ПОДАВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О.В.Кибис, М.В.Энтин

Новосибирский государственный технический университет, 630092, Новосибирск, Россия
Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Новосибирск, Россия
(Получена 13 июля 1993 г. Принята к печати 21 сентября 1993 г.)

Взаимодействие электронов с акустическими фононами в полупроводниках определяется константами деформационного потенциала, которые, вообще говоря, имеют различную величину и различные знаки для электронных состояний разных зон. В связи с этим при смешивании состояний разных зон внешними полями эффективные константы деформационного потенциала, являющиеся комбинациями констант невозмущенных зон, могут оказаться равными нулю для некоторых электронных состояний. Обращения в нуль эффективных констант деформационного потенциала для данного состояния можно добиться с помощью набора непрерывных управляемых параметров энергетического спектра (состав материала, статическая деформация, магнитное поле и т.п.), число которых не меньше числа обращаемых в нуль констант. В настоящей работе исследовано перемешивание состояний зон Γ_6 и Γ_8 в прямозонном кубическом полупроводнике с помощью квантующего магнитного поля и статической деформации кристалла. При заданном магнитном поле получены выражения для тензора статической деформации, соответствующей подавлению электрон-фононного взаимодействия в ультраквантовом пределе, когда электронный газ заполняет состояния лишь вблизи дна нижней подзоны Ландау зоны проводимости.

Подвижность носителей заряда в твердом теле в основном ограничивается процессами рассеяния на примесях и фононах. От примесного рассеяния можно избавиться путем улучшения очистки материала или, например, селективным легированием. Иначе обстоит дело с рассеянием на фононах, которое зависит от температуры и матричных элементов электрон-фононного взаимодействия. Принято считать, что рассеяние на фононах можно уменьшить только путем понижения температуры, тогда как матричные элементы электрон-фононного взаимодействия полагаются фундаментальными величинами, присущими данному материалу. При анализе взаимодействия электронов с акустическими фононами в полупроводниках эти матричные элементы определяются набором констант деформационного потенциала, имеющих различную величину и различные знаки для электронных состояний разных зон. Это позволяет надеяться, что при смешивании состояний разных зон внешними полями эффективные константы деформационного потенциала, являющиеся комбинациями констант невозмущенных зон, могут оказаться равными нулю для некоторых электронных состояний. Этого можно добиться с помощью набора непрерывных управляемых параметров энергетического спектра (статическая деформация, магнитное поле, квантующий потенциал квазидвумерной системы и др.), число которых не меньше числа констант деформационного потенциала [1,2]. Решение поставленной задачи представляется актуальным, так как возможность управления величиной электрон-фононного взаимодействия с помощью внешних полей, с одной стороны позволяет повысить подвижность носителей заряда в полупроводниках, а с другой — создает предпосылки для разработки новых типов акустоэлектронных приборов.

Матрица гамильтониана электрона в деформированном кристалле в общем случае имеет вид [3]

$$\mathcal{H}_{mm'} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}\delta_{mm'} + \frac{\hbar}{m_0}k_i(P_i)_{mm'} + \mathcal{H}^u_{mm'} - \frac{2\hbar}{m_0}(P_i)_{mm'}u_{ij}k_j,$$

$$\mathcal{H}^u_{mm'} = \left[-\frac{(P_iP_j)_{mm'}}{m_0} + V^{ij}_{mm'}\right]u_{ij} = D^{ij}_{mm'}u_{ij}, \tag{1}$$

где k — квазиимпульс электрона, m_0 — масса свободного электрона, $P_{mm'}$ — матричный элемент импульса, $D^{ij}_{mm'}$ — константы деформационного потенциала, u_{ij} — компоненты тензора деформации. Будем рассматривать прямозонный кубический полупроводник в трехзонном приближении, учитывающем перемешивание состояний зоны проводимости, зоны тяжелых дырок и зоны легких дырок. Поскольку волновые функции этих зон при $k = 0$ преобразуются по представлениям Γ_6 и Γ_8 двойной группы T_d [3,4], в качестве базисных функций для гамильтониана (1) удобно взять волновые функции $|j, m\rangle$ с определенными значениями полного момента j и магнитного квантового числа m, образующие базис неприводимых представлений Γ_6 и Γ_8:

$$|1/2, 1/2\rangle = iS\uparrow, \qquad |1/2, -1/2\rangle = S\downarrow,$$

$$|3/2, 3/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(X + iY)\uparrow, \qquad |3/2, -3/2\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}}(X - iY)\downarrow, \tag{2}$$

$$|3/2, 1/2\rangle = \frac{i}{\sqrt{6}}\left[(X + iY)\downarrow - 2Z\uparrow\right],$$

$$|3/2, -1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}\left[(X - iY)\uparrow + 2Z\downarrow\right],$$

