г. В., Соколов И. М. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 7. С. 244—246.
[6] Галицкий В. М., Елесин В. Ф. Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками. М., 1986. 192 с.

Волгоградский государственный
педагогический институт
им. А. С. Серафимовича

Получено 1.06.1990
Принято к печати 6.07.1990

---

*ФТП, том 24, вып. 11, 1990*

# ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНИЗАЦИИ РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТА С УРОВНЕМ $E_c$—0.2 эВ В $n$-Si ПРИ ОДНООСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

**Семенюк А. К., Назарчук П. Ф.**

Деформационные эффекты в полупроводниках непосредственно связаны со структурой энергетического спектра носителей тока и давно используются для изучения этого спектра [1]. Исследование поведения глубоких центров (в том числе и радиационного происхождения) под действием деформации может дать важные сведения о характере связи локальных электронных состояний этих центров с ближайшими энергетическими зонами, указать на степень деформации внутренних связей в решетке и на симметрию дефектов. В предыдущих работах [2, 3] нами изучена анизотропия тензоэффектов, связанных с глубокими уровнями, принадлежащими примесям и радиационным дефектам в германии и кремнии. Здесь представлены результаты подобного исследования радиационного дефекта с уровнем $E_c$—0.2 эВ в $n$-Si.

Использовались кристаллы $n$-Si, полученные методом бестигельной зонной плавки (БЗП) с концентрацией кислорода $\sim10^{16}$ см$^{-3}$ и легированные фосфором до концентрации $\sim5\cdot10^{13}$ см$^{-3}$. Облучение $\gamma$-квантами $^{60}$Co выполнялось при комнатной температуре интенсивностью потока $3.2\cdot10^{12}$ $\gamma$-кв/см$^2\cdot$с. Измере-