где символы «↑» и «↓» обозначают состояния с различными направлениями спина электрона, а S, X, Y, Z — вещественные блоховские функции в точке Г-зоны Бриллюэна, причем функция S (образовавшаяся из атомной s-орбитали) сферически симметрична, а функции X,

Y и Z (образовавшиеся из атомных p-орбиталей) преобразуются при операциях симметрии кубической группы как координаты x, y и z. С учетом симметрии функций X, Y, Z и S матрица гамильтониана (1) в базисе (2) приобретает вид

$$\mathcal{H} = \begin{array}{c} \\ 1/2,\ 1/2 \\ 3/2,\ 3/2 \\ 3/2,-1/2 \\ 3/2,\ 1/2 \\ 3/2,-3/2 \\ 1/2,-1/2 \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{cccccc} 1/2,1/2 & 3/2,3/2 & 3/2,-1/2 & 3/2,1/2 & 3/2,-3/2 & 1/2,-1/2 \end{array} \\ \begin{pmatrix} F & L & M & N & 0 & 0 \\ L^* & K & I & Q & 0 & 0 \\ M^* & I^* & T & 0 & -Q & N \\ N^* & Q^* & 0 & T & I & -M \\ 0 & 0 & -Q^* & I^* & K & -L \\ 0 & 0 & N^* & -M^* & -L^* & F \end{pmatrix} \end{array} \tag{3}$$

$$F = \frac{\hbar^2}{2m_0}\left(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2\right) + E_g + a_6(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}),$$

$$K = \frac{\hbar^2}{2m_0}\left(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2\right) + \frac{b}{2}(u_{xx} - u_{zz}) + \frac{b}{2}(u_{yy} - u_{zz}) + a_8(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}),$$

$$T = \frac{\hbar^2}{2m_0}\left(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2\right) - \frac{b}{2}(u_{xx} - u_{zz}) - \frac{b}{2}(u_{yy} - u_{zz}) + a_8(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz}),$$

$$L = \frac{1}{\sqrt{2}}P(k_x + ik_y) - \sqrt{2}P(u_{xx}k_x + u_{xy}k_y + u_{xz}k_z) - i\sqrt{2}P(u_{yx}k_x + u_{yy}k_y + u_{yz}k_z),$$

$$M = \frac{1}{\sqrt{6}}P(k_x - ik_y) - \sqrt{\frac{2}{3}}P(u_{xx}k_x + u_{xy}k_y + u_{xz}k_z) + i\sqrt{\frac{2}{3}}P(u_{yx}k_x + u_{yy}k_y + u_{yz}k_z),$$

$$N = -i\sqrt{\frac{2}{3}}Pk_z + i\frac{4}{\sqrt{6}}P(u_{zx}k_x + u_{zy}k_y + u_{zz}k_z),$$

$$I = \frac{\sqrt{3}}{2}b(u_{xx} - u_{yy}) - idu_{xy},$$

$$Q = -d(u_{yz} + iu_{xz}).$$

Здесь матричный элемент импульса

$$P = \frac{\hbar}{m_0}\left\langle iS\left|\hat{P}_x\right|X\right\rangle = \frac{\hbar}{m_0}\left\langle iS\left|\hat{P}_y\right|Y\right\rangle = \frac{\hbar}{m_0}\left\langle iS\left|\hat{P}_z\right|Z\right\rangle,$$

$$a_6 = \langle S\,|D^{xx}|\,S\rangle = \langle S\,|D^{yy}|\,S\rangle = \langle S\,|D^{zz}|\,S\rangle$$

есть константа деформационного потенциала, определяющая изменение энергии состояния Γ_6 при изотропной деформации; $a_8 = (l + 2m)/3$ — константа деформационного потенциала, определяющая изменение энергии состояния Γ_8 при изотропной деформации;

$b = (l-m)/3$ и $d = n/\sqrt{3}$ — сдвиговые константы деформационного потенциала, величины l, m и n определяются соотношениями

$$l = \langle X\,|D^{xx}|\,X\rangle = \langle Y\,|D^{yy}|\,Y\rangle = \langle Z\,|D^{zz}|\,Z\rangle ,$$

$$m = \langle X\,|D^{zz}|\,X\rangle = \langle Y\,|D^{zz}|\,Y\rangle = \langle X\,|D^{yy}|\,X\rangle = \langle Z\,|D^{yy}|\,Z\rangle = \\ = \langle Y\,|D^{xx}|\,Y\rangle = \langle Z\,|D^{xx}|\,Z\rangle ,$$

$$n = \langle X\,|D^{xz}|\,Z\rangle = \langle X\,|D^{xy}|\,Y\rangle = \langle Y\,|D^{yx}|\,X\rangle = \langle Y\,|D^{yz}|\,Z\rangle = \\ = \langle Z\,|D^{zx}|\,X\rangle = \langle Z\,|D^{zy}|\,Y\rangle ,$$

а энергия E_g определяет положение состояния Γ_6 относительно состояния Γ_8 при нулевой деформации. Отметим, что параметр E_g может принимать как положительные, так и отрицательные значения: при $E_g > 0$ («нормальная» зонная структура, реализующаяся в полупроводниках типа InSb) представление Γ_6 соответствует дну зоны проводимости, представление Γ_8 — потолку зон тяжелых и легких дырок, а E_g есть просто ширина запрещенной зоны; при $E_g < 0$ («инверсная» зонная структура, реализующаяся в полупроводниках типа HgTe) мы имеем дело с бесщелевым полупроводником (представление Γ_8 соответствует дну зоны проводимости и потолку зоны тяжелых дырок, а представление Γ_6 — потолку отщепленной на величину E_g зоны легких дырок).

Поместим кристалл в магнитное поле $\mathbf{H} \parallel [001]$ и поставим перед собой задачу найти зависимость энергии подзон Ландау от деформации при $k_z = 0$. Решая поставленную задачу в рамках метода эффективной массы [5], проведем в гамильтониане (3) замену $k_x \to -i\partial/\partial x - eA_x/\hbar c$, $k_y \to -i\partial/\partial y - eA_y/\hbar c$ ($\mathbf{A}$ — векторный потенциал магнитного поля), положим $k_z = 0$, а также добавим к гамильтониану (3) член $\langle j', m'\,|-\mu_B\sigma_z H|\,j, m\rangle$, ответственный за снятие спинового вырождения (μ_B — магнетон Бора, σ_z — матрица Паули). Для упрощения гамильтониана (3) запишем деформацию u_{ij} в виде $u_{ij} = \bar{u}_{ij} + \tilde{u}_{ij}$, где $\bar{u}_{ij}$ — заданная статическая деформация кристалла, рассматриваемая нами как управляемый параметр энергетического спектра, а $\tilde{u}_{ij}$ — произвольная деформация. Подвергая кристалл статической деформации с отличными от нуля компонентами тензора $u_{xx} = u_{yy} \equiv u_\perp$ и $u_{zz} \equiv u_\parallel$, представим гамильтониан (3) в виде суммы двух слагаемых — $\mathcal{H} = \bar{\mathcal{H}} + \tilde{\mathcal{H}}$, где матрицы $\bar{\mathcal{H}}$ и $\tilde{\mathcal{H}}$ имеют вид (3) с компонентами

$$\bar{F} = \frac{\hbar^2}{2m_0 a_H^2}\hat{J} + E_g + a_6(2u_\perp + u_\parallel) \pm \frac{\hbar^2}{2m_0 a_H^2},$$

$$\bar{K} = \frac{\hbar^2}{2m_0 a_H^2}\hat{J} + a_8(2u_\perp + u_\parallel) + b(u_\perp - u_\parallel) \pm \frac{\hbar^2}{2m_0 a_H^2},$$

$$\bar{T} = \frac{\hbar^2}{2m_0 a_H^2}\hat{J} + a_8(2u_\perp + u_\parallel) - b(u_\perp - u_\parallel) \mp \frac{\hbar^2}{6m_0 a_H^2},$$

$$\bar{L} = P(1 - 2u_\perp)\hat{a}/a_H, \qquad \bar{M} = P(1 - 2u_\perp)\hat{a}^+/\sqrt{3}\,a_H,$$

$$\bar{I} = 0, \qquad \bar{N} = 0, \qquad \bar{Q} = 0,$$

$$\tilde{F} = a_6 \left(\tilde{u}_{xx} + \tilde{u}_{yy} + \tilde{u}_{zz} \right),$$

$$\tilde{K} = \frac{b}{2} \left(\tilde{u}_{xx} + \tilde{u}_{yy} \right) - b\tilde{u}_{zz} + a_8 \left(\tilde{u}_{xx} + \tilde{u}_{yy} + \tilde{u}_{zz} \right),$$

$$\tilde{T} = -\frac{b}{2} \left(\tilde{u}_{xx} + \tilde{u}_{yy} \right) + b\tilde{u}_{zz} + a_8 \left(\tilde{u}_{xx} + \tilde{u}_{yy} + \tilde{u}_{zz} \right),$$

$$\tilde{L} = -\frac{P}{a_H} \left[\left(\tilde{u}_{xx} + i\tilde{u}_{yx} \right) \left(\hat{a} + \hat{a}^+ \right) + \left(\tilde{u}_{yy} - i\tilde{u}_{xy} \right) \left(\hat{a} - \hat{a}^+ \right) \right],$$

$$\tilde{M} = -\frac{2iP}{\sqrt{3}\, a_H} \left[\left(\tilde{u}_{xx} + \tilde{u}_{yy} \right) \hat{a}^+ + \left(\tilde{u}_{xx} - \tilde{u}_{yy} \right) \hat{a} - 2i\tilde{u}_{xy}\hat{a} \right],$$

$$\tilde{N} = -\frac{P}{\sqrt{3}\, a_H} \left[\tilde{u}_{zx} \left(\hat{a} + \hat{a}^+ \right) - i\tilde{u}_{zy} \left(\hat{a} - \hat{a}^+ \right) \right],$$

$$\tilde{I} = \frac{\sqrt{3}\, b}{2} \left(\tilde{u}_{xx} - \tilde{u}_{yy} \right) - id\tilde{u}_{xy},$$

$$\tilde{Q} = -d \left(\tilde{u}_{yz} + i\tilde{u}_{xz} \right),$$

где верхний знак «$\pm$» в матричных элементах $\bar{F}$, $\bar{K}$, $\bar{T}$ соответствует диагональным элементам верхнего блока гамильтониана $\bar{\mathcal{H}}$, а нижний знак — диагональным элементам нижнего блока $\bar{\mathcal{H}}$. Здесь $a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$ — магнитная длина, $\hat{J} = 2\hat{a}^+\hat{a}+1$, а операторы $\hat{a}^+$ и $\hat{a}$ удовлетворяют соотношениям

$$\hat{a}^+ \varphi_n = \sqrt{n+1}\, \varphi_{n+1}, \qquad \hat{a}\varphi_n = \sqrt{n}\, \varphi_{n-1},$$

где φ_n — волновая функция подзоны Ландау с номером «n» для электрона в вакууме. Нетрудно убедиться в том, что деформационные члены в матричных элементах $\tilde{L}$, $\tilde{M}$ и $\tilde{N}$ малы по сравнению с деформационными членами в матричных элементах $\tilde{F}$, $\tilde{K}$, $\tilde{T}$ и $\tilde{Q}$ (малость $\sim a_{cr}/a_H$, где a_{cr} — период решетки кристалла). Это дает основания пренебречь вкладом деформационных членов $\tilde{L}$, $\tilde{M}$ и $\tilde{N}$ в энергетический спектр и положить $\tilde{L} = \tilde{M} = \tilde{N} = 0$. Отметим также, что реально достижимые статические деформации $u_\perp \ll 1$, и в матричных элементах $\bar{L}$ и $\bar{M}$ можно пренебречь деформационным членом, так что $\bar{L} = P\hat{a}/a_H$ и $\bar{M} = p\hat{a}^+/\sqrt{3}\, a_H$.

Гамильтониан $\bar{\mathcal{H}}$ имеет блочно-диагональный вид и его собственные волновые функции представимы в виде

$$\Psi_{1n} = \begin{Vmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ C_{1n}\varphi_{n+2} \\ B_{1n}\varphi_n \\ A_{1n}\varphi_{n+1} \end{Vmatrix}, \qquad \Psi_{2n} = \begin{Vmatrix} A_{2n}\varphi_{n+1} \\ B_{2n}\varphi_{n+2} \\ C_{2n}\varphi_n \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{Vmatrix}, \tag{4}$$

где A_{jn}, B_{jn}, C_{jn} — константы, $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$ Подставляя Ψ_{1n} в уравнение эффективной массы

$$\tilde{\mathcal{H}}\Psi_{1n} = \varepsilon_{1n}\Psi_{1n}, \tag{5}$$

получим систему однородных алгебраических уравнений, определяющую константы A_{1n}, B_{1n}, C_{1n} и энергию подзон в кристалле ε_{1n}

$$\left[-\varepsilon_{1n} + \frac{\hbar^2(n+1)}{m_0 a_H^2} + E_g + a_6\left(2u_\perp + u_\parallel\right)\right] A_{1n} - \left[\frac{P(n+1)^{1/2}}{a_H}\right] B_{1n} - \left[\frac{P(n+2)^{1/2}}{\sqrt{3}\,a_H}\right] C_{1n} = 0,$$

$$-\left[\frac{P(n+1)^{1/2}}{a_H}\right] A_{1n} + \left[-\varepsilon_{1n} + \frac{\hbar^2 n}{m_0 a_H^2} + (2a_8 + b)u_\perp + (a_8 - b)u_\parallel\right] B_{1n} = 0,$$

$$-\left[\frac{P(n+2)^{1/2}}{\sqrt{3}\,a_H}\right] A_{1n} + \left[-\varepsilon_{1n} + \frac{\hbar^2(3n+8)}{3m_0 a_H^2} + (2a_8 - b)u_\perp + (a_8 + b)u_\parallel\right] C_{1n} = 0. \tag{6}$$

Рассматривая слагаемое $\tilde{\mathcal{H}}$ как возмущение и полагая состояние с энергией ε_{1n} невырожденным, получим изменение энергии подзоны ε_{1n} в первом порядке по деформации u_{ij}

$$\delta\varepsilon_{1n} = \left\langle \Psi_{1n} \middle| \tilde{\mathcal{H}} \middle| \Psi_{1n} \right\rangle = \sum_{ij} \Xi_{ij}^{(1n)} \tilde{u}_{ij}, \tag{7}$$

где

$$\Xi_{xy}^{(1n)} = \Xi_{xz}^{(1n)} = \Xi_{yz}^{(1n)} = 0,$$

$$\Xi_{xx}^{(1n)} = \Xi_{yy}^{(1n)} = A_{1n}^2 a_6 + B_{1n}^2(a_8 + b/2) + C_{1n}^2(a_8 - b/2),$$

$$\Xi_{zz}^{1n} = A_{1n}^2 a_6 + B_{1n}^2 a_8 + C_{1n}^2 a_8 + C_{1n}^2 b - B_{1n}^2 b.$$

Компоненты тензора $\Xi_{ij}^{(1n)}$, определяющие изменение энергии в линейном приближении по деформации, представляют собой искомые эффективные константы деформационного потенциала для электронного состояния ε_{1n}. Выясним, при каких условиях $\Xi_{ij}^{(1n)} = 0$. Требуя обращения в нуль $\Xi_{xx}^{(1n)}$, $\Xi_{yy}^{(1n)}$ и $\Xi_{zz}^{(1n)}$, получим систему двух уравнений

$$A_{1n}^2 a_6 + B_{1n}^2(a_8 + b/2) + C_{1n}^2(a_8 - b/2) = 0$$

$$A_{1n}^2 a_6 + B_{1n}^2(a_8 - b) + C_{1n}^2(a_8 + b) = 0, \tag{8}$$

решением которой являются

$$A_{1n} = (-1)^m\sqrt{2}\left[-a_8/a_6\right]^{1/2} C_{1n}, \quad B_{1n} = (-1)^l C_{1n}, \tag{9}$$

где $m, l = 1, 2$. Иными словами, возможны четыре волновые функции Ψ_{1n}, которым соответствуют нулевые константы $\Xi_{ij}^{(1n)}$. Получив соотношения (9), мы нашли волновые функции Ψ_{1n}, для которых обращаются в нуль эффективные константы деформационного потенциала. Однако при этом необходимо, чтобы сама функция Ψ_{1n} удовлетворяла уравнению эффективной массы (5), т.е. константы (9) должны являться решением системы (6). Подставив (9) в (6), получим систему трех неоднородных алгебраических уравнений относительно $u_{\parallel}$, $u_{\perp}$ и ε_{1n}. Решая ее, получаем четыре набора деформаций $u_{\parallel}$ и $u_{\perp}$, обращающих в нуль эффективные константы деформационного потенциала $\Xi_{ij}^{(1n)}$, и соответствующее этим деформациям невырожденное (при $\mathbf{H} \neq 0$) значение энергии подзоны ε_{1n}:

$$u_{\parallel} = -\frac{E_g}{3(a_6 - a_8)} - \left\{(-1)^{m-l}\frac{(n+1)^{1/2}(a_6+a_8)P}{3\sqrt{2}(a_6-a_8)a_8 a_H} + (-1)^{m-l}\frac{2(n+1)^{1/2}P}{3\sqrt{2}ba_H} + \right.$$

$$\left. +(-1)^m\frac{(n+2)^{1/2}(a_6+a_8)P}{3\sqrt{6}(a_6-a_8)a_8 a_H} - (-1)^m\frac{2(n+2)^{1/2}P}{3\sqrt{6}ba_H}\right\}\times$$

$$\times\left[-a_8/a_6\right]^{1/2} + 0\left(\sqrt{n+1}\,a_{cr}/a_H\right), \tag{10}$$

$$u_{\perp} = -\frac{E_g}{3(a_6 - a_8)} - \left\{(-1)^m\frac{(n+2)^{1/2}P}{3\sqrt{6}ba_H} + (-1)^m\frac{(n+2)^{1/2}(a_6+a_8)P}{3\sqrt{6}(a_6-a_8)a_8 a_H} + \right.$$

$$\left. +(-1)^{m-l}\frac{(n+1)^{1/2}(a_6+a_8)P}{3\sqrt{2}(a_6-a_8)a_8 a_H} - (-1)^{m-l}\frac{(n+1)^{1/2}P}{3\sqrt{2}ba_H}\right\}\times$$

$$\times\left[-a_8/a_6\right]^{1/2} + 0\left(\sqrt{n+1}\,a_{cr}/a_H\right), \tag{11}$$

$$\varepsilon_{1n} = -\frac{E_g a_8}{a_6 - a_8} - \left\{(-1)^{l-m}\frac{\sqrt{2}(n+1)^{1/2}a_6 P}{(a_6-a_8)a_H} + (-1)^m\frac{\sqrt{2}(n+2)^{1/2}a_6 P}{\sqrt{3}(a_6-a_8)a_H}\right\}\times$$

$$\times\left[-a_8/a_6\right]^{-1/2} + 0\left(\sqrt{n+1}\,a_{cr}/a_H\right), \tag{12}$$

где $l, m = 1, 2$, $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$

Аналогичные рассуждения можно провести для Ψ_{2n}. Вместо (6) получаем систему уравнений, определяющую константы A_{2n}, B_{2n} C_{2n} и энергию подзон ε_{2n} верхнего блока гамильтониана $\bar{\mathcal{H}}$:

$$\left[-\varepsilon_{2n} + \frac{\hbar^2(n+2)}{m_0 a_H^2} + E_g + a_6\left(2u_{\perp} + u_{\parallel}\right)\right] A_{2n} + \left[\frac{P(n+2)^{1/2}}{a_H}\right] B_{2n} +$$

$$+\left[\frac{P(n+1)^{1/2}}{\sqrt{3}\,a_H}\right] C_{2n} = 0,$$

$$\left[\frac{P(n+2)^{1/2}}{a_H}\right] A_{2n}+\left[-\varepsilon_{2n}+\frac{\hbar^2(n+3)}{m_0 a_H^2}+(2a_8+b)u_\perp+(a_8-b)u_\parallel\right] B_{2n}=0,$$

$$\left[\frac{P(n+1)^{1/2}}{\sqrt{3}\,a_H}\right] A_{2n}+\left[-\varepsilon_{2n}+\frac{\hbar^2(3n+1)}{3m_0 a_H^2}+(2a_8-b)u_\perp+(a_8+b)u_\parallel\right] C_{2n}=0, \tag{13}$$

а выражения для деформаций $u_\parallel$ и $u_\perp$, обращающих в нуль $\Xi_{ij}^{(2n)}$, и выражение для соответствующей этим деформациям энергии ε_{2n} получаются из (10)–(12) формальной заменой $(n+1)^{1/2} \to -(n+2)^{1/2}$.

Выражения (10)–(12) содержат параметр $[-a_8/a_6]^{1/2}$. Поскольку деформация и энергия вещественны, при записи (10)–(12) молчаливо предполагалось, что a_6 и a_8 имеют различные знаки. Действительно, вычисленные в рамках метода ЛКАО [6] константы a_6 и a_8 определяются соотношениями

$$a_6=\frac{5.18V_2^2}{3\sqrt{0.15V_4^2+V_2^2}}, \qquad a_8=-\frac{qV_2^2}{3\sqrt{V_3^2+V_2^2}}, \tag{14}$$

где

$$V_2=2.16\hbar^2/(m_0 d^2), \quad V_3=\left(\varepsilon_p^c-\varepsilon_p^a\right)/2, \quad V_4=\left(\varepsilon_s^c-\varepsilon_s^a\right)/2.$$

Здесь ε_p^c, $\varepsilon_s^c(\varepsilon_p^a,\varepsilon_s^a)$ — энергии p- и s-состояний электрона в атомах катиона и аниона соответственно (для структуры кристалла группы T_d), а d — расстояние между ближайшими соседями в кристалле. Из (14) с очевидностью следует, что при любых параметрах материала a_6 и a_8 имеют различные знаки, что и предполагалось нами при выводе (10)–(12).

Реализуемые на практике деформации $u_\parallel$ и $u_\perp$ обычно не превышают величину $\sim 10^{-2}$. Учитывая, что релаьно достижимые магнитные поля $H \lesssim 10^5$ Гс, а константы a_6, b, d, a_8 имеют величину порядка электронвольта, получим из (10)–(11), что величина E_g должна удовлетворять условию $E_g \lesssim 10^{-2}$ эВ. Таким образом, подходящими материалами для наблюдения интересующих нас эффектов являются узкощелевые полупроводники типа $Hg_{1-x}Cd_xTe$, в которых надлежащим подбором состава величина E_g может быть сделана сколь угодно малой [4]. Иными словами, мы можем подобрать состав материала так, что величины магнитного поля и деформаций (10)–(11), при которых происходит обращение в нуль эффективных констант деформационного потенциала, будут лежать в легко реализуемом диапазоне значений. Так, например, для $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при $0.1 \lesssim x \lesssim 0.2$ и магнитном поле $H \sim 10^4$ Гс эффективные константы деформационного потенциала для дна нижней электронной подзоны Ландау обращаются в нуль при деформациях $u_\perp \sim 10^{-3}$ и $u_\parallel \sim 10^{-3}$, которые легко могут быть реализованы на практике.

Нас интересует, для каких электронных состояний нужно обратить в нуль эффективные константы деформационного потенциала, чтобы с максимальной эффективностью подавить электрон-фононное взаимодействие. Ответ на этот вопрос зависит от распределения электронов по состояниям. Пусть электронный газ находится в ультраквантовом пределе, т.е. электроны заполняют состояния только вблизи дна нижней подзоны Ландау в зоне проводимости. В этом случае при температурах $T \ll \Delta\varepsilon/k_B$ ($\Delta\varepsilon$ — расстояние между соседними подзонами Ландау) электрон-фононное взаимодействие обеспечивает рассеяние электронов только в пределах одной нижней подзоны зоны проводимости, и для подавления электрон-фононного взаимодействия в главном порядке необходимо обратить в нуль эффективные константы деформационного потенциала для состояния $k = 0$ нижней электронной подзоны. Из систем (6) и (13) найдем зависимость энергий ε_{1n} и ε_{2n} от деформаций $u_\perp$, $u_\|$. Анализ полученных зависимостей показывает, что энергия дна нижней подзоны в зоне проводимости совпадает с энергией (12) при деформациях (10)–(11) для $n = 0$, $l = 2$, $m = 1$. Таким образом, для подавления электрон-фононного взаимодействия в ультраквантовом пределе кристалл необходимо подвергнуть статической деформации с отличными от нуля компонентами тензора $u_{xx} = u_{yy} = u_\perp$ и $u_{zz} = u_\|$, где величины $u_\perp$ и $u_\|$ определяются соотношениями (10)–(11) при $n = 0$, $l = 2$, $m = 1$.

Обращение в нуль эффективных констант деформационного потенциала означает подавление взаимодействия электронов с длинноволновыми акустическими фононами с волновыми векторами $q \ll a_H^{-1}$, рассеяние на которых доминирует в ультраквантовом пределе при низких температурах $T \ll \hbar s/a_H k_B$ (s — скорость звука в кристалле). В этом случае остаточное электрон-фононное взаимодействие мало, поскольку оно определяется членами электрон-фононного гамильтониана $\sim (qa_H)^2$, а характерное значение $q \sim k_B T/s\hbar$. Простые оценки показывают, что в случае больцмановской статистики при $m^* s^2/k_B \ll T \ll \hbar s/a_H k_B$ (m^* — эффективная масса электрона) время релаксации электронов в процессах фононного рассеяния при наличии магнитного поля и $u_\perp = u_\| = 0$ ($\Xi_{ij}^{(10)} \neq 0$) по порядку величины совпадает со значением времени релаксации в полупроводнике в отсутствие магнитного поля, а обращение в нуль $\Xi_{ij}^{(10)}$ при статических деформациях (10)–(11) приводит к увеличению времени релаксации в $(s\hbar/k_B T a_H)^4$ раз.

Резюмируя вышеизложенное подчеркнем, что для достижения желаемого подавления электрон-фононного взаимодействия мы воспользовались тем обстоятельством, что в полупроводниковых материалах, где электронный газ может находиться вблизи дна зоны, для подавления электрон-фононного взаимодействия достаточно обратить в нуль константу деформационного потенциала в одной-единственной точке **k** — пространства, соответствующей дну зоны. При этом обращение в нуль константы деформационного потенциала становится возможным лишь потому, что константы электронных состояний различных невозмущенных зон имеют различные знаки, в связи с чем перемешивание состояний разных зон в нужной пропорции с помощью внешнего поля и статической деформации позволяет достичь желаемого эффекта.

В настоящей работе мы рассматривали подавление взаимодействия электронов с акустическими фононами, однако с помощью аналогичной методики можно в принципе добиться подавления взаимодействия электронов с оптическими фононами. Этот эффект представляется особенно интересным с точки зрения использования его в современных полупроводниковых приборах, которые очень часто функционируют в условиях сильного разогрева электронов, когда рассеяние на оптических фононах является превалирующим, сильно уменьшая при этом подвижность электронов и, следовательно, ограничивая быстродействие приборов.

Список литературы

[1] O.V. Kibis, M.V. Entin. II Int. Symp. on surface waves in solids and layered structures. Proceedings extended abstracts, **1**, 92 Varna (1989).

[2] О.В. Кибис, М.В. Энтин. Тез. докл. XIV Всес. конференция по акустоэлектронике и физической акустике твердого тела, ч. 2,88. Кишинев (1989).

[3] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука (1972).

[4] И.М. Цидильковский. Зонная структура полупроводников. М.: Наука (1978).

[5] J.M. Luttinger, W. Kohn. Phys. Rev., **97**, 869 (1955).

[6] У. Харрисон. Электронная структура и свойства твердых тел. Т. 2. М.: Мир (1983).

Редактор В.В. Чалдышев
